

УДК 523.9

## О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ И МЕХАНИЗМАХ ОБРАЗОВАНИЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

© 2007 г. А. М. Урнов<sup>1,2\*</sup>, С. В. Шестов<sup>1,2</sup>,  
С. А. Богачев<sup>1</sup>, Ф. Ф. Горяев<sup>1</sup>, И. А. Житник<sup>1</sup>, С. В. Кузин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

Поступила в редакцию 21.12.2006 г.

Основная цель настоящей работы — показать принципиальную возможность количественного описания пространственно-временной динамики температурного состава плазменных образований в солнечной короне, необходимого для понимания механизмов формирования мягкого рентгеновского излучения. Предложен подход, основанный на согласованном моделировании комплексных данных, полученных на спутниках КОРОНАС-Ф, GOES и RHESSI. Существенно новым элементом такого подхода является использование временных серий монохроматических изображений всего Солнца в рентгеновской линии иона MgXII 8.42 Å и линиях ВУФ-диапазона, полученных в эксперименте СПИРИТ на борту КОРОНАС-Ф. Для нахождения объемной и продольной дифференциальной меры эмиссии, определенных с помощью интеграла Стильтеса, были использованы, соответственно, два метода решения обратной задачи: оптимизационный, на основе многотемпературной параметрической модели, и итерационный, на основе теоремы Байеса. Расчеты, выполненные с корональными обилиями, согласуются с данными RHESSI в пределах экспериментальных ошибок; в то время как с фотосферными обилиями — не дают удовлетворительного согласия. Показана существенная роль относительно холодной (с температурой 2–4 МК) и переходной (4–10 МК) плазмы в формировании мягкого рентгеновского излучения в ходе вспышечных событий и их энергобюджете. Для долговременных градиентных событий, впервые наблюдавшихся в монохроматическом канале MgXII и названных ранее “пауками”, получены пространственные распределения электронной плотности и температуры и их развитие во времени. Использованный метод позволил проверить взаимную абсолютную калибровку потоков, зарегистрированных во всех экспериментах, и выполнить привязку к солнечному диску изображений MgXII, полученных в эксперименте СПИРИТ. Рассмотрены также возможные механизмы нагрева вспышечной плазмы для импульсных и долговременных (“паук”) вспышечных событий.

*Ключевые слова:* Солнце, солнечная корона, рентгеновские и УФ-спектры, горячая плазма, вспышечные события.

ON SPATIAL AND TEMPORAL CHARACTERISTICS AND FORMATION MECHANISMS OF SOFT X-RAY EMISSION IN THE SOLAR CORONA, *by A. M. Urnov, S. V. Shestov, S. A. Bogachev, F. F. Goryaev, I. A. Zhitnik, and S. V. Kuzin.* Our main goal is to show that the spatial and temporal dynamics of the temperature content for plasma structures in the solar corona can be quantitatively described in principle, which is necessary for understanding the formation mechanisms of soft X-ray emission. An approach based on a consistent modeling of complex data from the CORONAS-F, GOES, and RHESSI satellites is suggested. A basically new element of this approach is the use of time series of monochromatic full-Sun images in the X-ray MgXII 8.42 Å line and EUV lines obtained in the SPIRIT experiment onboard CORONAS-F. Two inversion procedures have been used to determine the volume and column differential emission measures defined by the Stieltjes integral: an optimization one based on a multitemperature parametric model and an iterative one based on the Bayesian theorem, respectively. The calculations with coronal abundances agree with the RHESSI data within the experimental error limits, while those with photospheric abundances give no satisfactory agreement. The relatively cold (with temperature 2–4 MK) and transient (4–10 MK) plasmas are shown

\*Электронный адрес: urnov@sci.lebedev.ru

to play a significant role in producing soft X-ray emission during flare events and in their energy budget. The spatial electron density and temperature distributions and the time evolution have been obtained for long-duration events that were first observed in the monochromatic MgXII channel and were previously called “spiders”. The method used has allowed us to verify the absolute intercalibration of the fluxes recorded in all experiments and to reference the SPIRIT MgXII images to the solar disk. Possible flare plasma heating mechanisms for impulsive and long-duration (spiders) flare events are also considered.

PACS numbers: 96.60.P; 96.60.Q; 96.60.qe; 96.60.Tf; 95.85.Mt; 95.85.Nv

*Key words:* Sun, solar corona, X-ray and UV spectra, hot plasma, flare events.

## ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в физике солнечной короны в последние десятилетия благодаря интенсивным наземным и космическим исследованиям, задача, связанная с определением механизмов выделения энергии в процессе развития солнечных вспышек и других эруптивных явлений и ее преобразования в энергию ускоренных частиц, нагрев и излучение плазмы, по-прежнему остается актуальной. Построение теоретических моделей, дающих однозначное количественное описание многообразных нестационарных процессов, наблюдаемых в различных спектральных диапазонах коротковолнового излучения, помимо самостоятельного интереса, вызванного изучением локальных явлений, важно также для решения проблем глобального масштаба, таких как нагрев короны спокойного Солнца и активных областей, ускорение солнечного ветра и выброс корональных масс (см. Ашванден, 2006).

Мягкое рентгеновское излучение (МРИ) является основным источником информации *in situ* о нестационарных процессах, протекающих в наиболее горячих структурах солнечной короны с температурой от  $\sim 3$  до 50 и более МК. В результате долговременных внеатмосферных экспериментов с помощью рентгеновской изображающей спектроскопии на спутниках SOHO, Yohkoh, TRACE, CORONAS, RHESSI и др., в настоящее время накоплен огромный объем наблюдательных данных о пространственно-временных характеристиках МРИ в различных спектральных диапазонах, открывший возможность для количественного моделирования и апробации теоретических сценариев развития вспышечных и других эруптивных явлений на Солнце. Примером такого сценария, принятого во многих работах в качестве “стандартного”, является модель импульсных вспышек, основанная на процессе магнитного пересоединения, приводящего к ускорению электронов до высоких энергий с последующим нагревом и испарением плазмы нижней короны и хромосферы (см. Копп, Пньюман, 1976). Тем не менее, ряд вопросов, связанных с механизмами нагрева и энергобюджетом горячей вспышечной плазмы, а также возможность применимости такой модели к эруптивным явлениям другого типа, остаются дискуссионными и требуют

дополнительного экспериментального и теоретического изучения.

Существенным фактором, ограничивающим дальнейший прогресс в теоретическом описании вспышечных явлений, является отсутствие информации либо о спектральном составе излучения в изображениях с широкополосными фильтрами, либо о пространственной локализации монохроматического излучения, полученных в линейчатых спектрах от всего Солнца. Такое ограничение приводит к существенной неопределенности при диагностике основных физических характеристик плазменных образований, необходимых для верификации плазменных моделей. Например, температура и мера эмиссии вспышечной плазмы для события 23 июля 2003 г., измеренная в однотемпературной модели методом отношения фильтров по данным GOES и по спектрам мягких каналов в изображениях RHESSI, отличаются, соответственно, в 1.8 и 4 раза (Холман и др., 2003). Различие временных профилей температуры в приведенном примере указывает на существенное изменение температурного состава излучения (распределения дифференциальной меры эмиссии, ДМЭ) в течение вспышечного процесса, не учитываемое в методе отношения фильтров, что свидетельствует о необходимости использования многотемпературной модели, требующей дополнительной информации о спектральном составе излучения. Указания на необходимость многотемпературного анализа вспышечной плазмы можно найти во многих работах (см., например, Сильвестер и др. 1995; Фелдман, Филипс, 1995; Юда и др., 1997).

В связи с вышесказанным особую актуальность приобретает разработка методов комплексного многотемпературного анализа рентгеновских изображений и спектров, полученных одновременно в разных спектральных диапазонах на различных космических аппаратах. Пример такого подхода с использованием данных со спутников Yohkoh, GOES и RHESSI представлен ранее в серии работ, посвященных определению вариаций температурного профиля ДМЭ в плазме вспышек и активных областей (Фелдман и др., 1995; МакТирнан и др., 1999; МакТирнан, 2004).

В настоящей работе рассмотрен подход, основанный на согласованном описании временных профилей потоков и серии изображений

МРИ, зарегистрированных на спутниках GOES, КОРОНАС-Ф и RHESSI. Были использованы два метода решения обратной задачи: с помощью многотемпературной параметрической модели и итерационного метода на основе теоремы Байеса, соответственно для рентгеновского и крайнего ВУФ-излучений. Существенно новым элементом такого подхода к восстановлению температурного распределения ДМЭ по интенсивностям коротковолнового излучения в разных спектральных каналах, является использование монохроматических изображений всего Солнца в резонансной линии иона MgXII 8.42 Å и линиях ВУФ-диапазона, полученных в эксперименте СПИРИТ на борту КОРОНАС-Ф (Житник и др., 2005).

Монохроматические изображения в рентгеновских линиях по сравнению с изображениями в широких спектральных полосах рентгеновского диапазона (GOES, Yohkoh/SXT), с одной стороны, и ВУФ-линиях, с другой, обладают важными особенностями, связанными с физикой образования и возбуждения многозарядных ионов. Линейчатое излучение в плазме солнечной короны определяется относительной концентрацией излучающих ионов (ионными обилиями), временная зависимость которых может значительно отличаться от временной зависимости температуры электронов, ответственных за возбуждение непрерывного спектра, дающего существенный вклад (до 80% и более) в широкополосные диапазоны. Помимо этого, излучательная способность линий многозарядных ионов формируется в относительно узком интервале температур, в то время как интенсивность непрерывного излучения плавно меняется с температурой. В отличие от линий ВУФ-диапазона, возбуждаемых тепловыми (максвелловскими) электронами, рентгеновские линии, имеющие существенно более высокие (в 20–30 раз) пороги возбуждения, оказываются весьма чувствительными к влиянию нетепловых (пучковых) электронов с энергией 2–10 кэВ. Таким образом, сопоставляя временные и пространственные распределения потоков в линиях и широких спектральных интервалах рентгеновского и ВУФ-диапазонов, оказывается возможным получать информацию о механизмах возбуждения излучения и характеристиках корональной плазмы (Житник и др., 2006).

Основная цель настоящей работы — показать в рамках предложенной модели принципиальную возможность описания пространственно-временной динамики температурного состава МРИ в солнечной короне, необходимого для понимания механизмов его формирования и однозначного определения параметров плазменных образований — пространственных распределений температуры и плотности и их изменения во времени. В работе также показано, что предложенный

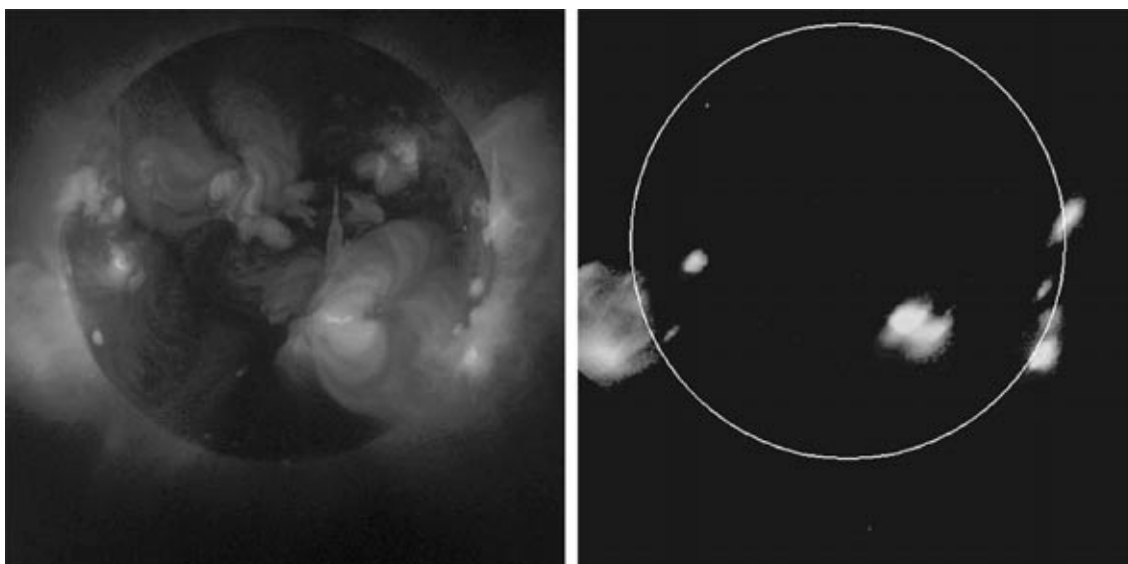
метод позволяет проверить взаимную абсолютную калибровку потоков во всех использованных каналах их регистрации и привязку к солнечному диску изображений, полученных в эксперименте СПИРИТ.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для моделирования температурного состава МРИ плазмы солнечной короны были использованы данные, полученные одновременно с помощью прибора PEC в эксперименте СПИРИТ на борту КОРОНАС-Ф, рентгеновского монитора GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite, см. Уайт и др., 2005) и каналов наиболее мягкого рентгеновского излучения на спутнике RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager, см. Лин и др., 2003).

Многоканальный спектрогелиограф PEC комплекса приборов СПИРИТ предназначен для получения монохроматических изображений солнечного диска и прилегающей короны с относительно высоким пространственным (до 5") и временным (до 7 с) разрешением в резонансной линии иона MgXII 8.42 Å (рентгеновские каналы MgXII) и в линиях двух спектральных каналов 176–207 и 280–330 Å (около 150 изображений в обоих каналах крайнего ВУФ-излучения). Схема рентгеновского и ВУФ-приборов и их основные характеристики даны в работах Кузина и др. (1997) и Житника и др. (2006) соответственно. В эксперименте СПИРИТ были реализованы различные программы наблюдений с использованием канала MgXII, включающие долговременные серии (до пяти недель) непрерывного мониторинга на солнечно-синхронных орбитах с временным разрешением от 0.6 до 1.7 мин.

Рентгеновские изображения Солнца в монохроматической линии выявили области в солнечной короне с высокой температурой  $> 4$  МК и, таким образом, позволили обнаружить новый класс высокодинамичных плазменных образований, обладающих различным характерным размером и временем жизни от минут до нескольких суток (см. Житник и др. 2003а,б,в). На рис. 1 дано сравнение широкополосного (телескоп SXT на спутнике Yohkoh) изображения корональной плазмы с температурой  $\geq 2.5$  МК с монохроматическим (канал MgXII), показывающее отличие пространственных масштабов плазменных структур с различным температурным составом. На монохроматическом изображении отчетливо видна крупномасштабная структура, напоминающая по форме паука. Это явление было описано феноменологически как долгоживущее плазменное образование с характерным шарообразным ядром на больших



**Рис. 1.** Сравнение изображений солнечной короны, зарегистрированных с помощью широкополосного телескопа SXT/Yohkoh и монохроматического канала MgXII/КОРОНАС-Ф.

высотах  $0.1-0.3R_{\odot}$ , и менее яркими “ногами”, морфологически имеющими вид гигантских магнитных петель, ассоциированных с активными областями, но пространственно не совпадающих с “холодными” аркадами с температурой свечения  $1-2$  МК, зарегистрированных одновременно в спектральных изображениях солнечного рентгеновского телескопа (СРТ) (см. Житник и др., 2005). В длительных (более 20 сут) сериях непрерывных наблюдений, выполненных с временным разрешением от 0.6 до 1.7 мин, была также обнаружена активная динамика таких образований, сопровождаемая появлением горячих “облаков”, вспышечными явлениями, выбросом корональных масс и др.

Сравнение динамических характеристик временных профилей потоков в линии  $8.42 \text{ \AA}$  (РЕС) и диапазоне  $1-8 \text{ \AA}$  (GOES-8) позволили условно разделить все события на три типа: короткие импульсного типа (ИС), длительные градиентные события (ДГС), связанные с появлением паука, и другие комплексные события, например, импульсные с длительным затуханием (импульсные долгоживущие события, ИДС), либо ДГС, сопровождаемые импульсными всплесками.

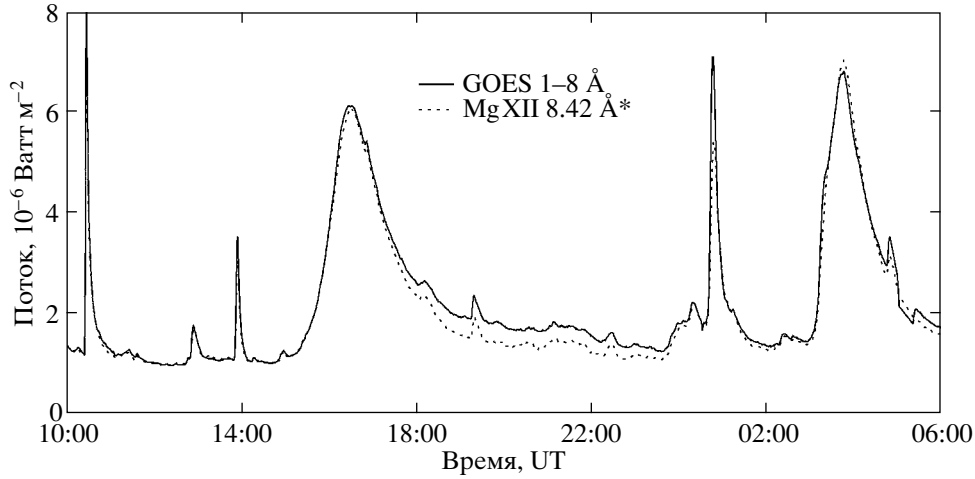
Сравнения полных (от всего Солнца) потоков излучения в линии  $8.42 \text{ \AA}$  и диапазоне  $1-8 \text{ \AA}$ , проводимые при анализе монохроматических изображений MgXII, обнаружили хорошее совпадение в пределах статистических ошибок  $\sim 10\%$  их временных профилей, характеризуемых значительными изменениями интенсивности в течение длительных интервалов, за исключением относительно коротких промежутков времени в период максимальной фазы вспышечных ИС, а также на фазе спада ДГС

(см. рис. 2). Для выяснения физических причин такого совпадения и более детального исследования корреляции в динамике рентгеновских потоков мы воспользовались результатами серии непрерывных наблюдений с помощью рентгеновского спектрогелиометра РЕС в период с 26 по 28 февраля 2002 г. В течение этого периода в изображениях в линии MgXII наблюдались вспышечные (ИС) и другие транзиентные события, а также развитие комплексного крупномасштабного и протяженного во времени явления (ДГС), упомянутого во Введении и названного ранее “пауком”.

На рис. 3 показана высокая степень корреляции величины потоков для событий всех определенных выше типов в каналах MgXII и GOES  $1-8 \text{ \AA}$ . Соотношение между потоками можно представить в следующем общем виде:

$$I_{GI}(t + \tau) = AI_{Mg}(t) + B + C(t), \quad (1)$$

где  $I_{GI}(t)$ ,  $I_{Mg}(t)$  — текущие потоки излучения, соответственно, в каналах GOES ( $1-8 \text{ \AA}$ ) и MgXII, условно обозначенные ниже как GI и Mg;  $A$  — коэффициент пропорциональности,  $B$  и  $\tau$  — константы, определенные методом наименьших квадратов, а параметр  $C(t)$  — зависящая от времени часть потока, характеризующая отступление от линейного соотношения и существенно отличная от нуля лишь в течение максимальной фазы вспышечных событий. Относительная величина этого потока по отношению к  $I_{GI}(t)$  варьируется в зависимости от типа события в пределах  $\sim 5\%$  для фазы роста и затухания вспышек и достигая максимального значения  $\sim 15-20\%$  для ИС. Величина временного сдвига  $\tau$ , формально введенная в (1), для



**Рис. 2.** Сравнение временных профилей потоков излучения в диапазоне 1–8 Å (сплошная кривая) и в линии 8.42 Å (пунктирная кривая); для потока в линии MgXII дана приведенная величина  $I_{\text{Mg}}^* = AI_{\text{Mg}} + B$ , где  $A = 3.3 \times 10^{-12}$  и  $B = 6.6 \times 10^{-17}$  — константы, определенные методом наименьших квадратов.

использованного в настоящей работе временного разрешения равна нулю.

В настоящей работе используются временные профили излучения всего Солнца, полученные в резонансной линии ионов MgXII ( $\lambda = 8.42 \text{ \AA}$ ) с помощью спектрогелиографа PEC и в двух спектральных диапазонах (0.5–4 и 1–8 Å) GOES в течение двух суток непрерывных наблюдений с 26.02.2002 по 28.02.2002. Потоки в линии 8.42 Å были зарегистрированы с экспозицией и кадансом порядка 40 с; для построения временных профи-

лей в каналах GOES использовались усредненные потоки с разрешением 1 мин. и калибровочные данные, приведенные в работе Уайта и др. (2005). Данные RHESSI были использованы для сравнения спектральных характеристик излучения, проверки межкалибровочных констант и привязки монохроматических изображений к солнечному диску в период вспышечных событий 26.02.2002.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для постановки задачи, связанной с исследованием температурного состава плазмы, рассмотрим вначале определения полной и продольной ДМЭ и их связь с пространственными характеристиками плазмы — электронной плотностью и температурой.

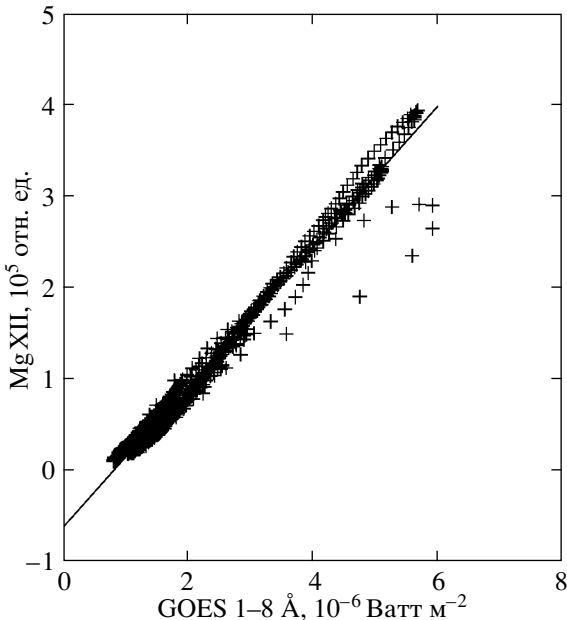
Спектральная интенсивность потока излучения  $I(\lambda, \Delta T)$ ,  $\text{Ватт м}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$  от источника с температурой  $T$ , МК в интервале  $\Delta T = T_0 - T_m$ , определяется объемным интегралом вида:

$$I(\lambda, \Delta T) = C \int_{(V)} G(\lambda, T(\mathbf{r})) N_e^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

$$C = 10^{-3} R^{-2},$$

где  $T(\mathbf{r}) = \phi(\mathbf{r})$  однозначная функция в объеме  $V$ ,  $N_e(\mathbf{r})$ ,  $\text{см}^{-3}$  — распределение электронной плотности,  $R$ , см — расстояние до источника,  $G(\lambda, T)$ ,  $\text{эрг м}^3 \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$  — нормированная (на один атом и один электрон) спектральная светимость, определяемая спектром (спектральной мощностью) излучения  $F(\lambda, T)$  единичного объема с температурой  $T$  и электронной плотностью  $N_e$  соотношением

$$G(\lambda, T) = F(\lambda, T, N_e) / N_e^2 \quad (3)$$



**Рис. 3.** Корреляция интенсивностей потоков в каналах MgXII (8.42 Å) и GOES (1–8 Å).

и не зависящая от  $N_e$  в условиях коронального приближения.

В случае, если градиент температуры обращается в нуль ( $\nabla\phi_i = 0$ ) в областях с объемом  $V_i \in V$  и температурой  $T_i$ , интеграл в (2) можно разбить на сумму интегралов по областям  $V_i$  и области с  $T \in \Delta T$ , где  $\phi$  — кусочно-гладкая функция с градиентом  $\nabla\phi \neq 0$  в объеме  $\tilde{V} = V - \sum V_i$ :

$$I(\lambda, \Delta T) = C \left\{ \int_{\tilde{V}} G(\lambda, T(\mathbf{r})) N_e^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + \sum_i G(\lambda, T_i) \int_{V_i} N_e^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right\}. \quad (4)$$

Используя тождество для  $G(\lambda, T(\mathbf{r}))$

$$G(\lambda, T(\mathbf{r})) = \int_{\Delta T} G(\lambda, T) \{ \delta(T - \phi(\mathbf{r})) + \sum_i \delta(T - T_i) \} dT \quad (5)$$

и меняя порядок интегрирования, можно формально представить интенсивность  $I$  в виде интеграла Стильтьеса

$$I(\lambda, \Delta T) = C \int_{\Delta T} G(\lambda, T) dY(T) \quad (6)$$

с объемной мерой эмиссии (МЭ)  $Y(T)$  в качестве интегрирующей функции (неубывающей и непрерывной справа в точках  $T_i$ ), являющейся функцией распределения вещества с температурой и определяемой плотностью функции распределения — ДМЭ  $y(T)$ :

$$dY(T) = y(T) dT = [y_c(T) + y_s(T)] dT, \quad (7)$$

$$y_c(T) = \int \delta(T - \phi(\mathbf{r})) N_e^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (8)$$

$$y_s(T) = \sum_i Y_i \delta(T - T_i); \quad (9)$$

$$Y_i = Y(T_i) = \int_{V_i} N_e^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r},$$

где интеграл в (8) является интегралом по поверхности  $T = \phi(\mathbf{r})$ , лежащей в области  $\tilde{V}$  и задает непрерывную функцию  $y_c(T)$  в интервале  $\Delta T$ , в то время как  $y_s(T)$  в (9) определяется объемными интегралами по областям  $V_i$  и является сингулярной функцией в точках  $T_i$ . МЭ  $Y(T)$  таким образом представима в виде двух слагаемых

$$Y(T) = Y_c(T) + Y_s(T), \quad (10)$$

описываемых, соответственно, кусочно-гладкой и разрывной ( $Y_s(T)$ ) функциями

$$Y_c(T) = \int_{\tilde{V}} \Theta(T - \phi(\mathbf{r})) N_e^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + Y_c(T_0), \quad (11)$$

$$Y_s(T) = \sum_i Y_i \Theta(T - T_i), \quad (12)$$

которые определяются объемными интегралами в (11) и (12) по областям, соответственно, с переменной и постоянной температурой (здесь  $\Theta(x)$  — ступенчатая функция Хевисайда).

Рассмотрим также продольную ДМЭ  $\tilde{y}(x, y; T)$  для протяженного источника длиной  $\Delta l$  вдоль оси  $z$ , направленной по лучу зрения  $\mathbf{n}$ , и сечением  $\Delta S$ , определяемую как плотность функции распределения продольной МЭ  $\tilde{Y}(x, y; T)$ :

$$\tilde{y}(x, y; T) = \frac{d\tilde{Y}(x, y; T)}{dT} = \tilde{y}_c(x, y; T) + \tilde{y}_s(x, y; T), \quad (13)$$

где непрерывная функция  $\tilde{y}_c(x, y; T)$  задана в точке  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  на поверхности  $z = z(x, y; T)$ :

$$\begin{aligned} \tilde{y}_c(x, y; T) &= \int_{\Delta l} \delta(T - \phi(\mathbf{r})) N_e^2(\mathbf{r}) dz = \\ &= \frac{N_e^2(\mathbf{r})}{|(\mathbf{n} \nabla \phi)|} = N_e^2(\mathbf{r}) \left| \frac{\partial \phi(\mathbf{r})}{\partial z} \right|^{-1}, \end{aligned} \quad (14)$$

а сингулярное слагаемое  $\tilde{y}_s(x, y, T)$  и соответствующая МЭ  $\tilde{Y}_i(x, y; T)$  определяются интегралом по интервалам  $\Delta l_i$ , для которых  $\partial T / \partial z = 0$ :

$$\tilde{y}_s(x, y, T) = \sum_i \tilde{Y}_i(x, y; T_i) \delta(T - T_i), \quad (15)$$

$$\tilde{Y}_i(x, y; T) = \int_{(\Delta l_i)} N_e^2(\mathbf{r}) dz.$$

Выражение для продольной МЭ  $\tilde{Y}_c(x, y; T)$  имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_c(x, y; T) &= \int \Theta(T - \phi(\mathbf{r})) N_e^2(\mathbf{r}) dz + \\ &+ \tilde{Y}_c(x, y; T_0). \end{aligned} \quad (16)$$

Объемные ДМЭ и МЭ связаны с продольными соотношениями

$$y(T) = \int \tilde{y}(x, y; T) dx dy, \quad (17)$$

$$Y(T) = \int \tilde{Y}(x, y; T) dx dy.$$

Следует отметить, что непрерывная по температуре продольная ДМЭ  $\tilde{y}_c(x, y, T)$ , в отличие от сингулярной  $\tilde{y}_s(x, y, T)$ , содержит информацию о локальном распределении электронной плотности в окрестности точки  $\mathbf{r}$  с определенной температурой  $T = \phi(\mathbf{r})$ . Таким образом, определение формы зависимости  $\tilde{y}(T)$  от температуры помимо ее величины весьма важно для целей диагностики параметров плазмы — пространственных распределений  $N_e$  и  $T_e$ . Такая диагностика по известным распределениям, будучи обратной задачей, может быть выполнена лишь в рамках определенных модельных предположений, основанных на дополнительных экспериментальных данных, либо на соображениях теоретического характера (геометрия, симметрия, выбор класса решений и т.п.). Важно также обратить внимание на то, что присутствие сингулярностей в температурной зависимости ДМЭ (как полной, так и продольной) связано со способом формально-математического описания физической ситуации малых пространственных градиентов температуры в относительно больших объемах, приводящих к сильному увеличению МЭ на малых приращениях температуры  $\Delta T$ . При наличии значительных по объему областей с квазипостоянной температурой гладкая функция  $y_c(T)$  имеет узкие максимумы, которые при предельном переходе к нулевому градиенту переходят в сингулярности  $y_s(T_i)$ . Для диагностических целей существенным является вопрос о соотношении вкладов обеих составляющих, т.е. областей с различным градиентом температуры в полную ДМЭ.

При практическом использовании распределений МЭ и ДМЭ, восстановленных из экспериментальных данных, приходится, в связи с ограниченным пространственным и спектральным разрешением приборов, прибегать к усреднению как по площади  $\delta S$ , так и по высоте  $\delta l$ , соответствующему интервалу  $\delta T$  вблизи заданной температуры  $T$ , что приводит к усреднению величины  $N_e^2$  по объему  $\delta V = \delta l \delta S$ . Предполагая, что пространственный градиент температуры слабо зависит от  $T$  в пределах этого объема, получим для усредненных величин

$$\begin{aligned} \tilde{y}_{c p}(x, y, z(T)) &= \langle \tilde{y}_c(x, y, z(T)) \rangle_{\delta T} = \\ &= \left| \frac{\partial T}{\partial z} \right|^{-1} \langle N_e^2(\mathbf{r}) \rangle_{\delta l}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_{c p}(T) &= \langle \tilde{y}_{c p}(x, y, z(T)) \rangle_{\Delta S} = \\ &= \langle N_e^2(\mathbf{r}) \rangle_{\Delta V}, \end{aligned} \quad (19)$$

где скобками  $\langle \dots \rangle_{\delta}$  обозначено усреднение по соответствующей величине  $\delta$ .

Одной из задач настоящей работы является получение наблюдаемых временных профилей интенсивности рентгеновского излучения горячей плазмы  $I(t, V)$  в виде разложения по интенсивностям излучения  $I_i(t, \Delta T_i)$  в температурных интервалах  $\Delta T_i$ , соответствующих пространственным структурам в различных областях с объемом  $V_i$ . Такое разложение дает возможность исследовать пространственно-временную динамику вспышечных процессов в солнечной короне и их вклад в общий энергетический бюджет, и на этой основе верифицировать существующие теоретические модели и сценарии их развития. Подход к решению этой задачи основан на точно решаемой (алгебраической) модели, параметры которой определяются с помощью временных профилей полных потоков рентгеновского излучения от всего Солнца, полученных в экспериментах на спутниках GOES, КОРОНАС-Ф и RHESSI.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДМЭ

Для восстановления температурного распределения объемной ДМЭ горячей вспышечной плазмы по спектральным потокам рентгеновского излучения применялись различные подходы, среди которых можно выделить оптимизационный и итерационные методы максимального правдоподобия, использованные для многотемпературного анализа спектров, полученных в экспериментах на спутниках Hinotori, SMM, Yohkoh, GOES, КОРОНАС-Ф и многих других (см., например, Сильвестер и др., 1980; Акита и др., 1982; Якимец и др., 1984; Антонуччи, Ренато, 1995; Ланди, Ландини, 1997). Эти методы позволяют получать зависимости ДМЭ от температуры, однако при анализе результатов необходимо исследовать уровень достоверности получаемых решений, исходя из возможных погрешностей измеренных потоков. Такое исследование представляет большую трудность и во многих случаях вопрос о точности или однозначности решений остается открытым.

В данной работе мы используем оба подхода. Для восстановления ДМЭ по рентгеновскому излучению — оптимизационный метод, основанный на многотемпературной параметрической (МТП) модели, имеющий определенные преимущества для поставленных нами задач, связанных с определением динамики температурного состава корональной плазмы. В частности, приводя к алгебраической системе уравнений, такая модель дает точные решения для усредненной по определенным температурным интервалам ДМЭ излучающей плазмы в данный момент времени. Благодаря длительным временным сериям измеренных потоков, имеющих статистические ошибки в каждый текущий момент, полученные временные профили

Список спектральных линий, использованных для восстановления ДМЭ итерационным методом Байеса по ВУФ-спектрам и отношение их наблюдаемых интенсивностей к расчетным (в скобках указаны отношения, полученные методом CHIANTI)

$\lambda, \text{Å}$	Ион	Активная область NOAA 9765			Вспышка X3.4 класс 28.12.2001		
		Интенсивность	Ошибка	Наблюдение/Расчет	Интенсивность	Ошибка	Наблюдение/Расчет
279.74	CrXXII	—	—	—	365	17	1.00 (1.05)
291.98	NiXVIII	816	80	0.99 (0.93)	4605	433	1.05 (0.74)
292.49	FeXXII	—	—	—	651	18	1.01 (0.87)
292.82	SiIX	288	30	1.01 (0.91)	311	14	0.92 (0.96)
296.14	SiIX	483	50	1.00 (0.92)	586	13	1.02 (0.85)
302.19	CaXVIII	154	20	1.00 (1.32)	3212	301	1.00 (1.17)
303.33	SiXI	2800	300	1.00 (1.04)	1614	303	1.00 (1.51)
315.02	MgVIII	612	60	1.00 (1.02)	636	18	1.00 (1.17)
320.57	NiXVIII	392	40	1.01 (0.96)	1828	261	0.89 (0.87)

ДМЭ имеют разброс значений, характеризующих уровень достоверности, и, таким образом вопрос о точности решений, связанных с погрешностью экспериментальных данных, оказывается решенным автоматически. Другим важным преимуществом используемого метода является быстрота расчета, позволяющая оперативно исследовать различные модификации модели (выбор параметров) для выяснения точности описания данных во всех каналах регистрации рентгеновского излучения.

Для решения обратной задачи с использованием спектров ВУФ-диапазона мы применили итерационный метод, основанный на теореме Байеса (ИМБ). Результаты расчетов с помощью этого метода, выполненные ранее для спектров активных областей показали в среднем хорошее согласие с расчетами на основе метода CHIANTI, обеспечивая при этом меньший разброс отношений для наблюдаемых интенсивностей к рассчитанным (Житник и др., 2006; Урнов и др., 2006). ИМБ показывает быструю сходимость: около 20 итераций достаточно для обеспечения заданной точности в пределах 10%.

*Восстановление ДМЭ по ВУФ-спектрам*

Для расчетов ДМЭ по ВУФ-спектрам были использованы относительные интенсивности оптически тонких спектральных линий, наиболее надежно отождествленных и не зависящих от плотности (см. таблицу).

Итерационный метод Байеса (Житник и др., 1987; Урнов и др., 2006) основан на теореме Байеса

для условной вероятности  $P_{a/b}(A/B)$  двух случайных величин  $a$  и  $b$ , определенных на поле событий  $A$  и  $B$  соответственно:

$$P_{a/b}(A/B) = \frac{P_a(A)P_{b/a}(B/A)}{\sum_{\alpha} P_{\alpha}(A)P_{b/\alpha}(B/A)}. \quad (20)$$

Умножая обе стороны этого уравнения на  $P_b(B)$  и суммируя по всем  $\{b\}$ , получим равенство

$$P_a(A) = P_a(A) \sum_b \frac{P_b(B)P_{b/a}(B/A)}{\sum_{\alpha} P_{\alpha}(A)P_{b/\alpha}(B/A)}. \quad (21)$$

Интерпретируя неизвестную вероятность  $P_a(A)$  в правой части уравнения (21) как  $n$ -й шаг итерационной процедуры  $P_a^n(A)$ , а левую часть — как  $(n + 1)$ -й шаг  $P_a^{n+1}$ , получим итерационную схему

$$P_a^{n+1}(A) = P_a^n(A) \sum_b \frac{P_b(B)P_{b/a}(B/A)}{\sum_{\alpha} P_{\alpha}^n(A)P_{b/\alpha}(B/A)}. \quad (22)$$

Применим эту схему для решения интегрального уравнения для температурного диапазона  $\Delta T$ :

$$I(L) = \text{const} \int_{\Delta T} G(L; T)y(T)dT, \quad (23)$$

где  $I(L)$  обозначает интенсивность линии,  $G(L; T)$  — функцию светимости,  $y(T)$  — температурный профиль ДМЭ,  $L$  обозначает спектральный диапазон, соответствующий спектральным линиям. Введя новые функции:

$$P(L) = \frac{I(L)}{\sum_{\tilde{L}} I(\tilde{L})}, \quad (24)$$



$$P(L/T) = \frac{G(L, T)}{\sum_{\tilde{L}} G(\tilde{L}, T)},$$

$$P(T) = \frac{\text{const } y(T) \sum_{\tilde{L}} G(\tilde{L}, T)}{\sum_{\tilde{L}} I(\tilde{L})}, \quad (25)$$

которые удовлетворяют условиям нормировки

$$\sum_L P(L) = 1, \quad \sum_L P(L/T) = 1, \quad (26)$$

$$\int P(T) dT = 1,$$

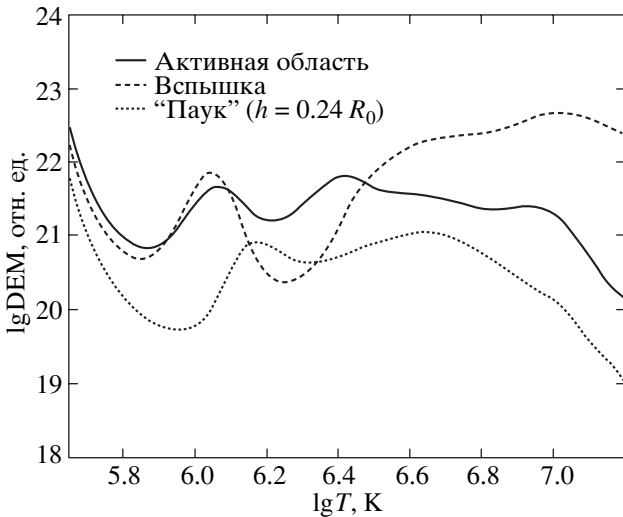
получим (положительно определенные) величины, которые можно рассматривать как вероятности  $P_l(L)$  и  $P_t(T)$  для случайных величин  $l$  и  $t$ , принимающих значения на множествах  $L$  и  $T$  соответственно; при этом ядра уравнений  $P_{l/t}(L/T)$  можно рассматривать как условные вероятности.

Систему интегральных уравнений (23) можно переписать в терминах вероятностей:

$$P_l(L) = \int P_{l/t}(L/T) P_t(T) dt. \quad (27)$$

Используя равенство (22) для случайных величин  $l$  и  $t$  и принимая для величин  $P_l(L)$  в правой части уравнений экспериментальные значения, получим рекуррентное соотношение для температурного профиля ДМЭ:

$$y^{n+1}(t) = y^n(t) \sum_l \frac{P_l^{\text{exp}}(L)}{P_l^n(L)} P_{l/t}(L/T). \quad (28)$$



**Рис. 4.** Значение  $\log \text{DEM}$  (в относительных единицах) как функция  $\log T$  (в К) для активной области NOAA 9765, вспышки класса X3.4 (28 декабря 2001 г.) и "паука" (28–29 декабря 2001 г.) на фазе затухания ( $\sim 20$  ч после максимума).

Итерационная процедура применялась к уравнениям (23), (27) для получения распределений ДМЭ по температуре. В качестве нулевого приближения использовалось равновероятное распределение (константа), для контроля сходимости использовалась оценка с помощью  $\eta^2 = \sum_L [(I(L)^{\text{exp}} - I(L)^n)^2] / I(L)^n$ .

Результаты расчетов распределения ДМЭ (в относительных единицах) как функция логарифма температуры (в К) для активной области и ИС 28.12.2001, а также ДГС 29.12.2001 приведены на рис. 4. В расчетах использовались корональные обилия и функции светимости (contribution functions) из базы данных CHIANTI (версия 4.2). Следует отметить значительный вклад МЭ в интервале температур 4–10 МК для всех рассмотренных событий.

Полученные распределения ДМЭ использованы ниже при построении МТП-модели ДМЭ для анализа рентгеновского излучения.

#### Многотемпературная параметрическая модель

Интенсивность потока излучения коронального источника (4) у поверхности Земли в заданном интервале температур  $\Delta T$  в момент времени  $t$  можно представить в виде разложения по компонентам, соответствующим излучению плазмы в температурных интервалах  $\Delta T_i$ :

$$I(\lambda, \Delta T; t) = \sum_i I_i(\lambda, t) = \quad (29)$$

$$= C \sum_{i=0}^{m-1} \int_{\Delta T_i} G(\lambda, T) y_i(T; t) dT,$$

$$\Delta T = T_m - T_0 = \sum_i \Delta T_i, \quad \Delta T_i = T_{i+1} - T_i.$$

Заменяя ДМЭ  $y_i(T; t)$  ее средним значением  $\langle y_i \rangle_{\Delta T_i} = Y(\Delta T_i) \Delta T_i$  на интервалах  $\Delta T_i$ , получим приближенное равенство

$$I(\lambda, \Delta T; t) = C \sum_i [Y(\Delta T_i; t) G_i(\lambda, \Delta T_i) + Y_i(t) G(\lambda, T_i(t))], \quad (30)$$

$$G_i(\lambda, \Delta T_i) = \langle G(\lambda, T) \rangle_{\Delta T_i},$$

которое, очевидно, совпадает с точным, если  $y_i$  не зависит от температуры, т.е. для равномерной плотности МЭ. Умножая обе части (30) на спектральную функцию пропускания приборов (response function)  $f_j(\lambda)$ , деленную на соответствующий калибровочный коэффициент  $k_j$ , и интегрируя по  $\lambda$ , получим для каждого момента времени

систему точно решаемых алгебраических уравнений, если число каналов равно числу параметров модели:

$$\bar{I}_j(\Delta T; t) = \sum_i [Y(\Delta T_i; t) \bar{G}_j(\Delta T_i) + Y_i(t) \bar{G}_j(T_i)], \quad (31)$$

$$\bar{G}_j(T) = \frac{C}{k_j} \int f_j(\lambda) G(\lambda, T) d\lambda, \quad (32)$$

$$f_j(8.42) = 1.$$

В уравнениях (32)  $j$  – номер канала,  $\bar{G}_j(T)$  – коэффициент пропускания канала, а  $\bar{G}_j^i$  – коэффициент  $\bar{G}_j(T)$ , усредненный по температурному интервалу  $\Delta T_i$ . Интенсивности в каналах  $\bar{I}_j$  выражены в единицах, в которых производились измерения: в Амперах для каналов GOES и условных единицах отсчета для канала MgXII. Система (32) является общей формулировкой многотемпературной параметрической модели. Ее параметрами могут являться:  $Y(\Delta T_i)$  и границы интервалов  $\Delta T_i(t)$  для регулярной части МЭ, а также  $Y_i$  и температуры  $T_i = T_i(t)$  для сингулярной. Конкретизация модели связана с выбором параметров, обусловленных числом имеющихся каналов, характером зависимости усредненных светимостей  $\bar{G}$  от температуры и физическими условиями в источнике.

В данной работе мы использовали разбиение на три интервала:  $\Delta T_0$ ,  $\Delta T_1$ ,  $\Delta T_2$  и использовали в качестве параметров соответствующие регулярные МЭ  $Y(T_0)$ ,  $Y(T_1)$  и  $Y(T_m)$  в модификации модели  $M_I$ , либо – в модификации модели  $M_{II}$ , сингулярную МЭ  $Y(T_m)$  и температуру  $T_m(t)$  вместо  $Y(T_2)$ . МЭ  $Y(\Delta T_i)$  для модели  $M_I$  определялись из решения системы трех уравнений

$$I_j(\Delta T; t) = Y_{ar}(t) \bar{G}_j^{ar} + Y_{tr}(t) \bar{G}_j^{tr} + Y_{sh}(t) \bar{G}_j^{sh}, \quad j = GI, GII, Mg, \quad (33)$$

где GI, GII, Mg обозначают, соответственно, каналы: GOES 1–8 Å, GOES 0.5–4 Å и MgXII. Для модели  $M_{II}$  вместо  $\bar{G}_j^{sh}$  использовался коэффициент  $\bar{G}_j(T^{sh})$  с температурой  $T_m = T^{sh}$ , величина которой определялась с помощью данных эксперимента RHESSI.

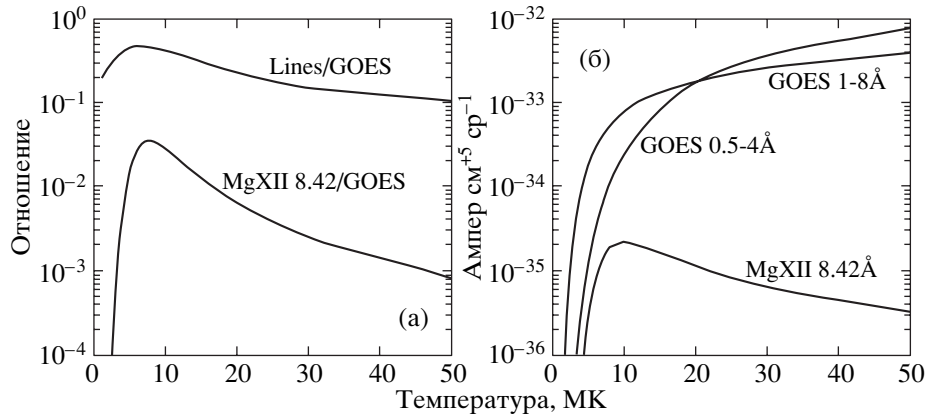
Выбор температурных интервалов  $\Delta T_i$  был сделан в соответствии с определенными физическими структурами:  $\Delta T_{ar}$  – соответствует магнитным петлям активных областей (АО) для периодов вне вспышечной активности,  $\Delta T_{sh}$  – “сверхгорячей” (superhot) плазме, наблюдаемой в максимальной фазе вспышек, а промежуточный интервал  $\Delta T_{tr}$  – переходной (transient) плазме, обнаруженной в

течение вспышечных процессов в экспериментах Yohkoh/SXT и СПИРИТ/MgXII и связанной с магнитными структурами, ассоциированными с АО. Для исследуемого периода 26.02.2002 были выбраны следующие интервалы:  $\Delta T_{ar} = 1.5–4$ ,  $\Delta T_{tr} = 4–10$ ,  $\Delta T_{sh} = 10 – T_m$ , МК. Выбор  $T_0$  обусловлен нижним порогом чувствительности приборов, используемых для восстановления ДМЭ; максимальная температура определялась по данным RHESSI. Температура  $T_1$  для первого интервала была выбрана на основе данных о тепловой МЭ, восстановленной по спектрам УФ-излучения активных областей (см. рис. 4), а также с учетом того, чтобы решения системы (32) были положительно определенными. Для выбора границы для интервала  $T_{tr}$ , мы воспользовались также эмпирическим соотношением (1) для временных профилей потоков в каналах Mg и GI.

С теоретической точки зрения квазилинейное соотношение потоков (1) в разных каналах, характеризующихся монохроматическим излучением в линии 8.42 Å и в широкой спектральной полосе 1–8 Å, имеет место при выполнении двух условий: физического, связанного с появлением на фазе роста и затухания вспышечного процесса переходной плазмы, обладающей основной мерой эмиссии в определенном интервале температур, и аппаратного, вызванного слабой зависимостью в этом интервале отношения коэффициентов пропускания (32) в обоих каналах  $\bar{G}_{Mg}/\bar{G}_{GI}$  от температуры. На рис. 5 представлены температурные зависимости отношений  $\bar{G}_{Mg}/\bar{G}_{GI}$  и  $\bar{G}_{GI}^{Lines}/\bar{G}_{GI}$  (где  $\bar{G}_{GI}^{Lines}$  – относительный коэффициент пропускания, определенный светимостью в линиях), рассчитанные с помощью банка данных CHIANTI (версия 4.2) для корональных обилий и калибровочных данных работы Уайта и др. (2005). Как видно из рисунка, в интервале температур 4–10 МК первое отношение имеет наиболее плавную зависимость с максимумом около 8 МК, а второе находится в области максимального вклада линейчатого спектра в канале GI и также плавно меняется с температурой. При наличии плазмы с доминирующей МЭ в этом диапазоне температур потоки в обоих каналах будут взаимно пропорциональны, причем коэффициент пропорциональности будет зависеть от обилий элементов, поскольку отношение вклада линий в полную светимость максимальна для температур 4–12 МК (см. Уайт и др., 2005).

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для расчета составляющих МЭ  $Y_i(t)$ , интенсивностей  $I_i(t)$ , определения межкалибровочной константы  $\alpha = k_{Mg}/k_{GI}$  и исследования основных



**Рис. 5.** Отношение потока в спектральных линиях (в диапазоне 1–8 Å) и линии MgXII 8.42 Å к полному потоку в диапазоне 1–8 Å с учетом спектральной чувствительности канала GOES (а), температурный отклик каналов GOES 1–8 Å, GOES 0.5–4 Å и MgXII (приведенный к чувствительности GOES 1–8 Å) (б).

особенностей описанной выше МТП модели мы использовали временные профили потоков в каналах MgXII и GOES в период непрерывных наблюдений с 26.02.2002 по 28.02.2002. В результате были установлены следующие свойства модели.

– МЭ и интенсивность для интервала  $\Delta T_{sh}$  слабо зависят от межкалибровочной константы  $\alpha$ , однако чувствительны к величине  $T_m$ .

– МЭ и интенсивности для интервалов  $\Delta T_{ar}$  и  $\Delta T_{tr}$  слабо зависят от выбора границ температурных интервалов, однако весьма чувствительны к величине  $\alpha$ .

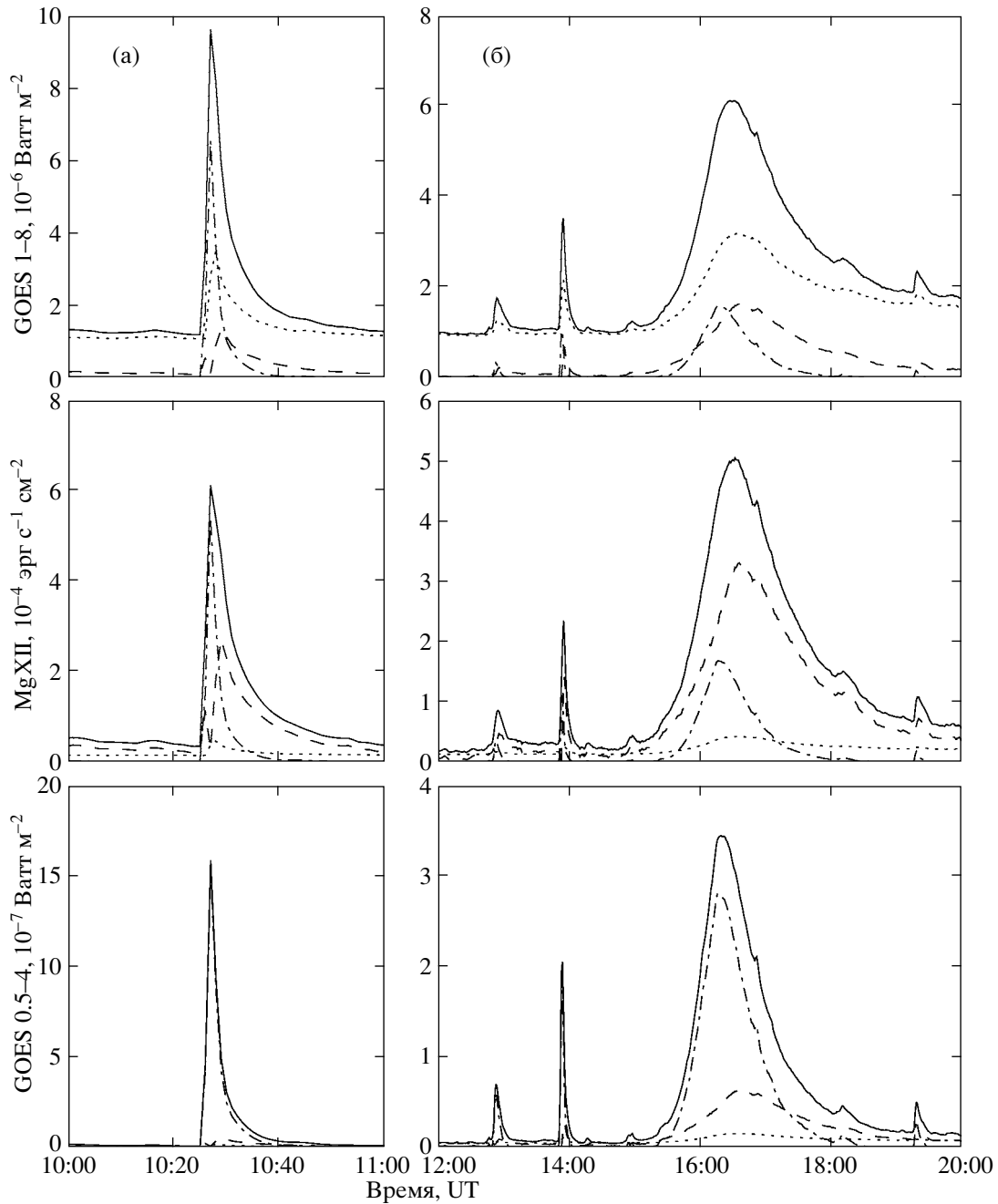
– Модификации модели  $M_I$  и  $M_{II}$  дают заметное отличие для МЭ наиболее горячей плазмы (порядка фактора 2–3).

Важным вопросом для использования модели является определение межкалибровочной константы  $\alpha$ , т.е. отношения калибровочных констант для каналов Mg и GI, поскольку решения системы (33) весьма чувствительны к ее величине. С этой целью для моментов времени вне вспышек с минимальным уровнем потоков мы использовали решения в двухпараметрической модели по каналам GOES (зануляя последний член в (33)), по которым определили  $\alpha$ .

На рис. 6 представлены временные профили потоков в каналах Mg и GI и их разложение на компоненты, соответствующие вышеописанным температурным интервалам. Для демонстрации относительного вклада компонент мы использовали модель  $M_I$  с постоянными значениями  $T_m = 25$  МК и  $T_m = 20$  МК для ИС (а) и ДГС (б) соответственно. На рис. 7 даны профили объемной МЭ и приведено сравнение профилей средней температуры и полной МЭ, рассчитанных по МТП и ОТ моделям по данным GOES.

Следует отметить существенное различие в распределении между компонентами в процессе развития вспышечных событий разных типов ИС и ДГС: для ИС вклад горячей компоненты является доминирующим, в то время как для ДГС существенный вклад вносят холодная (2–4 МК) и переходная (4–10 МК) плазма; развитие их интенсивностей запаздывает по времени (на 20–25 мин) по отношению к горячей компоненте и длится существенно дольше. Как видно из рис. 7, МЭ плазмы с  $T < 10$  МК превышает МЭ горячей компоненты более чем на порядок, что существенно сказывается на энергобюджете ДГС. Важно также отметить существенное отличие результатов расчета температуры и МЭ по много- и однотемпературной модели: в МТП нарастание МЭ практически совпадает с нарастанием температуры в отличие от ОТ, для которой характерна существенная временная задержка для роста МЭ по сравнению с температурой. Как видно из рисунка, средняя температура для вспышечных событий значительно ниже, а МЭ выше (на порядок и более) соответствующих значений в ОТ. При этом возрастание интенсивности в течение ДГС в МТП модели происходит за счет меры эмиссии (в основном “холодной” и промежуточной плазмы), в то время как в ОТ — за счет изменения температуры при практически постоянной МЭ.

Для проверки результатов определения  $\alpha$  и  $T_m$  мы использовали данные RHESSI, сравнивая в модели  $M_I$  спектр рассчитанного теплового излучения со спектром, восстановленным по данным RHESSI, а в модели  $M_{II}$  — сравнивая МЭ горячей компоненты  $Y_{sh}(T_m)$  в МТП модели с МЭ, полученной в однотемпературной модели, использованной для описания спектров RHESSI. Сравнение спектра “паука” на фазе подъема (16:00) представлено на рис. 8. Сопоставление результатов



**Рис. 6.** Временные профили потоков в каналах GOES 1–8 Å, MgXII 8.42 Å, GOES 0.5–4 Å и их разложение на компоненты, соответствующие температурным интервалам  $\Delta T_i$ . Здесь и далее пунктирная линия соответствует “холодному” интервалу  $\Delta T_{ar}$ , штриховая линия — “среднему” интервалу  $\Delta T_{tr}$ , штрихпунктирная линия — “горячему” интервалу  $\Delta T_{sh}$ .

расчетов модификации  $M_{II}$  с данными RHESSI (в OT-модели) для событий импульсного типа (максимумы в 10:26 и 14:00 UT), а также для ДГС (“паук” — максимум в 16:40 UT) обнаружило практически точное совпадение величины МЭ для горячей области. Хорошее согласие результатов МТП модели с данными RHESSI указывает на качество моделирования и точность определения межкалиб-

ровочных констант. Важным результатом является также то, что расчеты по МТП модели, выполненные с фотосферными обилиями, не позволяют получить удовлетворительного согласия с данными RHESSI.

Сравнение результатов расчетов временных зависимостей коэффициентов  $C(t)$ , использованных при описании эмпирического соотношения (1), с

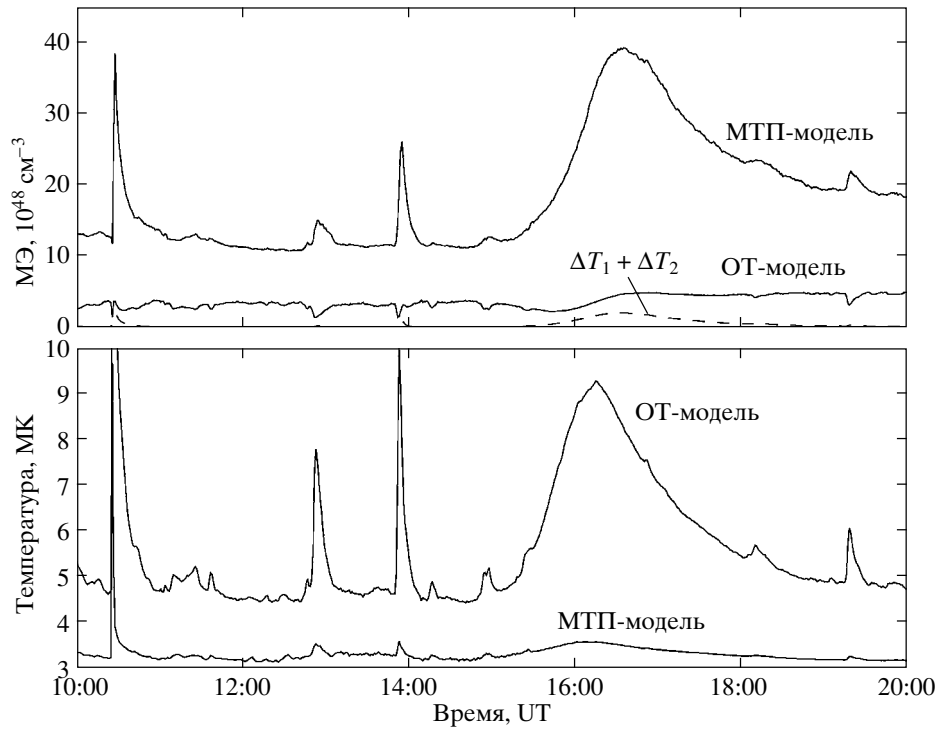


Рис. 7. Сравнение профилей МЭ и средней температуры в МТП и ОТ-моделях.

расчетами по модели показали, что отличие от строго линейной зависимости обусловлено вкладом светимости холодной компоненты  $\bar{G}_j^{\text{ar}}$  для пе-

риода нарастания и спада интенсивности и горячей компоненты  $\bar{G}_j^{\text{sh}}$  в максимальной фазе вспышек, причем указанные светимости связаны с механизмом тормозного излучения на протонах. Таким образом, в рамках МТП модели удалось дать количественную интерпретацию наблюдаемого соотношения интенсивностей каналов Mg и GI: на фазе роста и затухания вспышек существенная часть МЭ источника содержится в переходной плазме (излучение которой в значительной степени формируется благодаря излучению в линиях), что обеспечивает пропорциональность полной интенсивности в канале GI интенсивности в канале Mg за счет слабой зависимости отношения температурных коэффициентов в интервале  $\Delta T_1$ . В период максимальной фазы ИС интенсивность в канале GI заметно отличается (больше) от интенсивности в канале Mg благодаря существенному вкладу горячей компоненты в полную интенсивность. Для ДГС интенсивность в канале GI также превышает интенсивность в канале Mg из-за большого вклада и более медленного спада холодной компоненты (см. рис. 6).

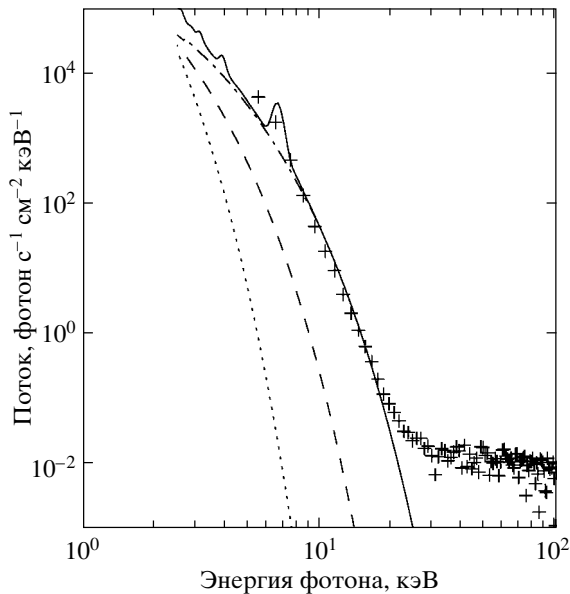
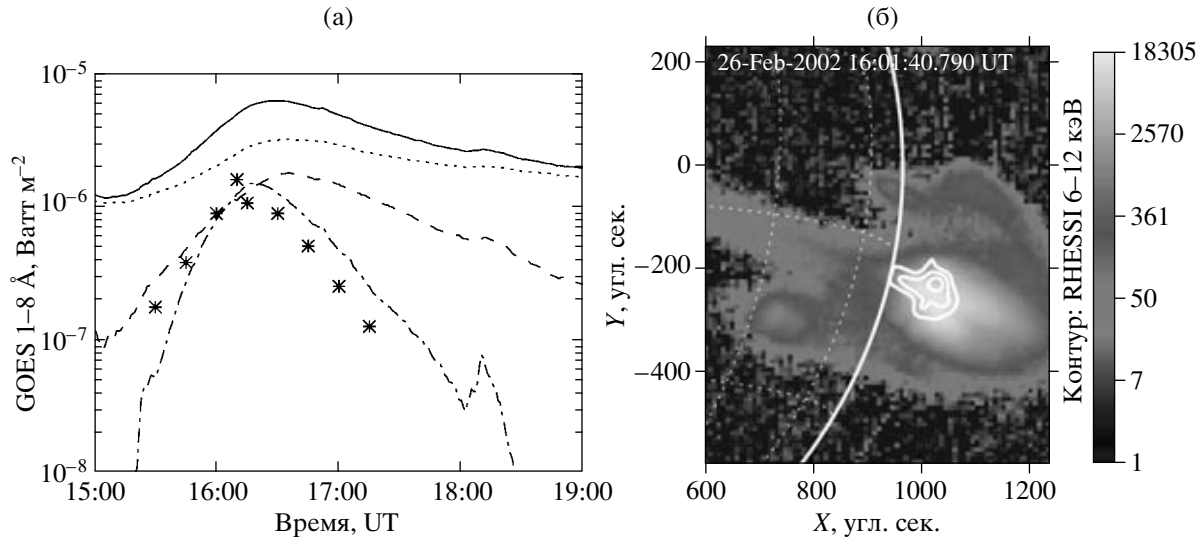


Рис. 8. Сравнение рассчитанного спектра излучения ДГС 26.02.2002 в 16:00 UT (сплошная кривая) с данными RHESSI (крестики); пунктиром, штрихом и штрихпунктиром изображены спектры по МТП модели для температурных интервалов 2–4, 4–10 и 10–20 МК соответственно.

## АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ

Для моделирования временной динамики пространственных распределений электронной плот-



**Рис. 9.** (а) — временной профиль потока “паука” в канале GOES 1–8 Å 26.02.2002 (сплошная кривая) и его разложение на температурные компоненты: пунктир — 2–4 МК, штрих — 4–10 МК, штрихпунктир — 10–20 МК, звездочки показывают относительный поток в диапазоне 6–12 кэВ по данным RHESSI; (б) — совмещенные изображения в каналах MgXII и RHESSI (контуры).

ности и температуры мы использовали как полные потоки, так и изображения в канале MgXII. В настоящей работе мы провели моделирование плазмы ДГС (“паука”), отличающимися от ИС существенно большими размерами. Во временной серии изображений в канале MgXII мы определили пространственную область, интенсивность которой имеет временной профиль, близкий к профилю потоков в интервале  $\Delta T_{sh}$  и мягких каналов RHESSI, что позволило оценить размер области и осуществить привязку магнeвых изображений к солнечному диску (см. рис. 9). Затем с помощью изображений были определены границы областей, соответствующих  $\Delta T_{tr}$  и  $\Delta T_{ar}$ . Анализ изображений “пауков”, зарегистрированных в канале MgXII, показал, что распределение интенсивности в их изображениях имеет центральную симметрию: яркое квазисферическое ядро и окружающую его гораздо менее яркую область. Границы этих областей существенно меняются во время хода вспышки, достигая максимума в момент максимальной фазы вспышечного события.

Для моделирования пространственно-временной структуры излучения “паука” 26 февраля 2002 г. мы построили распределения  $N_e$  и  $T_e$  как функции радиуса  $R$  (см. рис. 10). Соответствующие параметры для максимальной фазы (16:30 UT) были определены путем сравнения излучения моделируемого источника с экспериментально измеренным. Важно отметить, что в связи с резкой зависимостью  $G_{Mg}(T)$  от температуры (которая совпадает с функцией светимости, приведенной на рис. 5б), распределения  $N_e$  и  $T_e$  определяются

практически однозначно. Небольшие вариации как формы, так и абсолютных значений параметров приводят к существенным рассогласованиям с наблюдаемыми распределениями. Расчеты полных потоков в каналах GOES и MgXII для этих распределений показали хорошее количественное согласие с экспериментальными потоками и мерами эмиссии в температурных интервалах, полученных по МТП-модели. Рассмотрение временного хода изображения показывает, что интенсивность в ходе развития вспышечного события нарастает за счет изменения меры эмиссии холодной и промежуточной областей, растущих благодаря увеличению их размеров.

В рассмотренном нами вспышечном событии распределение плотности существенно отличается от соответствующего распределения в ИС. В плазме “паука” плотность является практически постоянной и близкой к корональной плотности ( $2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ ), в отличие от импульсной вспышки 26.02.2002 (в 10:26 UT), где плотность достигает величины  $2.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$  (см. Сент-Хилэр, Бенц, 2002). В то же время максимальные температуры в обоих событиях оказываются близкими — 16 и 21 МК соответственно.

## О ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМАХ НАГРЕВА

В этом разделе мы кратко обсудим вопросы динамики высокотемпературной плазмы в короне. Основной задачей будет выяснение свойств вспышечного механизма на основе полученных выше данных о временных профилях  $T$  и МЭ и их запаздывания относительно друг друга.

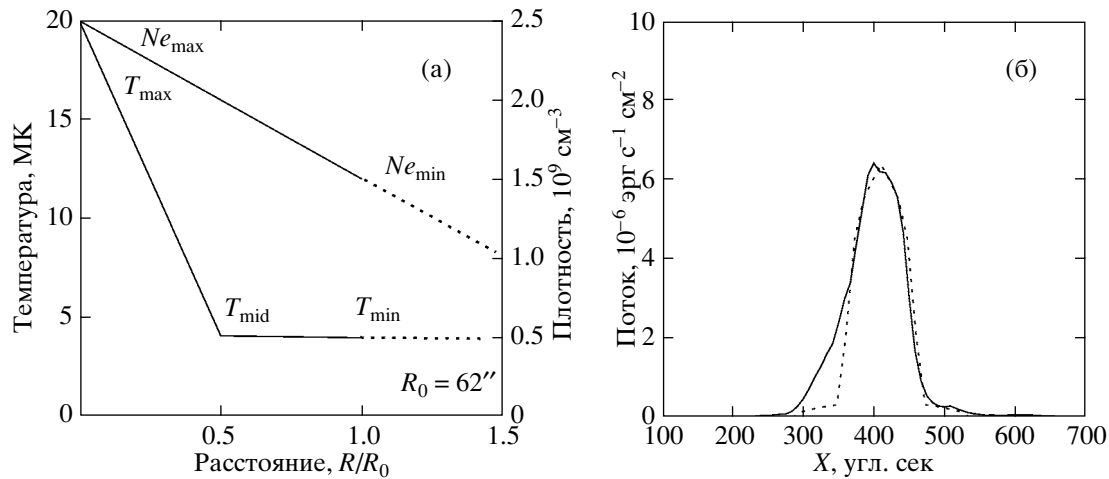


Рис. 10. Распределение электронной температуры и плотности (а) и интенсивности потока (б) для паука 26.02.2002 в 16:00 UT.

Для нагрева вспышечной плазмы в короне наиболее существенны два источника энергии: ускоренные частицы, формирующиеся во время импульсной фазы вспышки, и быстрые ударные волны, эффективно сжимающие и нагревающие плазму за фронтом. Главным из них обычно считается нагрев энергичными частицами, в результате которого температура плазмы может быть увеличена до аномально высоких значений — 30 и даже 100 МК. Тем не менее, наблюдаемое многообразие вспышек, по-видимому, исключает возможность их интерпретации единственным механизмом. Кроме того, в малых вспышках практически отсутствует нетепловая компонента излучения, связанная с энергичными частицами. Ясно, что для интерпретации подобных событий необходимо привлекать иные механизмы нагрева.

Оба источника нагрева — энергичные частицы и быстрые ударные волны — приводят к схожим результатам наблюдений в рентгеновском диапазоне: в короне формируются компактные источники излучения, имеющие более высокую температуру, чем окружающая плазма. Разумеется, особенностью нагрева быстрыми частицами может быть интенсивное нетепловое излучение, возникающее при торможении частиц в плазме. Наличие такой компоненты в спектре, однако, не должно считаться решающим аргументом, поскольку сжатая плазма за фронтом ударной волны, хотя и не формирует нетепловое излучение, но может выполнять роль мишени для производящих его энергичных частиц.

Дополнительная информация для выбора вероятного механизма нагрева вспышечной плазмы в конкретном событии может быть получена из анализа временного поведения температуры и меры эмиссии плазмы.

Выше в работе представлен пример такого анализа на основе разработанной многотемпературной

модели вспышки. В ходе него показано, что в подавляющем большинстве событий температура быстро нарастает в начале всплеска; мера эмиссии наиболее горячей компоненты первой достигает максимума. Затем мера эмиссии горячей компоненты начинает уменьшаться, в то время как полная мера эмиссии, основной вклад в которую дает низкотемпературная плазма, растет еще некоторое время. Максимум меры эмиссии низкотемпературной компоненты достигается с запаздыванием от 3–5 до 25–30 мин для импульсных вспышек и вспышек с продолжительной фазой спада, соответственно. Это напоминает процесс охлаждения горячей плазмы за счет нагрева соседних холодных областей. Явления теплопроводного охлаждения, таким образом, играют существенную роль во вспышках и важны для правильной интерпретации динамики высокотемпературной корональной плазмы.

Исследование показывает, что динамика меры эмиссии разнотемпературных компонент не может быть объяснена только процессами нагрева и теплообмена. В частности, поскольку плотность горячей корональной плазмы достигает в ИС величины более  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , необходимо также искать причины увеличения концентрации вещества в области излучения. В качестве механизма, поставляющего вещество в корону, часто рассматривают хромосферное испарение, т.е. газодинамический подъем плазмы из хромосферы, нагретой вспышечными электронами. Вместе с тем, испарившееся вещество должно находиться *внутри* вспышечных петель и заполнять их достаточно равномерно; это не согласуется с нашими и другими наблюдениями, согласно которым высокотемпературные источники излучения формируются *над* вспышечными петлями и имеют плотное ядро. С этой точки

зрения быстрые ударные волны как источник нагрева высокотемпературной плазмы во вспышках имеют важное преимущество перед энергичными частицами — в процессе нагрева они существенно сжимают газ за фронтом и, кроме того, непрерывно поставляют новое вещество в высокотемпературный источник излучения.

Важным аргументом в пользу ударных волн, как возможного механизма нагрева вспышечной корональной плазмы является наблюдаемый на изображениях MgXII для ИС подъем высокотемпературного источника во время вспышки со скоростью около 10 км/с (см. также Масуда, 2002). В рамках модели ударной волны это движение может быть естественным образом интерпретировано как перемещение вверх поверхности разрыва, отделяющей горячую область от потока “невозмущенной” плазмы. Поскольку на поверхности разрыва должно выполняться условие непрерывности  $nv = \text{const}$ , то из отношения скоростей сверхзвукового потока плазмы из области пересоединения,  $\sim 1000$  км/с, и скорости фронта,  $\sim 10$  км/с, можно сделать оценки для плотности вещества, сжатого за фронтом. Таким способом находим, что плазма обычной корональной плотности  $n \sim 10^9$  см $^{-3}$  будет сжата до  $\sim 10^{11}$  см $^{-3}$ , что согласуется с приведенными выше оценками плотности для ИС, сделанными на основе вышеописанных наблюдений.

Сделанный выше вывод о существенной роли во вспышках эффектов теплопроводного охлаждения, согласуется с теоретическими результатами, полученными Богачевым и др. (1998) и Сомовым и др. (2005) в ходе решения системы уравнений непрерывности на фронте ударной волны в условиях короны. Авторами было показано, что при адиабатическом рассмотрении нагрев плазмы ударной волной приводит к формированию в короне горячих областей с температурой более 100 МК, распространяющихся вверх со скоростью около 1000 км/с, что существенно расходится как с результатами наблюдений, так и с выводами о температурном составе вспышечной плазмы, сделанными в настоящей работе. Учет теплопроводного охлаждения позволяет привести теоретические результаты в согласие с данными наблюдений. Особенно убедительной является разница в скорости фронта ударной волны в адиабатическом и неадиабатическом приближениях. В первом случае она составляет  $\sim 1000$  км/с, т.е. на два порядка превышает наблюдаемую, тогда как после учета эффектов теплопроводности в плазме уменьшается до наблюдаемых значений.

Заметим, что нагрев плазмы электронами может играть существенную роль в формировании крупномасштабных высокотемпературных областей с

продолжительными временами жизни и корональной плотностью  $\simeq 2 \times 10^9$  см $^{-3}$ , описанных в настоящей работе. Режим этого нагрева, однако, должен существенно отличаться от режима нагрева плотной плазмы хромосферы, которая является *толстой* мишенью для ускоренных электронов всех энергий. Корональные источники излучения по отношению к быстрым электронам являются *тонкой* мишенью, эффективность нагрева которой существенно зависит от ее плотности и размера и от энергии электронов. Теоретическое исследование такой модели нагрева должно происходить с учетом этих и других особенностей, обсуждение которых выходит за рамки настоящей статьи.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Комплексный многотемпературный анализ рентгеновских и ВУФ потоков и изображений, полученных одновременно в экспериментах GOES, КОРОНАС-Ф и RHESSI, является эффективным методом диагностики горячей плазмы солнечной короны. Согласованное описание временных профилей потоков и изображений МРИ позволяет восстановить как дифференциальную меру эмиссии, так и пространственное распределение электронной плотности и температуры. Рассмотренные в работе примеры импульсных и долговременных градиентных событий показали существенную роль плазмы с температурой 2–10 МК в образовании МРИ и энергобюджете солнечных вспышек; возможным механизмом нагрева плазмы для событий первого типа является быстрая ударная волна, а для событий второго типа (“паука”) — быстрые электроны. Применение самосогласованного подхода позволило также проверить взаимную абсолютную калибровку во всех используемых каналах. Важным результатом является также то, что расчеты, выполненные с фотосферными обилиями, не позволяют получить удовлетворительного согласия с данными RHESSI.

Авторы признательны Др. Брайну Р. Деннису за большую помощь в работе с данными RHESSI. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 06-02-16298, 05-02-17415) и программ РАН “Нестационарные процессы в астрономии”, “Солнечная активность и физические процессы в Солнечно-Земной системе” и “Оптическая спектроскопия и стандарты частоты”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акита и др. (K. Akita, K. Tanaka, and T. Watanabe), *Hinotori Symposium on Solar Flares* (Ed. Tanaka Y., Tokyo: ISAS—Inst. Space Astronaut. Sci., 1982), p. 58.



2. Антонуччи, Ренато (E. Antonucci and M. Renato), *Astrophys. J.* **451**, 402 (1995).
3. Ашванден (M.J. Aschwanden), *Physics of the Solar Corona* (Springer, PRAXIS, 2006).
4. Богачев С.А., Сомов Б.В., Масуда С., Письма в Астрон. журн. **24**, 631 (1998).
5. Житник и др. (I.A. Zhitnik, S.V. Kuzin, O.I. Bugaenko, et al.), *Adv. Space Res.* **32**, 2573 (2003а).
6. Житник и др. (I.A. Zhitnik, A.V. Afanas'ev, S.V. Kuzin, et al.), *Adv. Space Res.* **32**, 473 (2003б).
7. Житник и др. (I.A. Zhitnik, O.I. Bugaenko, A.P. Ignat'ev, et al.), *MNRAS*, **331**, 67 (2003в).
8. Житник и др. (I.A. Zhitnik, S.V. Kuzin, I.I. Sobelman, et al.), *Solar System Res.* **39**, 442 (2005).
9. Житник И.А., Кузин С.В., Урнов А.М. и др., *Астрон. вестник* **40**, 1 (2006).
10. Житник И.А., Опарин С.Н., Урнов А.М. и др., *Тр. ФИАН* **179**, 39 (1987).
11. Копп, Пньюман (R.A. Kopp and G.W. Pneuman), *Solar Phys.* **50**, 85 (1976).
12. Кузин и др. (S.V. Kuzin, I.Z. Zhitnik, A.A. Pertsov, et al.), *J. X-Ray Sci. Techn.* **7**, 233 (1997).
13. Ланди, Ландини (E. Landi and M. Landini), *Astron. Astrophys.* **327**, 1230 (1997).
14. Лин и др. (R.P. Lin, B.R. Dennis, and A.O. Benz, Eds.), *The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI)* (Dordrecht/Boston/London: Kluwer Acad. Publ., 2003).
15. МакТирнан (J.M. McTiernan), *Amer. Geophys. Union*, abstract №SH13A-1133 (2004).
16. МакТирнан и др. (J.M. McTiernan, G.H. Fisher, and P. Li), *Astrophys. J.* **514**, 472 (1999).
17. Масуда (S. Masuda), *Yohkoh 10th Anniv. Meeting* (Ed. P.C.H. Martens, D. Cauffman), *Publ. Elsevier Sci. COSPAR Coll. Ser.*, 2002, p. 351.
18. Сент-Хилэр, Бенц (P. Saint-Hilaire and A.O. Benz), *Solar Phys.* **210**, 287 (2002).
19. Сильвестер и др. (J. Sylwester, J. Schijver, and R. Mewe), *Solar Phys.* **67**, 285 (1980).
20. Сильвестер и др. (J. Sylwester, H.A. Garcia, B. Sylwester, et al.), *Astron. Astrophys.* **293**, 577 (1995).
21. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, S.A. Bogachev, et al.), *Adv. Space Res.* **35**, 1690 (2005).
22. Уайт и др. (S.M. White, R.J. Thomas, and R.A. Schwartz), *Solar Phys.* **227**, 231 (2005).
23. Урнов и др. (A.M. Urnov, S.V. Shestov, F.F. Goryayev, et al.), *Astron. Astrophys.*, submitted (2006).
24. Фелдман, Филипс (U. Feldman and K.J.H. Phillips), *Astron. Astrophys.* **304**, 563 (1995).
25. Фелдман и др. (U. Feldman, G.A. Doschek, J.T. Mariska, et al.), *Astrophys. J.* **450**, 441 (1995).
26. Холман и др. (G.D. Holman, L. Sui, R.A. Schwartz, et al.), *Astrophys. J.* **595**, L97 (2003).
27. Юда и др. (S. Yuda, E. Hiei, M. Takahashi, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **49**, 115 (1997).
28. Якимец и др. (J. Jacimiec, A. Fludra, J. Sylwester, et al.), *Adv. Space Res.* **40**, 203 (1984).