

УДК 523.98

Ю. Т. Цап¹, Ю. Г. Копылова², Н. С. Нестеров³¹Крымская астрофизическая обсерватория
98409 Крым, п. Научный²Главная астрономическая обсерватория РАН
196140 Санкт-Петербург, Пулковое³Крымская астрофизическая обсерватория
98688 Крым, п. Кацивели**Миллиметровое и рентгеновское излучение
солнечной вспышки 31 октября 1991 г.**

На основе данных о миллиметровом и рентгеновском излучении, полученных на телескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории и космических станциях: GOES, BATSE и «Yohkoh», анализируется солнечная вспышка 31 октября 1991 г. Приводятся аргументы, свидетельствующие в пользу нетепловой природы миллиметрового излучения. Оценены напряженность магнитного поля, температура и мера эмиссии вспышечной плазмы, а также количество ускоренных электронов и их показатель спектра. Найдено, что большая доля энергии вспышки приходится не на ускоренные, а на тепловые частицы. Особенности миллиметрового и жесткого рентгеновского излучения интерпретируются в рамках модели коронального пробкотрона с развитой электромагнитной турбулентностью.

МІЛІМЕТРОВЕ ТА РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ СОНЯЧНОГО СПАЛАХУ 31 ЖОВТНЯ 1991 Р., Цап Ю. Т., Копилова Ю. Г., Нестеров М. С. — На основі даних про міліметрове та рентгенівське випромінювання, одержаних на телескопі РТ-22 Кримської астрофізичної обсерваторії і космічних станціях GOES, BATSE та «Yohkoh», аналізується сонячний спалах 31 жовтня 1991 р. Наводяться аргументи, котрі свідчать на користь нетеплової природи міліметрового випромінювання. Оцінені напруженість магнітного поля, температура та міра емісії спалахової плазми, а також кількість прискорених електронів та їхній показник спектру. Знайдено, що більша частина енергії спалаху припадає не на прискорені, а на теплові частинки. Особливості міліметрового і жорсткого рентгенівського випромінювання інтепретуються в рамках моделі коронального пробкотрона з розвиненою електромагнітною турбулентністю.

MILLIMETER AND X-RAY EMISSIONS FROM THE SOLAR FLARE OF 31 OCTOBER 1991, by Tsap Yu. T., Kopylova Yu. G., Nesterov N. S. — The solar flare of 31 October 1991 is analyzed on the basis of the millimeter and X-ray observations obtained with the RT-22 radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory and the GOES, BATSE, and Yohkoh space stations. Arguments in favor of the non-thermal nature of the millimeter emission are given. The magnetic field strength, the temperature, and the emission measure of the flare plasma as well as the quantity of accelerated electrons and their spectral index are estimated. It was found that thermal particles rather than accelerated ones contain the major part of the flare energy. The peculiarities of the millimeter and hard X-ray emissions are interpreted within the framework of the coronal magnetic trap model with developed plasma turbulence.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время установлена тесная связь между солнечными вспышками и корональными магнитными структурами. Не вызывает сомнений, что процесс вспышечного энерговыделения происходит в результате преобразования свободной энергии магнитного поля в энергию тепловых и ускоренных частиц, а также в энергию крупномасштабных магнитогидродинамических движений. Анализ излучения вспышек в УФ-, рентгеновском и гамма-диапазоне не позволяет получить количественную информацию о магнитных полях в верхних слоях солнечной атмосферы. Вследствие этого наблюдения на миллиметровых длинах волн приобретают особую важность, так как они позволяют оценить напряженность магнитного поля активных областей солнечной короны. Именно в данном волновом диапазоне источник излучения является оптически тонким, что существенно упрощает модельные расчеты. Кроме того, миллиметровое излучение чрезвычайно чувствительно к электронам с энергиями порядка 1 МэВ [30, 31, 40], тогда как вызываемые ими гамма-всплески могут регистрироваться лишь в случае достаточно мощных событий.

При диагностике вспышечной плазмы по результатам наблюдений миллиметрового излучения мы сталкиваемся с проблемой отождествления механизма, ответственного за излучение, которое может быть вызвано как тепловыми, так и нетепловыми электронами [4, 19, 34, 35, 38, 41]. Для решения данной задачи наиболее плодотворными представляются данные о рентгеновском излучении солнечных вспышек, поскольку его природа достаточно хорошо изучена. Считается, что мягкое рентгеновское излучение (< 10 кэВ) обусловлено столкновениями тепловых электронов и протонов (тормозной механизм), в то время как жесткое рентгеновское возникает в результате взаимодействия нерелятивистских (быстрых) электронов (< 100 кэВ) с плотной хромосферной плазмой (нетепловой тормозной механизм) [8].

Как правило, временные профили потоков жесткого рентгеновского и миллиметрового излучения с точностью до секунд совпадают, поэтому предпочтение отдается нетепловому гиротронному механизму [15, 39]. При этом часто наблюдается слабая зависимость между амплитудами соответствующих импульсов различных энергий, а также встречаются задержки порядка нескольких секунд между наступлением их максимумов [32, 39]. Такое поведение профилей объясняется либо двуступенчатым ускорением заряженных частиц [10], либо особенностями их распространения в корональных арках [9]. Поскольку есть достаточно много указаний на то, что в солнечных вспышках ускорение электронов до релятивистский

энергий происходит менее чем за 1 с [27], более привлекательным выглядит второй подход, суть которого состоит в следующем.

Если корональную арку (петлю) считать магнитной ловушкой (пробкотроном), то уход из нее ускоренных электронов через конус потерь в плотные слои солнечной атмосферы определяется их взаимодействием с фоновыми частицами или плазменной турбулентностью. Однако скорость диффузии для низкоэнергичных электронов выше, чем для высокоэнергичных. В результате под действием импульсного источника частиц низкоэнергичные электроны достигнут своего максимального содержания в ловушке несколько раньше высокоэнергичных. Это приводит в конечном итоге к возникновению наблюдаемых временных задержек [9, 24].

Обычно предполагается, что диффузия ускоренных частиц в конус потерь вызвана кулоновскими столкновениями, но такое приближение не всегда позволяет удовлетворительно объяснить всю совокупность наблюдательных данных [6]. Основным аргументом в пользу кулоновской диффузии служит найденная Ашванденом и др. [9] временная зависимость между наступлением пиков жесткого рентгеновского излучения и его энергией: $\Delta t \propto \varepsilon^{3/2}$, где Δt — временные задержки между наступлением соответствующих максимумов, ε — энергия фотонов. Однако такую же зависимость можно получить в предположении о преобладающем влиянии электромагнитной турбулентности на процесс рассеяния быстрых электронов в короне Солнца [6]. К тому же, во многих событиях встречаются заметные отклонения от закономерности $\varepsilon^{3/2}$ [15]. Поэтому необходимы дополнительные исследования, свидетельствующие о доминирующей роли либо кулоновской, либо турбулентной диффузии быстрых электронов, захваченных корональными арками.

В представленной работе проводится анализ наблюдений миллиметрового и рентгеновского излучения солнечной вспышки 31.10.91, на основе которых исследуется динамика электронов в корональных арках.

НАБЛЮДЕНИЯ

С 22.10.91 по диску Солнца проходила группа пятен АО 6891 (Solar Geophys. Data, 1991) или N 436 (Солнечные данные, 1991), выделявшаяся достаточно высокой активностью. 31.10.91 она находилась в области с координатами S12 W37, а измеренная на уровне фотосферы максимальная величина магнитного поля составляла около 270 мТл. В этот день, в 09:06 UT, на борту спутника GOES была зарегистрирована солнечная вспышка рентгеновского балла M 1.0 (рис. 1), которая сопровождалась радиовсплесками III типа, свидетельствующими о нетепловой природе рассматриваемого явления. В Крымской астрофизической обсерватории вспышка наблюдалась на длинах волн $\lambda_1 = 13$ мм и $\lambda_2 = 8$ мм (22 и 36 ГГц), с помощью 22-м радиотелескопа (РТ-22), угловое разрешение которого для обоих каналов было близким к $2.5'$, а временное составляло 1 с. Измерялась антенная температура $T_a = (T_R + T_L)/2$, где T_R и T_L — антенная температура в правой и левой поляризации соответственно (рис. 1). Рассчитывался спектральный индекс $\alpha = \ln[S(\lambda_1)/S(\lambda_2)]/\ln[\lambda_2/\lambda_1]$, где $S(\lambda)$ — спектральная плотность потока излучения (рис. 2). На волне $\lambda = 13$ мм определялась степень круговой поляризации $p = (T_R - T_L)/(T_R + T_L)$, имеющая отрицательный знак в случае левой круговой поляризации (рис. 2).

Событие 31.10.91 наблюдалось также на борту спутника «Yohkoh» [17] в четырех каналах: L (14—23 кэВ), M_1 (23—33 кэВ), M_2 (33—53 кэВ) и H

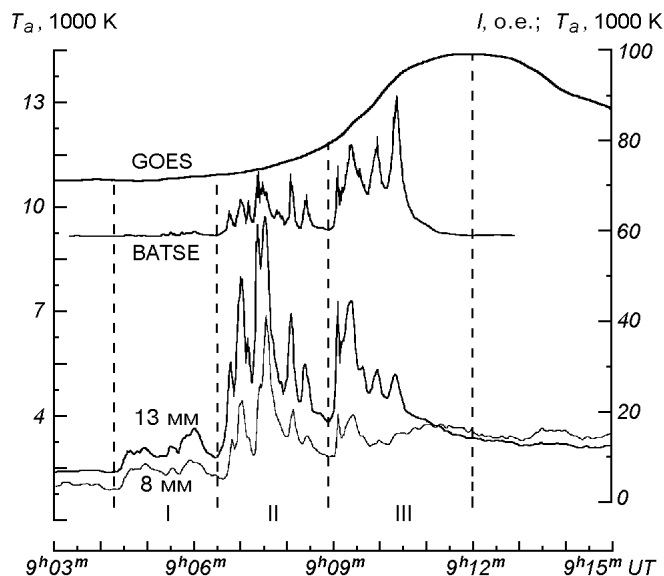


Рис. 1. Значения потоков жесткого рентгеновского излучения (верхние две кривые, единицы условные), полученные на спутниках GOES (0.1—0.8 нм) и BATSE (25—100 кэВ) и антенной температуры T_a (нижние кривые), полученные с помощью РТ-22 на 13 мм (шкала справа) и 8 мм (шкала слева). Штриховой линией обозначены три последовательных всплеска

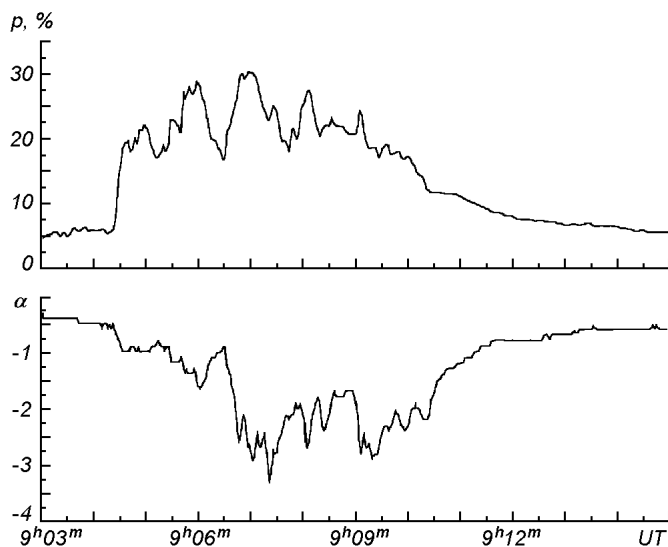


Рис. 2. Временные зависимости степени круговой поляризации p (13 мм) и спектрального индекса α

(53—93 кэВ) с временным и угловым разрешением ~ 0.5 с и $\sim 5''$, соответственно (рис. 3, 4). Сразу отметим, что полученные изображения области вспышечного энерговыделения в каналах L и M_1 предполагают локализацию источников жесткого рентгеновского излучения в основаниях вспышечной петли (рис. 4). Поскольку начало вспышки на спутнике «Yohkoh» удалось зарегистрировать только в канале L , то для более полного представ-

Рис. 3. Временные зависимости потоков жесткого рентгеновского излучения в каналах L , M_1 , M_2 и H , полученные на «Yohkoh»

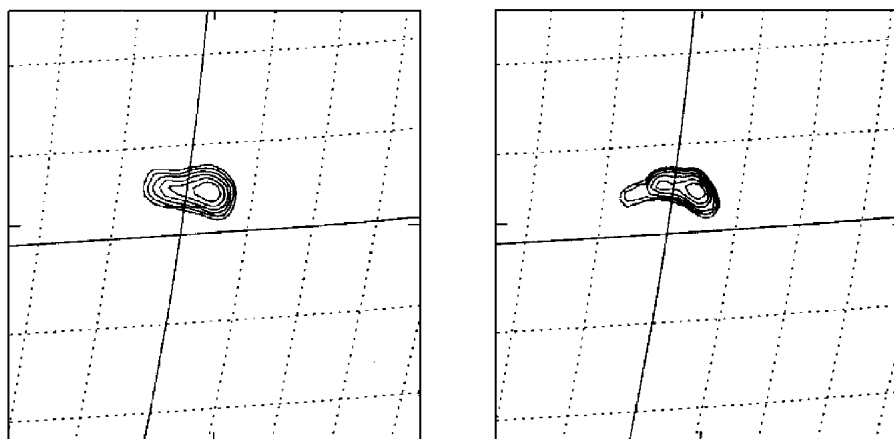
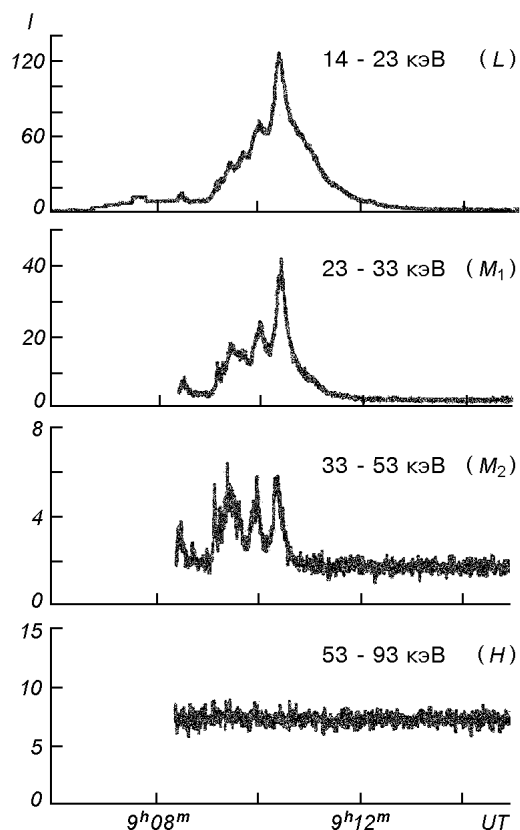


Рис. 4. Изображение источников жесткого рентгеновского излучения в каналах L (14—23 кэВ), M_1 (23—33 кэВ)

ления о ее динамике в жестком рентгеновском диапазоне на всем временном интервале мы воспользовались результатами наблюдений со спутника BATSE в канале 25—100 кэВ (рис. 1).

Временные профили потоков излучения как в жестком рентгеновском, так и в миллиметровом диапазоне состояли из совпадающих с точностью до секунд импульсов (рис. 1, 3). Согласно наблюдениям, полученным на

BATSE и РТ-22, событие 31.10.91 можно разбить на три последовательных всплеска с характерной длительностью около 2.5 мин: I (9:04:00—9:06:00 UT), II (9:06:30—9:09:00 UT), III (9:09:00—9:12:00 UT). Всплеск I, отчетливо видимый на 8 и 13 мм, в жестком рентгеновском диапазоне был практически не заметен. Более мощный всплеск II в низкоэнергичном канале L (14—23 кэВ) также выражен крайне слабо (рис. 3). Всплеск III жесткого рентгеновского излучения обладал наибольшей амплитудой и состоял из нарастающих импульсов, тогда как в миллиметровом диапазоне соответствующие амплитуды импульсов уменьшались. Как следует из рис. 1 и 3, наблюдаемое увеличение потока излучения в области энергий 25—100 кэВ происходило за счет низкоэнергичных каналов. Отметим, что мягкое рентгеновское излучение достигло своего максимума на несколько минут позже, чем жесткое рентгеновское и миллиметровое излучение.

МЕХАНИЗМ МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ДИАГНОСТИКА ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Проведем краткий анализ тепловых механизмов, способных вызвать наблюдаемое миллиметровое излучение в событии 31.10.91.

Гиротронный механизм. Поскольку оптическая толщина τ пропорциональна $T^{s-1/2}$, где $s = 2, 3, 4, \dots$ — номер гармоники гирочастоты, равный отношению частоты излучения f к гирочастоте электронов f_B [18], то для оптически тонкого источника ($\tau \ll 1$) по мере нагрева плазмы должно происходить увеличение потока миллиметрового излучения, что противоречит поведению профиля мягкого рентгеновского излучения (рис. 1). С другой стороны, для оптически толстого источника ($\tau \gg 1$) в условиях верхней хромосферы и нижней короны Солнца номер гармоники $s \leq 4$ [18], что соответствует для $f = 36$ ГГц магнитному полю $B \approx 3.6 \cdot 10^{-10} f/s \geq 320$ мТл, которое заметно превышает максимальное значение, измеренное на уровне фотосферы в данной активной области. Кроме того, для однородного источника степень поляризации должна быть близкой к нулю, тогда как в случае неоднородного следует ожидать более высокую степень поляризации и более мягкий спектр.

Тормозной механизм. Используя результаты наблюдений мягкого рентгеновского излучения, полученные на GOES, и методику расчета,

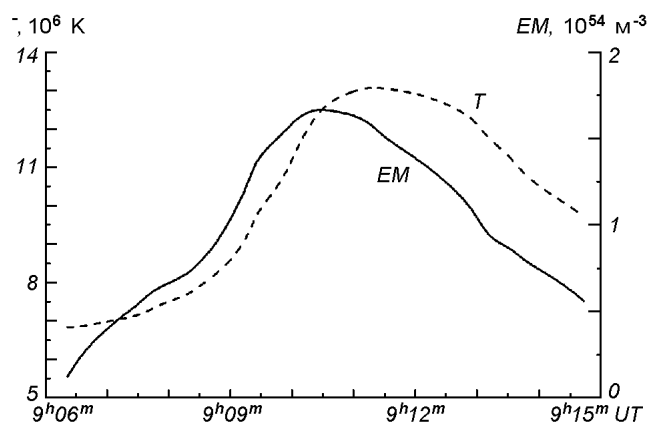


Рис. 5. Временные зависимости меры эмиссии EM и температуры T вспышечной корональной плазмы, полученные по методике [37] на основе наблюдательных данных о мягком рентгеновском излучении со спутника GOES

изложенную в работе [37], можно оценить эффективную температуру T , а также меру эмиссии тепловых электронов EM (рис. 5). Для спектральной плотности потока излучения, выраженного в солнечных единицах потока (1 с.е.п. = 10^{-22} Вт/(м²Гц)), при $\tau \ll 1$ имеем [13]

$$S_{\text{ff}} = \frac{2.6 \cdot 10^{-51}}{\sqrt{T}} EM \text{ с.е.п.} \quad (1)$$

Как следует из (1), для $T = 10^7$ К и $EM = 10^{54}$ м⁻³ значение S_{ff} по меньшей мере на два порядка меньше наблюдаемого на $\lambda = 13$ мм потока $S = = 2kT_a/A_{\text{eff}} \approx 100$ с.е.п., где k — постоянная Больцмана, антенная температура $T_a = 6 \cdot 10^4$ К и эффективная площадь антенны $A_{\text{eff}} = 180$ м². Значит, тепловая плазма, излучающая в мягком рентгеновском диапазоне, вносила пренебрежимо малый вклад в поток миллиметрового излучения, что встречается довольно часто в слабых вспышечных событиях [12]. В пользу последнего утверждения свидетельствует и наблюдаемый спектральный индекс миллиметрового излучения α (рис. 2), который для оптически тонкого источника должен быть близким к нулю. В случае же оптически толстого однородного источника следует ожидать спектральный индекс $\alpha = 2$ и степень поляризации $p = 0$. Предположение о сильной неоднородности позволяет избежать трудности, связанные с поляризацией, спектром и плотностью потока миллиметрового излучения, но и при такой постановке задачи не удастся понять наблюдаемую несогласованность временных профилей мягкого рентгеновского и миллиметрового излучения. Тем не менее, в конце третьего всплеска, после 9:10 UT, поток излучения на $\lambda = 8$ мм вновь стал увеличиваться (рис. 1), а спектральный индекс α устремился к нулю (рис. 2), что предполагает усиление роли теплового тормозного механизма на послеимпульсной стадии вспышки.

По нашему мнению, миллиметровое излучение события 31.10.91 носило нетепловой характер. Так как тормозной механизм является малоэффективным, то за излучение мог оказаться ответственным только гиротронный механизм. Это также следует из временной корреляции между поведением абсолютной величины спектрального индекса $|\alpha|$ и степенью поляризации миллиметрового излучения p (рис. 2).

Для того чтобы оценить напряженность магнитного поля в области вспышечного энерговыделения, воспользуемся поляризационными измерениями. В соответствии с данными Solar Geophys. Data (1991), максимум микроволнового излучения вспышки приходился на интервал от 13 до 15 ГГц. Поскольку при реализации нетеплового гиротронного механизма оптическая толщина $\tau \propto f^{-2.63+1.09\alpha}$ [13], источник миллиметрового излучения на частоте $f = 22$ ГГц являлся оптически тонким. В этом случае, если спектральную плотность нетепловых электронов $n(E)$ задать в виде

$$n(E) = (\delta - 1)E_0^{\delta-1}n_a E^{-\delta}, \quad n_a = \int_{E_0}^E n(E)dE, \quad (2)$$

и положить нижний предел энергии ускоренных электронов $E_0 = 10$ кэВ, показатель спектра $2 < \delta < 7$, угол между направлением магнитного поля и лучом зрения $\Theta > 20^\circ$, то степень поляризации при $10 < f/f_B < 100$ можно представить следующим образом [13]:

$$p = 1.26 \cdot 10^{0.035\delta} 10^{-0.071 \cos\Theta} \left(\frac{f}{f_B} \right)^{-0.782+0.545 \cos\Theta}, \quad (3)$$

где $\delta = |\alpha - 1.22|/0.9$. Принимая $\delta = 3.5$, $p = 0.3$ и $45^\circ \leq \Theta \leq 60^\circ$, из (3) находим напряженность магнитного поля $B \approx 14\text{--}20$ мТл, что соответствует гармоникам с номерами $s = 40\text{--}56$.

Зная величину магнитного поля B и спектральную плотность потока миллиметрового излучения S , оценим полное количество ускоренных электронов N_a , а также содержащуюся в них энергию E_a . Спектральную плотность потока излучения запишем как [13]

$$S = \eta \frac{V}{R^2}, \quad (4)$$

где V — объем излучающей области, R — расстояние от Земли до Солнца, η — излучательная способность, причем

$$\frac{\eta}{n_a} = 3.3 \cdot 10^{-27} 10^{-0.52\delta} (\sin\Theta)^{-0.43+0.65\delta} B \left(\frac{f}{f_B} \right)^{1.22-0.90\delta} \text{ Вт/ (Гц} \cdot \text{стер)}. \quad (5)$$

Так как $N_a = n_a V$, из (4) следует

$$N_a = SR^2 \frac{n_a}{\eta},$$

откуда с учетом (5) для $B \approx 20$ мТл и $S = 100$ с.е.п. получим полное количество ускоренных электронов $N_a \approx 10^{34}$.

Энергию E_a , приходящуюся на ускоренные электроны, найдем с помощью соотношения

$$E_a = V \int_{E_0}^E n(E) E dE = \frac{\delta - 1}{\delta - 2} N_a E_0,$$

которое при $\delta = 3.5$, $N_a = 10^{34}$ и $E_0 = 10$ кэВ дает значение $E_a \approx 10^{19}$ Дж.

Теперь сравним энергии E_a и E_T , содержащиеся в ускоренных и тепловых частицах. Для петли длиной $L = 3 \cdot 10^7$ м и радиусом $r = 3 \cdot 10^6$ м объем плазмы, излучающий мягкое рентгеновское излучение, составляет $V = \pi r^2 L \approx 10^{21}$ м³. Тогда, полагая меру эмиссии плазмы $EM = n^2 V = 10^{54}$ м⁻³, получим $n = \sqrt{EM/V} \approx 3 \cdot 10^{16}$ м⁻³, и при $T \approx 10^7$ К с учетом вклада протонов найдем энергию тепловых частиц $E_T = 2nkTV \approx 6 \cdot 10^{21}$ Дж. Видно, что энергия, приходящаяся на тепловые частицы E_T более чем на два с половиной порядка превышает энергию ускоренных частиц E_a .

Покажем, что полученный результат нельзя объяснить накоплением тепловой энергии внутри петли вследствие нагрева хромосферного вещества быстрыми электронами. Потери энергии корональной плазмы, обусловленные теплопроводностью, представим в виде [5]

$$Q_{th} \approx 4 \cdot 10^{-11} \frac{T^{7/2}}{L} \pi r^2 \text{ Вт}. \quad (6)$$

Для $T = 10^7$ К, $L = 3 \cdot 10^7$ м, $r = 3 \cdot 10^6$ м из выражения (6) находим $Q_{th} \approx 10^{20}$ Вт. Считая, что характерное время жизни ускоренных электронов t_L определяется либо временем пролета электронами корональной петли, либо диффузией, и принимая $t_L = 0.1\text{--}10$ с, мощность ускорительной машины оценим как $Q_a \approx E_a/t_L = 10^{18}\text{--}10^{20}$ Вт. Поскольку $Q_a \leq Q_{th}$, быстрые электроны неспособны обеспечить наблюдаемое увеличение плотности и температуры плазмы внутри петли, а значит, заметная роль в нагреве корональной плазмы принадлежит джоулевой диссипации электрических токов (см. также [38]).

**МОДЕЛЬ КОРОНАЛЬНОГО ПРОБКЕТРОНА
И ОСОБЕННОСТИ НЕТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Во втором разделе отмечено, что одна из наиболее интересных особенностей события 31.10.91 состояла в том, что всплеск II в миллиметровом диапазоне оказался значительно мощнее всплеска III в отличие от соответствующих всплесков жесткого рентгеновского излучения. Кроме того, в III всплеске амплитуды импульсов жесткого рентгеновского излучения увеличивались, тогда как амплитуды импульсов миллиметрового излучения, наоборот, уменьшались. Наблюдаемое поведение профилей потоков излучения в различных диапазонах могло быть вызвано следующими причинами: 1) поглощением миллиметрового излучения; 2) изменением питч-углового распределения релятивистских электронов; 3) вариациями эффективности ускорения низкоэнергичных и высокоэнергичных частиц; 4) особенностями распространения ускоренных частиц в корональных арках. Остановимся на указанных причинах более подробно.

1) Если поглощение излучения вызвано свободно-свободными переходами, то для оптической толщины плазмы имеем [13]

$$\tau_{\text{ff}} \approx 2 \cdot 10^{-11} \frac{n^2}{f^2 T^{3/2}} l, \quad (7)$$

где l — характерный размер источника вдоль луча зрения. Полагая, что за наблюдаемое излучение ответственны электроны, заполняющие корональную часть петли, при $f = 22\text{—}36$ ГГц, $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $T = 10^7$ К и $l = 10^7$ м из (7) получим $\tau_{\text{ff}} = (0.5\text{—}0.12) \cdot 10^{-2}$, т. е. тепловым тормозным поглощением можно пренебречь. Гиротронное поглощение также является незначительным, так как миллиметровое излучение генерируется на высоких гармониках ($s = 40\text{...}56$), для которых оптическая толщина плазмы $\tau \ll 1$.

2) Излучательная способность гиротронного излучения в общем случае зависит от питч-углового распределения заряженных частиц [30]. Наблюдаемое уменьшение потока миллиметрового излучения могло быть связано с ускорением электронов преимущественно вдоль магнитных силовых линий. Однако в рамках представлений о механизмах ускорения в солнечных вспышках данный сценарий является маловероятным. Так, под действием продольных электрических полей электроны едва ли способны достичь релятивистских энергий в условиях корональной плазмы [20, 29]. Механизм Ферми, в силу сохранения продольного адиабатического инварианта, будет эффективен лишь при условии быстрого рассеяния ускоряемых частиц по питч-углам, в то время как ускорение на циклотронном резонансе приводит к увеличению только поперечной составляющей энергии электронов. В свою очередь, легко возбуждаемые в токовых слоях нижнегибридные волны не способны ускорить квазипереплюющие электроны на черенковском резонансе в направлении магнитного поля до энергий свыше 100 кэВ [8]. Также отметим, что если продольная температура электронов заметно превышает поперечную, то в результате развития шланговой неустойчивости должна иметь место практически мгновенная ее изотропизация [28].

3) Механизмы ускорения быстрых и релятивистских электронов тесно связаны между собой [8] — «низкоэнергичные» механизмы выступают в роли инжектора частиц для «высокоэнергичных», поэтому уменьшение или увеличение количества релятивистских электронов должно сопровождаться соответствующим изменением количества нерелятивистских частиц. Следовательно, отсутствие видимой корреляции между количеством низкоэнергичных и высокоэнергичных частиц маловероятно.

4) На наш взгляд, наблюдаемое поведение миллиметрового и жесткого рентгеновского излучения в событии 31.10.91 можно объяснить особенностями динамики ускоренных электронов, захваченных корональной аркой, которую можно представить в виде магнитной ловушки [6]. При этом повышение потока жесткого рентгеновского излучения происходило вследствие увеличения количества пролетных электронов, вторгающихся в плотные слои солнечной хромосферы (модель толстой мишени), где генерация тормозного излучения происходит значительно продуктивнее. Изменение количества пролетных электронов могло быть вызвано увеличением плотности плазмы внутри петли ввиду испарения хромосферного вещества, что приводило к увеличению скорости диффузии электронов в конус потерь. Вместе с тем диффузию ускоренных частиц способны вызывать как кулоновские столкновения [21, 26], так и развитая плазменная турбулентность [6]. Возникает вопрос: какой из подходов является более адекватным?

При кулоновской диффузии изменение потока жесткого рентгеновского излучения в третьем всплеске могло быть вызвано увеличением частоты столкновений ускоренных электронов с частицами фоновой плазмы в корональной части петли. В этом случае реализуется режим так называемой слабой диффузии [6], и поток пролетных электронов определяется характерным временем кулоновской диффузии t_D [2, 22]. Но тогда мы сталкиваемся с некоторыми трудностями, следующими из соотношений между потоками и показателями спектра жесткого рентгеновского излучения в корональной части петли и ее основаниях, которые и рассмотрим ниже.

Проблема жесткого рентгеновского излучения в рамках модели коронального пробкотрона исследовалась многими авторами [21—23, 26]. Отличительная черта излагаемого подхода состоит в том, что аналитические расчеты потока жесткого рентгеновского излучения в области оснований петли мы будем производить на основе метода, предложенного Сыроватским и Шмелевой [7], в то время как большинство авторов прибегают к приближению, изложенному в работе Брауна [11]. Главное достоинство метода [7] состоит в том, что он точнее учитывает изменение спектра из-за кулоновских столкновений благодаря использованию уравнения непрерывности, описывающего взаимодействие ускоренных электронов с фоновой плазмой. К тому же данный подход более нагляден и заметно упрощает математические расчеты.

Мгновенную спектральную плотность потока тормозного излучения захваченных $P_i(\varepsilon)$ и пролетных $P_p(\varepsilon)$ электронов представим в виде [3]

$$\begin{aligned} P_i(\varepsilon) &= \frac{n_c}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} N_i(E) v b(\varepsilon, E) dE, \\ P_p(\varepsilon) &= \frac{n_h}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} N_p(E) v b(\varepsilon, E) dE. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $N_i(E)$ и $N_p(E)$ — дифференциальный мгновенный спектр излучающих электронов в корональной части петли и ее основаниях соответственно, $b(\varepsilon, E)$ — сечение тормозного излучения в приближении Бета—Гайтлера, n_c и n_h — концентрация тепловых электронов в корональной части петли и верхней хромосфере.

Следуя методу [7], воспользуемся уравнением непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial E} \left(N_p(E) \frac{dE}{dt} \right) = J(E), \quad (9)$$

где $\frac{dE}{dt} = CnE^{-1/2}$ — потери энергии пролетных электронов в хромосфере, вызванные кулоновскими столкновениями ($C = \text{const}$) и $J(E)$ — мощность источника электронов.

Когда скорости нетепловых электронов превосходят тепловые всего в три раза, характерное время отклонения частиц почти на порядок меньше времени обмена энергией [6]. Это в значительной мере объясняется тем, что ускоренные электроны рассеиваются на тепловых протонах и электронах одинаково эффективно, тогда как потери их энергии существенны лишь при столкновении с последними. Пренебрегая обменом энергии между быстрыми электронами и фоновой плазмой, мощность источника $J(E)$ для пролетных частиц можно представить следующим образом [6, 26]:

$$J(E) = \frac{N_i(E)}{t_L}, \quad (10)$$

где характерное время жизни ускоренных частиц в магнитной ловушке $t_L = \xi t_D$. Коэффициент $\xi \geq 1$ отражает тот факт, что за время диффузии t_D рассеиваемые электроны, даже изменив направление своего движения на 90° , лишь с некоторой долей вероятности попадут в конус потерь и покинут магнитную ловушку. Например, при больших пробочных отношениях σ коэффициент $\xi \approx \sigma$ [6, 16].

Принимая во внимание, что $N_i(E) = n(E)V$ и $t_D = E/(2dE/dt)$, с учетом (2) и (10) из (9) получим

$$N_p(E) = \frac{2(\delta - 1)E_0^{\delta-1}N_a}{\xi(\delta + 1/2)} E^{-\delta}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (8), легко найти соотношение между спектральными плотностями потока в корональной части петли и ее оснований

$$\frac{P_i(\varepsilon)}{P_p(\varepsilon)} = \frac{\xi\psi}{2}, \quad (12)$$

где $\psi = \delta + 1/2$ соответствует показателю спектра жесткого рентгеновского излучения в основаниях петли. Согласно (12) даже при достаточно малых пробочных отношениях σ отношение $P_i(\varepsilon)/P_p(\varepsilon) \gg 1$ и, кроме того, не зависит от энергии фотонов ε . Между тем, в событии 31.10.91 источники жесткого рентгеновского излучения были локализованы в области оснований вспыхивающей петли и выглядели контрастнее в более высокоэнергичных каналах (рис. 4). Поскольку вклад тепловых частиц в жесткое рентгеновское излучение пренебрежимо мал, то выводы, сделанные на основе формулы (1), противоречат наблюдениям.

Интересно отметить, что в соответствии с результатами Мерлоуза и Брауна [26], исходивших из методики Брауна [11]

$$\frac{1}{2} < \frac{P_i(\varepsilon)}{P_p(\varepsilon)} < \frac{\delta + 1/2}{2}. \quad (13)$$

Сравнивая (12) и (13), нетрудно заключить, что Мерлоуз и Браун [26] несколько недооценили жесткое рентгеновское излучение, приходящееся на корональную часть магнитной петли.

По нашему мнению, в событии 31.10.91 диффузия частиц в конус потерь скорее происходила вследствие взаимодействия электронов с турбулентными пульсациями. Такое предположение можно считать оправданным, если захваченные электроны являются бесстолкновительными, т. е.

$$t_0 \ll t_D, \quad (14)$$

где $t_0 = Lv\sqrt{2E/m}$ — время пролета электроном корональной петли. Учитывая, что характерное время кулоновской диффузии [6] $t_D = 3.2 \cdot 10^{14} \frac{E^{3/2}}{n}$ с, для электронов с $E = 30$ кэВ и $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ получим $t_D \approx 2$ с. Поскольку время пролета $t_0 \approx 0.4$ с, то неравенство (14) выполняется.

Распределение электронов с конусом потерь приводит к возбуждению как электростатических, так и электромагнитных волн. Вместе с тем Шарма и Влахос [33] из сравнения инкрементов неустойчивостей волн электронных циклотронных гармоник, волн верхней гибридной частоты и свистов пришли к выводу, что в условиях солнечной короны наиболее легко возбуждаются последние. Свисты могут оказывать определяющее влияние на рассеяние электронов, продольная составляющая энергии которых больше некоторого порогового значения [6]

$$E_{\min}^{\parallel} = \frac{5.26(\sigma - 1)^3}{(\delta - 0.5)(\sigma + \delta - 1.5)^2} \left(\frac{v_A}{10^6} \right)^2 \text{ кэВ}, \quad (15)$$

где $v_A = B/\sqrt{4\pi Mn}$ — альвеновская скорость, M — масса протона. Для $B = 14$ мТл, $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $\delta = 3.5$ и $\sigma = 3$ из (15) получим $E_{\min}^{\parallel} = 1.7$ кэВ. Подчеркнем, что $E_{\min}^{\parallel} \propto 1/n$, поэтому значение пороговой продольной энергии E_{\min}^{\parallel} уменьшается, если концентрация частиц n увеличивается.

Раскачивать свисты могут электроны с питч-углами [6]

$$\beta \leq \beta_{\max} = \arccos \sqrt{\frac{E_{\min}^{\parallel}}{E}}. \quad (16)$$

В соответствии с (16) при $E_{\min}^{\parallel} = 1.7$ кэВ и $E = 20$ кэВ максимальный угол $\beta_{\max} \approx 73^\circ$. Следовательно, данные волновые моды способны оказывать определяющее влияние на распространение подавляющей части низкоэнергичных электронов, вызывающих жесткое рентгеновское излучение. Причем по мере уменьшения E_{\min}^{\parallel} количество взаимодействующих со свистами электронов должно увеличиваться.

Таким образом, можно предположить, что в событии 31.10.91 заполнение петли испаряющейся хромосферной плазмой привело к уменьшению пороговой энергии E_{\min}^{\parallel} и, соответственно, к увеличению угла β_{\max} . Наблюдаемое в третьем всплеске повышение уровня жесткого рентгеновского излучения определялось увеличением потока высыпавшихся в хромосферу низкоэнергичных электронов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

На основе наблюдательных данных, полученных в миллиметровом и рентгеновском диапазоне, проведен анализ солнечной вспышки 31.10.91. Показано, что миллиметровое излучение носило нетепловой характер, и за него был ответственен гиротронный механизм. Это дало возможность оценить напряженность магнитного поля ($B = 14\text{—}20$ мТл), а также проследить за изменениями количества ускоренных электронов и их показателя спектра. Используя данные по мягкому рентгеновскому излучению, мы определили меру эмиссии и температуру излучающей плазмы (рис. 5). Затем из сравнения энергий, приходящихся на ускоренные и тепловые частицы, сделали вывод о том, что большая часть энергии вспышки должна

передаваться тепловым частицам. Последнее утверждение согласуется с результатами работы [38], в соответствии с которыми значительная доля в нагреве вспышечной плазмы должна принадлежать джоулевой диссипации электрических токов. Между тем, довольно часто спектр ускоренных электронов в области энергий 200—300 кэВ испытывает излом [14, 36], становясь с увеличением энергии более жестким ($\Delta\delta = 0.5...2$), вследствие чего приведенные в работе оценки полного количества ускоренных электронов и содержащейся в них энергии могут оказаться несколько заниженными.

Наблюдаемое несоответствие между временными профилями миллиметрового и жесткого рентгеновского излучения мы связали с особенностями диффузии быстрых электронов, захваченных корональной аркой. По нашему мнению, увеличение жесткого рентгеновского излучения происходило из-за увеличения потока низкоэнергичных электронов, пронизывающих плотные слои солнечной хромосферы. Увеличение скорости диффузии захваченных электронов в конус потерь было вызвано повышением плотности корональной плазмы, что привело к возбуждению свистов низкоэнергичными электронами в результате уменьшения пороговой энергии E_{\min}^{\parallel} . В пользу этого предположения свидетельствует наблюдаемое увеличение жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 25—100 кэВ за счет низкоэнергичных каналов (см. рис. 1, 3). Отметим, что предположение о доминирующей роли кулоновской диффузии не позволяет объяснить ни локализацию источников жесткого рентгеновского излучения в области оснований петли, ни более контрастное их изображение в высокоэнергичных каналах. Однако это справедливо лишь в случае малого вклада тепловых частиц в жесткое рентгеновское излучение, который, вообще говоря, может быть довольно значительным.

Несмотря на то, что имеется достаточно много указаний, предполагающих локализацию источника миллиметрового излучения в области вершины петли [25, 32], не следует исключать, что в рассматриваемом событии он мог располагаться в основаниях петли и состоять из двух или более компонентов. Имеющиеся наблюдательные данные не позволили провести детальный анализ временных задержек между наступлением пиков в излучении различных энергий, регулярность поведения которых является наиболее весомым аргументом в пользу модели коронального пробкотрона. Поэтому для проверки состоятельности предлагаемой гипотезы необходимы наблюдения с более высоким пространственным и временным разрешением.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 00-02-16356) и ГНТП «Астрономия».

1. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. — М: Изд-во АН СССР, 1963.—384 с.
2. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альфвеновские мазеры. — Горький: ИПФАН, 1986.—173 с.
3. Корчак А. А. О модельных представлениях источника рентгеновского излучения вспышек // Астрон. журн.—1976.—53, № 2.—С. 370—376.
4. Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., Никитин П. С. Некоторые характеристики излучения S-компонента и всплесков солнечного излучения на миллиметровых волнах // Письма в Астрон. журн.—1992.—18, № 2.—С. 173—182.
5. Прист Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—592 с.
6. Степанов А. В., Цап Ю. Т. Спектры энергичных электронов и жесткое рентгеновское излучение вспышек // Астрон. журн.—1999.—76, № 12.—С. 949—960.
7. Сыроватский С. И., Шмелева О. П. Нагрев плазмы быстрыми электронами и нетепловое рентгеновское излучение при солнечных вспышках // Астрон. журн.—1972.—49, № 2.—С. 334—347.

8. *Цан Ю. Т.* Механизмы ускорения электронов в солнечных вспышках // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2000.—96.—С. 165—175.
9. *Aschwanden M. J., Bynum R. M., Kosugi T., et al.* Electron trapping times and trap densities in solar flare loops measured with Compton and YOHKOH // *Astrophys. J.*—1997.—487, N 1.—P. 936—955.
10. *Bai T., Ramaty R.* Hard X-ray profiles and acceleration processes in large solar flares // *Astrophys. J.*—1979.—227, N 2.—P. 1072—1081.
11. *Brown J. C.* The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts // *Solar Phys.*—1971.—18, N 1.—P. 489—505.
12. *Chiuderi D. F., Alissandrakis C. E., Bentley R. D., Philips A. T.* Microwave, soft and hard X-ray observations of solar flares — a self-consistent model of the flare site // *Solar Phys.*—1998.—182, N 2.—P. 459—476.
13. *Dulk G. A.* Radio emission from the Sun and stars // *Annual review of astronomy and astrophysics.*—1985.— 23.—P. 169—224.
14. *Hildebrandt J., Krüger A., Chertok I. M., et al.* Solar microwave bursts from electron populations with a “broken” energy spectrum // *Solar Phys.*—1998.—181, N 2.—P. 337—349.
15. *Kaufmann P., Trotter G., Gimenez de Castro C. G., et al.* Correlated fast time structures at millimeter waves and hard X-rays during a solar burst // *Solar Phys.*—2000.—197, N 2.—P. 361—374.
16. *Kennel C. F., Petschek H. E.* Limit on stably trapped particle fluxes // *J. Geophys. Res.*—1966.—71, N 1.—P. 1—28.
17. *Kosugi T., Makishima K., Murakami T., et al.* The hard X-ray telescope (HXT) for the Solar-A mission // *Solar Phys.*—1991.—136, N 1.—P. 17—36.
18. *Kundu M. R., Schamahl E. J., Gerassimenko M.* Microwave, EUV, and X-ray observations of active region loops — evidence for gyroresonance absorption in the corona // *Astron. and Astrophys.*—1980.—82, N 3.—P. 265—271.
19. *Kundu M. R., White S. M., Gopalswamy N., et al.* First high spatial resolution interferometric observations of solar flares at millimeter wavelengths // *Astrophys. J.*—1990.—358, N 1.—P. L69—L73.
20. *Litvinenko Y. E.* Particle acceleration in reconnecting current sheets with a nonzero magnetic field // *Astrophys. J.*—1996.—462, N 1.—P. 997—1004.
21. *MacKinnon A. L.* Coulomb collisional precipitation of fast electrons in solar flares // *Astron. and Astrophys.*—1988.—194, N 1/2.—P. 279—287.
22. *MacKinnon A. L.* Collisional scattering of fast electrons in a coronal magnetic bottle // *Astron. and Astrophys.*—1991.— 242, N 1.—P. 256—270.
23. *McClements K. G.* The trap-plus-precipitation model of hard X-ray emission in solar flares // *Astron. and Astrophys.*—1990.—230, N 1.—P. 213—219.
24. *Melnikov V. F., Magun A.* Spectral flattening during solar radio bursts at cm—mm wavelengths and the dynamics of energetic electrons in a flare loop // *Solar Phys.*—1998.—178, N 1.—P. 591—609.
25. *Melnikov V. F., Shibasaki K., Yokoyama T., et al.* Loop-top nonthermal microwave source in extended flaring loops: evidence from 17 GHz and 34 GHz north observations // *Program of the CESRA Workshop on energy conversion and particle acceleration in the solar corona.* — Ringberg Castle (Germany), 2001.—P. 17.
26. *Melrose D. B., Brown J. C.* Precipitation in trap models for solar hard X-ray bursts // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1976.—176, N 1.—P. 15—30.
27. *Miller J. A., Cargill P. J., Emsile A. G., et al.* Critical Issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // *J. Geophys. Res.*—1997.—102, N A7.—P. 14631—14659.
28. *Paesold G., Benz A. O.* Electron firehose instability and acceleration of electrons in solar flares // *Astron. and Astrophys.*—1999.—351, N 1.—P. 741—746.
29. *Petrosian V.* Impulsive acceleration and bulk heating of flare plasma by plasma turbulence // *Proc. of Kofu Symposium N 360 / Eds S. Enome, T. Hirayama.* — Nobeyama Radio Observatory.—1994.—P. 239—242.
30. *Ramaty R.* Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma // *Astrophys. J.*—1969.—158, N 1.—P. 753—770.
31. *Ramaty R., Schwartz R. A., Enome S., Nakajima H.* GAMMA-ray and millimeter-wave emissions from the 1991 June X-class solar flares // *Astrophys. J.*—1994.—436, N 2.—P. 941—949.
32. *Raulin J.-P., White S. M., Kundu M. R., et al.* Multiple components in the millimeter emission of a solar flare // *Astrophys. J.*—1999.—522, N 1.—P. 547—558.
33. *Sharma R. R., Vlahos L.* Comparative study of the loss cone-driven instabilities in the low solar corona // *Astrophys. J.*—1984.—280, N 1.—P. 405—415.

34. *Shimabukuro F. I.* On the temperature and emission measure of thermal radio bursts // *Solar Phys.*—1972.—**23**, N 1.—P. 169—177.
35. *Silva A. V. R., Lin R. P., de Pater I., et al.* Images of gradual millimeter emission and multi-wavelength observations of the 17 August 1994 solar flare // *Solar Phys.*—1998.—**183**, N 2.—P. 389—405.
36. *Silva A. V. R., Wang H., Gary D. E.* Correlation of microwave and hard X-ray spectral parameters // *Astrophys. J.*—2000.—**545**, N 2.—P. 1116—1123.
37. *Thomas R. J., Starr R., Crannell C. J.* Expressions to determine temperatures and emission measures for solar X-ray events from GOES measurements // *Solar Phys.*—1985.—**95**, N 1.—P. 323—329.
38. *Urpo S., Bakhareva N. M., Zaitsev V. V., Stepanov A. V.* Comparison of mm-wave and X-ray diagnostics of flare plasma // *Solar Phys.*—1994.—**154**, N 2.—P. 317—334.
39. *White S. M.* Millimeter interferometer observations of flares: solar physics with radio observation // *Proc. Nobeyama Symposium N 479 / Eds T. Bastian, N. Gopalswamy, R. Shibasaki.* — Kiyosato (Japan), 1998.—P. 223—228.
40. *White S. M., Kundu M. R.* Solar observations with a millimeter-wavelength array // *Solar Phys.*—1992.—**141**, N 2.—P. 347—369.
41. *White S. M., Kundu M. R., Bastian T. S., et al.* Multifrequency observations of a remarkable solar radio burst // *Astrophys. J.*—1992.—**384**, N 1.—P. 656—664.

Поступила в редакцию 16.10.02