

## **РЕНТГЕНОВСКИЕ ВСПЫШКИ НА ПОЗДНИХ СУБГИГАНТАХ И НА СОЛНЦЕ КАК РЕЗУЛЬТАТ ЭВОЛЮЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

**Лившиц И.М., Лившиц М.А.**

*ИЗМИРАН; [ilusha@izmiran.rssi.ru](mailto:ilusha@izmiran.rssi.ru), [livshits@izmiran.troitsk.ru](mailto:livshits@izmiran.troitsk.ru)*

### **The X-ray Flares on the Late-Type Subgiants and on the Sun as a Result of the Evolution of Large Scale Magnetic Fields**

**Livshits I.M., Livshits M.A.**

#### **Abstract**

A numerical modeling of the gas-dynamical processes during the decay phase of the X-ray emission for several long-duration flares on subgiants of solar-like spectral classes was established. It is shown that the energetics of these phenomena and the shape of the X-ray light curve give us evidences on their development been situated in big stellar complexes of activity (solar analogies are very rare events) as opposed to be dynamic flares originated from post-eruptive energy release. The origin of these phenomena is connected with the evolution of large-scale magnetic fields.

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Известно, что самые мощные и длительные вспышки на Солнце приводят к возникновению потоков протонов (например, при энергии в 100 МэВ), на два-три порядка превышающих типичные значения для протонных вспышек  $10 - 100 \text{ частиц} / (\text{см}^2 \text{ сек стер})$ . Несколько таких вспышек произошло и в максимум текущего цикла активности: 14 июля 2000 г., 8 ноября 2000 г. и 4 ноября 2001 г. Современные данные показывают, что такие явления могут развиваться только в больших комплексах активности.

На Солнце полная энергия этих самых мощных явлений не превышает  $10^{32} \text{ эрг}$ . Длительные рентгеновские вспышки в последние годы стали наблюдаться на звездах, по спектральному классу близких к солнечному. Радиусы этих звезд больше солнечного. Большинство из этих вспышек было зарегистрировано на субгигантах, входящих в состав двойных типа RS CVn. В ряду этих вспышек находятся и несколько более коротких явлений, например, на молодой поздней звезде класса G – AB Dor (Maggio et al. 2000), а также длительные процессы на Алголе – двойной звезде B8 IV–V + G–K IV (Favata et al. 2000). Это позволило начать изучение

природы аналогичных явлений с энергией, на 4 – 5 порядков превосходящих указанное солнечное значение. Одна из проблем – изучение процессов в самих звездных вспышках – рассматривалась в нашей работе 2002 г. (Лившиц, Лившиц 2002; далее цитируется как [1]). В данной работе большее внимание уделено тому, какое место занимают самые большие солнечные вспышки в общем ряду нестационарных процессов на звездах. До сих пор создавалось впечатление, что постэруптивные процессы, развивающиеся в самых крупномасштабных магнитных полях (квазидипольное поле звезд), ответственны за мощные длительные вспышки. Появившиеся данные позволяют проанализировать относительную роль постэруптивных процессов и сделать попытку выяснить тот масштаб полей, эволюция которых приводит к наблюдаемым нестационарным явлениям.

В статье кратко описаны результаты рентгеновских наблюдений длительных звездных вспышек, проведенное нами моделирование процессов на фазе спада явлений. Далее на примере анализа появившихся подробных данных о вспышке на К-субгиганте системы UX Ari проиллюстрированы общие выводы проведенного анализа.

**Таблица 1.**

Дата	Звезда	$T, 10^6 K$	$EM, 10^{54} \text{ см}^{-3}$	$t, \text{ часы}$	$E_x, \text{ эрг}$	Название КА
24–25.07.1987	UX Ari	$> 100$	10	$> 12$	$10^{37}$	Ginga
28–30.08.1997	UX Ari	111.5	5.13	30	$5 \cdot 10^{36}$	BeppoSAX
9.11.1997	AB Dor	110	5.5	5	$4 \cdot 10^{35}$	BeppoSAX
29.11.1997	AB Dor	110	3.7	4	$7 \cdot 10^{35}$	BeppoSAX
30.08.1997	Algol	$\approx 100$	10	50	$1.4 \cdot 10^{37}$	BeppoSAX
23–25.06.1991	HR5110	110	0.7	70	$> 4 \cdot 10^{35}$	ROSAT

Некоторые наблюдательные данные и результаты анализа мягкого рентгеновского излучения длительных звездных вспышек собраны в Таблице 1. Из неё видно, что основной особенностью является то, что температура плазмы в максимум многих длительных звездных вспышек  $100 \cdot 10^6 K$ , и высокие значения температуры и меры эмиссии сохраняются в течение многих часов.

В [1] проведено численное моделирование с целью выяснения основного процесса, приводящего к появлению мощного длительного рентгеновского излучения. При этом рассматривается только фаза спада вспышки – та газодинамическая стадия процесса, когда магнитное поле уже не оказывает заметного влияния на развивающийся процесс, кроме

удержания плазмы внутри петли и обеспечения анизотропии процесса переноса тепла. Это согласуется с тем, что на рассматриваемых больших высотах в звездных коронах отношение газового давления к магнитному – плазменное  $\beta = 8\pi p/B^2$  – начинает превосходить 1.

Расчет эволюции массы газа внутри гигантской корональной петли проводился путем решения системы одномерных газодинамических уравнений, учитывающих гравитацию, изменяющуюся с высотой, теплопроводность и потери на излучение. Радиационные потери, определяемые излучением основных резонансных линий высокотемпературных ионов, рассматривались как функция температуры и плотности в данной точке и вводились в уравнение энергии в виде одного из диссипативных членов. Считалось, что нагрев плазмы происходит близ вершины петли и распределен по времени и в пространстве (по массовой лагранжевой координате).

Для моделирования процессов на звездах программа, разработанная ранее для длительных солнечных вспышек, была модифицирована, что позволило проводить расчеты в условия различной силы тяжести и других характеристик звездных атмосфер. В частности, функция радиационных потерь была расширена по сравнению с солнечным случаем в область температур  $\geq 20 \cdot 10^6 K$  согласно расчетам группы R.Mewe.

Моделирование проводилось для начальных плотностей в основании изотермической петли от  $2 \cdot 10^{10}$  до  $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , принятых величин половины длины петли  $l = (0.5 - 5) \cdot 10^{10} \text{ см}$  и тепловых потоков, изменяющихся в широких пределах. Гравитационное ускорение могло принимать значения  $10^2 - 4 \cdot 10^4 \text{ см сек}^{-2}$ .

В [1] приведены результаты расчетов для трех поздних звезд: UX Ari (G5 V + K0 IV), HR 5110 = BH CVn (F2 IV + K2 IV) и для сравнения AB Dor – хорошо изученного молодого K1 карлика с возрастом всего 20 – 30 миллионов лет.

## **ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НОВЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ВСПЫШКИ НА UX Ari**

После выполнения работы [1], стали известны подробные наблюдательные данные о вспышке 28 – 30.08.1997 на звезде UX Ari из (Franciosini et al. 2001). Они включали в себя регистрацию излучения вспышки не в одном, как ранее, а в двух рентгеновских каналах, работающих в областях 0.1–10 кэВ и 1.6–10 кэВ (Franciosini et al. 2001). Это дало им возможность определить значения температуры  $T$  и меры эмиссии  $EM$  для 14 моментов времени в ходе вспышки. Оказалось, что температура спадает медленнее, чем следовало из двухтемпературного анализа данных одного мягкого канала, проведенного ранее и использованного нами в [1]. Для моделирования этих новых данных

оказалось необходимым перейти к функции нагрева, медленнее спадающей со временем, нежели использованная ранее. В этом случае расчеты проводились с функцией нагрева

$$H = H_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{s - s_m}{s_1}\right)^2\right] \cdot \exp\left[-\frac{|t - t_1|}{t_2}\right],$$

где  $H_0$  – амплитуда в  $\text{эрг}/(\text{г} \cdot \text{сек})$ ,  $t_1$  – время до достижения максимума нагрева,  $t_2$  – ширина временного профиля. Через  $s$  обозначалась лагранжева координата,  $s_m$  – ее значение в вершине петли,  $s_1$  – протяженность области нагрева.

Начальная модель нашего расчета соответствует гидростатической модели корональной петли с постоянной температурой  $T = 20 \cdot 10^6 \text{ К}$  и плотностью в основании  $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и полудлиной  $l = 2 \cdot 10^5 \text{ км}$ .

Мы приводим здесь результаты вычислений с параметрами функции нагрева  $H_0 = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{с})$ ,  $t_1 = 0.83^h$ ,  $t_2 = 13.3^h$ . На рис. 1 приведены временной ход температуры на фазе спада явления, соответствующей сжатию петель, и зависимость меры эмиссии плазмы с температурой, превышающей 50 МК. Значение  $EM$  и длина указаны на рис. 1 для одной половины петли системы.

Вычисления показывают, что процесс нагрева плазмы близ вершины приводит к увеличению длины петли неизменного сечения в 3.5 раза. Основным при выборе этого варианта решения с достаточно большими плотностями плазмы в петле явилось то, что именно это решение оказалось способно одновременно объяснить как поведение температуры и меры эмиссии в ходе наблюдений вспышки, так и энергетику явления.

Действительно, вычисления дают нам значение меры эмиссии половины петли при известной энергии  $H_f$ . Эта энергия поступает через  $1 \text{ см}^2$  в вершине петли за все рассматриваемое время процесса. Наблюдаемое значение объемной меры эмиссии  $EM(V)$  можно выразить через вычисляемое при моделировании  $EM(l)$  как  $EM(V) = S_1 \cdot EM_l$ . С другой стороны, полная энергия нагрева может быть записана как  $E = S_2 \cdot H_f$ . Из сравнения вычисленных и наблюдаемых значений меры эмиссии и полной энергии ее мягкого рентгеновского излучения, получаем  $S_1 \approx S_2 \approx 10^{22} \text{ см}^2$ . Заметим, что этот вариант численных расчетов соответствует полному нагреву, близкому к  $H_f \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ эрг}/\text{см}^2$  за 24 ч. Энергия всего процесса в несколько раз больше энергии рентгеновского излучения, т.е. превосходит  $10^{37} \text{ эрг}$ .

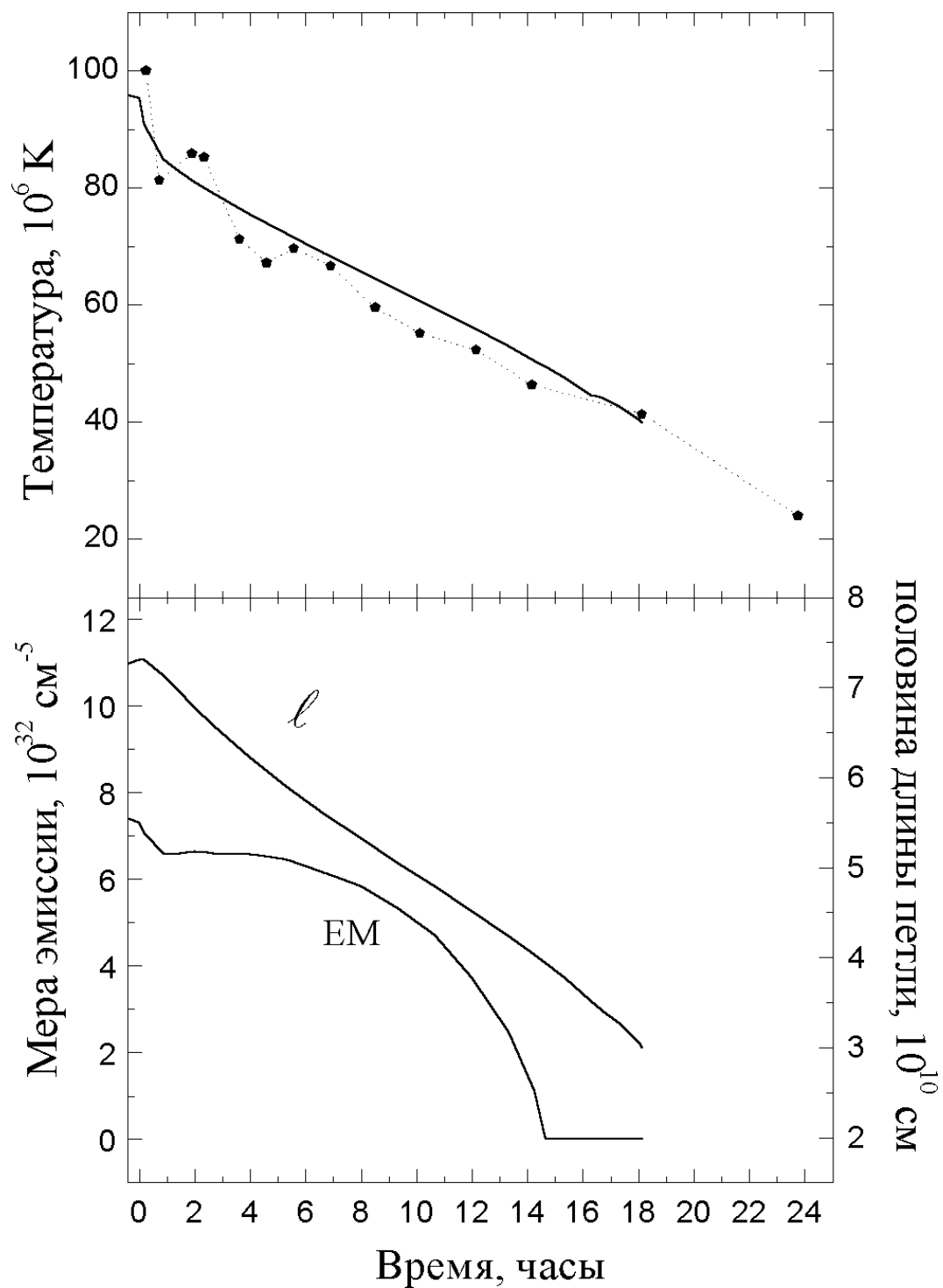


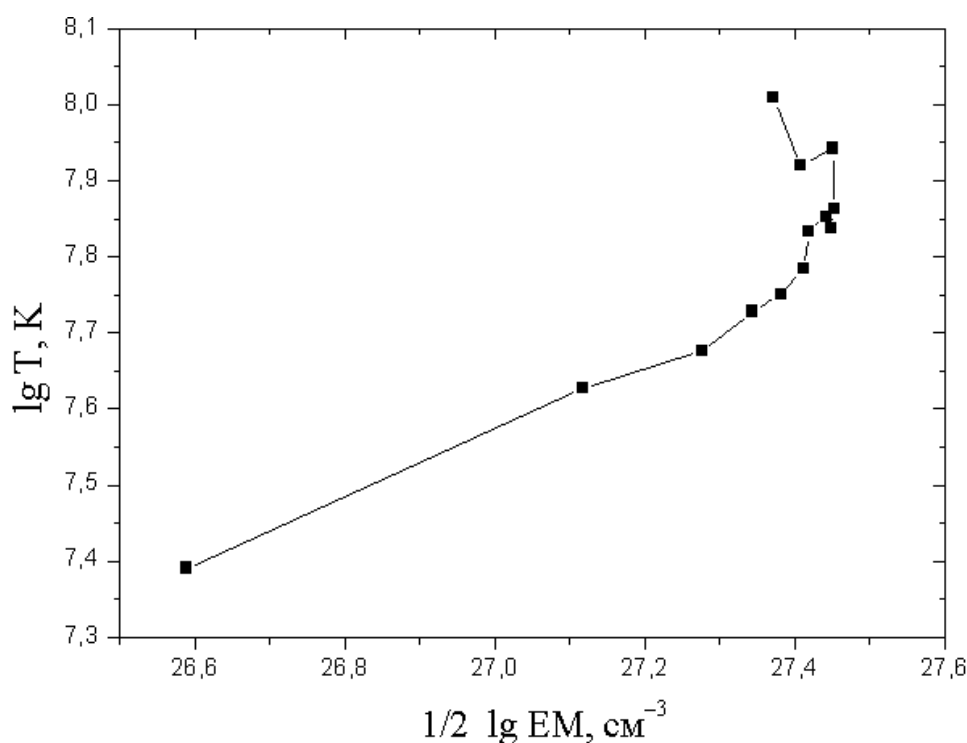
Рис. 1.

Изменение температуры в вершине петли (наверху), меры эмиссии и длина половины петли (внизу) со временем. Точками представлены результаты определения температуры (Franciosini et al. 2001). Начало отсчета времени соответствует моменту начала наблюдений.

Оцененное значение площади соответствует протяженности светящегося вещества вдоль нейтральной линии магнитного поля, превосходящей значение  $R_{\odot}$ , а, учитывая "скважность", эта протяженность системы петель должна быть заметно больше. В зависимости от предположения о поперечном сечении петли, их общее количество во вспышечной системе оценивается от нескольких десятков до сотен.

Заметим, что в момент, соответствующий одному часу после начала наблюдений вспышки плотность изменяется вдоль петли от  $n_e \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в основании петли до  $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, в данном случае гигантские вспышечные петли, поднимающиеся на высоты более  $R_{\odot}$ , оказываются заполненными плазмой, плотность которой на порядок больше, чем в самых мощных солнечных вспышках. Однако есть основания полагать, что, несмотря на большую мощность и масштаб явления, его физическая природа существенно не отличается от солнечных аналогов. Действительно, на рис. 2 сопоставлены наблюдаемые в различные моменты времени значения температуры и меры эмиссии. Соответствующая диаграмма  $\lg T - \frac{1}{2} \lg EM$  является типичной для мощных вспышек, развивающихся в комплексах солнечной активности. Кроме того, аппроксимация временного хода температуры для интервала  $t = 3 - 20$  часов от момента начала наблюдений дается выражением  $\lg T = 7.93631 - 0.01747 \cdot t$ . Это соответствует характерному времени  $t_3$  уменьшения температуры на фазе развития систем гигантских петель, равному 57.2 часа. Это время является типичным для заключительной стадии самых мощных солнечных вспышек, см. таблицу 1 в статье Лившица и др.(2002). Так, например, в залимбовой солнечной вспышке 29 сентября 1989 г., давшей наибольшее количество солнечных космических лучей и самый жесткий их спектр за последние три цикла активности, соответствующая величина  $t_3 = 56.6$  часа (см. указанную выше таблицу).

Таким образом, рассмотрение этих данных в общем ряду явлений на Солнце позволяет прийти к заключению о том, что анализируемое событие аналогично концу мощных вспышек в комплексах солнечной активности, сопровождающихся формированием систем гигантских корональных петель. Уровень нагрева плазмы в таких петлях на субгигантах чрезвычайно высок и противоречит принятому до сих пор утверждению о том, что анализируемые длительные рентгеновские вспышки являются результатом эволюции локальных магнитных полей.



**Рис. 2.**

Сопоставление температуры и меры эмиссии источника мягкого рентгеновского излучения в каждый из последовательных моментов наблюдения вспышки.

## ДИСКУССИЯ

Обсудим, прежде всего, эту возникшую проблему очень большой энергии таких явлений. Если стационарная МГД-конфигурация возмущается, например, в результате движений плазмы в нижележащих слоях, то развивается система токов, энергия которых может реализоваться при вспышках. Для самых крупномасштабных МГД-конфигураций оценивается энергия магнитного поля, связанная с такими токами.

При этом можно рассмотреть два случая: искажение дипольного поля всей звезды и искажение поля плоского магнитного диполя, располагающегося на некоторой глубине под фотосферой.

Строгое решение для первого, трехмерного случая получено при использовании стационарного решения задачи о вытягивании наружу дипольного поля, заданного на сфере (Кучми, Лившиц (1992)). Энергия искаженного поля диполя вне сферы оказалась равной

$$E = 2 \frac{m^2}{3R^3} \left( 1 - \frac{2 \operatorname{Re}_m + 2}{(\operatorname{Re}_m + 2)^2} \right) \approx 2 \frac{m^2}{3R^3}, \quad \text{причем } m - \text{ магнитный момент}$$

диполя, а  $\operatorname{Re}_m$  – магнитное число Рейнольдса.

Второе равенство для больших значений  $\operatorname{Re}_m$  вне сферы радиуса  $R$  означает, что искажение поля вследствие истечения увеличивает магнитную энергию вне сферы вдвое по сравнению с этой первоначальной энергией диполя. Отметим, что для гелиосферы с токовым слоем аналогичная оценка иным методом была получена И.С.Веселовским (1999).

Для двумерного диполя удастся провести аналогичное рассмотрение. Предполагая, что энергия крупномасштабного магнитного поля, связанная с токами, может реализовываться при вспышках и, выражая магнитный момент диполя через поле на полюсе, получаем  $E = \frac{1}{3} B_{pole}^2 R^3$ , или для случая плоского диполя  $E = \frac{9}{8} B_y^2 \zeta^3$ , где  $B_y$  – поле в вершине петли,  $\zeta$  – протяженность системы петель вдоль нейтральной линии.

Для гигантских арочных систем комплексов активности на Солнце можно принять  $\zeta = 10^{10} \text{ см}$  (что равно  $R_\odot/7$ ) и  $B = 10 \text{ Гс}$  в вершине петель. Тогда приведенное выражение соответствует энергии  $E \geq 10^{32} \text{ эрг}$ , что согласуется с наблюдениями длительных солнечных вспышек. На некоторых активных поздних звездах значения поля в комплексах активности могут на порядок превосходить величины, характерные для солнечной короны, и оцениваемая величина  $\zeta$  достигает  $10^{11} \text{ см}$ . Это естественно объясняет полную энергию длительных рентгеновских вспышек на субгигантах, которая может на 5 порядков превышать энергетику аналогичных солнечных явлений.

Таким образом, энергия длительных рентгеновских вспышек на поздних звездах, главным образом, субгигантах обеспечивается в ходе эволюции полей не одной активной области, а комплекса активности, или в некоторых редких случаях – квазидипольного магнитного поля всей звезды. Ее величина  $10^{37} \text{ эрг}$  близка к верхнему пределу, который теоретически возможен исходя из той информации о результатах наблюдений магнитных полей в звездных пятнах и поздних квазидипольной компоненты поздних звезд (Plachinda, Tarasova 1999; Тарасова и др. 2001).

Кроме энергетических соображений, световые кривые длительных рентгеновских вспышек также свидетельствуют в пользу отождествления этих явлений со вспышками в комплексах активности. Действительно, на Солнце крупномасштабные поля проявляются в редких случаях и обеспечивают постэруптивное выделение энергии в длительных вспышках. При этом можно выделить два класса длительных явлений – динамические



вспышки (Швестка и др. 1995) и вспышки в комплексах активности (Лившиц и др. 2002). Как правило, первый класс вспышек характеризуется меньшей мощностью. Основное же различие состоит в том, что в динамических вспышках переход к длительной фазе явления происходит в тот момент, когда мягкое рентгеновское излучение уже сильно уменьшилось по сравнению с его максимальной величиной. Особенно хорошо это выражено в тех случаях, когда динамическая вспышка начиналась с импульсной фазы. Иначе говоря, рентгеновская световая кривая динамических вспышек содержит характерный излом на уровне, в несколько раз меньше максимального. Это момент соответствует формированию системы гигантских петель, в дальнейшем долго, но слабо светящихся в мягком рентгене.

В противоположность этому, в мощных вспышках в комплексах активности переход от импульсных явлений к длительным происходит близ максимума, при близком к максимальному значению потока рентгеновского излучения. Световая кривая характеризуется очень плавным переходом от максимальных потоков к очень длительному спаду. На Солнце эти вспышки, в отличие от динамических, характеризуются эффективным ускорением частиц и жестким электромагнитным излучением. Динамика системы гигантских петель выражена слабее или эти петли остаются без изменений в течение многих часов.

Вообще говоря, влияние крупномасштабных магнитных полей на возникновение и развитие нестационарных процессов на Солнце проявляется не так сильно, как локальных полей. Соответствующие длительные явления, включая динамические, сигмоидные и касповые вспышки и самые мощные явления в комплексах активности, происходят очень редко, серии таких событий практически отсутствуют в отличие от более частых серий импульсных событий.

На некоторых субгигантах, с суммарной площадью пятен в сотни раз превосходящей солнечную, длительные вспышки в активные периоды следуют друг за другом. Примером здесь является система AR Lac (Pease et al. 2002), где, особенно на активных долготах, сосредотачивается большое количество пятен, каждое из которых характеризуется магнитным полем, примерно таким же, как в солнечных пятнах. Здесь уже, по-видимому, может происходить весь спектр длительных нестационарных явлений, изучение которых только начато. То, что наиболее мощные длительные звездные вспышки оказались близки к солнечным аналогам, означает, что природа этих явлений является достаточно общей и широко распространенной в мире звезд.

Работа поддержана грантами РФФИ № 02-02-17086, 02-02-06775, 01-02-16307, 02-02-16199, 01-02-17693, грантом INTAS 2000-840, а также Федеральной научно-технической программой «Астрономия».

## ЛИТЕРАТУРА

Лившиц И.М., Лившиц М.А. // 2002. *Астрономический журнал*. Т.79. С.364. (обозначена как [1])

Лившиц М.А., Бадалян О.Г., Белов А.В. // 2002. *Астрономический журнал*. Т.79. С.659

Тарасова Т.Н., Плачинда С.И., Румянцев В.И. // 2001. *Астрон. журн*. Т.78. С.550

Favata F., Schmitt J.H.M.M., Micela G., Reale F., Sciortino S. // 2000. *Astron. and Astrophys.* V.362. P.628

Franciosini E., Pallavicini R., Tagliaferri G. // 2001. *Astron. Astrophys.* V.375. P.196

Maggio A., Pallavicini R., Reale F., Tagliaferri G. // 2000. *Astron. and Astrophys.* V.356. P.627

Pease D., Drake J.J., Kashyap V. et al. // 2002. 35th ESLAB Symp. 25–29 June 2001, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands. / Eds. Fabio Favata and Jeremy Drake. ASP Conf Ser. Vol.277 (Thesis book, 2001, P.74)

Plachinda S.I., Tarasova T.N. // 1999. *ApJ*. V.514. P.402

Svestka Z., Farnik F., Hudson H.S., Uchida Yu., Hick P., Lemen J.R. // 1995. *Solar Phys.* V.161. P.331

Veselovsky I.S. 1999. Proc.9th European Meeting on Solar Physics: «Magnetic Fields and Solar Processes». Florence, Italy. ESA SP–448. P.1217