

мосферного резонатора как источника наблюдаемых в хромосфере дискретных колебательных мод не находит своего подтверждения.

Автор благодарит к.ф.-м.н. Г.И.Корниенко и М.И.Фисенко за полезные советы в процессе работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жугжда Ю.Д., Лоцанс В. Резонансы волн в солнечной атмосфере // Динамика токовых слоев и физика солнечной активности. Рига, 1982. С.131-137.
2. Лоскутников В.С. Лимбовая вспышка 27.01.1978 г. // Магнитные поля и движения активных областей на Солнце. Владивосток: ДВО АН СССР, 1985. С.140-144.
3. Пруст Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М. Наука. 1985. 589 с.
4. Ashwanden M.I. and all. Coronal loop oscillation observed with TRACE // Astrophys. J. 1999. V.520. P.880-894.
5. Cristensen-Dalsgaard J. Frandsen S. Radiative transfer and solar oscillation // Solar Phys. 1983. V.82. P.165-204.
6. Schrijver C.J. and all. A new view of the Solar Outer Atmosphere by the TRACE // Solar Phys. 1999. V.187. P.261-302.

*В.С. Лоскутников*

#### О СВЯЗИ МИКРОВОЛНОВОГО И ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ ВСПЫШЕК

Хорошо известно, что электроны, ускоренные в течение солнечной вспышки, излучают электромагнитные волны в широком диапазоне спектра, включающем в себя радио- и жесткое рентгеновское излучения. Жесткое рентгеновское излучение является электрон-ионным тормозным излучением, производимым электронами с энергиями менее 200 кэВ, и в основном исходит из оснований вспышечных петель. Микроволновое излучение – это гиротронное излучение электронов с энергиями более 200 кэВ. Наблюдения микроволнового излучения с высоким пространственным разрешением показывают, что его источник находится в вершине петель [1]. Считается [2], что электроны, ответственные за оба эти вида излучений, имеют общее происхождение, поэтому одновременные наблюдения микроволнового и жесткого рентгеновского излучений позволяют изучать механизм ускорения электронов во вспышках в широком диапазоне энергий.

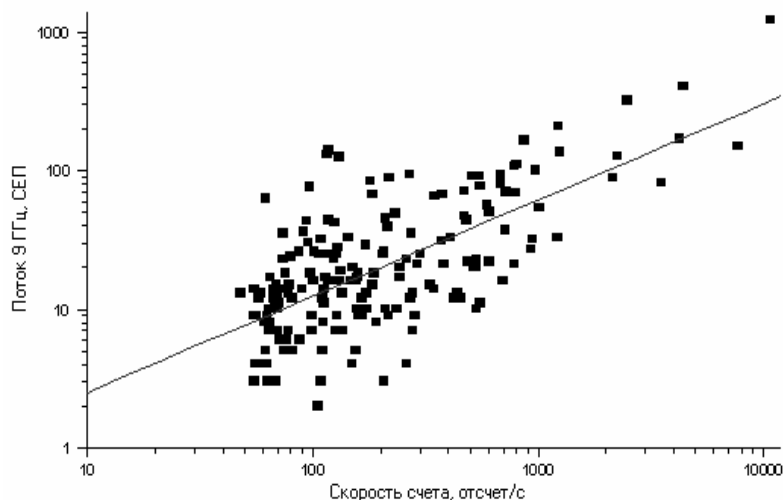
В настоящей работе представлены результаты определения физических условий в тех областях вспышечных петель, откуда исходят эти излучения, основанные на статистической связи между потоками жесткого рентгеновского излучения и микроволнового радиоизлучения на частоте около 9 ГГц. Частота 9 ГГц выбрана потому, что наблюдающие на ней станции распределены довольно равномерно по долготе и, кроме этого, эта частота близка к поворотной (turnover) частоте для большинства вспышек, т.е. частоте, вблизи которой оптически толстое радиоизлучение вспышек становится оптически тонким. Эта частота зависит главным образом от напряженности магнитного поля и плотности излучающих электронов и равна 8–10 ГГц [7]. Данные о жестком рентгеновском излучении

получены прибором HXRBS на спутнике SMM и взяты из списка [2].

За 1988 г. было зафиксировано свыше 1300 всплесков жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий 30–500 кэВ, из которых 319 сопровождалось всплеском радиоизлучения на частоте  $\approx 9$  ГГц. Данные о радиовсплесках взяты из бюллетеня "Solar Geophysical Data".

На рисунке показано распределение потока радиоизлучения и скорости счета фотонов в максимуме для всех наблюдаемых всплесков. Как видно из рисунка между этими величинами имеется корреляция, причём величина потока радиоизлучения  $F_r$ , выраженная в солнечных единицах потока ( $1 \text{ СЕП} = 10^{-22} \text{ Вт/м}^2$ ), связана со скоростью счёта (в отсчётах/с) соотношением

$$F_r \approx 0,1 F_x . \quad (1)$$



Зависимость между потоком микроволнового излучения на частоте 9 ГГц (в СЕП) и скоростью счёта фотонов в максимуме (в отсчетах/с) для всплесков

Зависимость между потоками рентгеновского и радиоизлучения на различных частотах микроволнового диапазона аналогичная (1), была получена несколькими авторами (например, [6]). В данной работе соотношение (1) использовано для определения физических условий тех областей, откуда исходят эти излучения. Так как рентгеновское и радиоизлучение создаются различными частями петли, то следует ожидать, что физические условия в области их образования будут различными. В данной работе принимается, что жёсткое рентгеновское излучение, наблюдаемое прибором HXRBS, возникает в оптически толстых слоях основания петли и создаётся электронами со степенным законом распределения

$$N(E) = CE^{-\delta} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1} . \quad (2)$$

Спектр рентгеновского излучения в этом случае будет также степенным

$$I(\varepsilon) = K\varepsilon^\gamma \text{ фотон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1} . \quad (3)$$

В модели толстой мишени принимается, что  $\delta = \gamma + 1$ .

Нижняя граница энергии такого распределения принимается равной 25 кэВ, и вклад теплового излучения не учитывается. Микроволновое излучение возникает в вершине петли и является оптически тонким гиротронным излучением электронов, инжектируемых во всплещную петлю. Оценим некоторые физические параметры в области формирования микроволнового и жёсткого рентгеновского излучений вспышки, если известны их потоки. Пусть поток рентгеновского излучения равен  $10^3$  отсчётов/с. Тогда поток радиоизлучения на частоте 9 ГГц от такой вспышки будет согласно зависимости (1) 100 СЕП ( $1 \text{ СЕП} = 10^{-22} \text{ Вт/м}^2$ ). Поток радиоизлучения от источника с яркостной температурой  $T_b$  на частоте  $f$  равен

$$S = 2kT_b f^2 \Delta\Omega / c^2 \text{ СЕП} , \quad (4)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана и  $\Delta\Omega$  – телесный угол, под которым виден источник. Если площадь радиоисточника равна  $A \text{ см}^2$ , то

$\Delta\Omega=4,5 \times 10^{-27}$  А. Если наблюдения проведены на частоте 9 ГГц и поток  $S$  измерять в СЕП, то формулу (2) можно записать в виде

$$S \approx 40T_b\Delta\Omega \text{ СЕП.} \quad (5)$$

Яркостная температура  $T_b$  связана с температурой  $T_{eff}$  соотношением

$$T_b = T_{eff}(1-e^{-\tau}), \quad (6)$$

где  $\tau$  – оптическая толщина источника и  $T_{eff}$  – некоторая температура, которая для случая, когда энергия электронов распределена по степенному закону, равна [5]:

$$T_{eff} = 2,2 \cdot 10^9 10^{-0,131\delta} (\sin\vartheta)^{-0,36-0,06\delta} (f/f_h)^{0,5+0,08\delta}, \quad (7)$$

где  $\delta$  – спектральный индекс для электронов,  $\vartheta$  – угол между направлением магнитного поля и лучом зрения, где

$$f_h = 2,8 \times 10^6 \text{ Н (Гц),} \quad (8)$$

– гирочастота для магнитного поля напряженности Н Гс.

Важной характеристикой радиоизлучения является его поворотная частота, т.е. частота, вблизи которой оптически толстое излучение становится оптически тонким. Для гиросинхротронного излучения, создаваемого потоком электронов со степенным законом распределения электронов по энергиям, эта частота может быть вычислена по формуле [5]

$$f_{peak} = 2,72 \cdot 10^3 10^{0,27\delta} (\sin\vartheta)^{0,41+0,03\delta} (n_e L)^{0,32-0,03\delta} H^{0,68+0,03\delta}, \quad (9)$$

где  $n_e$  – плотность электронов в источнике и  $L$  – его характерный размер. Полное число электронов, создающих наблюдаемый поток радиоизлучения, можно оценить по формуле

$$N = n_e A L. \quad (10)$$

Выполним оценку физических параметров во вспышечной петле, площадь сечения которой равна  $3 \cdot 10^{17}$  см<sup>2</sup> и наблюдаемый поток составляет 100 СЕП. Используя формулы (5) и (6), находим (приняв  $\tau = 0,5$ )  $T_{eff} = 4,9 \cdot 10^9$ . Подставив это значение в (7) и решив его как уравнение относительно  $f/f_h$ , получим, что при данных допущениях ( $\delta = 3,0$  и  $\vartheta = 70^\circ$ )  $f/f_h = 10$ . Отметим, что от величин  $\delta$  и особенно  $\vartheta$  это отношение зависит незначительно. Подставив полученное отношение в (8), получим, что величина магнитного поля равна  $H = 320$  Гс. Учитывая теперь, что для большинства вспышек частота 9 ГГц является поворотной, соотношение (9) можно использовать как уравнение относительно  $n_e$  (приняв для  $L$  какое-нибудь разумное значение, например  $10^8$  см) и в конечном счете определить полное число электронов (в 1 с), создающих наблюдаемый поток радиоизлучения. Оказалось, что при принятых предположениях  $n_e = 3,9 \times 10^8$  см<sup>-3</sup> и  $N = 2,3 \times 10^{34}$  электронов.

Оценим число электронов, создающих рентгеновское излучение. Для этого используем приведенную в [4] формулу

$$N_x = CAE^{1-\delta}/\delta I, \quad (11)$$

где  $C$  – коэффициент, входящий в формулу (2),  $A$  – площадь источника. Приняв для показателя спектра  $\delta = 3,5$  и взяв значение  $C = 1,3 \times 10^{32}$ , приведённое в [4], по формуле (11) получим, что  $N_x = 5 \times 10^{35}$ , что более чем на порядок превышает число электронов, необходимых для создания потока радиоизлучения.

Таким образом, выполненное сравнение показывает, что наилучшее согласие между наблюдаемыми потоками жёсткого рентгеновского и микроволнового радиоизлучения на частоте 9 ГГц получается в случае, если принять, что для создания рентгеновского излучения требуется  $5 \times 10^{35}$  электронов с энергией  $E > 25$  кэВ и со спектром  $E^{3,5}$ , а для создания потока радиоизлучения, возникающего в магнитном поле напряжённостью 300 Гс, требуется около  $2 \times 10^{34}$  электронов со спектром  $\delta = 3,0$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Crannell C.J., Dulk G.A., Kosugi T., Magun A. Observations and interpretation of solar flares at microwave frequencies // Solar.Phys. 1988. V.118. P.155-183.
2. Dennis B.R., Orvig L.E., Kennard G.S., Labow G.J., Schwartz R.A., Shaver A.R., Tolbert A.K. The complete hard X-ray burst spectrometer event list, 1980-1989 // 1991. NASA technical memorandum 4332 . 434 p.
3. Dennis B.R. Solar flare hard X-ray observations // Solar Phys. 1988. V.118. P.49-94.
4. Drago F.C., Alissandrakis C.E., Bentley R.D., Philips A.T. Microwave, soft and hard X-ray observations of solar flares // Solar Phys. 1998. V.182. P.459-476.
5. Dulk G.A., March K.A. Energetic electrons in solar flares // Astrophys.J. 1982. V.259. P.350-362.
6. Kosugi T., Dennis B.R., Kai K. Energetic electrons in impulsive and extended solar flares as deduced from flux correlations between hard X-rays and microwaves // Astrophys.J. 1988. V.324. P. 1118-1131.
7. Silva A.V., Wang H., Gary D.E. Correlations of microwave and hard X-ray spectral parameters // Astrophys.J. 2000. V.545. P.1116-1123.

М.И. Фисенко

## СВЯЗЬ ВСПЫШКИ 27 СЕНТЯБРЯ 1983 года С ВАРИАЦИЯМИ ЯРКОСТИ В БЛИЖНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

В данной статье мы продолжаем работу по исследованию связи вспышек в  $H_{\alpha}$  и вариациями яркости в ближнем ИК-диапазоне длин волн. Описание аппаратуры и методики наблюдений нами проводилось ранее, укажем, что фотометр имел максимум спектральной чувствительности на длине волны 1,6 мкм, наблюдения проводились на горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5 в фокусе Ньютона. При наблюдениях полный солнечный поток солнца как звезды, измеряемый фотометром, компенсировался электрическим сигналом, равным сигналу потока на входе измерительной системы, и появляющаяся переменная часть сигнала далее усиливалась и регистрировалась на самописец с постоянной времени 1 с [5]. Кроме того, нами использовались для сопоставления с данными фотометра наблюдения хромосферного патруля, патрульный фильм в линии  $H_{\alpha}$  за тот же период наблюдений.

Рассматриваемое нами событие представляет собой субвспышку класса SF за 27.09.1983 г. Координаты вспышки S15, E52, область 4326. Начало вспышки – 00<sup>h</sup> 36,2<sup>m</sup>, максимум – 00<sup>h</sup> 38,3<sup>m</sup>, конец – 00<sup>h</sup> 47<sup>m</sup> по UT, длительность – 11 мин. Вспышка имела следующие особенности: отсутствовала связь с видимыми пятнами, она представляла собой несколько ярких точек, имела несколько эруптивных центров и отчетливые вариации интенсивности [7].

Просмотр  $H_{\alpha}$ -фильма показал, что до вспышки область представляла собой диффузный флоккул, вспышка началась с яркой точки, которая развилась в петлю, и появилась вторая яркая точка. Впоследствии, после ввода фильтрограмм в компьютер и уменьшения яркости на фильтрограммах, в области первого вспышечного узла стали видны яркие протяженные детали, которые появлялись в раз-