

УДК 523.987-735

СВЯЗЬ ИМПУЛЬСНЫХ И ПОСТЭРУПТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШКАХ НА СОЛНЦЕ

© 2004 г. М. А. Лившиц, О. Г. Бадалян

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, Троицк, Россия

Поступила в редакцию 04.05.2004 г.; принята в печать 15.06.2004 г.

Согласно современным представлениям, достаточно мощная солнечная вспышка представляет собой один или несколько импульсных эпизодов, выброс плазмы и последующее развитие гигантских постэруптивных петель. В середине 80-х годов Ежи Якимец предложил метод изучения вспышечных петель путем построения диаграмм $\lg T - 1/2 \lg EM$ по наблюдаемому мягкому рентгеновскому излучению (так называемая модель Якимеца). Развивая этот подход, мы построили и проанализировали такие диаграммы не для произвольного набора различных событий, а для вспышек в одном и том же центре активности с близким характером развития, иначе говоря, для гомологичных вспышек (двухленточные вспышки ноября 2000 г., мощные длительные события октября–ноября 2003 г. и др.). Такое рассмотрение позволило отстраниться от различий конфигурации магнитного поля, в результате чего проявлялась ранее не известная закономерность: наклон прямой $\lg T - 1/2 \lg EM$ на фазе спада вспышки ($\text{tg } \alpha$) оказался зависящим от максимальной температуры T_{max} в источнике мягкого рентгеновского излучения. Характер зависимости $\text{tg } \alpha$ от T_{max} постепенно эволюционирует от серий коротких вспышек к сериям мощных длительных нестационарных процессов. Полученные результаты могут свидетельствовать о том, что развитие системы постэруптивных петель зависит от энергетики импульсных эпизодов всего события. При этом взрывное испарение приводит к одновременному увеличению как температуры, так и плотности плазмы в вершине петли. Дальнейшая эволюция постэруптивной системы отражает это различие начальных условий и степень раскрытия магнитной конфигурации. Кратко обсуждаются следствия из проведенного рассмотрения для понимания вопроса о длительностях вспышек и о различии диммингов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Огромное количество внеатмосферных наблюдений солнечных вспышек позволяет по-новому взглянуть на развитие явления в целом. Большинство событий заметной мощности включает в себя импульс, выброс плазмы (эрупция в виде сержа или коронального выброса массы — СМЕ) и последующее формирование системы гигантских корональных петель. Постэруптивная фаза может включать в себя как образование обычных корональных петель, высота которых не превышает $0.1 R_{\odot}$, так и систем гигантских арок, медленно поднимающихся вверх и существующих много часов.

Петли являются основным структурным образованием вспышки. Высокотемпературная плазма, заключенная в них, излучает в мягком рентгеновском диапазоне. В современных фильмах, особенно полученных на спутнике TRACE с высоким временным и пространственным разрешением, отчетливо видны низкие петли импульсной фазы и оболочка более высоких петель. Непосредственно по снимкам в далеком ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах нельзя сделать вывод

о том, зависит ли образование и условия существования высоких петель от импульсного процесса. Эта интересная для построения общей модели вспышки проблема может быть решена с привлечением различных современных наблюдений. Однако даже стандартная регистрация рентгеновских потоков в двух спектральных диапазонах, регулярно проводимая на спутниках серии GOES с 1988 г., может использоваться для первого этапа изучения этого вопроса.

Существенной для анализа мягкого рентгеновского излучения вспышек была работа Якимеца и др. [1], в которой впервые была построена диаграмма зависимости логарифма температуры от $1/2$ логарифма меры эмиссии ($\lg T - 1/2 \lg EM$). Эта диаграмма, каждая точка на которой относится к одному и тому же моменту времени, представляет собой своеобразный “гистерезис”, отображающий формирование и последующее существование системы корональных петель. Ниже для краткости эту зависимость будем называть (T–EM)-диаграммой.

В дальнейшем развитию модели Якимеца было посвящено большое количество работ по солнеч-

ным и звездным вспышкам (см. [2–4] и цитируемую там литературу). Уже в [2] было обращено внимание на возможность использования диаграмм температура–плотность в вершине петли для диагностики физических условий во вспышке — главным образом, определения величины и длительности нагрева. Если нагрев достаточен, то происходит квазистационарное развитие вспышечных петель, и этот режим близок к тому, который получен в [5] и обычно реализуется в центрах активности. С другой стороны, при значительном ослаблении нагрева температура в вершине вспышечной петли резко уменьшается, хотя на мере эмиссии этот процесс может сразу сильно не отражаться. В последующем для численного моделирования процессов на фазе спада вспышек широко использовался пакет программ “Палермо-Гарвардский газодинамический код” [6]. Наибольшие трудности при этом заключаются в рассмотрении процессов вблизи оснований петель, ибо скорость поступления плазмы из частично ионизированной хромосферы в корональную часть петли зависит от характера высвечивания этих плотных слоев; кроме того, результаты зависят от начального распределения температуры и плотности и характера расширения петли с высотой, особенно на уровне переходной области, которые плохо известны. Поэтому несколько лет тому назад в [7] было проведено более простое, чем в работах группы итальянских исследователей (см. обзор Реала [4] по соответствующим расчетам для звездных вспышек), газодинамическое моделирование фазы спада; при этом была аккуратно рассмотрена эволюция фиксированной массы газа с учетом нагрева и основных диссипативных параметров.

Ясно, что характер развития постэруптивной фазы может зависеть от особенностей магнитной конфигурации. Так, весьма редко мощные вспышки возникают возле изолированного пятна или строго внутри небольшой активной области. Они достаточно компактны и их мягкое рентгеновское излучение продолжается не более 1–2 ч. С другой стороны, постэруптивные явления и формирование явно выраженных сигмоидных вспышек происходят чаще тогда, когда активная область находится в непосредственной близости от границы раздела полярности крупномасштабного поля или эта активная область оказывается связанной с близлежащим центром активности высокими пучками магнитных силовых линий. Большинство мощных вспышек характеризуется этими свойствами и их полная длительность может достигать многих часов.

Анализ (Т–ЕМ)-диаграмм для большого количества различных вспышек, без учета особенностей конфигурации магнитного поля активной области,

не приводил к каким-либо определенным астрофизическим выводам. Вследствие этого в последние ~10 лет интерес к использованию этого метода остыл. Мы применили его стандартным образом для анализа мощных вспышек [8]. Удалось проследить постепенное изменение формы гистерезиса при переходе от слабых корональных явлений к мощным длительным вспышкам (см. рис. 6 в [8]). Тем не менее использованный нами общепринятый подход не позволил продвинуться в анализе проблемы связи импульсных и постэруптивных явлений.

Целью данной работы явилось изучение взаимосвязи импульсной и постэруптивной фаз вспышки. В разделе 2 изучается (Т–ЕМ)-диаграмма для вспышек одного и того же типа, произошедших в одном и том же центре активности. Найденные в разделе 3 новые закономерности используются далее для развития общих представлений о вспышках. Основным здесь является обнаружение независимого аргумента в пользу того, что импульсный процесс во многом определяет последующее развитие всей вспышки, т.е. не только саму максимальную температуру источника мягкого рентгеновского излучения, но и характер существования постэруптивных петель в начале фазы спада.

2. ДИАГРАММЫ ТЕМПЕРАТУРА–МЕРА ЭМИССИИ ДЛЯ СЕРИЙ ГОМОЛОГИЧНЫХ ВСПЫШЕК

Основным недостатком предыдущих работ по модели Якимеца явилось то, что в них рассматривались совокупности вспышечных явлений, произошедших в разных группах и/или сильно различающихся по своему характеру. Лишь иногда делались попытки разделить это изучение по виду (Т–ЕМ)-диаграмм, но к каким-либо заметным результатам этот подход не привел. Мы сформулировали специальную задачу для развития такого рода подхода, обращая внимание на возникновение явлений в одной и той же магнитной конфигурации и рассматривая вспышки примерно одного типа.

Уже в самом начале этой работы выяснилось, что изучение характера свечения постэруптивных петель следует проводить для процессов, развивающихся в одной и той же магнитной конфигурации. Кроме того, даже в случае серии явлений в выбранной активной области характер вспышек иногда меняется, когда на развитие процессов начинают влиять соседние центры активности. Поэтому мы попытались выбрать серии гомологичных вспышек и исследовать для них соответствующие диаграммы.

Текущий 23-й цикл активности характеризовался тем, что вплоть до конца октября 2003 г. мощных

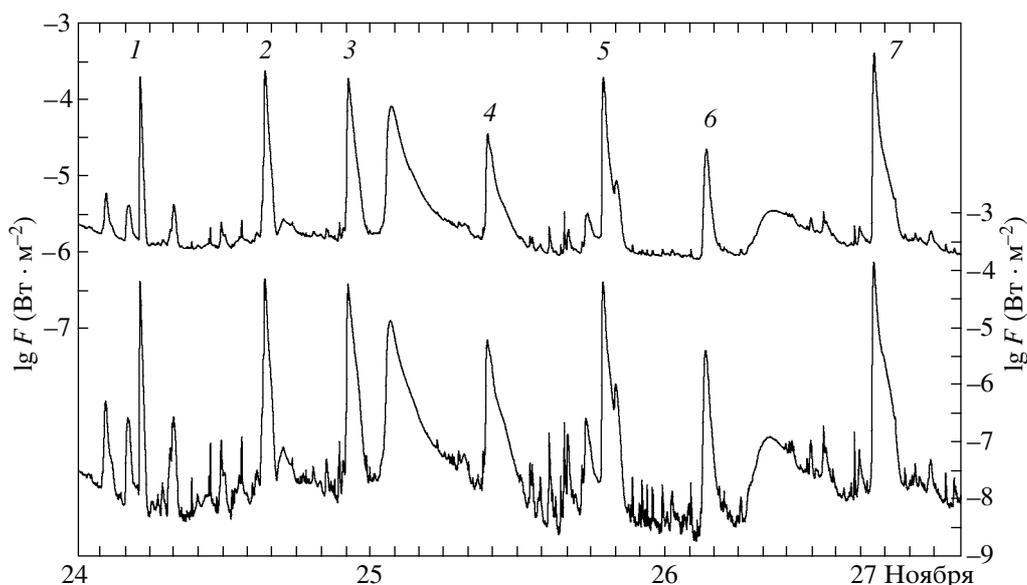


Рис. 1. Поток рентгеновского излучения по данным спутника GOES-8 для конца ноября 2000 г: верхняя кривая — диапазон 1–8 Å, нижняя — 0.5–4 Å. Цифрами обозначены номера исследуемых вспышек.

вспышек было мало и они происходили достаточно редко. Тем не менее, начиная с 1997 г., были просмотрены регистрации мягкого рентгеновского излучения при прохождении больших групп пятен по диску Солнца. Для этого были выбраны периоды примерно по 14 дней с 5–6 мощными вспышками, среди которых были несколько X-вспышек с не сильно различающейся длительностью явлений. Таких серий оказалось 20. Вторая стадия предварительной работы заключалась в том, что отбирались вспышки, произошедшие в одной и той же группе и достаточно изолированные по времени одна от другой (чтобы избежать влияния фона, проявляющегося прежде всего во втором канале GOES 0.5–4 Å). В результате основное исследование мы проводили на примере вспышек в группе 9236 конца ноября 2000 г. Это был редкий случай развития вспышек около одного большого пятна. Основная часть свечения этих компактных вспышек располагалась в ближайшем окружении пятна. Также исследовалась серия очень мощных событий октября–ноября 2003 г. Кроме того, в анализ были добавлены короткие вспышки июля 2002 г. и типичные большие вспышки конца апреля–начала мая 1998 г., включая сигмоидную вспышку 29 апреля.

Компактная группа пятен NOAA 9236 изучалась в ходе международной программы. Эта группа 24–26 ноября характеризовалась высокой вспышечной активностью, ибо в ней за указанные три дня произошли 5 X-вспышек и 2 M-вспышки. Эти мощные вспышки происходили в среднем через 10 ч одна за другой и их длительность была до-

вольно короткой — 1–2 ч. Вспышечная активность этой группы иллюстрируется на рис. 1, где приводится рентгеновское излучение всего Солнца в двух каналах спутника GOES-8. Цифрами обозначены изучаемые ниже вспышки в группе 9234 в соответствии с их номерами в таблице (описание таблицы см. ниже). Эти вспышки изучались в нескольких работах [9–11]; отметим, что вспышка 24 ноября около 15 ч характеризовалась заметным потоком нейтронов [12].

Нейтральная линия крупномасштабного поля в окрестности группы пятен 9236 характеризовалась большой изрезанностью. Петли замыкались на области, не удаляющиеся далеко от главного пятна, т.е. петли не поднимались на высоты, превышающие размер этого пятна (1' или 40 000 км). Это приводило к тому, что вспышки в этой группе имели сравнительно малую длительность. Типичная структура вспышек в этой группе показана на двух примерах на рис. 2. Разностный снимок M-вспышки (вспышка № 4, рис. 2а), полученный на Yohkoh, показывает, что в середине фазы спада еще сохранилась вспышечная петля, соединяющая область основного пятна и мелких всплывающих холмов поля противоположной полярности. В других вспышках этой серии высоких петель, сильно удаляющихся от пятна, не наблюдалось. Основная светящаяся часть к югу от центра пятна была довольно малой и фактически не распространялась на юг, т.е. сигмоидные проявления вспышки фактически отсутствовали. Даже в мощных вспышках в этой группе сигмоидальная форма источника была выражена слабо. Так, на рис. 2б, в самом конце

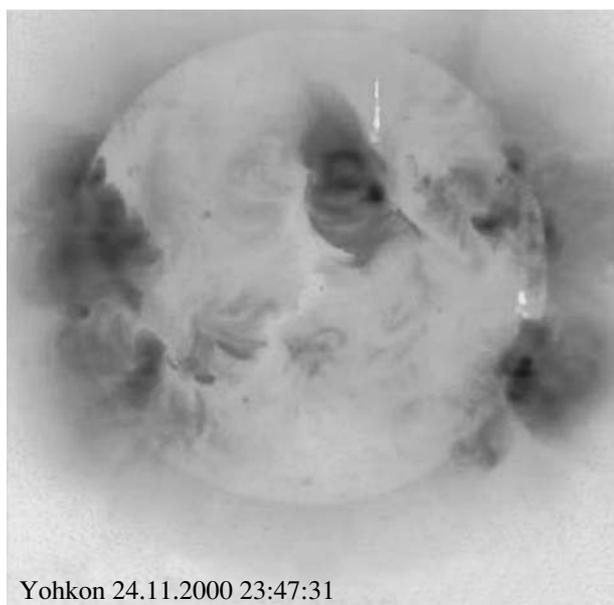
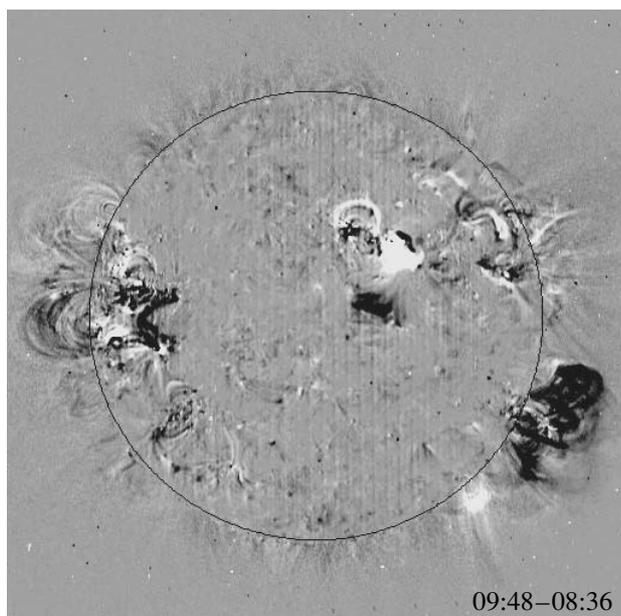


Рис. 2. Типичная структура вспышек в группе 9234, проиллюстрированная на двух примерах. Разностный снимок [11] М-вспышки № 4 (а), полученный на Yohkoh, показывает, что в середине фазы спада еще сохранилась вспышечная петля, соединяющая область основного пятна и мелких всплывающих холмов поля противоположной полярности. Основная светящаяся часть к югу от центра пятна была довольно малой и фактически не распространялась на юг, т.е. сигмоидные проявления вспышки фактически отсутствовали. Даже в мощных вспышках в этой группе сигмоидальная форма источника была выражена слабо. Так, в самом конце вспышки № 3 (б) рентгеновский источник почти не выходит за пределы активной области и не распространяется вдоль нейтральной линии крупномасштабного магнитного поля.

вспышки № 3 рентгеновский источник почти не выходит за пределы активной области и не распространяется вдоль нейтральной линии крупномасштабного магнитного поля.

Еще одной особенностью этой группы, состоящей из большого центрального пятна и многочисленных мелких образований, явилось то, что мелкие пятна двигались от некоторой точки в северо-западной части пятна (вне полутени, но достаточно близко от нее) вокруг него по азимуту к противоположной точке. Иначе говоря, создавалось два газодинамических потока, обтекающих полутень пятна со скоростями 150–300 м/с [13]. Серии таких мощных и достаточно коротких вспышек в период работы современных спутников происходили очень редко.

Ход температуры в мощных вспышках обсуждался нами в [8]. На фазе спада, после достижения максимума температуры, происходит ее резкое падение с характерным временем t_1 , затем в некоторых случаях можно выделить переход (t_2) к стадии длительного постэруптивного свечения (t_3). В анализируемых мощных вспышках гигантские системы арок не поднимались слишком высоко и существовали всего около 1 ч, в отличие от типичных мощных длительных вспышек. Примеры хода температуры в источнике мягкого рентгеновского излучения слабой и сильной вспышек этой серии

представлены на рис. 3. Из рис. 3. За понятен смысл вводимых параметров t_1 , t_2 , t_3 , которые равны обратным величинам второго члена линейной аппроксимации отрезков хода температуры. В данном случае для вспышки N4 $t_1 = 0.95$ ч, $t_2 = 2.50$ ч и $t_3 = 5.75$ ч, и в какой-то степени выделение трех отрезков времени и такое соотношение между величинами t_1 , t_2 , t_3 типично для мощных длительных вспышек. Возможно, проявления постэруптивных явлений (“затяжка” рентгеновского свечения) связаны с высокой петлей, отчетливо видимой на рис. 2а. Особенностью мощных вспышек данной серии явилось, однако, то, что вместо периода t_2 в ходе температуры наблюдалось плато. Этот эффект проявляется также на диаграммах Т–ЕМ на заключительной стадии больших вспышек.

Основная часть нашего исследования относится к (Т–ЕМ)-диаграммам (на приводимых далее диаграммах температура выражена в МК, мера эмиссии — в 10^{50} см⁻³). На рис. 4 данные диаграммы приводятся для рассматриваемой серии вспышек в ноябре 2000 г. Эти графики охватывают тот промежуток времени, когда вспышечное излучение существенно превышает уровень фона, т.е. самые концы вспышек здесь не представлены. Верхние части гистерезисных кривых включают в себя один или несколько эпизодов импульсного энерговыделения. На рис. 4 указаны некоторые характер-

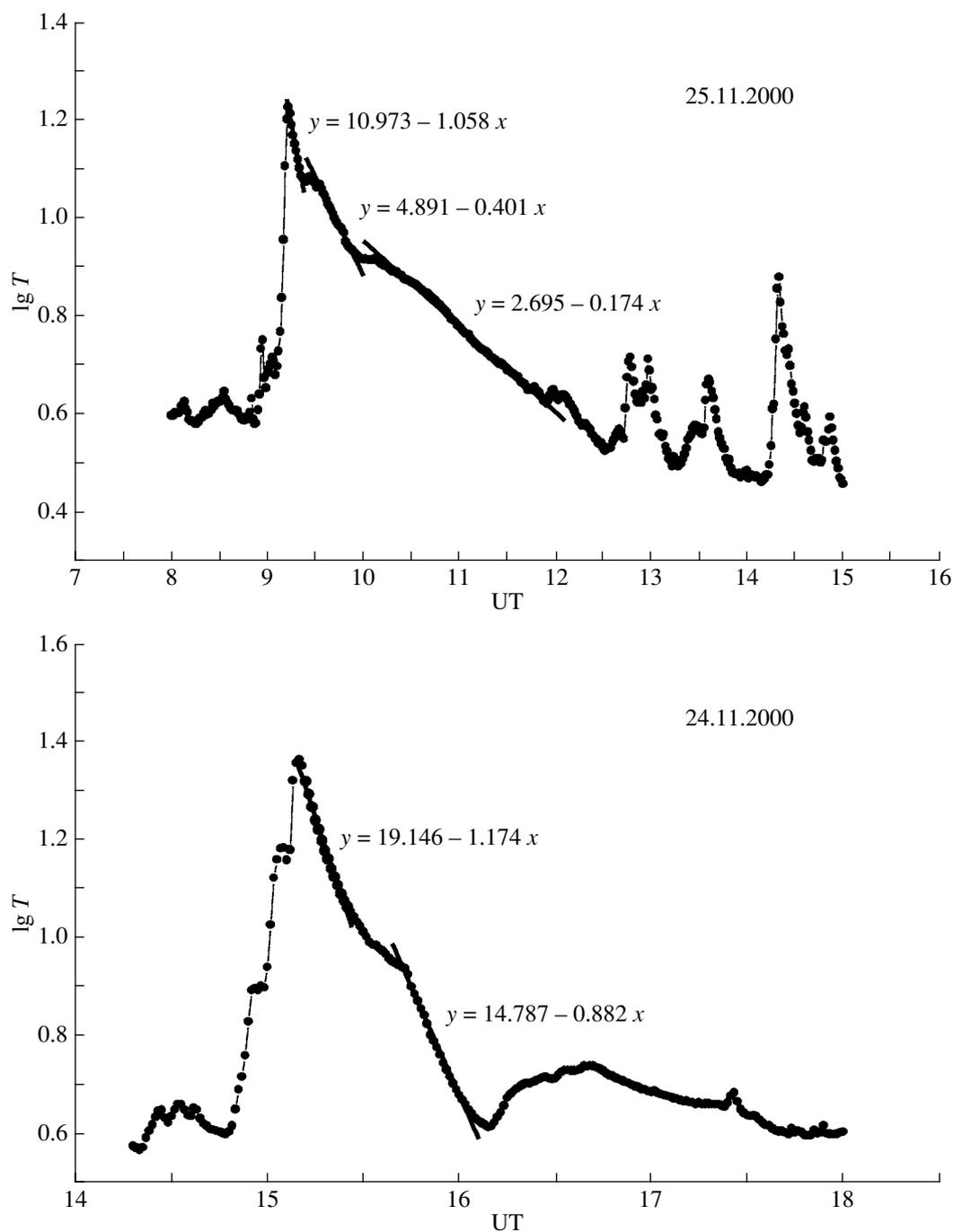


Рис. 3. Временной ход температуры для вспышек № 4 и № 2. Отдельные участки зависимости аппроксимированы отрезками прямых, где $y = \lg T$ (температура в МК); время выражено в часах.

ные моменты гистерезисных кривых. Это — моменты достижения максимальной температуры источника мягкого рентгена и его максимальной меры эмиссии. Для вспышек № 1 и № 5, кроме того, указан момент “излома” гистерезисной кривой, когда развитие вспышки выходит на спокойную фазу спада,

а также некоторые моменты выраженного развития постэруптивной аркады.

В отличие от рассмотренных в [8] мощных длительных вспышек, здесь эти диаграммы построены для двухленточных явлений с полной длительностью 1–3 часа с включением времени существования системы гигантских петель (периода t_3). Все эти вспышки, кроме, может быть, слабых

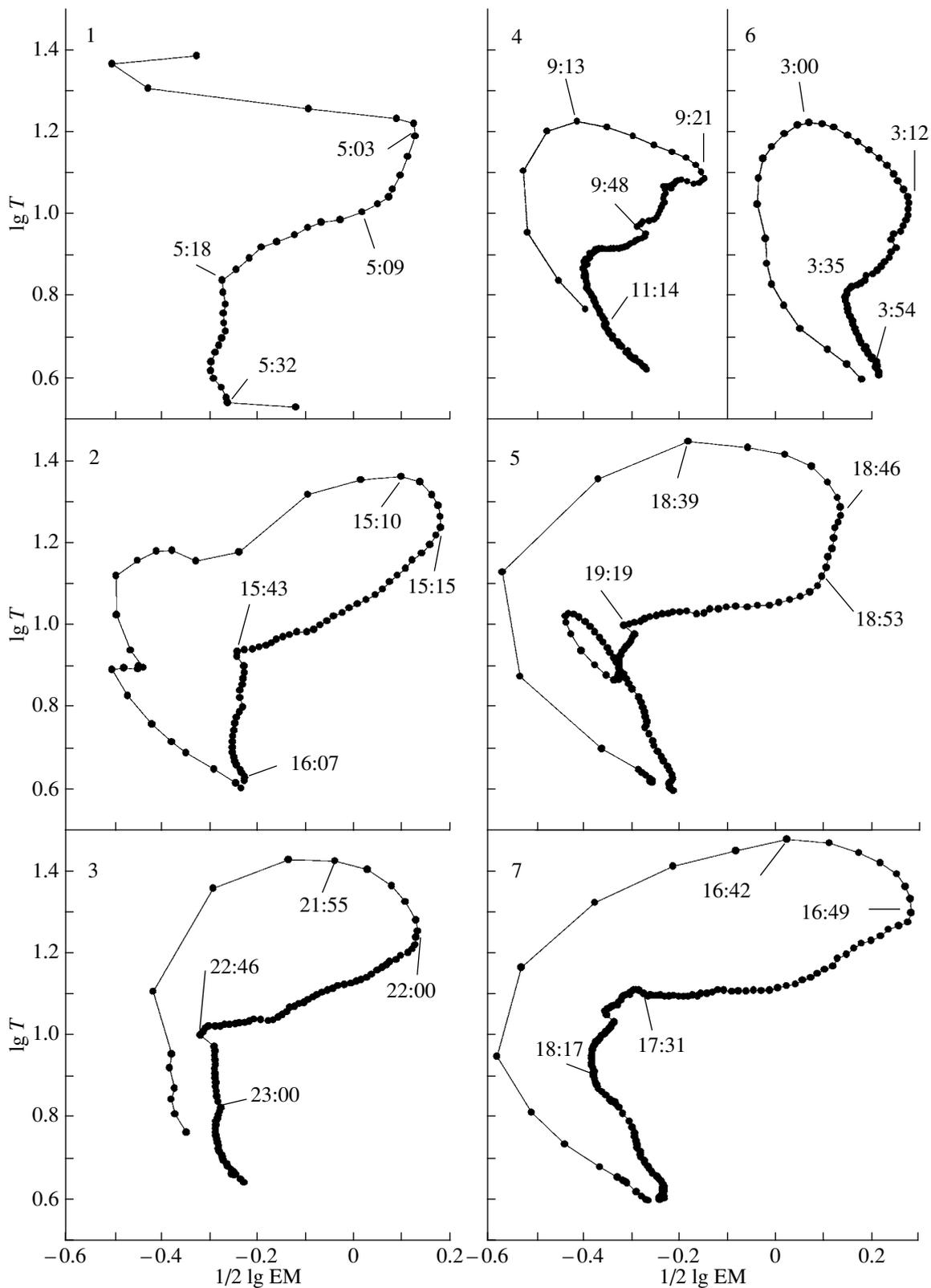


Рис. 4. Диаграммы $\lg T - 1/2 \lg EM$ для семи вспышек, номера которых указаны на рис. 1, а также здесь в левом верхнем углу диаграммы. Время изменяется по часовой стрелке; указаны некоторые моменты (UT) развития вспышки (см. текст).

вспышек № 6 и № 4, существенно захватывают хромосферные слои, поэтому гистерезис вытянут в сторону больших значений T и EM (вопрос о форме гистерезиса был рассмотрен при обсуждении рис. 6 в [8]). Импульсная фаза, характеризующаяся излучением в жестком рентгеновском диапазоне [9], продолжается во всех этих вспышках несколько минут. Максимальная мера эмиссии достигается вблизи момента максимума жесткого рентгена в канале M2 НХТ Yohkoh [9], и этот промежуток времени характеризует переход от импульсной к постэруптивной фазе. В нашем прежнем рассмотрении [8] эта точка на $(T-EM)$ -диаграмме попадает на промежуток времени t_2 , причем для самых мощных вспышек t_2 располагается уже после точки с максимальной мерой эмиссии.

Особенностью вспышек ноября 2000 г. явилось то, что в них развитие систем гигантских арок практически не происходило. На диаграммах на рис. 4 это выразилось в том, что для первых трех вспышек после некоторого момента времени температура резко падает при не изменяющейся мере эмиссии. Для остальных вспышек этот эффект не так сильно выражен, и мера эмиссии слабо возрастает к концу вспышки. С этим же эффектом связана небольшая полная длительность этих событий. Разумеется, это находится в согласии с рис. 2 и слабо выраженной сигмоидной формы рассматриваемых вспышек.

3. НОВАЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЬ В ПОВЕДЕНИИ ГЛОБАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВСПЫШЕЧНОГО ИСТОЧНИКА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Развитие вспышечных петель на $(T-EM)$ -диаграмме соответствует примерно линейной зависимости между логарифмами T и EM на фазе спада. В таблице приведены номер рассматриваемой вспышки, дата, рентгеновский класс, максимальная температура в источнике мягкого рентгена, начальный и конечный моменты нижней ветви гистерезисной кривой, ограничивающие совокупность аппроксимируемых точек, и тангенс угла наклона аппроксимирующей прямой к оси абсцисс. Заметим, что для анализируемой серии сравнительно коротких, двухленточных вспышек 2000 г. начальный момент практически всегда очень близок к моменту достижения максимума EM (кроме вспышек № 1 и № 5). Это можно видеть из сравнения рис. 4 и данных, приведенных в таблице.

Выделенные части $(T-EM)$ -диаграмм для указанных в таблице промежутков времени и аппроксимирующие их отрезки прямых даны на рис. 5. На этом рисунке вспышки расположены в порядке

возрастания максимальной температуры источников их мягкого рентгеновского излучения. Из рис. 5 видна определенная закономерность в изменении наклона аппроксимирующей прямой в зависимости от максимальной температуры. Основным является значимое различие тангенса угла наклона $tg \alpha = d \lg T / d(1/2 \lg EM)$ аппроксимирующей прямой к оси абсцисс для слабых и сильных вспышек одной и той же серии гомологичных вспышек. Для сильных вспышек № 3, № 5 и № 7 существуют участки кривой, когда температура уменьшается очень медленно, т.е. точка на диаграмме начинает перемещаться практически параллельно оси абсцисс. До обсуждения теоретических проблем укажем здесь, что в модели Якимеца это соответствует квазистационарным петлям [2, 3].

Рассмотрение серии гомологичных вспышек показывает, что переход от больших значений углов наклона α к малым (от слабых событий к сильным) происходит постепенно. К сожалению, мы не имеем достаточного количества таких серий, чтобы сделать этот вывод статистически достоверным. Тем не менее этот результат может служить указанием на то, что тангенс угла наклона α определяет основные закономерности изменения физических параметров петли и заключенной в ней плазмы. Связь между T и EM на фазе спада определяется многими факторами. Постепенность изменения $tg \alpha$ для серии гомологичных вспышек указывает на то, что здесь проявляется, по-видимому, влияние одного доминирующего фактора, определяющего макроскопическое поведение системы постэруптивных петель.

В мощной вспышке № 2 этой серии были сильно выражены нетепловые процессы и наблюдалась генерация нейтронов [12]. Это могло повлиять на последующее развитие системы петель. Такие эффекты более отчетливо проявились в рассматриваемых ниже мощных вспышках октября–ноября 2003 г.

Низкая вспышечная активность практически всего текущего 23-го цикла сменилась в конце октября 2003 г. высокой активностью, связанной с восходом группы 10486. Эта группа дала серии мощных явлений в последовательных оборотах Солнца, причем уже на первом обороте вспышки происходили в некоторых случаях не только в одной этой группе, а развитие вспышки в группе 10486 вызывало нестабильность и продолжение процесса в группе 10484.

Шесть вспышек в октябре–ноябре 2003 г. были проанализированы таким же образом, как и описанные выше события ноября 2000 г. Они включают в себя вспышку близ восточного лимба (23 октября), две очень мощные вспышки 28 октября и 4 ноября с некоторым насыщением потоков в жестком канале спутника GOES-10, вспышки X 10 и

Данные об основных рассматриваемых вспышках и результаты анализа

Номер вспышки	Дата	Класс	$\lg T_{\max}$ (МК)	Область аппроксимации		$\lg \alpha$
				начало (UT)	конец (UT)	
1	24.11.00	X2.0	1.39	5:07	5:18	0.606
2	24.11.00	X2.3	1.36	15:16	15:43	0.652
3	24.11.00	X1.8	1.43	22:02	22:43	0.468
4	25.11.00	M3.5	1.22	9:21	10:17	0.923
5	25.11.00	X1.9	1.45	18:54	19:19	0.176
6	26.11.00	M2.2	1.22	3:16	3:35	1.274
7	26.11.00	X4.0	1.47	16:50	17:41	0.241
8	23.10.03	X5.4	1.43	8:42	9:47	0.635
9	24.10.03	M7.6	1.27	3:01	4:20	0.720
10	28.10.03	X > 17	1.6	11:16	13:13	0.404
11	29.10.03	X10	1.43	20:56	21:49	0.477
12	2.11.03	X8.3	1.42	17:30	18:23	0.594
13	4.11.03	X > 17	1.55	19:59	23:59	0.569

X 8.3 29 октября и 2 ноября соответственно и, наконец, слабую вспышку этой серии M 7.6. Из этого перечисления видно, что в этой серии представлены более мощные события по сравнению с проанализированными выше. Хотя мы пытались выбрать гомологичные вспышки только в группе 10 486, влияние соседней группы и вообще крупномасштабного поля, по-видимому, все же оказывало влияние на развитие этих явлений. По этим причинам из рассмотрения были исключены две сильные компактные вспышки 23 октября около 20 UT и 26 октября около 7 UT (см. также [14]).

Мощные гомологичные вспышки октября–ноября 2003 г. характеризовались большой длительностью, а также тем, что на фазе их роста происходили не один, а несколько импульсных эпизодов. Так, для вспышки 23 октября жесткое рентгеновское и микроволновое излучение состоит из двух групп спайков, произошедших близ 8 : 30 и 8 : 45 UT; иначе говоря, линейная зависимость между $\lg T$ и $\lg EM$ на фазе спада начинается тогда, когда импульсное энерговыделение уже закончилось.

Диаграммы для этой серии вспышек представлены на рис. 6. По сравнению с рис. 4, максимальные значения меры эмиссии источников мягкого рентгеновского излучения здесь выше. Формально, температуры, определяемые по отношению сигналов в двух диапазонах спутника GOES, на рис. 4 и 6 различаются не очень сильно. Здесь, однако, сказывается то, что используются диапазоны очень

мягкого рентгеновского излучения, и реальные различия температур плазмы в петлях слабых и самых сильных вспышек при этом занижаются. Если для вспышек до февраля 2001 г. взять данные теплового излучения по НХТ Yohkoh, то значения температур для мощных явлений увеличиваются примерно в 1.5 раза. Для самых мощных вспышек серии 2003 г. максимальные значения температур (и EM) не могли быть определены по данным спутника GOES-10 из-за насыщения потоков. Мы оценили максимальные значения температур для двух самых мощных вспышек как путем экстраполяции данных GOES-10, так и по потокам теплового излучения в более жестких каналах. Отметим также, что во вспышках 2003 г. развивались системы гигантских петель. На рис. 6 показана только часть фазы спада, но слабое рентгеновское свечение продолжалось еще очень долго после указанного на рис. 6 последнего момента времени (иначе говоря, величина t_3 составляла десятки часов).

Форма гистерезисных кривых на рис. 6 является обычной для мощных вспышек, за исключением более слабой вспышки 24 октября. На фазе спада этих вспышек часто развиваются не одна, а две системы гигантских петель, что отражается на форме нижней части гистерезиса. На проводимой в таких случаях аппроксимирующей прямой эти особенности, однако, сказывались не сильно. В таблице для 6 вспышек 2003 г. также приведены начало и конец отрезка времени, и прямая, аппроксимирующая ход

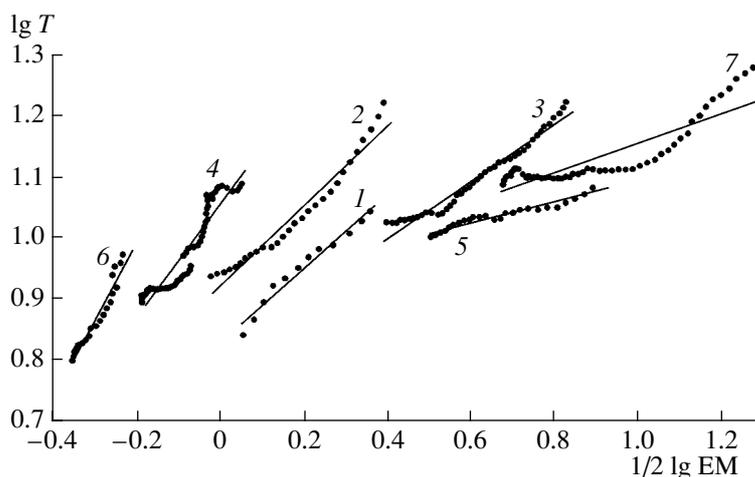


Рис. 5. Участки (Т–ЕМ)-диаграмм на фазе спада излучения для тех же 7 вспышек, что и на рис. 4. Соответствующие времена начала и конца этих участков для каждой из вспышек даны в таблице. Видно постепенное изменение наклона аппроксимирующих прямых при возрастании максимальной температуры. Для удобства кривые сдвинуты по оси абсцисс относительно вспышки № 6 на 0,2, 0,22, 0,27, 0,7, 0,82, 1,0 для вспышек № 4, № 2, № 1, № 3, № 5 и № 7 соответственно.

нижней ветви гистерезисной кривой, проводилась через все точки этого отрезка.

В принципе для этой серии вспышек можно построить аналог рис. 5. На нем тоже проявилось бы некоторое постепенное изменение $\text{tg } \alpha$ при переходе от слабых к сильным событиям серии. Это следует из совместного рассмотрения рис. 6 и данных таблицы.

На рис. 7 приведены значения $\text{tg } \alpha$ в зависимости от максимальной температуры источника мягкого рентгеновского излучения для двух серий вспышек. На рис. 7а прямая проведена через точки, относящиеся к рассмотренным выше 7 вспышкам ноября 2000 г. Таким образом, по серии гомологичных вспышек получен результат, который нельзя было предсказать *a priori*: характер развития системы постэруптивных петель оказался связанным с максимальной температурой, достигающейся в ходе одного или нескольких эпизодов импульсного энерговыделения.

Важно было убедиться в том, что найденная новая зависимость относится не только к выбранной серии типичных двухленточных вспышек. Наше рассмотрение показывает, что, вероятнее всего, она проявляется и в других сериях гомологичных вспышек, особенно развивающихся в одном и том же центре активности. В качестве предельного случая со стороны мощных длительных явлений можно рассматривать серию октября–ноября 2003 г., для которой соответствующая зависимость показана на рис. 7б. Несмотря на то, что здесь для самых мощных вспышек используются лишь оценки максимальных температур, общая слабая зависимость прослеживается.

Было проведено аналогичное рассмотрение еще для нескольких серий гомологичных вспышек.

Суммируя здесь полученные результаты, отметим следующее. Во-первых, для серии очень коротких вспышек 17–18 июля 2002 г. вид гистерезисных диаграмм типичен для вспышек, затрагивающих хромосферные слои. Выполненные А.Н. Шаховской в КрАО $\text{H}\alpha$ -наблюдения выброса во время X-вспышки 18 июля около 8^h UT показали, что выброс, по-видимому, нарушает условия длительного существования вспышечных петель. С этим, вероятно, связана малая длительность как этой вспышки, так и других событий этой серии. Эти вспышки характеризуются близкими значениями максимальных температур, но различным видом нижней ветви гистерезисных кривых. Поэтому соответствующий наклон прямой на рисунке типа рис. 7 оказался большим. Одна точка, относящаяся к выраженной двухленточной вспышке 18 июля около 8^h UT, показана звездочкой на рис. 7а. Такое ее положение на этом рисунке свидетельствует о существовании некоторого характерного значения $\text{tg } \alpha$ для достаточно мощных двухленточных вспышек.

Обычные мощные вспышки с заметным развитием постэруптивной фазы исследованы на примере вспышек конца апреля – начала мая 1998 г., и они тоже демонстрируют зависимость типа приведенной на рис. 7. При этом угол наклона прямой к оси абсцисс является промежуточным между случаями, показанными на рис. 7а и 7б. Здесь, однако, укажем, что некоторые вспышки с сигмоидной формой (например, 29 апреля 1998 г. [15]) выпадают из общей зависимости и при сравнительно малой максимальной температуре характеризуются малым $\text{tg } \alpha$.

В случае сигмоидных вспышек гигантские по-

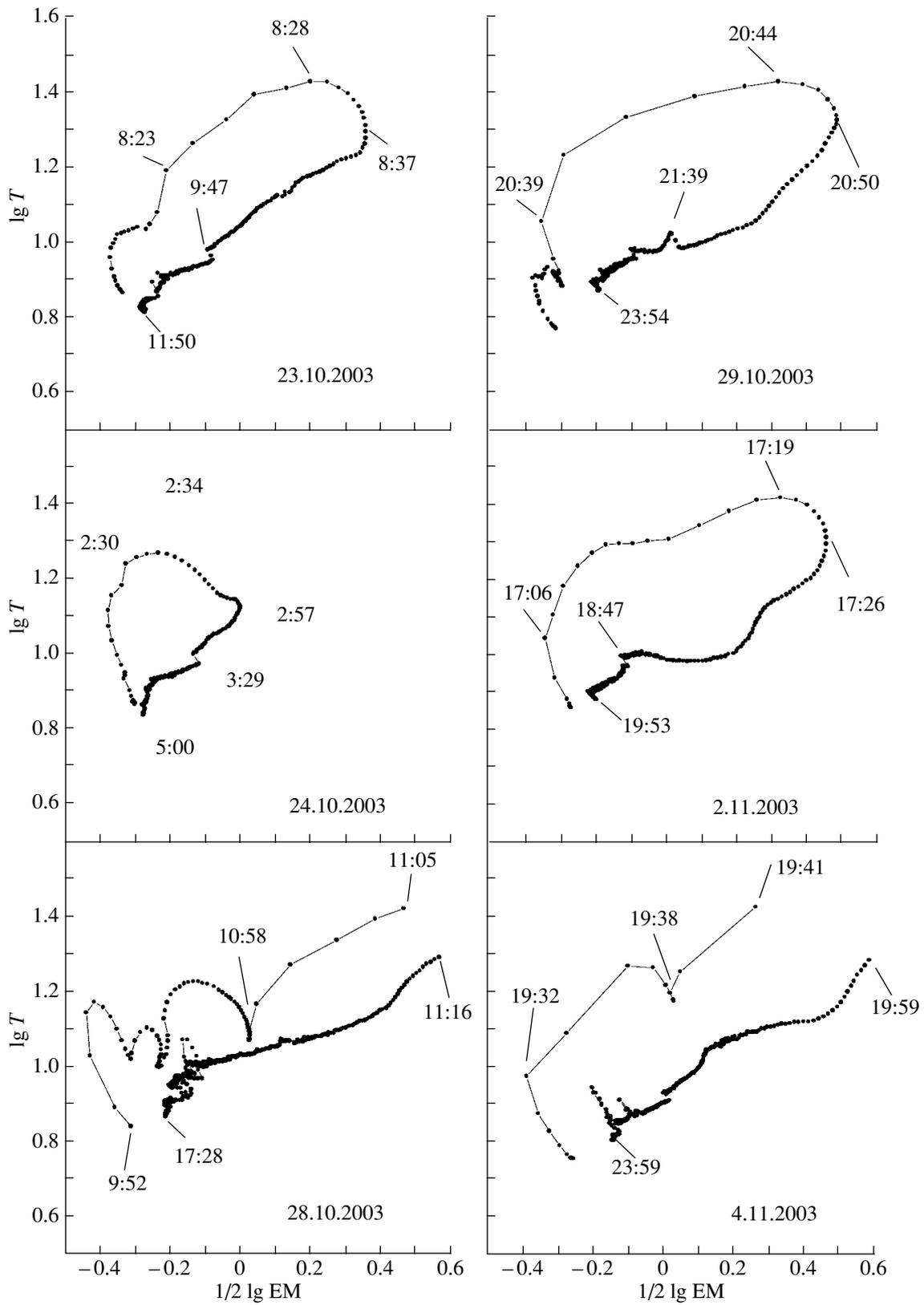


Рис. 6. Диаграммы $\lg T - 1/2 \lg EM$ для вспышек октября–ноября 2003 г. Для самых мощных вспышек (2 нижних диаграммы) кривые в области высоких температур разомкнуты из-за насыщения рентгеновских потоков. Указаны моменты UT.

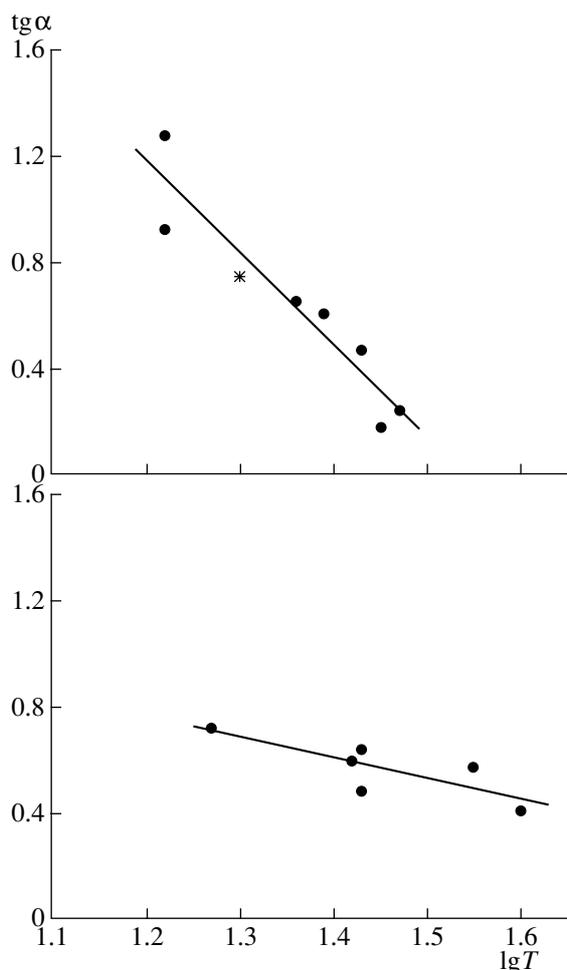


Рис. 7. Зависимость тангенса угла наклона прямолнейных участков (Т-ЕМ)-диаграмм на фазе спада излучения от максимальной температуры (температура — в МК): (а) — для вспышек ноября 2000 г., (б) — для вспышек октября–ноября 2003 г. На верхнем графике прямая проведена по 7 рассмотренным в работе вспышкам 2000 г.; звездочкой показана вспышка 18 июля 2002 г.

стэруптивные петли часто развиваются на большом расстоянии от первых импульсных очагов вспышки, и связь импульса и процессов в постэруптивных петлях нарушается. В большинстве же случаев именно в конце импульсного энерговыделения достигается максимальная температура и достаточное количество вещества испаряется из хромосферных слоев во вспышечные петли. Дальнейшее развитие вспышки во многом зависит от процессов в импульсной фазе. Эти представления могут служить основой для одной из возможных интерпретаций найденной нами связи между наклоном гистерезисной кривой на фазе спада и максимальной температурой вспышки.

4. О ФИЗИЧЕСКОМ СМЫСЛЕ ОБНАРУЖЕННОЙ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Изменение физических условий в плазме, заключенной в системе гигантских постэруптивных петель, зависит от многих факторов. В этом разделе мы постарались ответить на вопрос, можно ли выделить доминирующий фактор, который в основном ответственен за появление обнаруженной зависимости $\text{tg } \alpha$ от максимальной температуры.

Вообще говоря, наиболее естественным было бы воспользоваться здесь результатами численного моделирования. Такой подход и начал применяться в [3]. Однако в дальнейшем никакого прогресса, по нашему мнению, достичь не удалось. Сравнение десятков работ по газодинамике плазмы в петлях (см. обзор Реала [4] по расчетам для звездных вспышек) с моделированием процесса в трубке с фиксированной массой плазмы [7] подтвердило только то, что длительное свечение в мягком рентгеновском диапазоне требует продолжительного нагрева и размер петли устанавливается таким, какой соответствует данному уровню нагрева.

Численные расчеты позволили прояснить роль теплопроводности как диссипативного фактора. В нестационарной задаче теплопроводность способствует выравниванию температуры плазмы вдоль петли, однако после достижения максимальной температуры (и длины петли) отток энергии всей системы из-за ухода ее вниз вследствие теплопроводности уменьшается, особенно по отношению к радиационным потерям. Теплопроводность в данном случае способствует переносу энергии и ее эффективному высвечиванию вблизи оснований петель. Поэтому в рассмотрении баланса энергии всей петли (или их системы) можно в первом приближении совсем исключить этот диссипативный фактор.

Постараемся теперь понять, чем определяется величина $\text{tg } \alpha$ для данной вспышки. Обратимся для этого, следуя [16], к балансу энергии во вспышечных петлях. Изменение энергии единицы массы квазистационарной плазмы может быть выражено в виде [17]

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{\eta}{\rho} - \frac{1}{\rho} n^2 L(T) - p \frac{d(1/\rho)}{dt}, \quad (1)$$

где ϵ — тепловая энергия в расчете на грамм вещества (эрг/г), $\rho = Mn$ — плотность (г/см³), $M \approx 2 \times 10^{-24}$ г — средняя масса ядер при космическом обилии элементов, p — давление, η — темп нагрева единицы объема (эрг/см³ с). Заметим, что последний член представляет собой работу, выполненную газом при любом изменении физических условий в замкнутом объеме. Здесь “квазистационарность”

предусматривает изменение объема, но не предполагает макроскопических движений плазмы или потоков сифонного типа от одного основания петли к другому.

Уравнение баланса энергии (1) записано здесь для оптически тонкой плазмы; другим упрощением для анализа поведения системы в целом является пренебрежение теплопроводностью. Для полностью ионизованной плазмы имеем $\epsilon = 3nkT/\rho = 3kT/M$ и $p = 2nkT$. Отсюда уравнение (1) можно переписать в виде

$$3k \frac{dT}{dt} = \frac{\eta}{n} - nL(T) + 2kT \frac{d \ln n}{dt}. \quad (2)$$

Следует подчеркнуть, что в случае расширения источника (т.е. когда плотность уменьшается) последний член имеет отрицательное значение, как и потери на излучение. Если последний член, описывающий изменение энергии, связанное с изменением объема, преобладает в уравнении (2), то легко найти предельное решение уравнения:

$$(T/T_0)^{3/2} = n/n_0. \quad (3)$$

Это решение (3) является следствием того факта, что плазма ведет себя как одноатомный идеальный газ, где отношение удельных теплоемкостей γ равно $5/3$. Здесь предполагается отсутствие нагрева, диссипативных членов и специальных граничных условий. Это предельное решение, однако, всегда реализуется, когда расширение излучающего объема значительно, и член, описывающий расширение, превышает член, отвечающий за потери на излучение. В этом случае при малом нагреве или в отсутствие его плазма может катастрофически охлаждаться — быстрее, чем только вследствие радиационных потерь. Поэтому и происходит быстрое затухание мягкого рентгеновского излучения, наблюдаемого при СМЕ — транзиентах.

Если нагрев и расширение отсутствуют, уравнение (2) описывает просто радиационное охлаждение, характеризующееся временем $t_{rad} = 3kT/nL(T)$. Если пренебречь последним членом в уравнении (2) для рассматриваемого времени существования источника, умножить на Mn и затем проинтегрировать по объему плазмы, получится

$$3kN \frac{dT}{dt} = \int \eta dV - L(T) \int n^2 dV. \quad (4)$$

Здесь мы предполагали, что каждый элемент объема dV находится при той же температуре T в данный момент времени и полное число частиц в этой области $N = \int n dV$.

Смысл уравнения (4) ясен: изменения температуры вызываются различием между нагревом и охлаждением в излучающей области. Чтобы замедлить уменьшение температуры в данный момент,

т.е. чтобы увеличить время охлаждения по сравнению с t_{rad} , необходимо, чтобы дополнительный нагрев во всей излучающей области компенсировал значительную долю радиационных потерь. Это можно пояснить так. Введем величину $u = \eta/(n^2 L(T))$ — отношение дополнительного нагрева к потерям на излучение — и предположим, что u не зависит от пространственного положения точки в пределах излучающего объема. Тогда из уравнения (4) получаем

$$3kN \frac{dT}{dt} = -(1-u)L(T)EM(T). \quad (5)$$

Если плотность в источнике постоянна, это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{d \ln T}{dt} = -\frac{1-u}{t_{rad}}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что нагрев в таком простом случае просто увеличивает “характерное” время высвечивания в $1-u$ раз.

Предположим теперь, что и мера эмиссии изменяется экспоненциально по закону

$$\frac{d \ln EM}{dt} = -\frac{1}{t_{em}} \quad (7)$$

(здесь t_{em} — характерное время экспоненциального спада меры эмиссии).

В таком случае уравнения (6) и (7) дают окончательно для $\lg \alpha$ формулу

$$\frac{d \lg T}{0.5 d \lg EM} = \frac{2(1-u)t_{em}}{t_{rad}}. \quad (8)$$

Спектральные наблюдения позволяют определять температуру и плотность в постэруптивных петлях. Как правило, в более мощных событиях температура плазмы выше, но испарение вещества приводит к значительному увеличению плотности. Поэтому окончательно значения t_{rad} различаются не очень сильно в конкретных длительных событиях на Солнце, несколько уменьшаясь с мощностью явления в целом. Изменение величины t_{em} в рассматриваемом событии определяется в основном скоростью расширения петель. Многочисленные фильмы, полученные на спутнике TRACE, демонстрируют удивительное постоянство системы гигантских арок в течение длительного времени. Это скорее говорит о небольшом диапазоне изменений t_{em} в различных событиях. Конкретно для периодов начала фазы спада вспышек в ноябре 2000 г., указанных в таблице, мы определили значения t_{em} , которые изменялись примерно от 3 до 1 ч при переходе от слабых к мощным вспышкам. Поэтому для вспышек этой серии отношение t_{em}/t_{rad} оставалось практически постоянным. Таким образом, для них выражение (8) свидетельствует о том,

что наклон нижней ветви гистерезисной кривой в основном определяется величиной u — относительным нагревом плазмы в верхней части петель.

Складывается такой возможный сценарий. Импульс заданной мощности раскрывает систему корональных петель и обеспечивает в рамках модели Коппа-Пноймана выделение энергии в формирующемся вертикальном токовом слое. Общая энергетика процесса связана с мощностью этого импульса, которая, в свою очередь, тесно коррелирует с величиной максимальной температуры в источнике рентгеновского излучения в конце импульсной фазы. В сильных событиях со значительным T_{\max} масштаб и степень развития токового слоя велики, u начинает приближаться к единице. При слабом изменении характерных времен $\text{tg } \alpha$ в соответствии с (8) оказывается малым. С другой стороны, при слабом импульсе чаще всего и выброс оказывается слабым, и пересоединение в вертикальном токовом слое оказывается недостаточно эффективным. Именно с малостью величины u , по-видимому, связано увеличение $\text{tg } \alpha$ в этом случае. Скорее всего, изложенные здесь простые соображения применимы именно к сериям вспышек различной мощности, но близких по своей природе и происходящих в одной и той же магнитной конфигурации.

Заметим, что в рамках этих представлений различные наклоны прямых на рис. 7а и 7б можно связать с общим приближением величины u к единице, что должно сопровождаться ослаблением зависимости $\text{tg } \alpha$ от T_{\max} для мощных вспышек октября—ноября 2003 г.

5. ВЫВОДЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Идея построения (Т-ЕМ)-диаграмм, высказанная Якимецом [1], оказалась удачной, ибо эти диаграммы действительно отражают термодинамику плазмы, заключенной в системах постэруптивных вспышечных петель. Некоторым новым моментом нашей работы явилось применение этого метода не просто к некоторой совокупности событий, а к явлениям в одной и той же активной области с похожим характером развития, иначе говоря, к гомологичным вспышкам. Это позволило отстраниться от влияния ряда факторов (в частности, конфигурации магнитного поля), одинаковым образом влияющих на характер изменения $\lg T$ и $\lg EM$ на фазе спада гомологичных вспышек. В результате неожиданно проявилась ранее не известная закономерность, состоящая в том, что это изменение оказалось зависящим от максимальной температуры в источнике мягкого рентгеновского излучения. Из рис. 7 видно, что эта зависимость различна по крайней мере для серий компактных вспышек конца ноября 2000 г. и мощных событий октября—ноября 2003 г. Привлечение к этим данным еще нескольких

серий (очень коротких явлений в июле 2002 г., сигмоидных событий и типичных больших вспышек конца апреля—начала мая 1998 г.) показывает, что примерно линейный характер зависимости $\text{tg } \alpha$ от T_{\max} сохраняется и в этих сериях, но в каждой из них наклон прямой к оси абсцисс постепенно меняется от самых быстрых к мощным длительным событиям.

Несмотря на большое количество работ по развитию модели Якимеца применительно к солнечным и звездным вспышкам, до сих пор не затрагивался вопрос о том, связаны ли постэруптивные явления с высокоэнергичными процессами на начальных, импульсных стадиях вспышки. Разумеется, существует некоторая корреляция между максимальными потоками жесткого и мягкого рентгеновского излучений одного и того же события. Это уже указывает на возможную связь этих стадий вспышки. Проведенное нами рассмотрение также свидетельствует в пользу того, что развитие системы постэруптивных петель зависит от энергетики импульсных эпизодов всего явления. Действительно, в последнее время начали складываться общие представления о мощных солнечных вспышках. Они включают в себя несколько актов энерговыделения в различных точках центра активности и последующую поддержку свечения гигантской системы петель. Связующим звеном этих фаз вспышки в целом является выброс вещества или в виде низкотемпературного образования (сержа), или в виде СМЕ. Несмотря на то что вопрос о том, в какой момент общего нестационарного процесса происходит СМЕ (до вспышки, во время нее или даже после), до конца не решен, реализация модели Коппа-Пноймана представляется весьма вероятной. В благоприятной ситуации СМЕ типа гало, развивающийся после достаточно мощного импульса, может раскрыть магнитную конфигурацию на протяженном участке над нейтральной линией крупномасштабного поля. Последующее пересоединение в вертикальном токовом слое обеспечивает длительный нагрев и, следовательно, существование системы гигантских вспышечных арок. Напротив, в неблагоприятном случае выброс может нарушить условия, необходимые для поддержания процесса в корональных петлях двухленточных вспышек, и постепенная фаза оказывается очень короткой.

Отметим, что импульсная и постэруптивная фазы оказываются связанными вследствие того, что в ходе одного или нескольких импульсных эпизодов большое количество плазмы испаряется в корональные части вспышечных петель. При этом в случае большой энергетики процесса и общее количество вещества, и его температура увеличиваются синхронно. Кроме того, условия для постэруптивного нагрева также оказываются более

благоприятными. Однако эта связь может проявляться различным образом в центрах с различной магнитной конфигурацией. В одних случаях выбросы приводят к очень длительным явлениям, в других же — к сериям очень коротких вспышек. В этой связи очень интересным является вопрос об особенностях диммингов, равивающихся во вспышках различных типов. Здесь могут возникать как канализированные димминги (вдоль нейтральной линии), так и димминги, локализованные внутри центра активности. Этот вопрос начал рассматриваться в нескольких работах Чертока и Гречнева, в частности, применительно к анализируемым нами сериям вспышек ноября 2000 г. и октября—ноября 2003 г. [11, 14].

В предыдущих работах, включая численное моделирование группой Риала [4], подчеркивалось, что выход на квазистационарный режим на фазе спада вспышки связан с охлаждением плазмы вследствие радиационных потерь. Этот вывод подтверждается как численным моделированием [7], так и проведенным в данной работе анализом. В дополнение к этому, предложенная выше простая интерпретация обнаруженного нами эффекта показывает, что имеется второй фактор, существенный для взаимосвязи T и EM на фазе спада вспышки. Этот фактор более значим для временного хода меры эмиссии и связан с изменением геометрии петель, во многом определяемой влиянием магнитного поля. Общая составляющая сил, связанных с градиентом газового давления, гравитацией и магнитным полем, чаще всего приводит к тому, что высота системы петель долго остается одной и той же, хотя в некоторых случаях петли продолжают подниматься, уходя в межпланетное пространство или, напротив, наблюдается их сжатие. Введение в рассмотрение этого второго, “геометрического” фактора позволяет легче понять происхождение наблюдаемых закономерностей в перемещении точки на нижней ветви гистерезисной диаграммы.

Если предложенная выше интерпретация верна, то, хотя полная длительность рентгеновской вспышки определяется главным образом ее постэруптивной фазой, мощность импульса оказывает косвенное влияние на эту величину. Формирование постэруптивных аркад чувствительно как к конфигурациям магнитного поля, так и к особенностям импульса. Это приводит к тому, что вспышки даже с похожей энергетикой могут значительно отличаться по своей длительности. Здесь можно различить очень короткие рентгеновские вспышки с длительностью до 10–20 мин, в которых выброс или разрушает образующиеся высокие вспышечные петли, или, в большинстве случаев, нарушает условия, необходимые для самого существования двухленточной вспышки. Типичные компактные

(или двухленточные) вспышки с длительностью 1–2 ч — это явления, которые развиваются в пределах одной активной области и в которых уже реализуется нагрев в верхней части петель. И наконец, вспышки с отчетливо выраженными постэруптивными явлениями представляют собой формирование систем гигантских арок над большими участками нейтральной линии крупномасштабного магнитного поля. Процесс пересоединения магнитных силовых линий в вертикальном магнитном поле в этом случае выражен наиболее отчетливо и продолжается на все больших и больших высотах в течение многих часов. При этом даже в достаточно мощных длительных солнечных вспышках, как правило, высота арок постэруптивной системы оказывается ограниченной; уход петель в межпланетное пространство наблюдается весьма редко. Обнаруженную нами возможную связь между импульсной и длительной фазами вспышки, а также зависимость длительности от конфигурации магнитного поля и характера выброса следует сегодня принимать во внимание при рассмотрении ряда проблем по тематике космической погоды.

При рассмотрении вопросов, связанных с термодинамикой плазмы во вспышечных петлях, необходимо принимать во внимание то, что используемая здесь температура относится именно к источнику мягкого рентгеновского излучения. Это уже ограничивает диапазон температур теми значениями, при которых это излучение возникает. Более того, мы используем здесь для простоты однотемпературное приближение. Поэтому для самых мощных явлений, где высокотемпературная добавка очень велика, этот метод приводит к занижению находимых значений по сравнению с реальными температурами плазмы, осредненными по источнику.

Авторы благодарят исследователей за предоставление данных спутников GOES в интерактивный ресурс данных по солнечно-земной физике SPIDR. Благодарим И.М.Чертока за обсуждение проблем, затрагиваемых в статье. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 02-02-17086).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Jakimiec, J. Sylwester, B. Sylwester, *et al.*, *Adv. Space Res.* **6**, 237 (1986).
2. J. Jakimiec, J. Sylwester, B. Sylwester, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **253**, 269 (1992).
3. B. Sylwester, J. Sylwester, S. Serio, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **267**, 586 (1993).
4. F. Reale, In: *Stellar Coronae in the Chandra and XMM-Newton Era*, eds F. Favata and J. Drake, *ASP Conf Ser.* **277**, 103 (2002).
5. G. H. J. van den Oord and F. Zuccarello, in: *Stellar Surface Structure*, eds K. G. Strassmeier and J. L. Linsky (Dordrecht: Kluwer, 1996), p. 433.

6. R. M. Betta, G. Peres, F. Reale, and S. Serio, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **122**, 585 (1997).
7. К. В. Гетман, М. А. Лившиц, *Астрон. журн.* **77**, 295 (2000).
8. М. А. Лившиц, О. Г. Бадалян, А. В. Белов, *Астрон. журн.* **79**, 659 (2002).
9. N. Nitta and H. S. Hudson, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3801 (2001).
10. В. Н. Боровик, М. А. Лившиц, И. Ю. Григорьева и др., *Эволюция группы NOAA 9236 и вспышечное энерговыделение по данным РАТАН-600*. Тр. конф. стран СНГ и Балтии (Н.-Новгород, 2003), с. 63.
11. I. M. Chertok, V. V. Grechnev, H. S. Hudson, and N. V. Nitta, *J. Geophys. Res.* **109**, A02112, doi:10.1029/2003JA010182 (2004).
12. K. Watanabe, Y. Muraki, Y. Matsubara, *et al.*, *Astrophys. J.* **592**, 590 (2003).
13. T. T. Ishii, H. Kurokawa, and T. T. Takeuchi, *Proc. 8-th IAU Asian-Pacific Meeting*, eds Ikeuchi, J. Hearnshaw, and T. Hanava **2**, 431 (2002).
14. И. М. Черток, В. В. Гречнев, *Астрон. журн.* **82**, (2005).
15. H. Wang, P. R. Good, C. Denker, *et al.*, *Astrophys. J.* **536**, 971 (2000).
16. M. Katsova, J. Drake, and M. A. Livshits, *Astrophys. J.* **510**, 986 (1999).
17. D. Mihalas, *Stellar Atmospheres*. (San Francisco: W. H. Freeman and Company, 1978), Vol. 2.

Relationship between Impulsive and Post-Eruptive Processes of Solar X-Ray Flares

M. A. Livshits and O. G. Badalyan

Powerful solar flares contain one or several impulsive events, plasma ejections, and the subsequent development of gigantic post-eruptive loops. In the middle of the 1980s, J. Jakimiec proposed an analysis of the flare loops based on $\log T - 1/2 \log EM$ diagrams constructed for the observed soft X-rays (the so-called Jakimiec model). We have used this method to construct and analyze these diagrams not for various arbitrary events, but instead for flares within a single center of activity and demonstrating similar behaviors; in other words, for homological flares (two-ribbon flares observed in November 2000, powerful long-duration events observed in October-November 2003, etc.). This eliminates the effect of the differences in the magnetic configurations, enabling us to find a new relationship: the inclination ($\text{tg } \alpha$) of the $\log T - 1/2 \log EM$ line during the flare decay depends on the maximum temperature T_{max} at the source of the soft X-rays. The dependence of $\text{tg } \alpha$ on T_{max} gradually evolves from series of short flares to series of powerful, long-duration, non-stationary processes. Our results support the idea that the development of post-eruptive loops depends on the energy of the impulsive events for the phenomenon as a whole. Explosive evaporation simultaneously increases both the temperature and the density of the plasma at the loop apex. The subsequent evolution of the post-eruptive elements depends on difference in the initial conditions and on the opening of the magnetic configuration. The importance of our analysis for the durations of flares and differences between dimmings is briefly discussed.

Сдано в набор 02.08.2004 г.	Подписано к печати 17.08.2004 г.	Формат бумаги $60 \times 88^1/8$
Офсетная печать	Усл. печ. л. 12.0	Уч.-изд. л. 12.1
	Усл. кр.-отт. 2.5 тыс.	Бум. л. 6.0
	Тираж 197 экз.	Зак. 8856

Учредители: Российская академия наук, Институт астрономии РАН

Адрес издателя: 117997 Москва, Профсоюзная ул., 90

Оригинал-макет подготовлен МАИК "Наука/Интерпериодика"

Отпечатано в ППП "Типография "Наука", 121099 Москва, Шубинский пер., 6