

УДК 524.3-78, 523.947

## ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ ДВИЖЕНИЙ ИСТОЧНИКОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

© 2010 г. Б. В. Сомов\*

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва

Поступила в редакцию 24.06.2009 г.

В связи с наблюдениями солнечных вспышек спутником RHESSI, позволившими обнаружить новые свойства источников жесткого рентгеновского излучения во время вспышек, предлагается интерпретация этих свойств. Показано, что наблюдаемые движения корональных и хромосферных источников являются следствиями трехмерного магнитного пересоединения на сепараторе в короне. Во время первой (начальной) фазы вспышки процесс пересоединения освобождает избыток магнитной энергии, связанный преимущественно с магнитными натяжениями, которые создаются перед вспышкой сдвиговыми течениями плазмы в фотосфере. Релаксация магнитного шара в короне объясняет и движение коронального источника вниз, и уменьшение расстояния между хромосферными источниками. Во время второй (главной) фазы вспышки доминирует обычное пересоединение, описывающее освобождение энергии в терминах “стандартной модели” больших эруптивных вспышек, сопровождаемых подъемом коронального источника и увеличением расстояния между хромосферными источниками.

*Ключевые слова:* Солнце, солнечные вспышки, магнитное пересоединение, рентгеновское излучение.

### ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения вспышек на Солнце, выполненные в жестком рентгеновском (hard X-ray, HXR) диапазоне на спутнике RHESSI одновременно с наземными оптическими наблюдениями, обладающими высоким пространственным и временным разрешением, заставили многих авторов говорить о “новом классе” солнечных вспышек (Джи и др., 2006, 2007; Джоши и др., 2007, 2008; Лиу и др., 2009). Забегая вперед, подчеркнем, что в действительности речь идет об обнаружении некоторых новых свойств, которые, возможно, характерны для многих больших вспышек, но противоречат все еще широко используемой сейчас так называемой “стандартной модели” (Стурок, 1966; Хираяма, 1974; Коп, Пнейман, 1976).

Как известно, классическая стандартная модель предполагает, что эруптивное волокно, двигаясь вверх, вытягивает за собой линии магнитного поля и формирует вертикальный токовый слой в короне, который разделяет противоположно направленные магнитные поля. Магнитное пересоединение в токовом слое, рассматриваемое в двумерном приближении, порождает магнитные петли, основаниями которых в хромосфере являются “яркие точки”, расположенные на двух вспышечных лентах по

разные стороны относительно линии раздела полярности фотосферных магнитных полей, фотосферной нейтральной линии (photospheric neutral line, PNL). Во время вспышки в процесс пересоединения вовлекаются новые пары линий магнитного поля. Их основания расположены дальше от PNL. Поэтому новые пересоединенные линии поля образуют более высокие петли, а яркие точки в их основаниях в хромосфере как бы движутся в противоположные стороны от PNL. Такое движение является характерным признаком пересоединения в короне. Стандартная модель в общих чертах многократно подтверждалась многоволновыми наблюдениями вспышек, в частности, наблюдениями спутника Yohkoh движения вверх корональных HXR источников (Масуда, 2002).

Подъем корональных источников во время нескольких вспышек можно было наблюдать при помощи телескопа HXT на спутнике Yohkoh. Однако лишь для пяти вспышек чувствительность телескопа позволила оценить *среднюю* скорость движения вверх; она оказалась небольшой: 10–30 км/с (Сомов и др., 2005а). Этот результат, разумеется, не означал, что корональные источники движутся монотонно вверх. Более того, в начале двух вспышек было замечено движение коронального источника вниз (см. рис. 1 и 5 в работе Сомова и др., 2005а). Однако точность

\* Электронный адрес: somov@sai.msu.ru

данных телескопа HXT не позволяла исследовать этот эффект.

Наблюдения спутника RHESSI, упомянутые выше (см. также Лиу и др., 2004; Суи и др., 2004), благодаря более высокому разрешению, показали, что на стадии роста вспышки действительно происходит уменьшение высоты коронального HXR-источника. Кроме того, вспышечная петля как бы уменьшается в размере, в частности, уменьшается расстояние между компактными источниками интенсивного HXR-излучения, “яркими точками” в ее основаниях (footpoints, далее FP). Сравнения рентгеновских изображений с наземными оптическими наблюдениями подтвердили, что на стадии роста нескольких вспышек наблюдается движение ярких  $H\alpha$  и HXR-точек в направлении друг к другу, а также движение вниз коронального HXR источника, связанного с вершиной вспышечной петли (loop-top, далее LT). Таким образом, результаты современных наблюдений абсолютно противоречат предсказаниям стандартной модели вспышек. Цель данной статьи — объяснить указанное противоречие.

### НАКОПЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПЕРЕД ВСПЫШКОЙ

Для того чтобы найти правильное объяснение новых наблюдений солнечных вспышек, необходимо напомнить некоторые общие закономерности накопления энергии перед большими вспышками и освобождения ее во время вспышек. На основе изображений, полученных при помощи телескопа HXT на спутнике *Yohkoh*, было продемонстрировано, что крупномасштабная структура и динамика двухленточных вспышек может быть интерпретирована в терминах трехмерного пересоединения на сепараторе магнитного поля в короне. На примере вспышки балла ЗВ/Х5.7 14 июля 2000 г., которую принято называть “вспышкой дня Бастилии” или просто “Бастильской вспышкой”, было показано, что перед вспышкой основания линий магнитного поля вовлечены в крупномасштабные горизонтальные течения плазмы в фотосфере двух типов (Сомов и др., 2002). Течения первого типа, конвергентные течения, направлены к PNL. Такие течения порождают предвспышечные токовые слои в короне, с которыми связано накопление значительного избытка энергии магнитного поля перед вспышкой. Течения второго типа параллельны PNL; их называют “шировыми”. Они увеличивают длину линий магнитного поля над PNL и таким образом создают дополнительный избыток энергии магнитного поля перед вспышкой.

Во время вспышки процесс пересоединения реализует оба избытка энергии, что объясняет два типа наблюдаемых движений FPs. Первый — FPs

движутся в противоположные стороны относительно друг друга и относительно PNL. Это явление связано с пересоединением антипараллельных составляющих магнитного поля и наблюдается как увеличение расстояния между FPs. Однако второй эффект, релаксация магнитного шира, представляет собой пересоединение электрических токов, которые обусловлены магнитными натяжениями, порождаемыми фотосферными шировыми течениями (см. Сомов, 2007, раздел 5.2). Этот эффект уменьшает расстояние между FPs (Сомов и др., 2002, 2003).

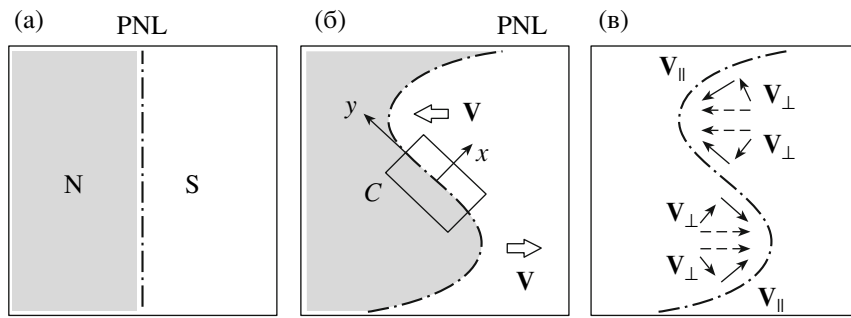
Таким образом, реальные солнечные вспышки — явление заведомо более сложное по сравнению с тем, которое подразумевает классическая стандартная модель. В частности, большие вспышки отличаются от стандартной модели и структурой, и динамикой, т.е. сценарием. Поэтому нет ничего удивительного в том, что для описания больших вспышек нужны менее упрощенные модели. Поясним общую ситуацию в терминах модели пересоединения “Радуга” (Сомов, 1985, 1986). На рис. 1а слева и справа от PNL расположены области магнитных полей противоположной полярности в фотосфере N и S. Предполагается, что вихревое течение плазмы в фотосфере деформирует PNL так, что она приобретает форму буквы S (рис. 1б). Такие изгибы PNL часто видны на магнитограммах активных областей, в которых происходят вспышки.

Начиная с некоторого критического изгиба PNL (см. Горбачев, Сомов, 1988), в магнитном поле над плоскостью фотосферы  $P_h$ , рассчитанном в потенциальном приближении, появляется топологически особая линия — сепаратор  $X$ , как это показано на рис. 2. Она отличается от гиперболической нулевой линии магнитного поля присутствием на ней продольной составляющей поля  $\mathbf{V}_{\parallel}$ . Таким образом, с появлением сепаратора становится возможным образование предвспышечного токового слоя и накопление избытка магнитной энергии.

Рассмотрим еще одно свойство модели “Радуга”. На рис. 1в поле скоростей  $\mathbf{V}$  вихревого течения в фотосфере разложено на две составляющие: компоненты скорости  $\mathbf{V}_{\parallel}$  и  $\mathbf{V}_{\perp}$ , параллельные и перпендикулярные к линии PNL соответственно. Первая составляющая порождает шир магнитного поля над PNL, вторая — создает пересоединяющие токовые слои в короне. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением центральной области  $C$ , как она обозначена на рис. 1б и 2.

### ОСВОБОЖДЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВО ВСПЫШКЕ

Будучи пересоединенной на сепараторе, каждая линия магнитного поля или, для наглядности, трубка магнитного потока  $f$  сначала ускоряется внутри



**Рис. 1.** (а) — Модельное распределение вертикальной компоненты магнитного поля в фотосфере; PNL — фотосферная нейтральная линия, т.е. граница раздела областей магнитных полей противоположной полярности. (б) — Под воздействием вихревого течения в фотосфере PNL принимает S-образную форму, система декартовых координат  $x$  и  $y$  в центральной области  $C$  используется на рис. 3. (в) — Разложение поля скоростей в фотосфере на параллельную и перпендикулярную составляющие относительно PNL.

сверхгорячего турбулентного токового слоя (super-hot turbulent-current layer, SHTCL, Сомов, 2007, глава 6) до больших скоростей:

$$v_1 \approx 5 \times 10^6 \times \frac{1}{n_0^{1/4}} E_0^{1/2} \gtrsim 1000 \text{ км с}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь  $n_0$  — концентрация плазмы, втекающей в токовый слой,  $E_0$  — напряженность электрического поля в нем, измеренная в единицах СГСЕ. Каждая трубка пересоединенного магнитного потока вместе с плазмой, нагретой до огромных температур:

$$T \approx 10^{15} \times \frac{1}{n_0^{1/2}} E_0 \gtrsim 100 \text{ МК}, \quad (2)$$

движется из токового слоя и в области между токовым слоем и фотосферой образует магнитную петлю, обладающую свойствами коллапсирующей магнитной ловушки (Сомов, Косуги, 1997). Мощность энерговыделения в токовом слое

$$P_s \approx 2.0 \times 10^{11} \times n_0^{1/2} \frac{1}{h_0} E_0^2 l_j \sim 10^{29} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (3)$$

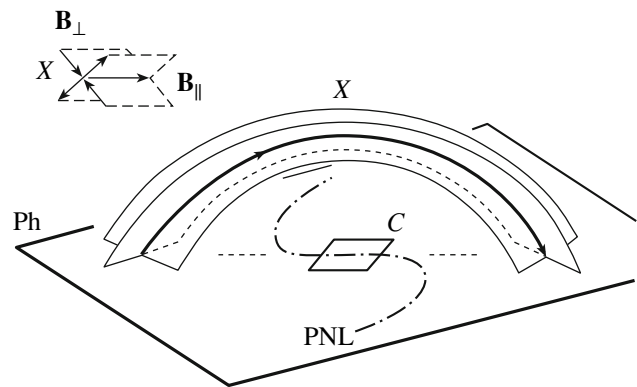
где  $h_0$  — градиент магнитного поля в окрестности сепаратора,  $l_j$  — длина токового слоя. В приведенных оценках использованы типичные для солнечных вспышек значения параметров (см. Сомов, 2007, гл. 7 и 8).

Вершина каждой из пересоединенных магнитных петель движется вниз, а основания закреплены в фотосфере. При этом продольный и поперечный размеры ловушки уменьшаются, что приводит к ускорению захваченных частиц механизмом Ферми первого порядка и бетатронным механизмом соответственно (Сомов, Богачев, 2003). Характерное время процесса

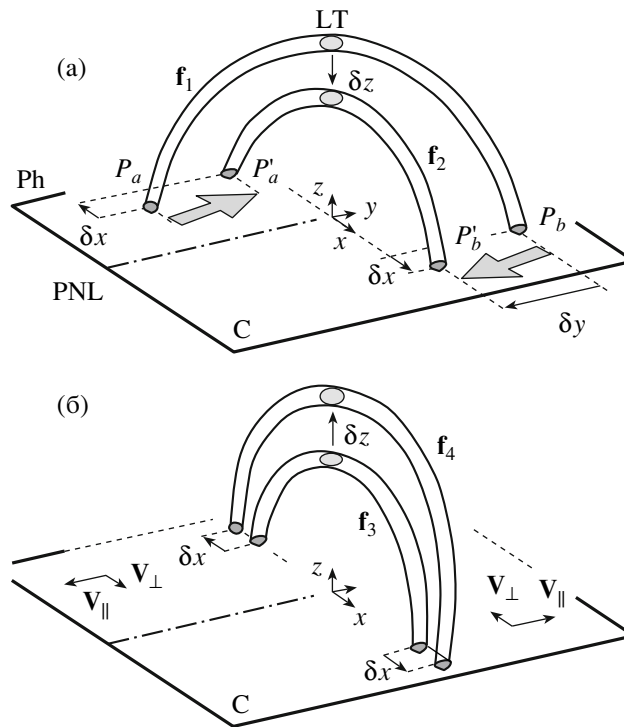
$$t_1 \approx l_1/v_1 \lesssim 10 \text{ с}, \quad (4)$$

если начальная длина ловушки  $l_1 \sim 10^4$  км.

Распределение захваченных электронов по энергии и спектр их НХР-излучения могут быть рассчитаны в зависимости от длины и толщины коллапсирующей ловушки (Богачев, Сомов, 2007). Если инжектируемые в ловушку электроны имеют степенной спектр, то их спектр остается степенным в течение всего процесса ускорения и для механизма Ферми, и для бетатронного механизма. Для электронов с тепловым спектром инжекции модель предсказывает два типа источников НХР-излучения в короне. Тепловые источники образуются в ловушках, в которых доминирует бетатронный механизм. Нетепловые источники со степенным спектром излучения формируются при ускорении электронов механизмом Ферми. С учетом кулоновских столкновений внутри ловушки спектр электронов принимает характерную двухстепенную форму (Богачев, Сомов, 2009),



**Рис. 2.** Модель магнитного поля “Радуга” над фотосферой Ph. Сепаратор  $X$  над S-образным изгибом фотосферной нейтральной линии PNL. Вставка в левом верхнем углу демонстрирует структуру магнитного поля вблизи вершины сепаратора.  $\mathbf{B}_{\parallel}$  — компонента магнитного поля, направленная вдоль сепаратора.



**Рис. 3.** Две фазы в развитии солнечной вспышки. (а) — Трубка магнитного потока  $f_1$  в виде магнитной петли в момент времени  $t_1$ , когда источник HXR-излучения в ее вершине LT имеет максимальную яркость;  $P_a$  и  $P_b$  — яркие HXR-точки (FPs) в основаниях петли  $f_1$ , а  $P'_a$  и  $P'_b$  — в основаниях петли  $f_2$  в более поздний момент времени  $t_2$ ,  $\delta x$  и  $\delta y$  — смещения FPs перпендикулярно и параллельно PNL,  $\delta z$  — смещение коронального HXR-источника вниз. (б) — Движение коронального источника вверх во время второй фазы вспышки.

что согласуется с наблюдениями вспышек спутником RHESSI. Механизм ускорения Ферми в коллапсирующих магнитных ловушках имеет значительные преимущества по сравнению с бетатронным механизмом, который в основном нагревает низкоэнергичные электроны (Сомов, 2007, гл. 7).

В любом из упомянутых выше вариантов яркость HXR-источника в вершине ловушки (LT) сначала нарастает в виду ускорения частиц, а потом уменьшается в силу убегания ускоренных частиц из ловушки. Максимальная яркость достигается при некоторой длине ловушки и некоторой степени ее сжатия или, что то же самое, при некоторой ее высоте, когда LT движется со скоростью, много меньшей, чем начальная скорость  $v_1$ . Будем предполагать, что высота коллапсирующей ловушки, при которой ее HXR-яркость максимальна, пропорциональна расстоянию между яркими точками в ее основании, т.е. между FPs в данный момент времени. Это дополнительное предположение означает, что трубка магнитного потока  $f$  стала менее вытянутой по сравнению с ее начальным состоянием в момент пересоединения в нейтральной X-точке внутри токового слоя. Иными словами, магнитные натяжения в магнитной петле умень-

шились; ее состояние стало менее неравновесным, т.е. более приближенным к бессильному или потенциальному (Сомов, 2006). О таком поведении свидетельствуют численные расчеты процесса магнитного пересоединения, выполненные в рамках диссипативной магнитной гидродинамики (см., например, Чен и др., 1999; Угай, 2009). К сожалению, в настоящее время нет численного моделирования рассматриваемого явления в более реалистическом приближении.

Рассмотрим следствия сделанного предположения применительно к модели “Радуга”. На рис. 3а показаны две трубки магнитного потока  $f_1$  и  $f_2$ , пересоединенные в последовательные моменты времени. Обе трубки в виде магнитных петель показаны в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ , соответствующие максимальной яркости LT источников HXR-излучения в каждой из них; здесь  $t_2 > t_1$ . В основаниях первой магнитной петли расположены FPs  $P_a$  и  $P_b$ , в основаниях второй —  $P'_a$  и  $P'_b$ .

Рисунок 3а иллюстрирует два эффекта. Первый представляет собой хорошо известное явление — увеличение расстояния между вспышечными лентами в хромосфере в результате пересоединения в корональном SHTCL. Смещения  $\delta x$  ярких точек FPs, расположенных на лентах, направлены

в противоположные стороны относительно PNL и составляющей скорости  $V_{\perp}$  конвергентного течения плазмы в фотосфере. Расстояние между FPs увеличивается в соответствии с предсказанием стандартной модели.

Однако второй эффект менее тривиален и не может быть объяснен в рамках стандартной модели. Наблюдаемые смещения  $\delta y$  параллельны PNL, но антипараллельны скорости  $V_{\parallel}$  шировых течений в фотосфере. Это и есть релаксация магнитного шира в короне. Заметим, что поскольку фотосферный шир доминирует преимущественно на малых расстояниях от PNL, во время первой фазы вспышки  $\delta y \gg \delta x$ ; для Бастильской вспышки  $\delta y \approx 3.1\delta x$ , как это видно на рис. 4 в работе Сомова и др. (2002). Следовательно, во время начальной фазы должно происходить уменьшение расстояния между FPs и уменьшение высоты LT источника HXR-излучения:  $\delta z < 0$  на рис. 3а. Движение вниз коронального HXR-источника во время “первой фазы” вспышки, по-видимому, является типичным для многих вспышек (см., например, Суи, Холман, 2003; Суи и др., 2004; Ли, Ган, 2005; Джоши и др., 2007, 2008; Лиу и др., 2009). Характерное время явления — десятки минут. Разделение процесса вспышки на первую и вторую фазы, как будет видно из дальнейшего, тоже не является случайным, а обусловлено вполне определенными физическими закономерностями.

Во время второй фазы вспышки в процесс пересоединения вовлекаются трубки магнитного потока, FPs которых расположены дальше от PNL и имеют по этой причине меньший шир или практически никакого, как показано на примере двух магнитных петель  $f_3$  и  $f_4$  на рис. 3б. В этом случае наблюдаемые смещения  $\delta x$  направлены в противоположные стороны от PNL и увеличивают расстояние между FPs. Как следствие, корональный HXR-источник движется вверх:  $\delta z > 0$  в соответствии с предсказанием стандартной модели.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Солнечные вспышки часто проявляют двухленточную структуру. Однако в HXR-излучении, которое является тормозным излучением ускоренных электронов, такая структура была впервые наблюдаена при помощи телескопа HXT на спутнике Yohkoh в Бастильской вспышке 14 июля 2000 г. (Масуда и др., 2001). При этом было обнаружено движение ярких компактных источников HXR-излучения вдоль вспышечных лент и было высказано предположение, что эти источники являются основаниями (FPs) магнитных петель, образующихся в результате пересоединения. Более

того, Масуда и др. (2001) высказали предположение, что сначала образуются петли с большим широм, а позднее — с малым.

Сравнение HXR-изображений с магнитограммами, полученными на SOHO и наземным магнитографом SFMT (Solar Magnetic Field Telescope) в обсерватории HSOS (Huairou Solar Observing Station), показало, что наблюдаемое во время вспышки движение FPs является откликом на предвспышечные движения источников магнитного поля в фотосфере (Сомов и др., 2002). В частности, уменьшение расстояния между FPs связано с течениями в фотосфере, увеличивающими шир магнитного поля в короне перед вспышкой.

Однако, как показали наблюдения Yohkoh, в общем случае оказывается непросто отличить вспышку с уменьшающимся расстоянием между FPs вдоль PNL (т.е. вспышку с  $\delta y < 0$  на рис. 3а) от вспышки, в которой FPs расстояние увеличивается ( $\delta y > 0$ ). Трудность состоит не только в том, как нарисовать *упрощенную* нейтральную линию SNL в фотосфере (Горбачев, Сомов, 1989), и как, используя ее, определить PNL. Картина вспышки усложняется тем, что оба типа FPs смещений могут присутствовать в одной и той же вспышке (Сомов и др., 2005б). В начале вспышки FPs движутся в направлении друг к другу, и расстояние между ними уменьшается. В некоторый момент времени они проходят через “критическую точку”. Линия, соединяющая FPs, оказывается перпендикулярна к PNL, как это показано на рис. 3б. Затем FPs продолжают движение, параллельное PNL, но теперь расстояние между FPs увеличивается ( $\delta y > 0$ ). В качестве примера можно привести M4.4 вспышку 29 октября 2000 г. в 01:46 UT (см. рис. 2 в статье Сомова и др., 2005б).

Поскольку после прохождения критической точки процесс пересоединения на сепараторе увеличивает шир пересоединенных линий (что не противоречит теоретическим представлениям, см. Сомов и др., 1998), часть энергии вспышки должна расходоваться на увеличение длины пересоединенных линий поля. Это явление реализуется через увеличение продольной составляющей магнитного поля на сепараторе. В результате скорость пересоединения может несколько уменьшиться. Это приведет к уменьшению скорости движения вспышечных лент в противоположные стороны от PNL. В контексте данной статьи важно, однако, другое. После прохождения критической точки оба типа смещений FPs увеличивают расстояние между ними ( $\delta x > 0$ ,  $\delta y > 0$ ) и, следовательно, увеличивают высоту коронального HXR-источника ( $\delta z > 0$ ). Таким образом, классическая стандартная модель *кажется* применимой на поздних

стадиях больших эруптивных вспышек даже в тех случаях, когда становятся существенными явления магнитного шира, не учтенные этой моделью.

Что касается механизма увеличения энергии электронов, то вероятнее всего во время первой фазы вспышки происходит бетатронный нагрев частиц, инжектируемых в коллапсирующие ловушки из высокотемпературного токового слоя, SHTCL. Во время второй фазы, по-видимому, эффективно работает двухступенчатый механизм (Сомов, Косуги, 1997). Сначала частицы ускоряются электрическим полем внутри SHTCL, затем доускоряются до высоких энергий механизмом Ферми внутри коллапсирующих ловушек.

При моделировании больших двухленточных вспышек типа “Бастильской вспышки” нужны топологические модели более сложные по сравнению с иллюстративной моделью “Радуга”. Такие модели содержат, как минимум, два сепаратора в короне и дают более аккуратное описание крупномасштабной структуры и динамики вспышки (см., например, Сомов и др., 2002, 2005в). Однако эти модели базируются на тех же физических идеях, что и используемая в данной статье модель “Радуги”, и находят свое подтверждение в современных многоволновых наблюдениях. В частности, HXR-наблюдения RHESSI, обладающие более высоким разрешением по сравнению с Yohkoh, демонстрируют, что в нескольких вспышках FPs сначала движутся друг к другу почти параллельно PNL, а затем в противоположные стороны в ортогональном направлении, преимущественно от PNL (Ган и др., 2008). Более того, недавние наблюдения RHESSI (Лиу и др., 2009) показали, что переход от первой фазы вспышки ко второй (с точки зрения FPs смещений) действительно совпадает с моментом изменения направления движения на противоположное для коронального источника HXR-излучения в таких вспышках.

Еще более сложные “многосепараторные модели” (см., например, Парнел, 2007) делают интерпретацию крупномасштабных явлений менее однозначной, и тем не менее, не позволяют учесть тонкую структуру вспышки (если ставить перед собой такую задачу). Иными словами, более сложные модели существенно запутывают ситуацию с пониманием физики солнечных вспышек и до сих пор не дали ясной интерпретации новых наблюдательных фактов, рассмотренных в данной статье. Однако и данная статья естественно не претендует на то, что она учитывает все многообразие наблюдаемых форм и сценариев солнечных вспышек, включающих, например, различные триггерные механизмы (Григис, Бенц, 2005).

Наблюдаемая картина вспышки усложняется еще и тем, что при рассмотрении рентгеновских петель с высоким временным и пространственным

разрешением, например, с помощью рентгеновского телескопа XRT на спутнике Hinode, по-видимому, можно заметить собственные движения вниз отдельных пересоединенных петель (Ривс и др., 2008). Вообще говоря, такие петли должны наблюдаться как на первой, так и на второй фазе вспышки. Важно, однако, что каждая магнитная петля лишь короткое время находится в состоянии с заданной высокой температурой и излучает в данной спектральной линии, поскольку плазма внутри петли быстро охлаждается за счет лучистых потерь энергии и теплопроводных потоков в хромосферу. Иными словами, время жизни отдельной петли может оказаться меньше наблюдаемого времени движения вниз. В этом случае с неизбежностью приходится предполагать последовательное “возгорание” новых и новых пересоединенных петель в данной линии или в заданном диапазоне длин волн. Довольно очевидно, что оба эффекта (собственные движения магнитных петель вниз и наблюдаемое движение вниз источника излучения) могут присутствовать в реальных вспышках, но во время первой фазы они складываются, а во время второй фазы — вычитаются.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-01033-а).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богачев С.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **33**, 62 (2007).
2. Богачев С.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **35**, 63 (2009).
3. Ган и др. (W.Q. Gan, Y.P. Lin, and L.I. Miroshnichenko), *Adv. Space Res.* **41**, 908 (2008).
4. Горбачев, Сомов (V.S. Gorbachev and B.V. Somov), *Solar Phys.* **117**, 77 (1988).
5. Горбачев В.С., Сомов Б.В., *Астрон. журн.* **66**, 105 (1989).
6. Григис, Бенц (P.C. Grigis and A.O. Benz), *Astrophys. J.* **625**, L143 (2005).
7. Джи и др. (H. Ji, G. Huang, H. Wang, et al.), *Astrophys. J.* **636**, L173 (2006).
8. Джи и др. (H. Ji, G. Huang, and H. Wang), *Astrophys. J.* **660**, 893 (2007).
9. Джоши и др. (B. Joshi, P.K. Manoharan, A. Veronig, et al.), *Solar Phys.* **242**, 143 (2007).
10. Джоши и др. (B. Joshi, A. Veronig, K.-S. Cho, et al.), reprint arXiv:0809.246v1 [astro-ph] (2008).
11. Коп, Пнейман (R.A. Kopp and G.W. Pneuman), *Solar Phys.* **108**, 251 (1976).
12. Ли, Ган (Y.P. Li and W.Q. Gan), *Astrophys. J.* **639**, L137 (2005).
13. Лиу и др. (W. Liu, Y.W. Jiang, S. Liu, et al.), *Astrophys. J.* **611**, L53 (2004).
14. Лиу и др. (W. Liu, V. Petrosian, B. R. Dennis, et al.), *Astrophys. J.* **693**, 847 (2009).

15. Масуда (S. Masuda), *Multi-Wavelength Observations of Coronal Structure and Dynamics, Yokoh 10th Anniversary Meeting* (Ed. P.C.H. Martens, D.P. Cauffman, Amsterdam: Pergamon, 2002), p. 351.
16. Масуда и др. (S. Masuda, T. Kosugi, and H.S. Hudson), *Solar Phys.* **204**, 55 (2001).
17. Парнел (C.E. Parnell), *Solar Phys.* **242**, 21 (2007).
18. Ривс и др. (K.K. Reeves, D.B. Seaton, and T.G. Forbes), *Astrophys. J.* **675**, 868 (2008).
19. Сомов Б.В., *Успехи физ. наук* **28**, 271 (1985).
20. Сомов (B.V. Somov), *Astron. Astrophys.* **163**, 210 (1986).
21. Сомов (B.V. Somov), *Plasma Astrophysics, Part I, Fundamentals and Practice* (N.Y.: Springer, 2006).
22. Сомов (B.V. Somov), *Plasma Astrophysics, Part II, Reconnection and Flares* (N.Y.: Springer, 2007).
23. Сомов Б.В., Богачев С.А., *Письма в Астрон. журн.* **29**, 701 (2003).
24. Сомов, Косуги (B.V. Somov and T. Kosugi), *Astrophys. J.* **485**, 859 (1997).
25. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, and T. Sakao), *Astrophys. J.* **497**, 943 (1998).
26. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, H.S. Hudson, et al.), *Astrophys. J.* **579**, 863 (2002).
27. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, H.S. Hudson, et al.), *Adv. Space Res.* **32**, 2439 (2003).
28. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, S.A. Bogachev, et al.), *Adv. Space Res.* **35**, 1690 (2005a).
29. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, S.A. Bogachev, et al.), *Adv. Space Res.* **35**, 1700 (2005b).
30. Сомов и др. (B.V. Somov, T. Kosugi, I.V. Oreshina, et al.), *Adv. Space Res.* **35**, 1712 (2005в).
31. Стурок (P.A. Sturrock), *Nature* **211**, 695 (1966).
32. Суи, Холман (L. Sui and G.D. Holman), *Astrophys. J.* **596**, L251 (2003).
33. Суи и др. (L. Sui, G.D. Holman, and B.R. Dennis), *Astrophys. J.* **612**, 546 (2004).
34. Угай (M. Ugai), *Phys. Plasmas* **15**, 082306 (2009).
35. Хираяма (T. Hirayama), *Solar Phys.* **34**, 323 (1974).
36. Чен и др. (P.F. Chen, C. Fang, Y.H. Tang, et al.), *Astrophys. J.* **513**, 516 (1999).