

УДК 523.985.3

К ВОПРОСУ О РЕКОНСТРУКЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ УСКОРЕННЫХ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ЭЛЕКТРОНОВ

¹Г.Г. Нахатова, ²И.В. Кудрявцев

ON THE RECONSTRUCTION OF ENERGY SPECTRA OF THE ELECTRONS ACCELERATED DURING SOLAR FLARES

¹G.G. Nakhatova, ²I.V. Kudryavtsev

Жесткое рентгеновское излучение солнечных вспышек, как известно, является тормозным излучением высокоэнергетичных электронов, которое генерируется в солнечной плазме, и формы спектров этого излучения определяются функцией распределения быстрых электронов. В связи с этим встает задача определения энергетических распределений электронов, что должно дать указания относительно механизмов ускорения заряженных частиц во время солнечных вспышек. В докладе рассматривается метод восстановления энергетического распределения электронов на основе измеренных спектров рентгеновского излучения. На различных примерах показано, что рассмотренный метод позволяет находить энергетические спектры ускоренных во время вспышек электронов.

Hard X-rays from solar flares, as is known, is the bremsstrahlung of high-energy electrons, which is generated in the solar plasma, and forms of spectra of the radiation are determined by the distribution function of fast electrons. In this connection there is the problem of determining the energy distribution of electrons, which should provide guidance on mechanisms for accelerating charged particles during solar flares. The report examines the method of recovery of the energy distribution of electrons from the measured spectra of hard X-rays. On the basis of various examples shown that the considered method allows to find the energy spectra of accelerated electrons during flares.

Жесткое рентгеновское излучение (ЖРИ) солнечных вспышек, регистрируемое с помощью космических аппаратов, является тормозным излучением высокоэнергетичных электронов. Спектры, направленность и поляризация этого излучения несут непосредственную информацию об энергетических и угловых распределениях генерирующих ЖРИ электронов в источнике излучения. Определение данных параметров позволит прояснить механизмы, приводящие к появлению высокоэнергетичных электронов на Солнце во время вспышек. В данной работе рассмотрен один из возможных методов реконструкции энергетических распределений этих электронов на основе измеренных энергетических спектров ЖРИ с использованием квадратурных формул [Верлань, Сизиков, 1978]. При этом особое внимание уделено тому, что энергетический спектр жесткого рентгеновского излучения может превышать диапазон, измеряемый установленным на космическом аппарате спектрометром. В [Brown et al., 2006] был рассмотрен другой метод решения подобной задачи с использованием метода регуляризации Тихонова. Однако, как было отмечено выше, мы особое внимание уделим тому, что спектр ЖРИ может выходить за пределы измеряемого диапазона. Как известно, энергетический спектр фотонов, излучаемых при столкновении быстрых электронов с частицами солнечной плазмы, может быть описан следующим выражением [Brown et al., 2006]:

$$I(\varepsilon) = \frac{\bar{n} V}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \bar{F}(E) Q(E, \varepsilon) dE, \quad (1)$$

где $\bar{n} = \int n(r) dV / V$, V – объем излучающей области, $n(r)$ – концентрация плазмы в излучающей области; $Q(E, \varepsilon)$ – сечение излучения кванта энергии ε электроном с энергией E ; R – расстояние от Солнца до места регистрации излучения; $\bar{F}(E) = \int F(E, r) n(r) dV / \int n(r) dV$; функция F связана с функцией распределения электро-

нов $f(v, r)$ выражением $F(F, r) dE = v f(v, r) dv$. В расчетах мы использовали нерелятивистское сечение [Koch, Motz, 1959] в виде

$$Q(E, \varepsilon) = C \times \sigma(E, \varepsilon);$$

$$\sigma(E, \varepsilon) = \frac{1}{E\varepsilon} \ln((1 + \sqrt{1 - \varepsilon/E}) / (1 - \sqrt{1 - \varepsilon/E})), \quad (2)$$

C – численный коэффициент.

Тогда перепишем уравнение (1) в виде

$$\bar{I}(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} \bar{F}(E) \sigma(E, \varepsilon) dE,$$

где

$$\bar{I}(\varepsilon) = \frac{4\pi R^2}{nVC} I(\varepsilon). \quad (3)$$

Таким образом, для нахождения энергетического распределения электронов \bar{F} необходимо решить интегральное уравнение (3). Рассмотрим случай, когда измерения спектра ЖРИ производятся в диапазоне от ε_1 до ε_N с интервалом $\Delta\varepsilon$. Перепишем уравнение (3) в виде суммы двух интегралов:

$$\bar{I}(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE =$$

$$= \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_N} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE + \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE, \quad (4)$$

при этом будем искать функцию \bar{F} в диапазоне $E_1 < E < E_N$, где $E_1 = \varepsilon_1$ и $E_N = \varepsilon_N$. При энергиях больших верхней границы измерений $E > E_N$ будем считать функцию \bar{F} неизвестной и моделировать ее степенной функцией

$$\bar{F}(E \geq \varepsilon_N) = k_1 E^{-\beta}.$$

Тогда

$$\bar{I}(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_N} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE + k_1 \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) E^{-\beta} dE. \quad (5)$$

Из уравнения (5) в этом случае получим

$$\bar{I}(\varepsilon_N) = k_1 \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon_N) E^{-\beta} dE$$

или

$$k_1 = \bar{I}(\varepsilon_N) / \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon_N) E^{-\beta} dE. \quad (6)$$

Если измеряется весь спектр ЖРИ, т. е. при $\varepsilon > \varepsilon_N$ $\bar{I}(\varepsilon) = 0$, то в этом случае $k_1 = 0$. Таким образом, решение задачи сводится к решению интегрального уравнения относительно функции \bar{F} :

$$\int_{\varepsilon}^{\varepsilon_N} \sigma(E, \varepsilon) \bar{F}(E) dE = \bar{I}(\varepsilon) - k_1 \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon) E^{-\beta} dE. \quad (7)$$

Для этого используем метод квадратурных формул (см. например [Верлань, Сизиков, 1978]). Так как $\sigma(\varepsilon, \varepsilon) = 0$, то из (7) получаем формулы для определения функции \bar{F}_N :

$$\begin{aligned} \bar{F}_N &= \bar{F}(E_N) = \\ &= \frac{\bar{I}(\varepsilon_N - \Delta\varepsilon) - \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon_N - \Delta\varepsilon) k_1 E^{-\beta} dE}{\frac{1}{2} \Delta\varepsilon \sigma(E_N, \varepsilon_N - \Delta\varepsilon)} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \bar{F}_{N+1-i} &= \bar{F}(\varepsilon_N - (i-1)\Delta\varepsilon) = \\ &= \frac{\bar{I}(\varepsilon_{N-i}) - A_{N-i} - \Delta\varepsilon \sum_{j=1}^{i-1} a_j \sigma(E_{N+1-j}, \varepsilon_{N-i}) \bar{F}(E_{N+1-j})}{\Delta\varepsilon \sigma(E_{N+1-i}, \varepsilon_{N-i})}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$A_{N-i} = k_1 \int_{\varepsilon_N}^{\infty} \sigma(E, \varepsilon_{N-i}) E^{-\beta} dE, \quad (10)$$

$$i=2, 3, \dots, N; a_1 = \frac{1}{2}, a_j=1, j>1.$$

Для проверки работы данного метода были рассмотрены различные варианты тестовых функций \bar{F} . На рис. 1, а приведен график функции $\bar{F} = \bar{F}_1 = (E/E_0)^{-4} + b \exp(-(E-E_0)^2/(2\sigma^2))$ для $E < E_N$ при $E_0=100$ кэВ, $\sigma=5$ кэВ и $b=10$, для $E > E_N$ $\bar{F} = 0$. Рассчитанный спектр тормозного рентгеновского излучения для данной \bar{F} -функции представлен на рис. 1, б. Примем его за «экспериментальный» спектр и, используя формулы (8)–(10), реконструируем исходную функцию \bar{F} . В качестве граничных энергий примем значения $\varepsilon_1=15$ кэВ, $\varepsilon_N=255$ кэВ. На рис. 1, а приведены восстановленные функции \bar{F} при решении интегрального уравнения с шагом по энергии $\Delta\varepsilon=5$ и 10 кэВ. Соответствующие кривые приведены на рис. 1, а. Аналогичные расчеты были проведены и для других

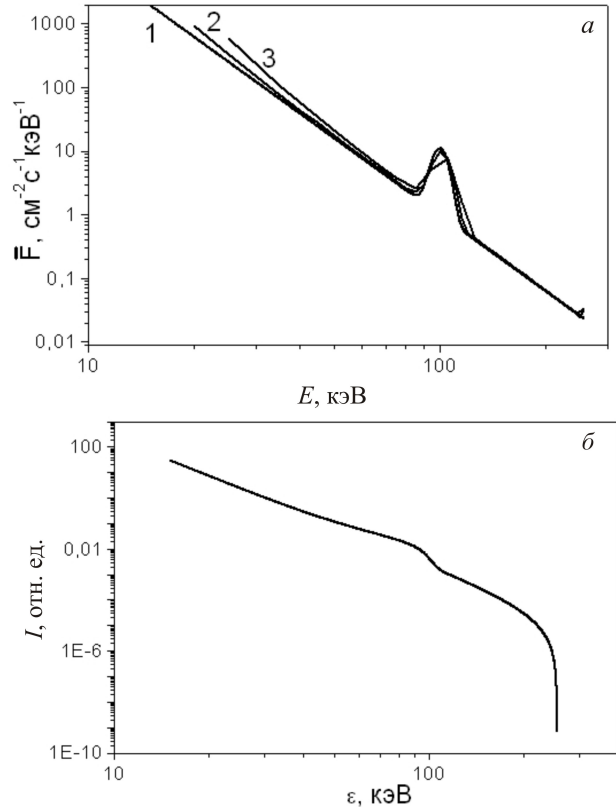


Рис. 1. Плотность потока электронов \bar{F} (а), соответствующий ей спектр тормозного рентгеновского излучения (б). Кривая 1 соответствует исходной функции \bar{F} , а кривые 2, 3 реконструированы с шагом по энергии 5 и 10 кэВ.

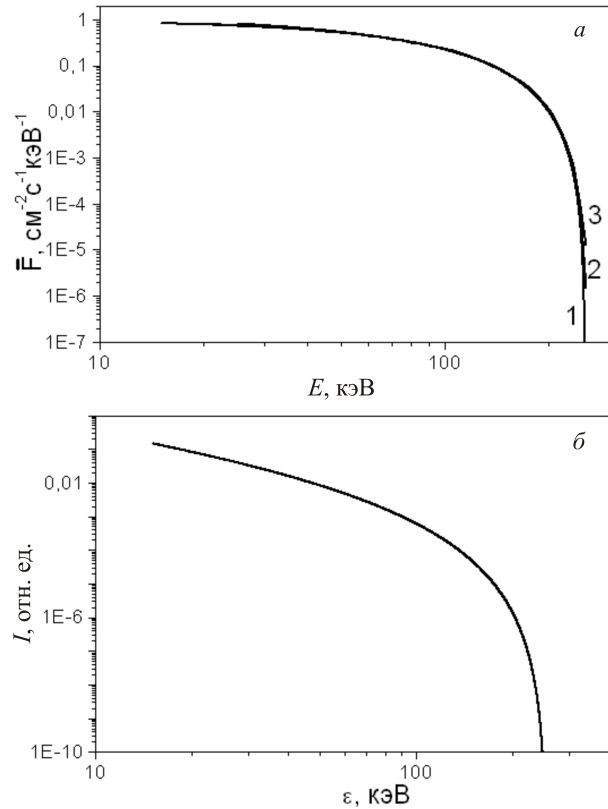


Рис. 2. Кривые 1–3 – исходные и реконструированные с шагом 5 и 10 кэВ соответственно функции плотности потока электронов (а) и соответствующий им спектр тормозного излучения (б).

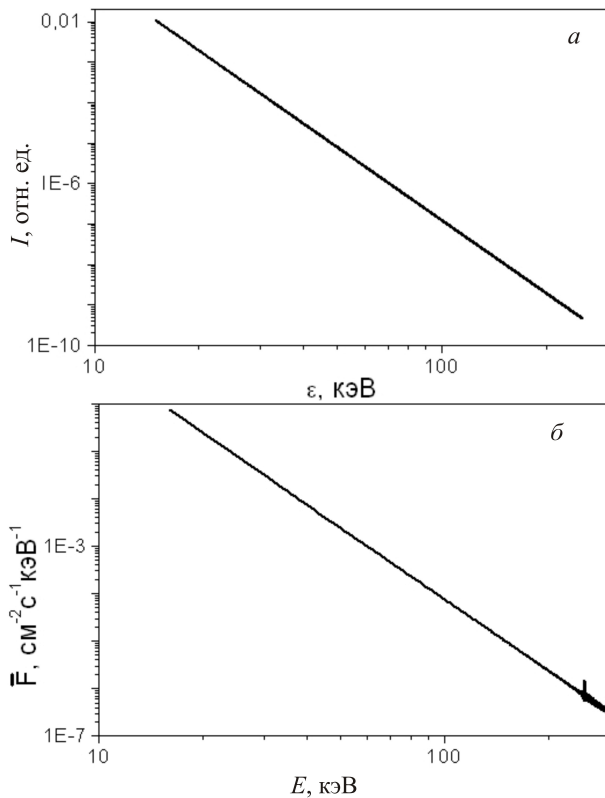


Рис. 3. Тормозной спектр рентгеновского излучения электронов с $\bar{F} \sim (E/E_0)^{-5}$ (а), реконструированные и исходные функции при различных $\beta=4.5, 5, 5.5$ (б).

тестовых функций \bar{F} . На рис. 2, а, б представлены результаты восстановления исходной функции вида $\bar{F} = (1 - E/E_{\max})^\alpha$, $\alpha=3$, $E_{\max}=255$ кэВ. Как видно из приведенных графиков 1, 2, рассмотренный метод позволяет реконструировать энергетический спектр электронов при проведении измерений с использованием шага $\Delta\varepsilon=5$ кэВ и менее.

Теперь рассмотрим случай, когда спектр излучения простирается за диапазон возможных измерений. На рис. 3, а приведен расчет спектра излучения элек-

тронов с функцией распределения по энергиям степенного вида (которые можно ожидать в реальных спектрах ЖРИ вспышек) $\bar{F} = (E/E_1)^{-5}$ при $E_1=15$ кэВ. Будем считать, что измерения производятся в ограниченном диапазоне 15–255 кэВ. При решении обратной задачи в этом случае, как было описано выше, будем аппроксимировать функцию \bar{F} в области энергий выше верхней границы степенной зависимостью с некоторым показателем β . На рис. 3, б приведены результаты реконструкции функции \bar{F} для различных значений β . Как видно из рис. 3, б, в случае если β не равняется 5, в точке сшивки реконструированной функции \bar{F} с ее аппроксимацией появляются «выбросы» вверх или вниз. Если же β равняется исходному значению, то восстановленная функция \bar{F} хорошо сшивается со своей аппроксимацией.

В заключение отметим, что рассмотренный метод позволяет реконструировать энергетические спектры электронов на основе спектров ЖРИ даже в том случае, если диапазон излучения превосходит измеряемый энергетический диапазон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Киев: Наукова думка, 1978. С. 292.
- Brown J.C., Emslie A.G., Holman G.D., et al. Evaluation of algorithms for reconstructing electrons spectra from their bremsstrahlung hard X-ray spectra // *Astrophys. J.* 2006. V. 643. P. 523–531.
- Koch H.W., Motz J.W. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data // *Rev. Modern Phys.* 1959. V. 31, N 4. P. 920–955.

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург