

УДК 523.985

## СКЕЙЛИНГ ВРЕМЕННОГО РАЗВИТИЯ ВСПЛЕСКОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ФАЗЕ РОСТА

Ю.П. Очелков

Поступила 22.08.2016 г.

В работе на основе изучения временного хода плотности потока энергии рентгеновского излучения всплесков мягкого рентгеновского излучения в диапазонах длин волн 0.1–0.8 нм и 0.05–0.3 нм делается вывод о масштабном подобии (скейлинге) временного развития всплесков на фазе роста до максимума в диапазоне плотностей потока энергии от  $0.1 F_m$  до  $F_m$ , где  $F_m$  — плотность потока энергии рентгеновского излучения в максимуме всплеска. Получено аналитическое выражение, которое хорошо описывает временное развитие всплесков на этой стадии. Показано, что для ряда всплесков скейлинг и найденная зависимость справедливы для значительного большего интервала интенсивностей, чем указанный выше. Существование скейлинга временного развития всплесков означает, что временное развитие всплесков определяется только одним физическим процессом. Проводится обсуждение полученных результатов с точки зрения современных представлений о моделях излучения мягких рентгеновских всплесков.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** всплески солнечного рентгеновского излучения, временной ход, эффект Нойперта, скейлинг.

### ВВЕДЕНИЕ

Механизмом излучения мягких рентгеновских всплесков является тепловое тормозное излучение электронов в областях вспыхивающих петель в плазме, нагретой до десятков миллионов градусов. Известен, так называемый эффект Нойперта [1], справедливый для большого количества всплесков: производная по времени от потока мягкого рентгеновского излучения пропорциональна потоку жесткого рентгеновского излучения вспышки, генерированного нетепловыми, ускоренными во вспышке электронами. В литературе подробно обсуждается справедливость эффекта Нойперта [2], причины его нарушения и теоретическое обоснование этого эффекта [3]. Однако построение модели излучающей мягкое рентгеновское излучение области еще далеко от завершения. Исследование временного развития мягкого рентгеновского излучения является важным для решения этой задачи. Кроме того, как следует из эффекта Нойперта, это исследование важно также для исследования особенностей энерговыделения во время солнечных вспышек. Имеет значение такое исследование также и для определения момента инжекции ускоренных солнечных протонов во время вспышек, который в настоящее время пока еще достаточно трудно определить.

В данной работе исследуется временное развитие мягких рентгеновских всплесков на фазе роста до максимального значения плотности потока энергии рентгеновского излучения в диапазонах длин волн 0.1–0.8 нм и 0.5–0.3 нм (1.55 кэВ – 12.4 кэВ и 4.1 кэВ – 24кэВ) по данным КА GOES. Используются данные с минутным усреднением.

Характерной особенностью подхода к исследованию временного поведения всплесков в данной работе является подход, основанный на разделении фаз временного развития не по интервалам времени, а по уровням значения плотности потока излучения, причем базовой плотностью потока считается плотность потока излучения в максимуме всплеска.

Показывается, что для подавляющего большинства всплесков на стадии развития в интервале от  $0.1 F_m$  до  $F_m$ , где  $F_m$  — плотность потока энергии рентгеновского излучения (далее плотность потока) в максимуме всплеска, имеет место масштабное подобие временного развития (скейлинг). Это означает, что временное развитие всплесков на этой стадии описывается только одним временным параметром. Если разделить значение плотности потока всплесков на значение плотности потока в максимуме всплеска, а значение интервала времени до максимума на значение этого временного параметра, то временное развитие всплесков будет описываться одной универсальной функцией для всех (или подавляющего большинства) всплесков. В работе найдено аналитическое выражение для этой функции и показывается, что для ряда всплесков скейлинг и найденная зависимость временного хода от времени справедливы для значительного большего интервала плотностей потока (от  $0.01 F_m$  до  $F_m$  и даже иногда от  $0.001 F_m$  до  $F_m$ ). Показано, что скейлинг справедлив для обоих приведенных

выше диапазонов длин волн рентгеновского излучения. Существование скейлинга временного развития всплесков означает, что временное развитие всплесков определяется только одним физическим процессом. Этот процесс связан с накоплением тепловой энергии в излучающей области. Задачей дальнейшего исследования является установление этого процесса и нахождение физического смысла временного параметра, который определяет данный процесс и скейлинг временного развития всплесков.

### ИССЛЕДОВАНИЕ СРЕДНЕЙ ШИРИНЫ ВРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ ВСПЛЕСКА В ЛОГАРИФМИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ

Для исследования временного развития всплесков на фазе роста мы использовали временной параметр всплеска  $T_{r,1}$ , впервые предложенный в работе [4]. Этот параметр является интегральным, то есть меньше зависит от локальных флуктуаций временного развития, чем не интегральные параметры. Он описывает временное развитие на фазе роста от уровня плотности потока  $0.1 F_m$  до  $F_m$ . Параметр рассчитывается по временному профилю в логарифмических координатах для плотности потока. В [4] показано, что значение этого параметра временного развития всплеска (наряду с плотностью потока в максимуме) определяет вероятность наблюдения СПС после вспышки.

$T_{r,1}$  равен:

$$T_{r,1} = \int_{t_1}^{t_m} \lg \left( 10 \frac{F(t)}{F_m} \right) dt = \int_0^1 (t_m - t(F)) d \lg \left( 10 \frac{F}{F_m} \right) = \langle t_m - t \rangle \quad (1)$$

Из этой формулы следует, что физический смысл параметра — средняя ширина временного профиля всплеска в логарифмических координатах для интервала плотностей потока от  $0.1 F_m$  до  $F_m$ . В (1)  $F(t)$  — плотность потока в момент времени  $t$ ,  $t_m$  — время максимума всплеска,  $t_1$  — момент времени, когда плотность потока на фазе роста равна  $F_m/10^1$ . При расчете  $T_{r,1}$  начало отсчета времени не имеет значения.

Наряду с параметром  $T_{r,1}$  можно ввести параметры, имеющие тот же смысл средней ширины временного профиля в логарифмических координатах, но уже для интервалов плотностей потока от  $F_m/10^x$  до  $F_m$ :

$$T_{r,x} = \int_{t_x}^{t_m} \lg \left( 10^x \frac{F(t)}{F_m} \right) dt \quad (2)$$

В (2)  $t_x$  — момент времени, в который плотность потока равна  $F_m/10^x$ , ( $0 < x \leq 1$ ).

В работе [4] параметры  $T_{r,x}$  (для  $x=0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7$ ) использовались для расчета параметра  $T_{r,1}$  для тех всплесков, в которых из-за высокого фона или предшествующего всплеска параметр  $T_{r,1}$  не мог быть рассчитан.

На рис.1 приведены зависимости  $T_{r,x}$  от  $T_{r,1}$ , построенные по временным профилям простых всплесков на фазе роста (без изломов и вторых максимумов) классов X1 и выше (около 40 всплесков в 23 цикле СА) (для длин волн 0.1 – 0.8 нм).

Наклон линий на рис. 1 ( $y=a \times x$ ) соответствует наименьшему квадратичному отклонению по оси  $y$  при условии, что все прямые проходят через начало координат, (что отражает стремление  $T_{r,x}$  к нулю при стремлении к нулю  $T_{r,1}$ ). Коэффициенты наклона прямых — значения функции  $g(x)$  для  $x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7$  равны 0.04, 0.11, 0.18, 0.38, 0.61, соответственно.

Как следует из рис.1 параметры  $T_{r,x}$  (для  $x=0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7$ ) достаточно хорошо определяются одним параметром  $T_{r,1}$ , а это значит, что всего один параметр определяет весь временной профиль всплеска, то есть имеет место скейлинг временного развития всплесков.

Обозначим отношение времен  $T_{r,x} / T_{r,1}$  как  $g(x)$ .

Как следует из рис. 2 зависимость  $g(x)$  от  $x$ , хорошо аппроксимируется степенной зависимостью вида:  $x^{1.4}$ .

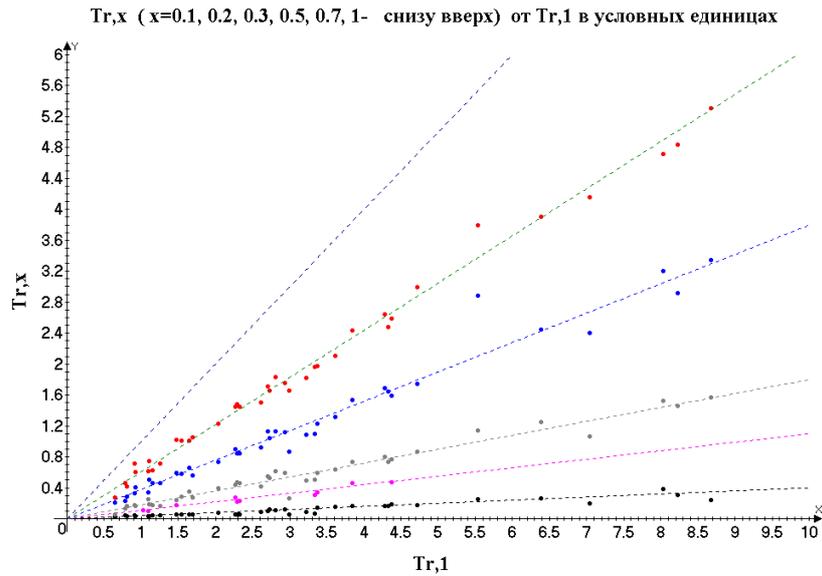


Рис. 1. Зависимости  $T_{r,x}$  от  $T_{r,1}$  в условных единицах для  $x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7$  (снизу вверх).

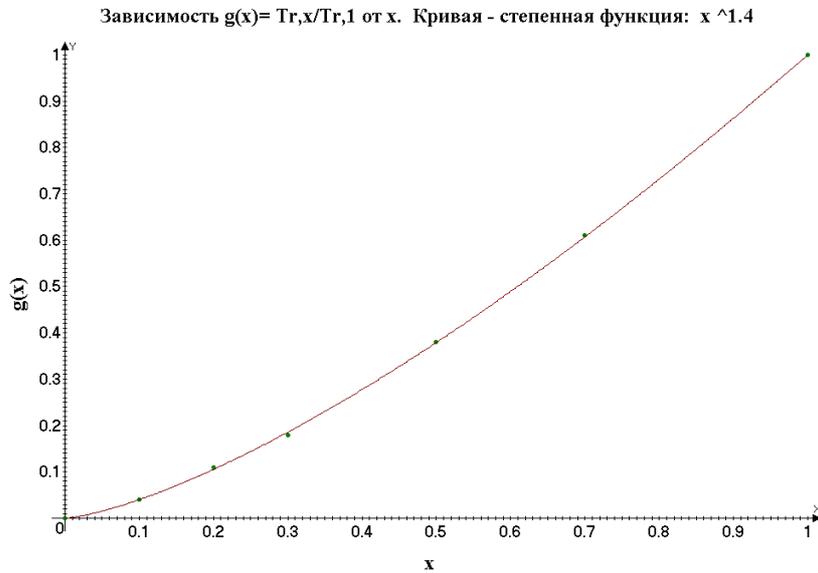


Рис. 2. Зависимость отношения  $g(x) = T_{r,x} / T_{r,1}$  от  $x$ . Точки — экспериментальные значения. Кривая — аппроксимация экспериментальных значений зависимостью  $g(x) = x^{1.4}$

## НАХОЖДЕНИЕ УНИВЕРСАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ ОПИСЫВАЮЩЕЙ ВРЕМЕННОЙ ХОД ВСПЛЕСКОВ

### Переход к безразмерным параметрам

Обозначим момент времени начала всплеска за  $t_i$  и выберем этот момент за начало отсчета времени (момент времени  $t_i$  нельзя привязать к определенному моменту времени для каждого события, так как  $t_i$  не является наблюдаемой величиной, поэтому этот момент времени является условным).

В случае скейлинга существует только один временной параметр, определяющий временное развитие всплеска. В качестве параметра для перехода к безразмерным величинам выберем интервал времени  $t_m - t_i$  (интервал времени от начала всплеска до его максимума). Тогда безразмерные величины будут иметь вид :

$$\tau = \frac{(t - t_i)}{(t_m - t_i)}$$

и

$$f(\tau) = \frac{F \left( \frac{t - t_i}{t_m - t_i} \right)}{F_m}$$

Выражение (2) примет вид:

$$\frac{T_{r,x}}{t_m - t_i} = \int_{\tau(x)}^1 \lg(10^x f(\tau)) d\tau,$$

где  $\tau(x)$  ( $0 < x \leq 1$ ) — момент безразмерного времени, в который достигается значение плотности потока равное:  $F_m / 10^x$  (на фазе роста), то есть:  $f(\tau(x)) = \frac{1}{10^x}$ .

Выражение для  $g(x)$  примет вид:

$$\frac{\int_{\tau(x)}^1 \lg(10^x f(\tau')) d\tau'}{\int_{\tau(1)}^1 \lg(10 f(\tau')) d\tau'} = g(x) \tag{3}$$

В этих выражениях  $f(\tau)$  универсальная функция, описывающая временной ход всплесков.

**Решение интегрального уравнения для функции  $f$**

Используя полученное ранее выражение для  $g(x)$  получим интегральное уравнение для нахождения функции  $f(\tau)$ :

$$g(x) = \frac{\int_{\tau(x)}^1 \lg(10^x f(\tau')) d\tau'}{\int_{\tau(1)}^1 \lg(10 f(\tau')) d\tau'} = x^{1.4} \quad \text{или} \quad x(1 - \tau(x)) + \int_{\tau(x)}^1 \lg f(\tau') d\tau' = \frac{x^{1.4} T_{r,1}}{t_m - t_i} \tag{4}$$

В уравнении (4) функция  $f$  входит в подынтегральное выражение, а также в пределы интегрирования, так как  $\tau(x) = f^{-1}(1/10^x)$  (где  $f^{-1}$  — обратная функция),

Продифференцировав, получим:

$$(1 - \tau(x)) - \frac{x d\tau(x)}{dx} - \frac{\lg f(\tau(x)) d\tau(x)}{dx} = 1.4 x^{0.4} \frac{T_{r,1}}{t_m - t_i}$$

или:

$$\tau(x) = 1 - 1.4 x^{0.4} \frac{T_{r,1}}{t_m - t_i} \tag{5}$$

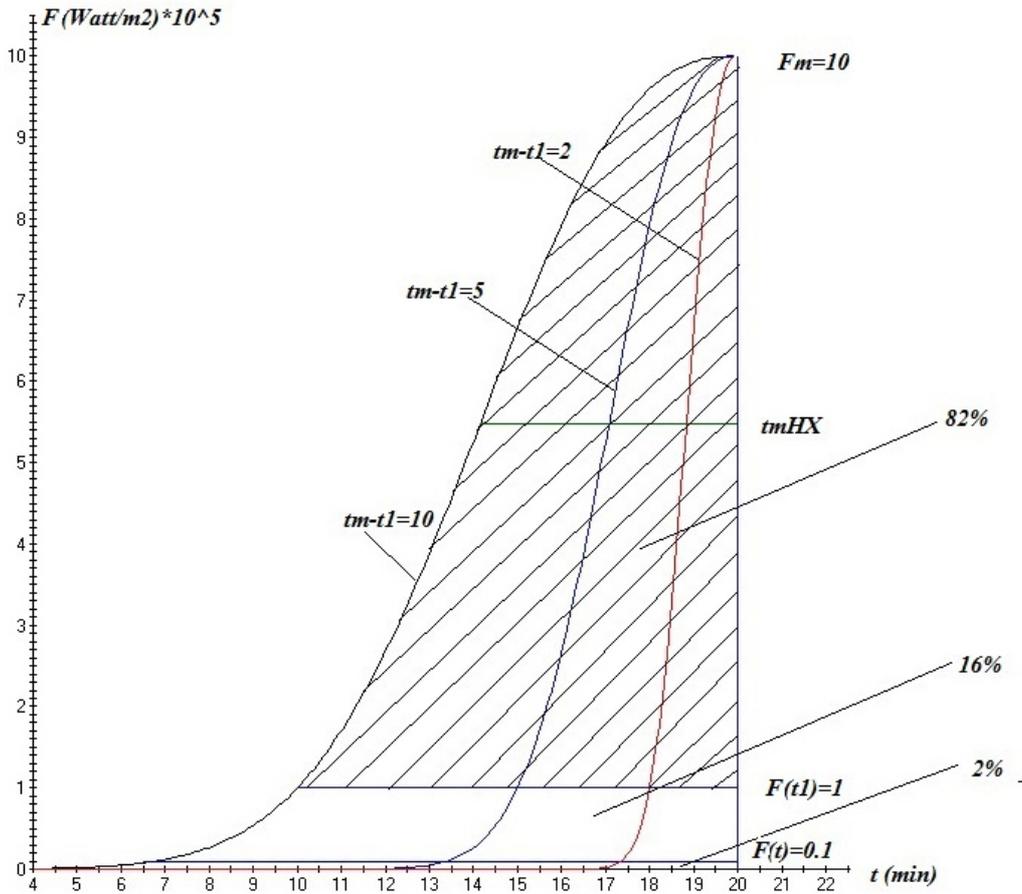


Рис. 3. Временной ход в обычных координатах плотности потока энергии рентгеновского излучения во всплесках согласно зависимости (7).

Из (5) можно найти связь между параметром  $\tau(1)$  и  $T_{r,1}$ :

$$\tau(1) = 1 - 1.4 \frac{T_{r,1}}{t_m - t_i}$$

Учитывая, что  $\tau(x) = f^{-1}(1/10^x)$  из (5) получим:

$$\frac{1}{10^x} = f \left( 1 - \frac{1.4x^{0.4} T_{r,1}}{t_m - t_i} \right)$$

или:

$$f(\tau) = 10^{-\left( \frac{1-\tau}{1.4T_1/(t_m-t_i)} \right)^{2.5}},$$

отсюда получим окончательное выражение для универсальной функции, описывающей временной ход всплесков в безразмерных величинах:

$$f(\tau) = 10^{-\left( \frac{1-\tau}{1-\tau(1)} \right)^{2.5}} \tag{6}$$

Перейдя к обычным переменным, получим зависимость плотности потока рентгеновского излучения всплесков в виде:

$$F(t) = 10 \left( \frac{t_m - t}{t_m - t_1} \right)^{2.5} F_m \quad (7)$$

Выражение (7) не зависит от момента времени начала всплеска  $t_i$ , так как в него входят только разности времен  $t$ ,  $t_1$  и  $t_m$  (то есть началом отсчета времени можно считать момент времени  $t_m$ ).

На рисунке 3 приведена зависимость (7) в обычных координатах для  $F$ . Значение  $F_m$  было выбрано равное 10, а значение параметра  $t_m - t_1$  — 2, 5 и 10 минутам.

Заштрихованная область соответствует изменению плотности потока в пределах от  $0.1 F_m$  до  $F_m$ , то есть области плотностей потока, для которых согласно рис. 1 справедлив скейлинг. Как видно из рисунка область скейлинга — значительная область всплеска как по времени, так и по плотности потока. Заштрихованная область — энергия излучения всплеска за время роста всплеска от момента времени  $t_1$  (когда плотность потока равна  $0.1 F_m$ ) до  $t_m$ . На эту область приходится 82% всей излученной энергии на фазе роста. На область плотностей потока от  $0.01 F_m$  до  $0.1 F_m$  приходится 16% энергии, а на область меньшую, чем  $0.01 F_m$  — 2%.

## АППРОКСИМАЦИЯ ВРЕМЕННОГО ХОДА ВСПЛЕСКОВ

### Способ аппроксимации

Как уже говорилось, существование скейлинга временного развития всплесков в области интервалов плотностей потока от  $0.1 F_m$  до  $F_m$  следует из зависимостей, приведенных на рис. 1, то есть в интервалах времен от  $t_1$  до  $t_m$ . Найденная зависимость временного хода в виде (7) формально применима для значительно большего интервала времени, вплоть до значений потока значительно меньших чем  $0.1 F_m$ .

Для определения соответствия этой зависимости реальному временному ходу всплесков рентгеновского излучения, а также для нахождения интервалов времен и диапазонов плотностей потока, для которых она применима был построен временной ход всех рентгеновских всплесков в диапазоне длин волн 0.1–0.8 нм и 0.05–0.3 нм по данным КА GOES с минутным усреднением для всплесков класса больше M5 за 2013 и 2014 годы, а также временной ход ряда отдельных всплесков за другие годы.

Формула (7) не содержит время начало всплеска  $t_i$ , а содержит только наблюдаемые величины:  $F_m$ ,  $t_m$ ,  $t_1$ . Для большинства всплесков эти параметры определялись непосредственно по наблюдаемому временному ходу.

Момент времени  $t_m$  для временного хода с минутным усреднением данных находится как время достижения максимального значения плотности потока излучения и определяется всегда достаточно точно (погрешность не больше 1/2 минуты), момент времени  $t_1$  определялся как время достижения значения  $F_m/10$  при линейной аппроксимации временного хода в логарифмических координатах между соседними значениями. Иногда параметр  $t_1$  при аппроксимации зависимостью (7) выбирался из наилучшего совпадения (определяемого визуально) с наблюдаемым временным ходом расчетной кривой. Обычно это требовалось, когда зависимость (7) описывала временной ход в диапазоне интенсивностей меньшем, чем порядок величины из-за предшествующего всплеска.

В качестве примера визуальной аппроксимации рассмотрим аппроксимацию временного хода для одного из последних событий класса M7 18 апреля 2016 г. (см. рис. 4).

Рисунок 4 показывает, что визуальная аппроксимация является достаточно точной, даже небольшое изменение  $t_m - t_1$  ( в данном случае на 0.5 минуты при значении  $t_m - t_1 = 5.2$  минуты) приводит к существенному отклонению от наблюдаемой зависимости.

Если переписать выражение (7) в виде:

$$\left( \text{Lg} F_m - \text{Lg} F(t) \right)^{0.4} = \frac{t_m - t}{t_m - t_1},$$

то зависимость от времени превращается в линейную. Наличие такой линейной зависимости для реальных данных является свидетельством хорошей аппроксимации временного хода выражением (7). Такая линейная зависимость строилась для всех рассмотренных в работе временных ходов.

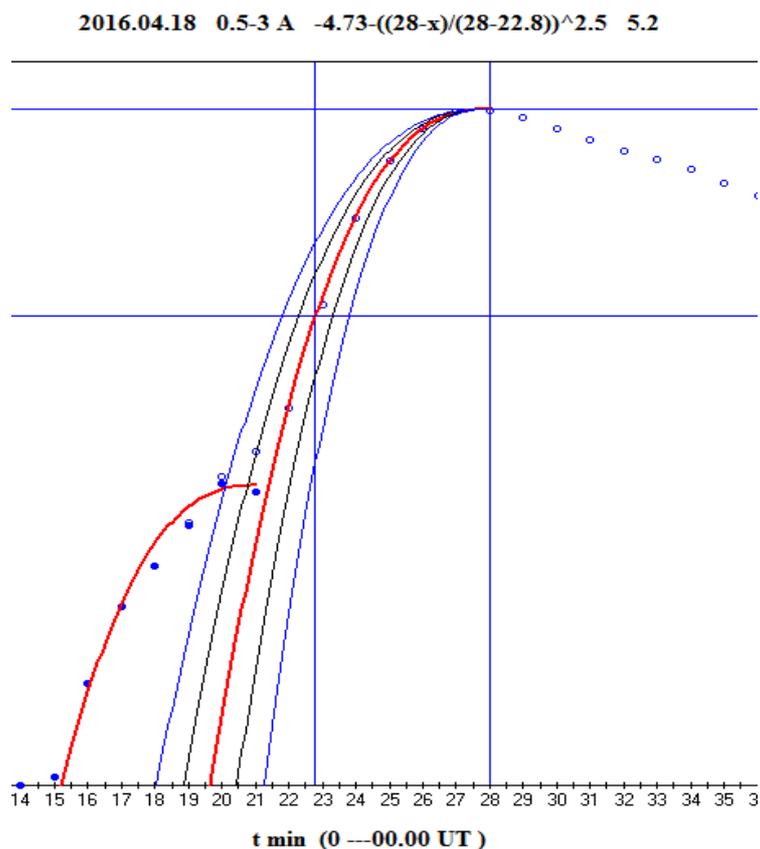


Рис. 4. Временной ход плотности потока рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 0.05–0.3 нм для события 18.04.2016. Синие кружки — данные наблюдения, толстая красная линия — аппроксимация зависимостью (7) (формула в верхней части рисунка) с  $t_1 = 22.8$  мин, верхние линии — зависимости для  $t_1$  на полминуты и минуту меньше, чем 22.8 мин, нижние линии — зависимости для  $t_1$  на полминуты и минуту больше, чем 22.8 мин.

## РЕЗУЛЬТАТЫ АППРОКСИМАЦИИ

В работе были построены временные ходы для 50 событий, всего 100 временных ходов. Основу этой выборки составляют события за 2013 и 2014 годы классов больше или равных M5. События не отбирались, а рассматривались в хронологическом порядке.

Как следует из проведенного анализа, временное развитие всех всплесков (за исключением одного 21.06.2013 г.) хорошо описывается зависимостью (7) в интервале плотностей потока от  $0.1F_m$  до  $F_m$ . Для целого ряда всплесков эта зависимость справедлива в значительно большем интервале плотностей потока от  $0.01 F_m$  до  $F_m$  и даже большем. Временной ход для диапазона длин волн 0.05 нм – 0.3 нм описывается найденной зависимостью, как правило, в значительно большем интервале плотностей потока, чем для диапазона 0.1 нм – 0.8 нм. Важным обстоятельством является тот факт, что хорошая аппроксимация справедлива как для импульсных всплесков, время роста которых до максимума от нескольких минут до 10 минут, так и постепенных событий с временем роста до максимума больше 10 минут. Найденная зависимость хорошо описывает временное поведение и более слабых всплесков, чем класса M5. Временные ходы большинства рассмотренных всплесков приведены в **Приложении**.

Здесь рассмотрим примеры временных ходов для импульсного события, постепенного события, пример временного хода слабого события, пример события, временной ход которого хорошо аппроксимируется в диапазоне изменения плотности потока значительно большем, чем один порядок величины, пример временного хода сложного события и временной ход события 21.06.2013 г., о котором говорилось выше. Пример слабого события приведен на рис. 5.

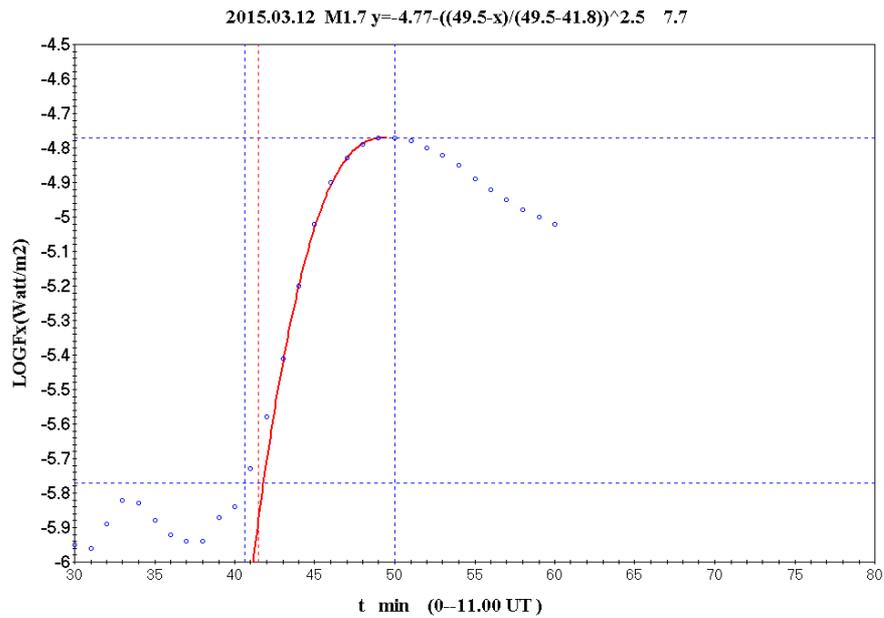


Рис. 5. Временной ход слабого события класса M1.7. Уравнение, описывающее временной ход приведено в верху рисунка, временной параметр  $(t_m - t_1) = 7.7$  мин.

На рисунке 6 приведен временной ход и его аппроксимация для импульсного события с параметром  $(t_m - t_1) = 1.6$  мин.

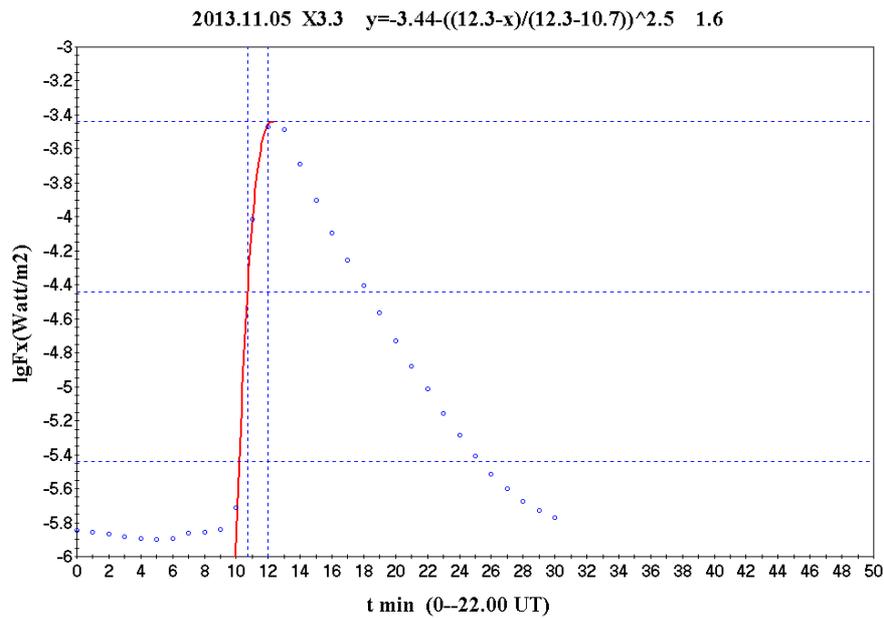


Рис.6. Временной ход в импульсном события 05.11.2013 г. класса X3.3

На рисунке 7 приведен временной ход в постепенном слабом событии.

На рисунке 8 приведен временной ход в постепенном событии для диапазона плотностей потока около 3-х порядков величины

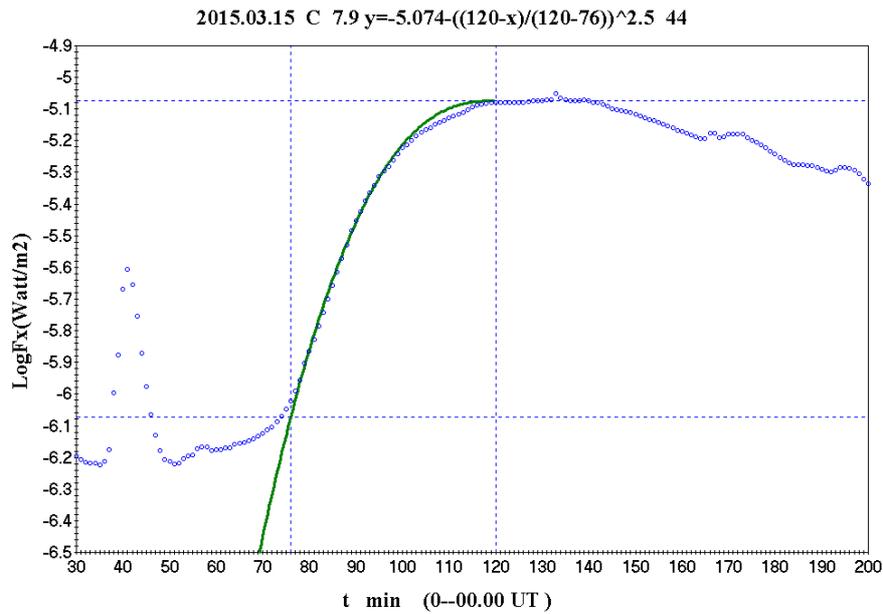


Рис. 7. Временной ход для постепенного всплеска класса C7.9 (0.05–0.3 нм) с  $(t_m - t_1) = 44$  мин.

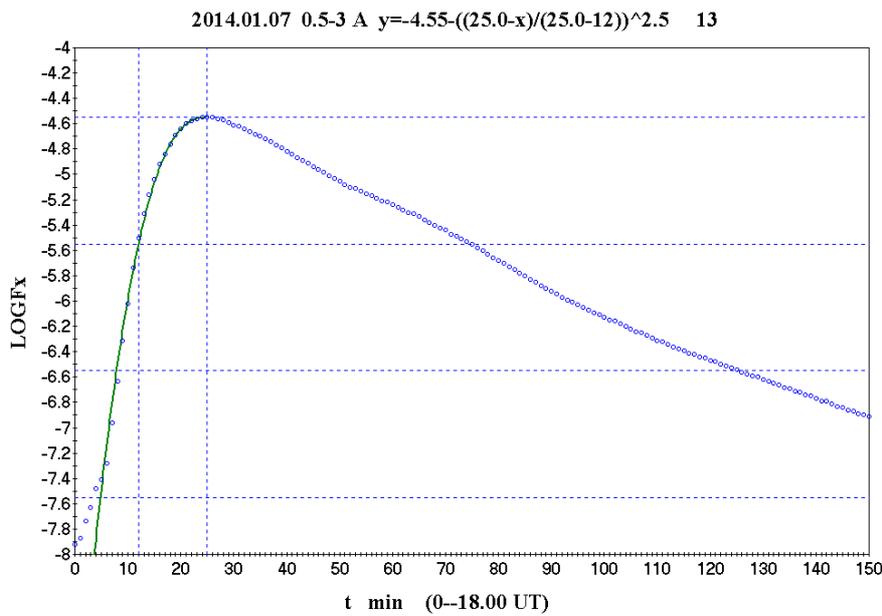


Рис. 8. Временной ход плотности потока (для длин волн 0.05–0.3 нм) в постепенном событии 07.01.2014 г. с  $(t_m - t_1) = 13$  мин, в котором изменение плотности потока до трех порядков величины хорошо аппроксимируется найденной зависимостью.

На рисунке 9 рассмотрен временной ход для сложного события, для которого было построены две аналитические зависимости, приведенные в верхней части рисунка. Для получения значений плотностей потока предшествующих всплесков из значений плотностей потока вычитались значения полученные при аппроксимации последующего всплеска зависимостью (7). Как видно из рисунка временной ход в этом событии связан с наложением потоков излучения от трех всплесков, каждый из которых достаточно хорошо может быть аппроксимирован зависимостью (7).

Временные ходы всех рассмотренных событий из-за ограниченного размера статьи привести не предоставляется возможным. В **Приложении** приведены временные ходы для 16 всплесков для диапазонов (0.1–0.8) нм и (0.05–0.3) нм, а также линейные зависимости для диапазона (0.1–0.8) нм (Рис.14–29). Все эти временные ходы хорошо аппроксимируются найденной зависимостью. На рисунке 10 приведены временные ходы для 22 всплесков (0.1–0.8 нм) в безразмерных координатах.

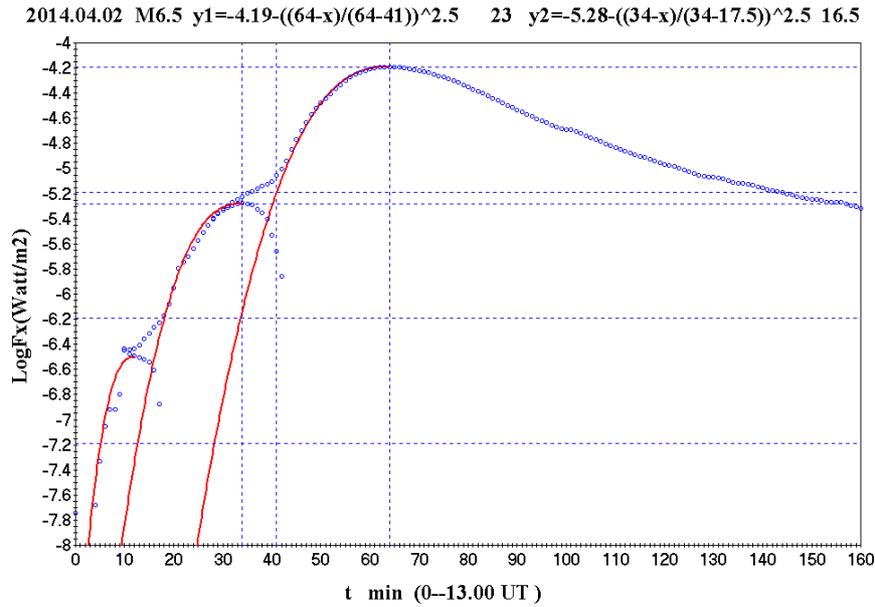


Рис. 9. Временной ход в постепенном событии 02.04.2014 г. класса М 6.5. Проведенный анализ показывает, что всплеск состоит из 3-х всплесков, из них в каталоги включен только один основной.

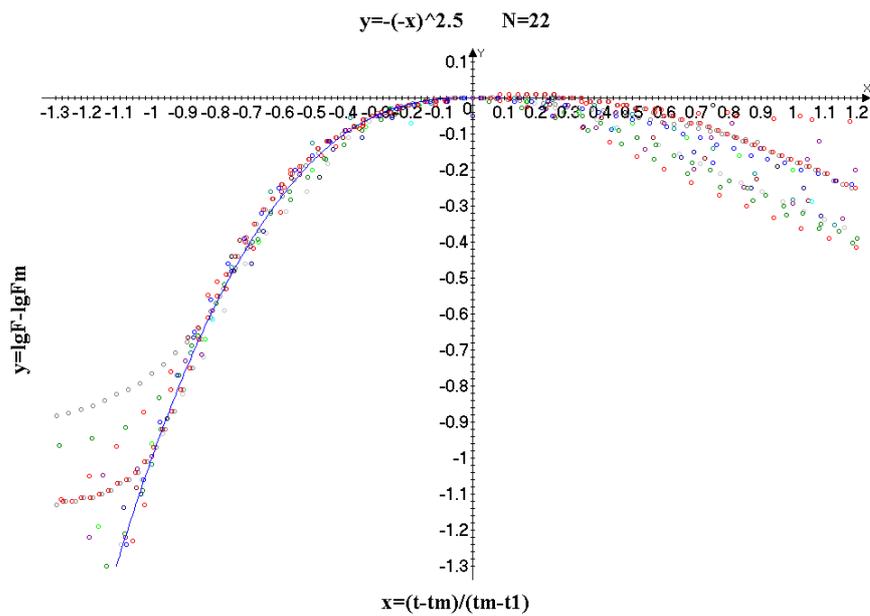


Рис. 10. Временной ход 22 всплесков в безразмерных координатах. Сплошная линия — аналитическая зависимость (7) в безразмерных координатах.

Из всех рассмотренных всплесков (около 50), только в одном случае (всплеск 21.06.2013 г. класса М 2.9) аппроксимацию нельзя считать удовлетворительной (см. рис. 11). По-видимому, этот всплеск является сложным и состоит из двух всплесков близких по классу и времени достижения максимума. На рисунке это проявляется в виде излома в 03:07 UT.

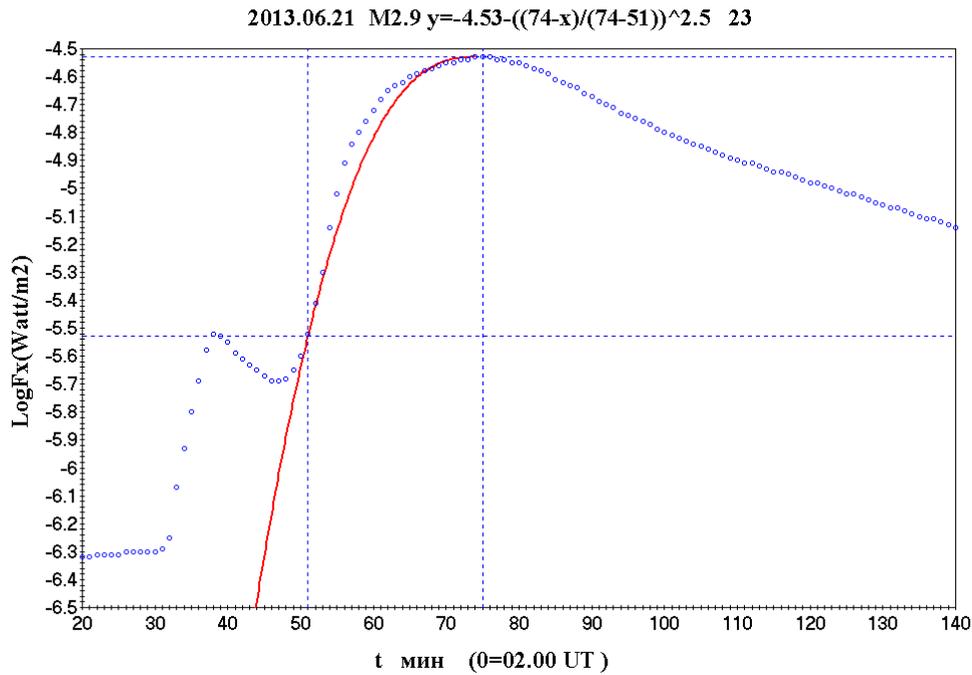


Рис.11. Временной ход всплеска 21.06.2013 г. класса M2.9.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

#### Модели всплесков мягкого рентгеновского излучения:

Одной из основных моделей всплесков является однопетлевая модель, в которой источником нагрева являются быстрые электроны, генерированные в вершине петли при пересоединении магнитных полей. Эти электроны, распространяясь вдоль петли, генерируют жесткое рентгеновское излучение в основании петли (в модели толстой мишени), нагревают верхние слои хромосферы, приводя к ее испарению и заполнению горячей плазмой всей петли. Горячая плазма излучает мягкое рентгеновское излучение.

Поток излучения в этой модели определяется формулой:

$$F = 8.1 * 10^{-39} \frac{\exp(-E / kT)}{T^{1/2}} (n_i n_e V),$$

в которой V — объем излучающей области, а выражение в скобках — мера эмиссии  $M = (n_i n_e V)$ .

Во время всплеска происходит изменение со временем как температуры, так и меры эмиссии из-за увеличения концентрации частиц в излучающей области при хромосферном испарении. В такой модели трудно объяснить наличие скейлинга временного хода, то есть зависимости временного хода только от одного временного параметра.

Принципиально другой подход связан с рассмотрением явлений солнечной активности, и в том числе всплесков рентгеновского излучения, как систем с самоорганизующейся критичностью.

Теория самоорганизующейся критичности (Self-Organized Criticality или SOC) активно разрабатывается в последнее время как один из разделов синергетики. Впервые идеи важности самоорганизующейся критичности в природе были высказаны в работе [5]. В этой же работе впервые показано, что особенностью таких систем являются степенные распределения, которые принято называть безмасштабными, поскольку нет выделенных масштабов и средних значений параметров, характеризующих размеры систем. Системы с самоорганизующейся критичностью являются открытыми и получают энергию извне, это позволяет им самоорганизовываться, в определенный момент времени происходит потеря устойчивости (критичность) и резкий переход системы в другое состояние. Такие системы часто обладают фрактальной структурой. В 2013 году под редакцией M.J. Aschwanden вышел большой сборник статей по SOC системам [6], в том числе и по системам с самоорганизующейся критичностью в астрофизике, в том числе и в физике Солнца. В качестве примера приведены всплес-

ки рентгеновского излучения Солнца, как имеющие хорошо выраженный степенной характер распределений по интенсивности. В ряде работ делается предположение о наличии сверхтонкой структуры магнитных полей в АО в виде очень тонких волокон поля (filament), которые не разрешаются современными инструментами. То есть магнитное поле, возможно, имеет фрактальную структуру. В частности в работе [3], посвященной теоретическому объяснению эффекта Нойперта, допускается существование такой структуры поля для преодоления существующих трудностей в теоретическом объяснении эффекта Нойперта. При этом развитие рентгеновского всплеска может быть объяснено выделением энергии сначала в одном волокне, а потом по мере развития всплеска в процесс последовательно вовлекается все большее число волокон. Временное развитие всплеска при этом целиком обусловлено возрастанием меры эмиссии. Таким образом, есть все основания считать, что вспышки и рентгеновские всплески являются SOC-системами.

Объяснение скейлинга временного развития скорее всего следует искать при таком подходе.

### ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ВО ВСПЫШКАХ

Согласно современным представлениям на фазе роста мягкого рентгеновского всплеска происходит поступление тепловой энергии в область излучения. Предпочтительным механизмом является нагрев потоками нетепловых электронов, генерированных во вспышечной области. Такие представления согласуются с эффектом Нойперта — совпадением временной зависимости производной по времени от плотности потока мягкого рентгеновского излучения с плотностью потока жесткого рентгеновского излучения. В момент достижения максимума мягкого рентгеновского излучения, когда производная по времени равна нулю, прекращается поступление энергии. В этот момент времени плотность потока жесткого рентгеновского излучения также равна нулю. Эффект Нойперта справедлив для большого числа всплесков, однако исследование проведенное в [2] по данным о 1114 всплесков показало, что примерно в одной четверти всплесков эффект Нойперта не выполняется. Особенно плохо эффект Нойперта применим к постепенным рентгеновским всплескам, фаза роста которых в мягком рентгеновском излучении превышает 10 мин.

Скейлинг наблюдается практически для всех всплесков (импульсных и постепенных) классов С, М и Х (это утверждение требуется проверить на большем статистическом материале). В тех событиях, в которых наблюдается эффект Нойперта из выражения (7) можно получить временной ход энерговыделения во вспышках в виде потока нетепловых электронов  $P_{beam}(t)$ :

$$P_{beam} \propto F_{HX} \propto F'_{SX} = 2.5 \ln 10 F_m \frac{(t_m - t)^{1.5}}{(t_m - t_1)^{2.5}} \exp\left(-\ln 10 \frac{(t_m - t)^{2.5}}{(t_m - t_1)^{2.5}}\right)$$

(здесь  $F_{HX}$  — плотность потока энергии жесткого рентгеновского излучения, а  $F_{SX}$  — плотность потока энергии мягкого рентгеновского излучения). Эта зависимость также определяется одним временным параметром, что означает что энерговыделение — это один физический процесс.

Время максимума энерговыделения в виде потоков ускоренных электронов во вспышке может быть найдено из равенства:

$$F'_{HX} = F''_{SX}(t_{mHX}) = 0,$$

$t_{mHX}$  — время максимума жесткого рентгеновского всплеска. Используя выражение (7), получим:

$$t_m - t_{mHX} = \left(\frac{1.5}{2.5} \lg e\right)^{0.4} (t_m - t_1) \approx 0.58(t_m - t_1).$$

Плотность потока мягкого рентгеновского излучения, в этот момент времени равна:

$$LgF(t_{mHX}) = LgF_m - 0.261.$$

Эти формулы позволяют по наблюдению мягкого рентгеновского излучения определять время максимума жесткого рентгеновского излучения, то есть время максимума энерговыделения вспышки в виде быстрых частиц.

Время инъекции солнечных протонов разумнее считать совпадающим с этим временем — временем максимума энерговыделения в виде нетепловых частиц, а не со временем максимума мягкого рентгеновского излучения.

Вопрос о применимости полученных выражений для событий, в которых эффект Нойперта не выполняется требует дополнительного исследования.

## РЕКОНСТРУКЦИЯ ВРЕМЕННОГО ХОДА ВО ВСПЫШКАХ С НАСЫЩЕНИЕМ

Полученное в работе аналитическое выражение для описания временного хода плотности потока мягкого рентгеновского излучения всплесков может быть использовано для определения максимального потока рентгеновского излучения в самых мощных рентгеновских всплесках, при которых из-за эффекта насыщения не удастся наблюдать потоки большие, чем для класса X17. В 2003 году 4 ноября наблюдалась одна из самых сильных вспышек. Она признана самой мощной вспышкой в период космической эры, поэтому вызвала большой интерес (см., например, работу [7]).

В рентгеновском диапазоне максимум не наблюдался из-за эффекта насыщения. В различных работах были сделаны попытки оценки значения максимального потока мягкого рентгеновского излучения в этой вспышке. Класс вспышки оценивался в интервале от X25 до X45 (плотность потока от 0.0025  $\text{Ватт}/\text{м}^2$  до 0.0045  $\text{Ватт}/\text{м}^2$ ). Так в работе [8] на основании изучения вспышек с похожим временным ходом из той же активной области сделан вывод о том, что вспышка должна быть отнесена к классу X30.6. В работах [9, 10] на основе изучения воздействия на ионосферу сделан вывод о том, что вспышка должна быть отнесена к классу X45 (то есть к самой мощной наблюдаемой в рентгеновском диапазоне вспышке), а на основании изучения данных риометров о поглощении космического радиоизлучения вывод о том, что вспышку следует отнести к классам X34–X48.

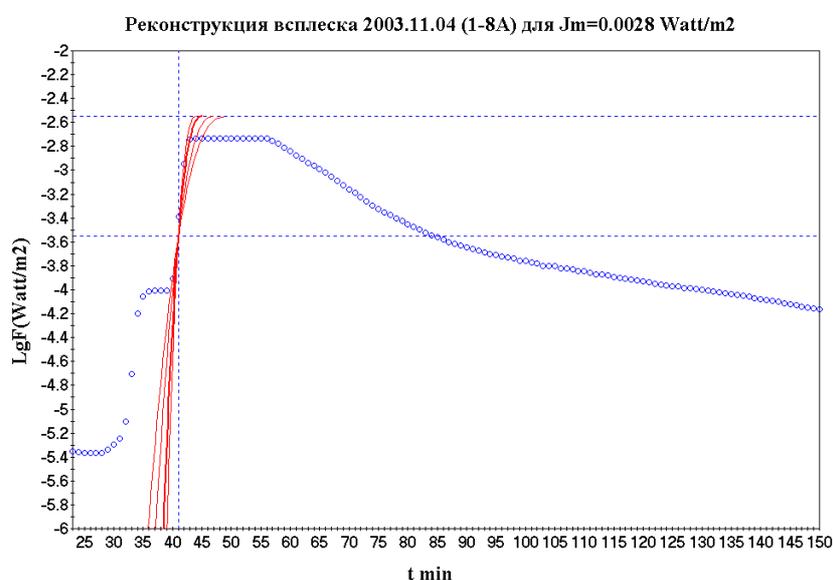


Рис. 12 .Рентгеновский всплеск 04.11.2003 г. Реконструкция временного хода в предположении класса вспышки X28.

Зная временной ход плотности потока рентгеновского излучения до вспышки и используя полученную в работе зависимость для временного хода (7), можно в предположении о разных значениях величины максимальной плотности потока реконструировать временной ход. На рис.12 приведена такая реконструкция для максимальной плотности потока 0.0028  $\text{Ватт}/\text{м}^2$ , а на рис. 13 — для 0.0045  $\text{Ватт}/\text{м}^2$ . Как следует из рисунков во втором случае согласие с наблюдениями значительно лучше: кривая проходит через 4 точки, а в первом только через 2. Таким образом, для вспышки 04.11.2003 г. из реконструкции с использованием (7) следует, что поток в максимуме был равен 0.0045  $\text{Ватт}/\text{м}^2$ , то есть это вспышка класса X45, а время максимума в 19 час 46.8 мин. UT.

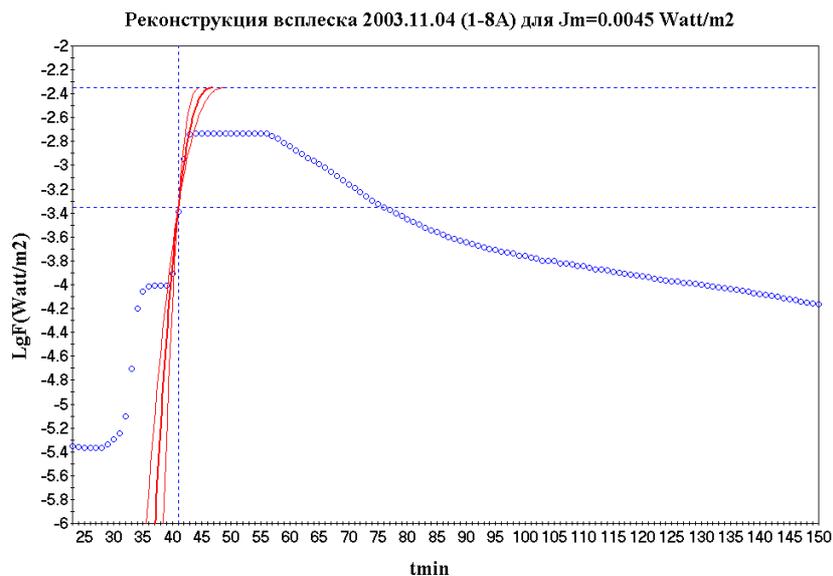


Рис. 13. Рентгеновский всплеск 04.11.2003 г. Реконструкция временного хода в предположении класса вспышки X45.

Толстая кривая — зависимость  $\lg F = -2.35 - \left(\frac{46.8-t}{46.8-41}\right)^{2.5}$ ,  $t_0 = 19.00 \text{ UT}$

## СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДОВ ПРОГНОЗА СПС

В работе найдена зависимость  $T_{r,1} = x^{-1.4} T_{r,x}$ , которая позволяет получать более точные значения для одного из основных параметров временного хода на фазе роста, что важно для разработки методов прогноза солнечных протонных событий (СПС) по рентгеновскому излучению всплесков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведем основные результаты, полученные в работе.

В работе показано, что во временном ходе всплесков мягкого рентгеновского излучения наблюдается скейлинг (масштабное подобие) в интервале изменения плотности потока излучения в один порядок величины и более. При переходе к безразмерным переменным по времени и плотности потока энергии рентгеновского излучения временной ход всплесков становится одинаковым. Показано, что скейлинг справедлив как для импульсных всплесков (время роста до максимума меньше 10 мин.), так и для постепенных всплесков (время роста до максимума больше 10 мин.).

Получено аналитическое выражение, описывающее временной ход в области скейлинга.

Из скейлинга и эффекта Нойперта следует существование только одного процесса определяющего поступление энергии в излучающую область в виде быстрых частиц, который также характеризуется масштабным подобием.

Предложен способ нахождения максимума энерговыделения в виде быстрых частиц по временному ходу мягкого рентгеновского излучения (по крайней мере в событиях, для которых справедлив эффект Нойперта).

Показано, что изломы во временном ходе мягкого рентгеновского излучения могут быть объяснены наложением всплесков.

Показано, что полученное выражение, описывающее временной ход может быть использовано для реконструкции временного хода мощных всплесков с эффектом насыщения.

Приложение

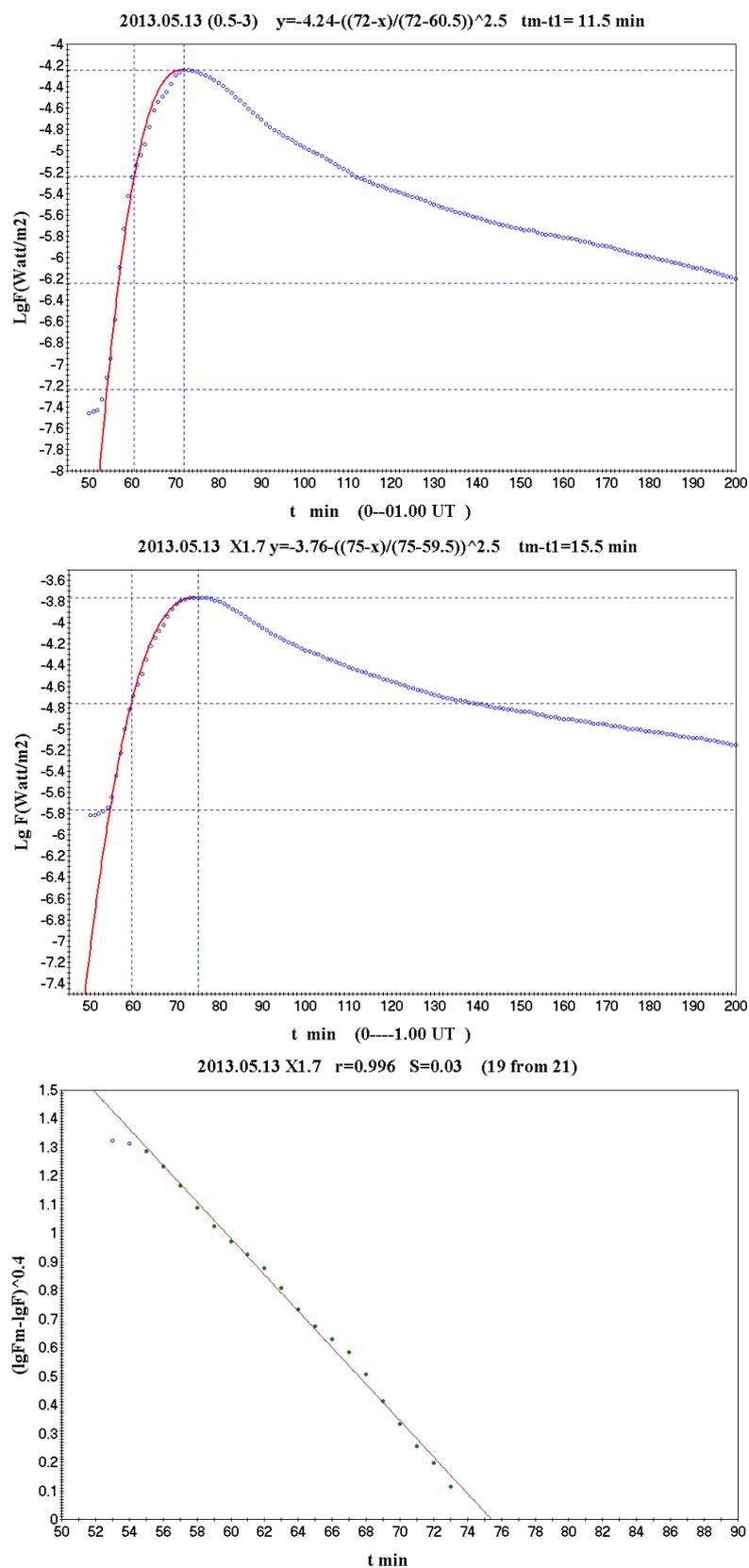


Рис. 14. Всплеск 13.05.2013 г. класса X1.7.

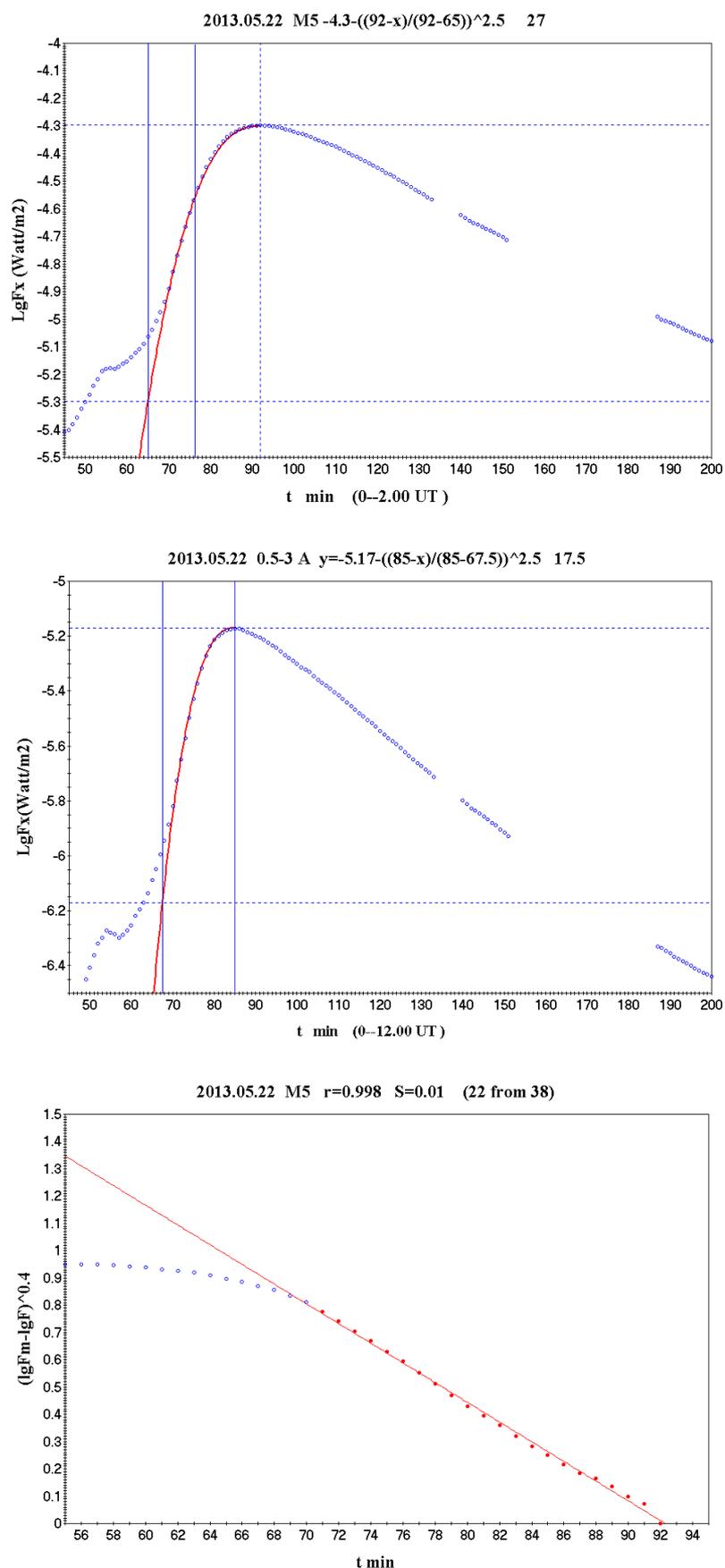


Рис. 15. Всплеск 22.05.2013 г. класса M5.

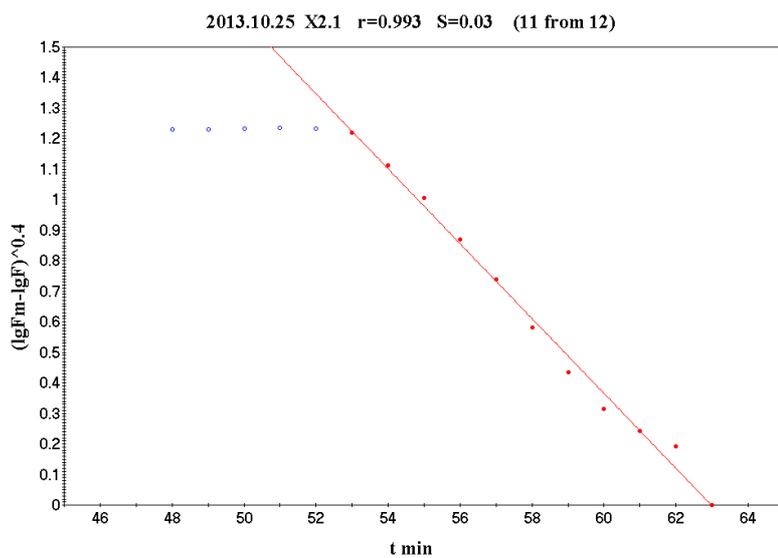
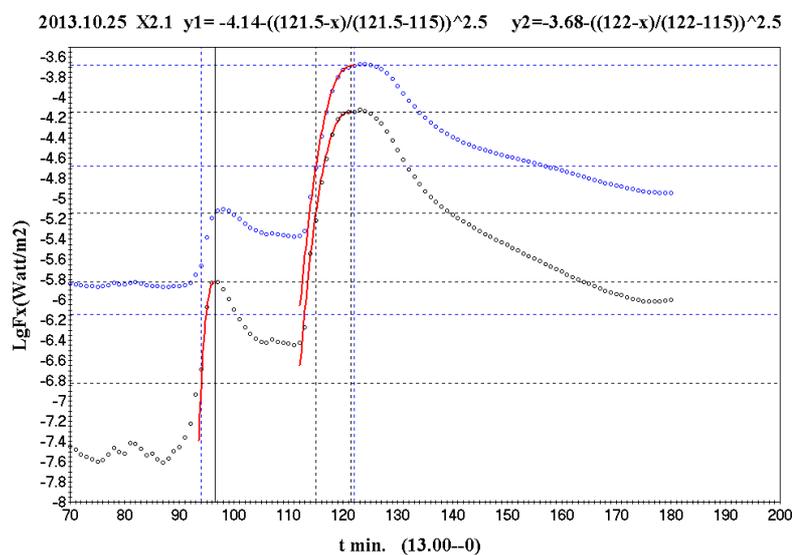
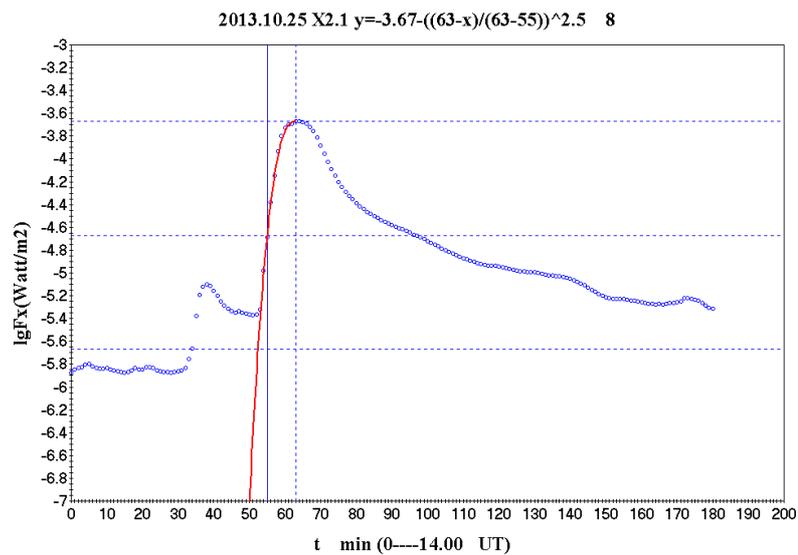


Рис.16. Всплеск 25.10.2013 г. класса X2.1.

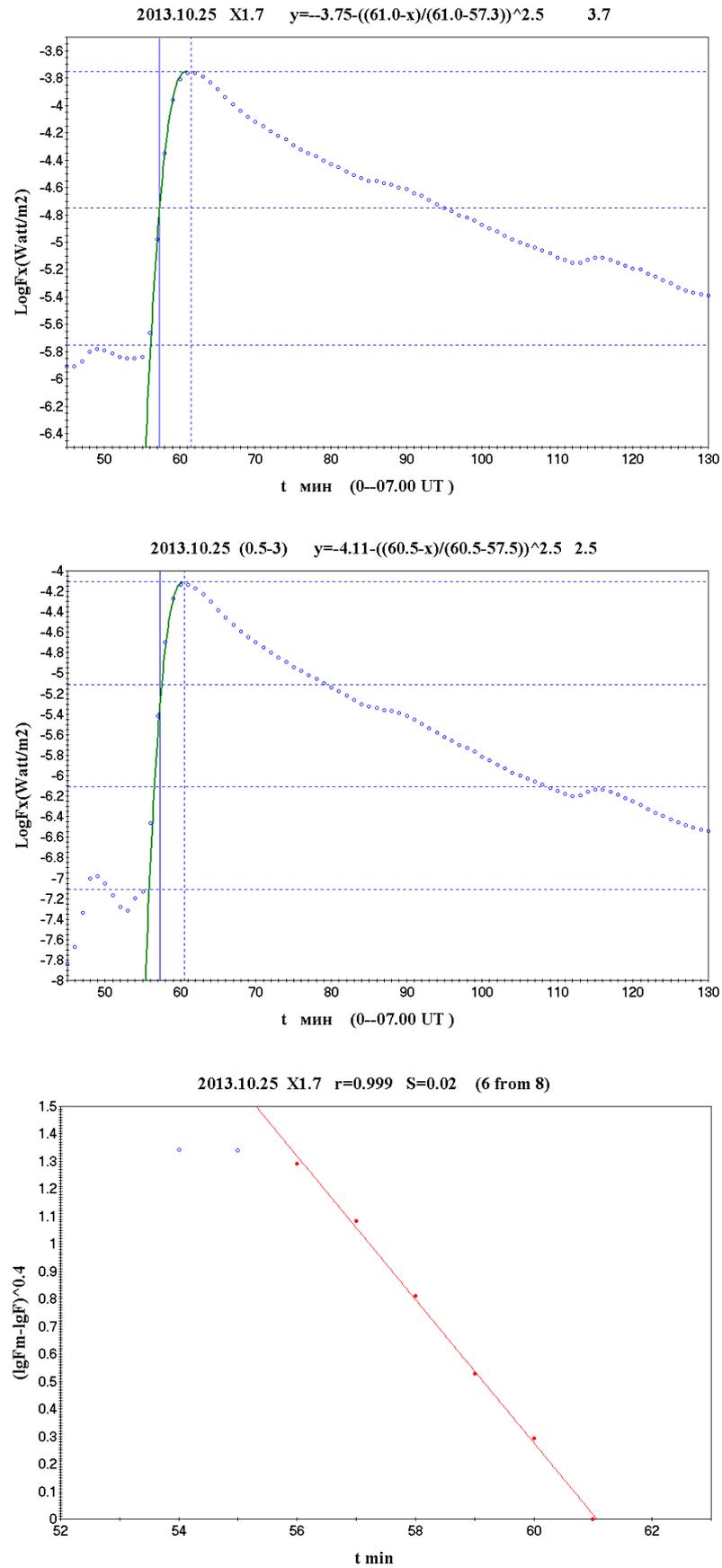


Рис. 17. Всплеск 25.10.2013 г. класса X1.7.

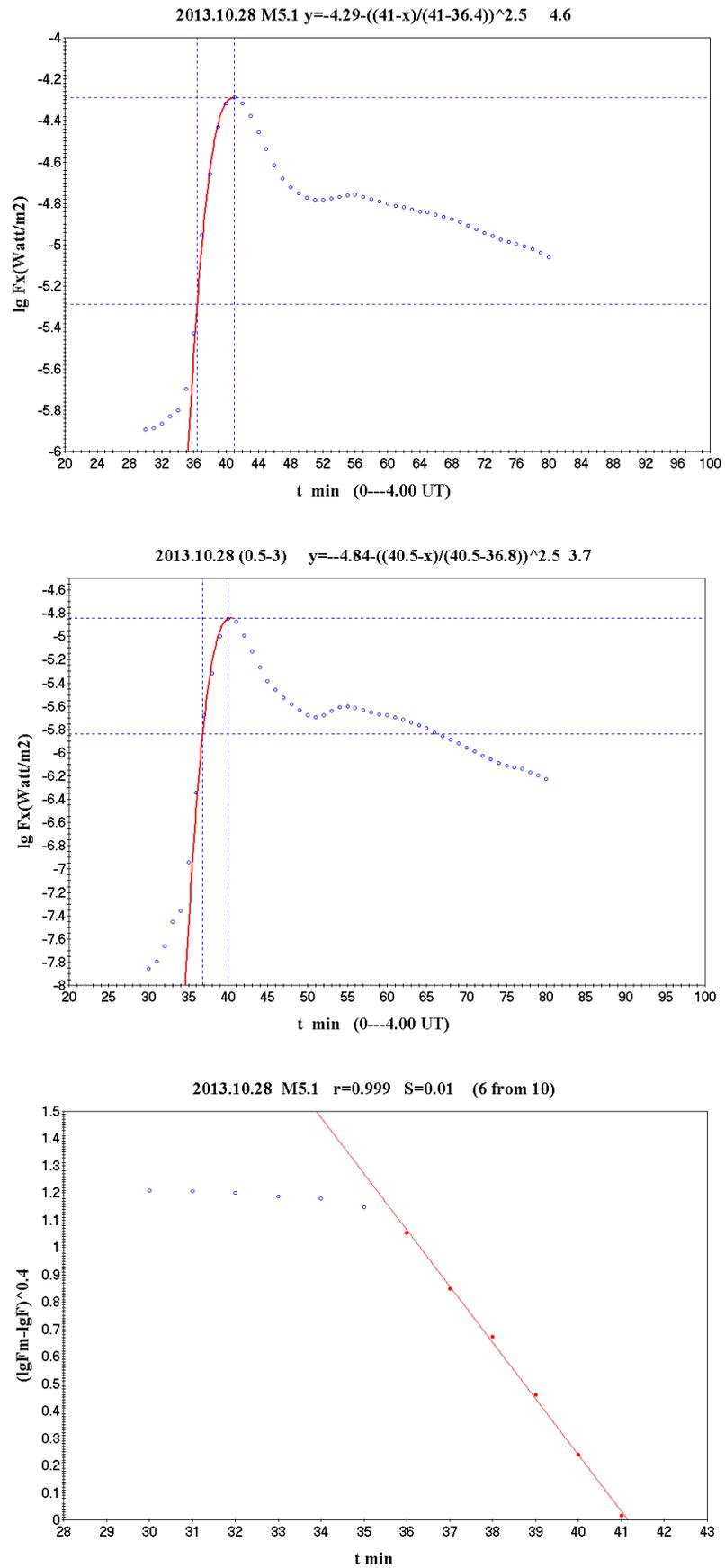


Рис. 18. Всплеск 28.10.2013 г. класса M5.1.

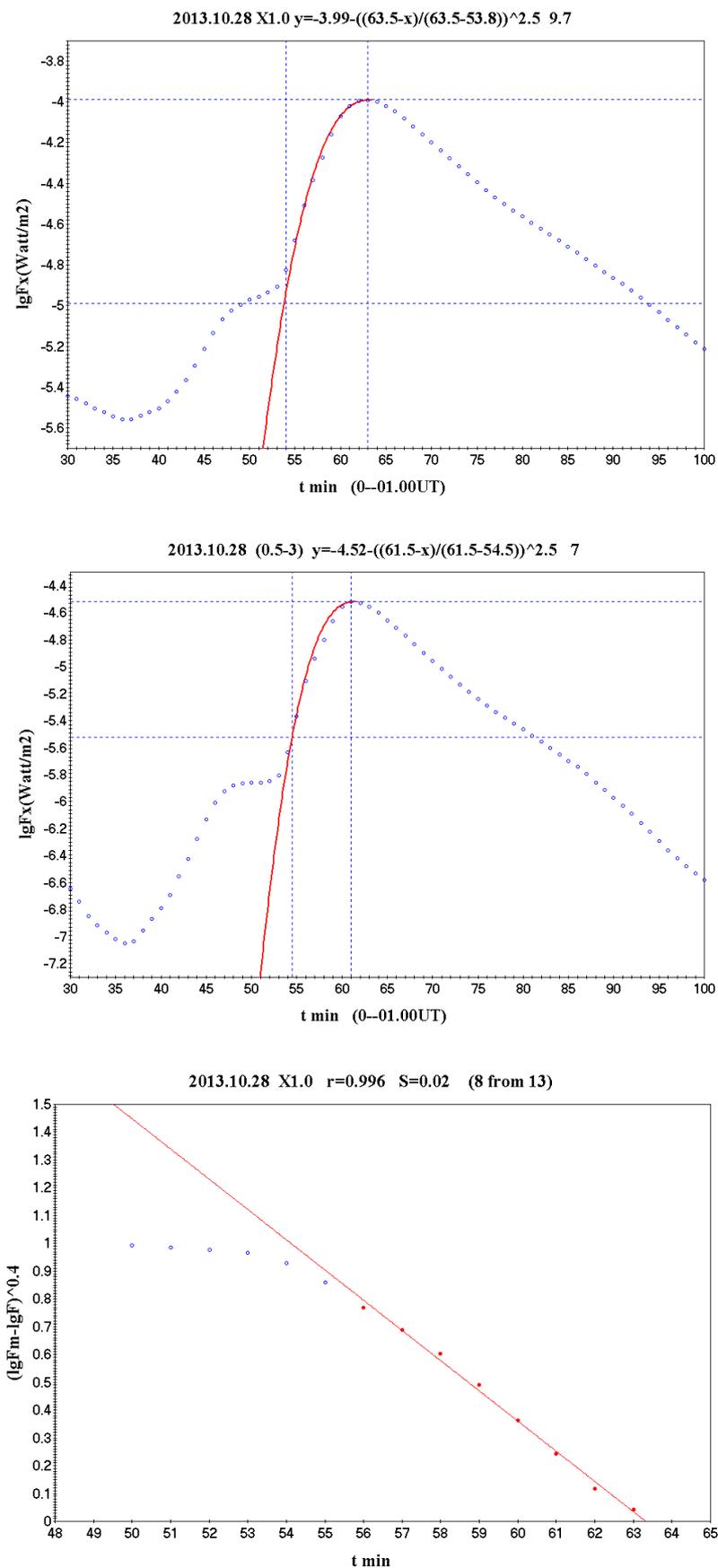


Рис. 19. Всплеск 28.10.2013 г. класса X1.0.

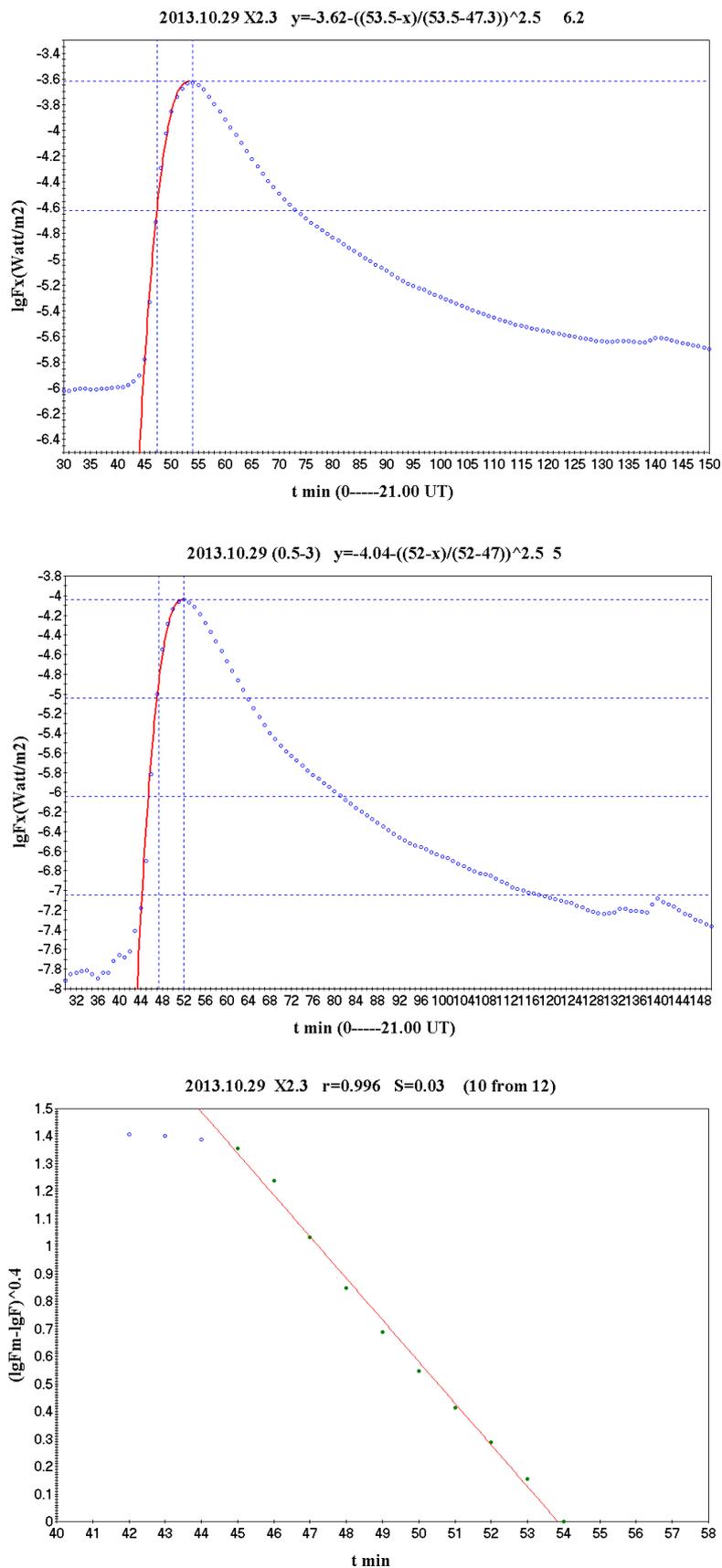


Рис.20. Всплеск 29.10.2013 г. класса X2.3.

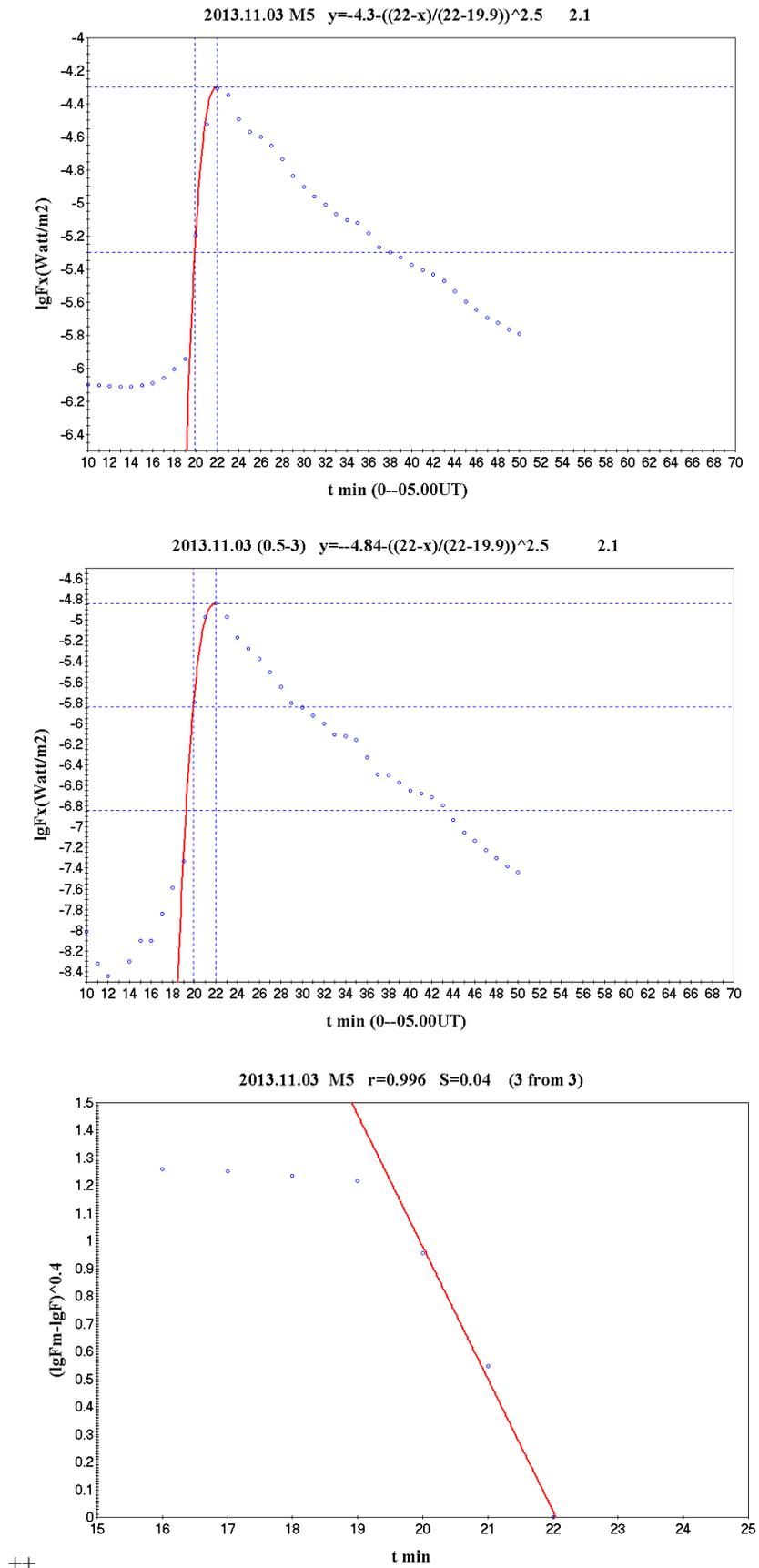


Рис.21. Всплеск 11.03.2013 г. класса M5.

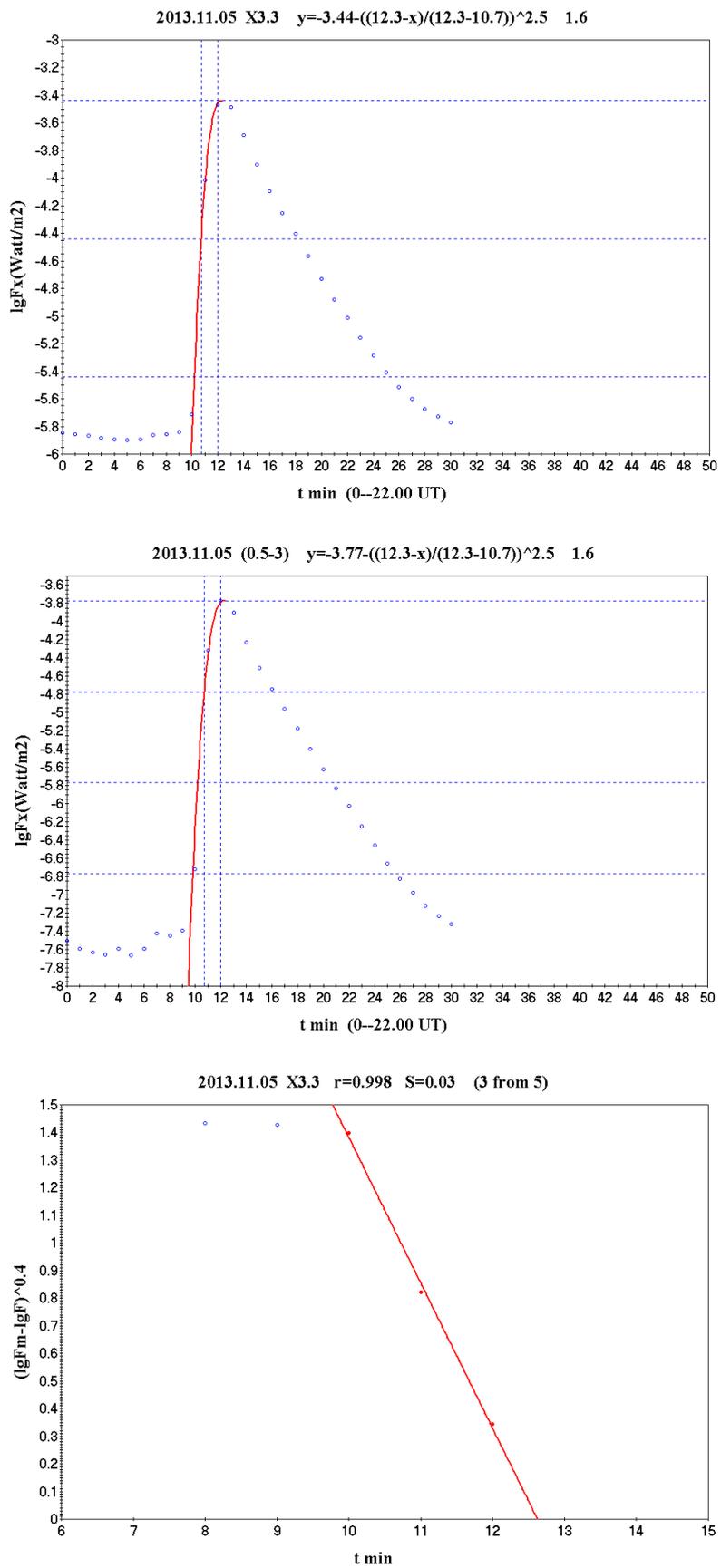


Рис.22. Всплеск 11.05.2013 г. класса X3.3.

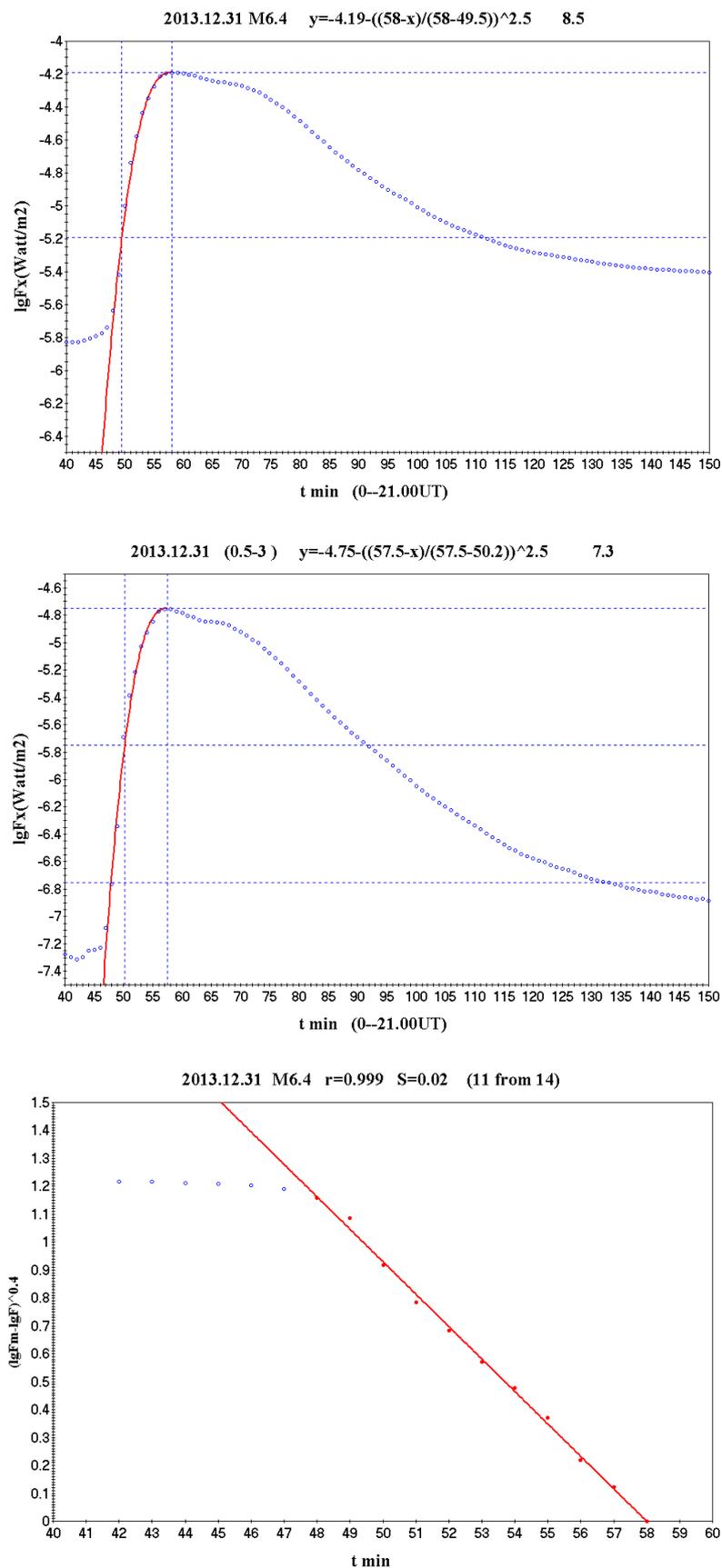


Рис. 23. Всплеск 12.31.2013 г. класса M6.4.

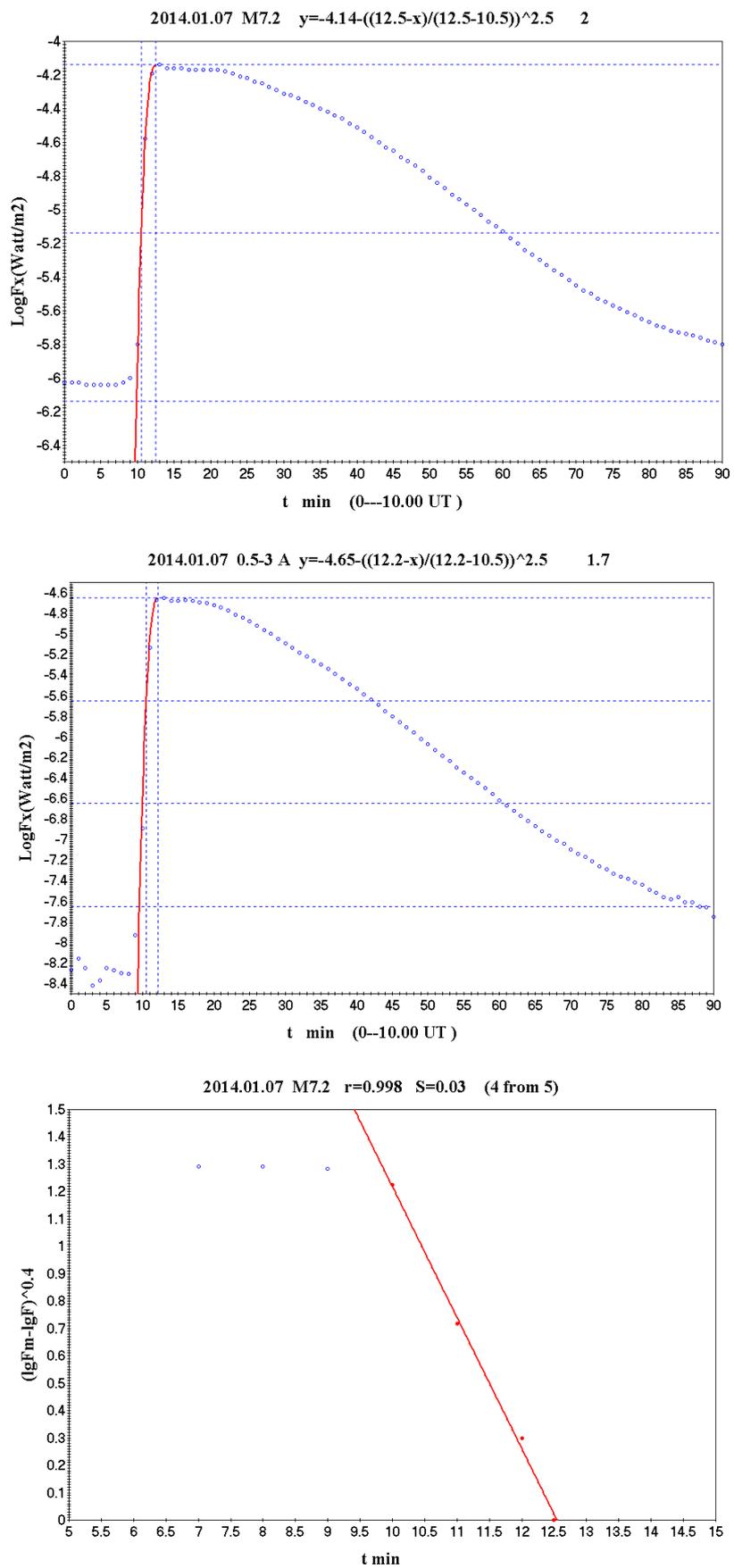


Рис. 24. Всплеск 01.07. 2014 г. класса M7.2.

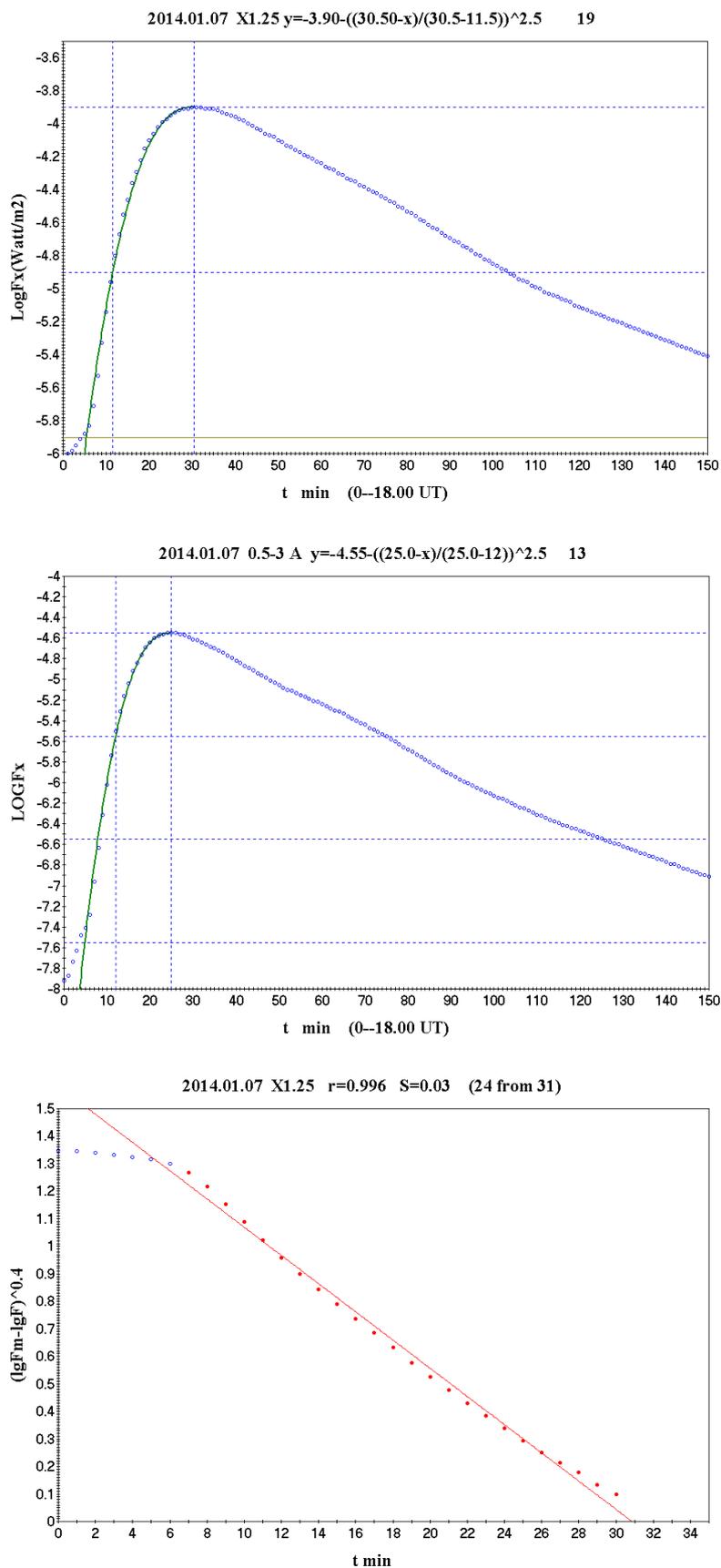


Рис. 25. Всплеск 07.01.2014 г. класса X1.25.

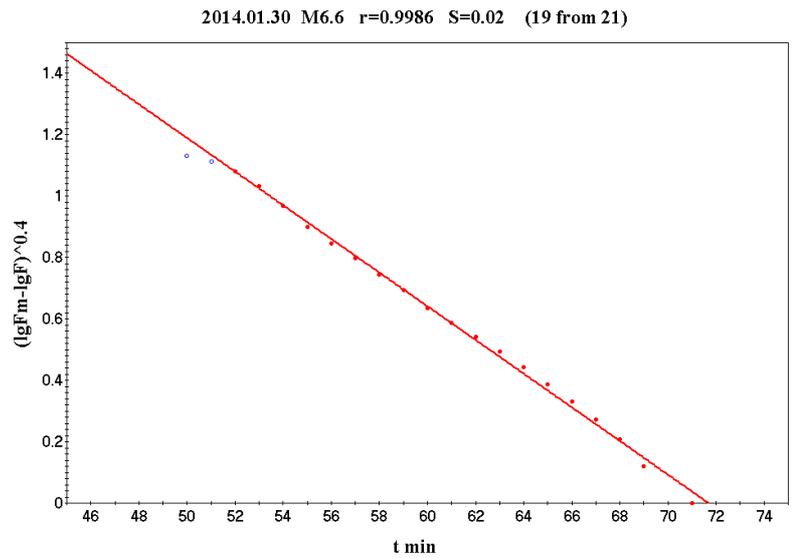
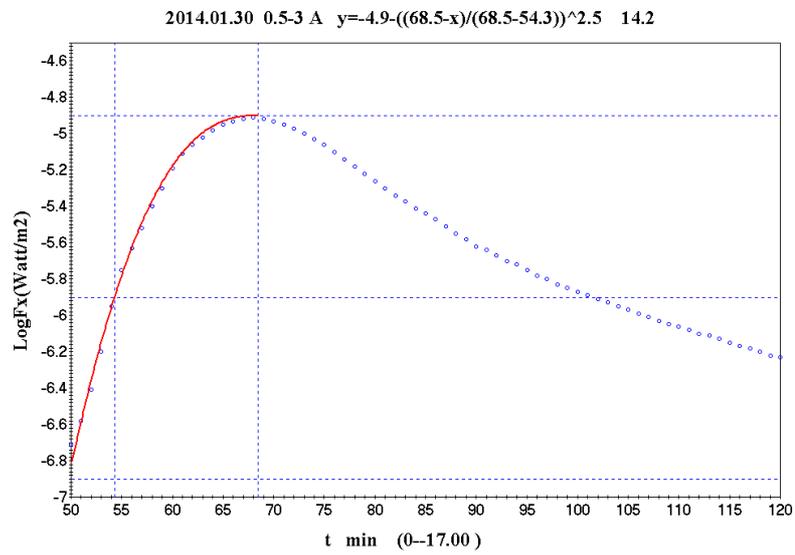
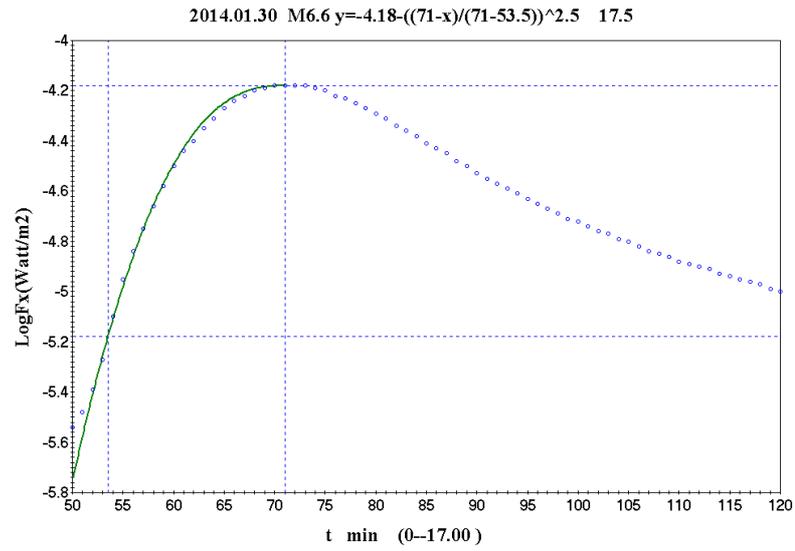


Рис.26. Всплеск 30.01.2014 г. класса М6.6.

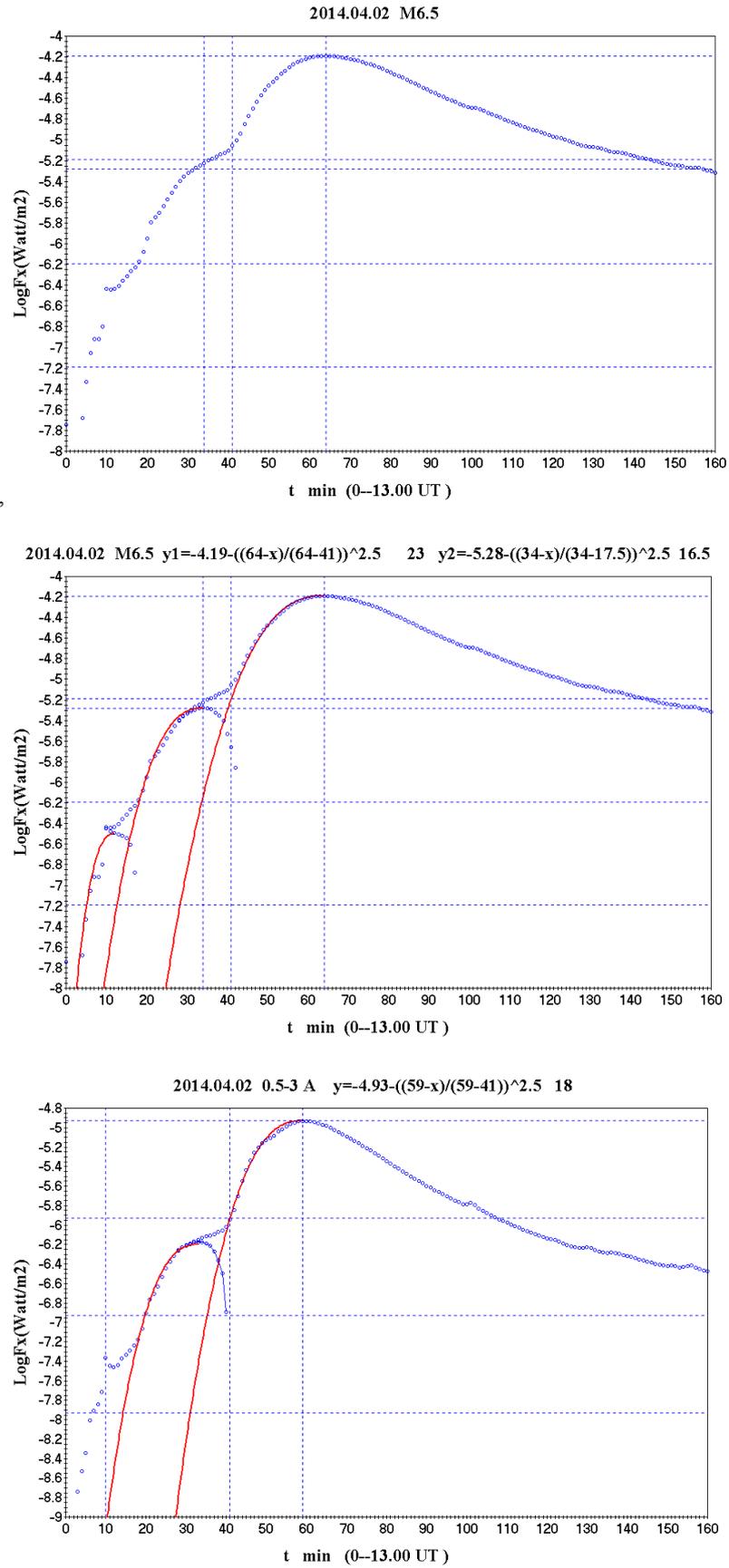


Рис. 27. Всплеск 02.04.2014 г. класса M6.5.

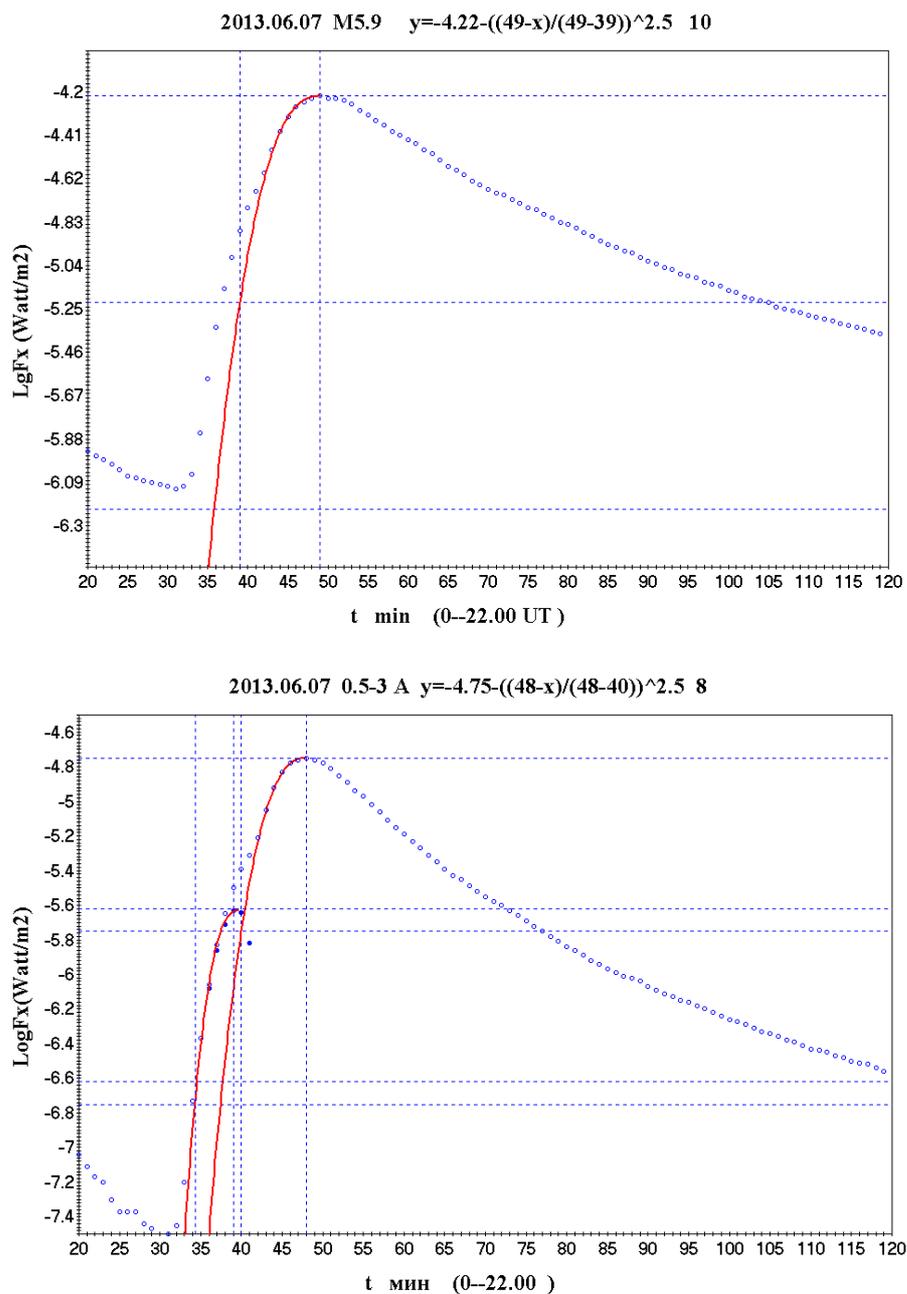


Рис.28. Всплеск 07.06.2013 г. класса M5.9.  
Излом временного хода может быть объяснен предшествующим слабым всплеском.

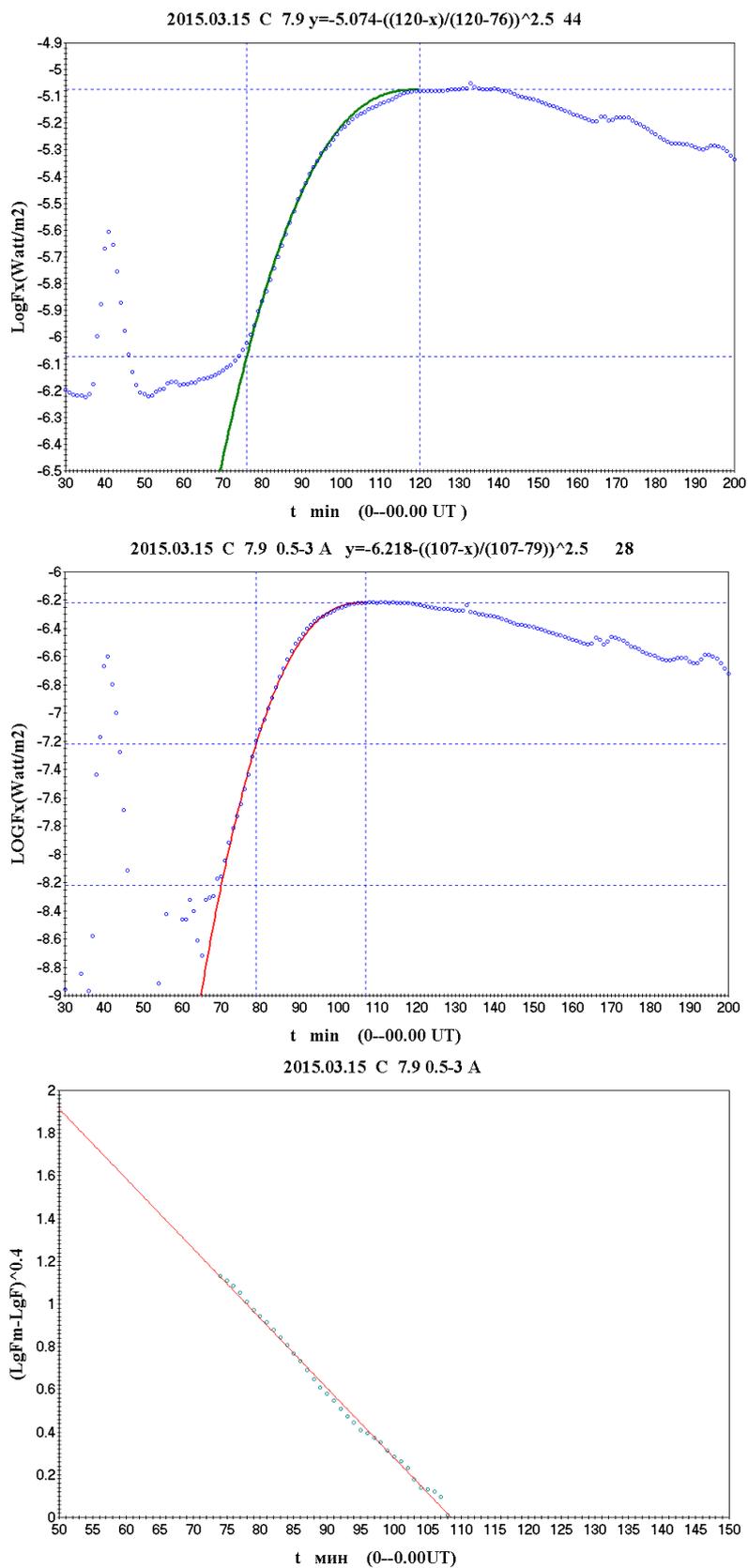


Рис. 29. Всплеск 15.03.2015 г. класса C7.9.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Neupert, W.M. Comparison of Solar X-Ray Line Emission with Microwave Emission during Flares *Astrophysical Journal*, vol. 153, p.L59, 1968
2. Veronig A., Vrsnak B., Dennis B.R., Temmer M., Hanslmeier A., Magdalenic J. Investigation of the Neupert effect in solar flares. I. Statistical properties and the evaporation model, 2002, *A&A*, 392, 699
3. Veronig A.M., Brown J.C., Dennis B.R., Schwartz R.A., Sui L., Toldert A.K. Physics of the neupert effect: estimates of the effects of source energy, mass transport, and geometry using rhesi and goes data, 2005, *Ap.J.*, 621, 482
4. Буров В.А., Очелков Ю.П. Наукастинг появления геоэффективных потоков протонов в околоземном космическом пространстве. Федеральная служба по интеллектуальной собственности. Бюл. № 17, 20.06.2013
5. Bak P. *How nature works: the science of self-organized criticality*, Springer-Verlag, New York, Inc. 1996
6. Aschwanden M.J. *Self-Organized Criticality Systems*, Open Academic Press Berlin Warsaw, 2013.
7. Cliver E. W., Dietrich W. F. The 1859 space weather event revisited: limits of extreme activity. *Space Weather Space Clim.* N 3, A31, 2013. DOI: 10.1051/swsc/2013053
8. Kiplinger, A. L., and H.A. Garcia, Soft X-ray parameters of the great flares of active region 486, *Bull. American Astron. Soc.*, 36, 739, 2004.
9. Thomson, N. R., C. J. Rodger, and R. L. Dowden, Ionosphere gives size of greatest solar flare, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L06803, DOI: 10.1029/2003GL019345, 2004.
10. Brodrick, D., S. Tingay, and M. Wieringa, X-ray magnitude of the 4 November 2003 solar flare inferred from the ionospheric attenuation of the galactic radio background, *J. Geophys. Res.*, 110, A09S36, DOI: 10.1029/2004JA010960, 2005.

**THE SCALING OF TIME EVOLUTION OF THE SOLAR SOFT X-RAY BURSTS ON GROWTH PHASE****Yu. P. Ochelkov**

In the paper the conclusion about existing of scailing in time evolution of the solar soft X-ray bursts in fluxes interval from  $0.1 F_m$  to  $F_m$  (where  $F_m$  is the peak flux) is made on the bases of study of time evolution of the solar soft X-ray bursts. The analytic expression, which well describes burst time evolution on this phase, is received. It is shown, that for a number of bursts the scailing and the analytic expression run for signifacntly greater flux interval than the above-mentioned. The scailing of time evolution of the solar soft X-ray bursts means that only one physical process rules the time evolution. The obtained results are discussed in the point of modern views on solar soft X-ray burst models.

**KEYWORDS: SOLAR SOFT X-RAY, TIME EVOLUTION, NEUPERT EFFECT, SCALING.**