

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Просветов Артем Владимирович

**Переменность рентгеновского излучения и  
широкополосные спектры аккрецирующих  
черных дыр в маломассивных двойных системах**

01.03.02 - «Астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
д.ф.-м.н. С.А. Гребенев

Москва  
2016



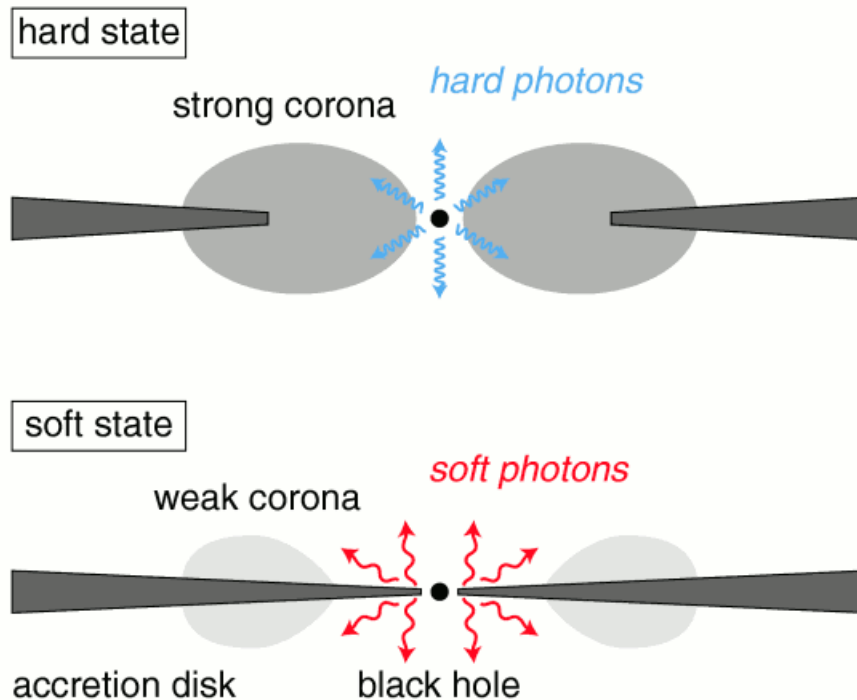
## Содержание

Введение.....	5
Актуальность избранной темы .....	9
Цели и задачи.....	11
Научная новизна.....	12
Теоретическая и практическая значимость .....	13
Список публикаций по теме диссертации .....	14
1    Приборы и методы исследования.....	15
1.1.1    Обсерватория INTEGRAL .....	15
1.1.2    Обсерватория SWIFT .....	17
1.1.3    Обсерватория RXTE .....	18
1.1.4    Обсерватория РТТ-150.....	18
1.2    Методы исследования.....	19
1.2.1    Фрактальный анализ .....	19
1.2.2    Описание метода R/S анализа .....	19
1.2.3    MF-DFA анализ .....	21
2    Связь оптической/ультрафиолетовой и рентгеновской компонент излучения .....	23
2.1    Рентгеновская новая SWIFT J174510.8-262411 .....	23
2.1.1    Краткое описание источника .....	23
2.1.2    Анализ данных.....	23
2.1.3    Результаты .....	24
2.2    Рентгеновский транзиент MAXI J1836-194.....	30
2.2.1    Краткое описание источника .....	30
2.2.2    Анализ широкополосных энергетических спектров.....	33
2.3    Рентгеновский транзиент MAXI J1828-249.....	39
2.3.1    Краткое описание источника .....	39
2.3.2    Анализ данных и результаты .....	41
2.4    Выводы.....	53
3    Исследование квазипериодических осцилляций.....	54
3.1    Микроквazar GX 339-4.....	56
3.1.1    Результаты .....	57

3.1.1.1	Фурье-анализ.....	58
3.1.1.2	R/S-анализ и фрактальная размерность.....	59
3.1.1.3	Обсуждение .....	64
3.1.2	Выводы .....	69
3.2	Рентгеновская новая SWIFT J174510.8-262411 .....	70
3.2.1	Анализ данных.....	72
3.2.2	Результаты .....	74
3.2.2.1	Фурье-анализ.....	74
3.2.2.2	Анализ спектров излучения.....	79
3.2.2.3	MF-DFA анализ .....	82
3.2.3	Обсуждение .....	84
4	Заключение .....	87
5	Положения, выносимые на защиту .....	89
	Список литературы .....	91

## Введение

Начало эры рентгеновской астрономии связывают с запуском на околоземную орбиту первого специализированного американского рентгеновского спутника UHURU в 1971 г. Именно с этого времени и началось массовое исследование компактных рентгеновских источников в двойных системах. Одним из первых был открыт компактный рентгеновский источник Лебедь X-1, который оказался входящим в двойную систему, содержащую массивную горячую звезду. Была измерена функция масс и масса компактного объекта, которая превышала возможную массу нейтронной звезды, что дало серьезные основания считать объект Лебедь X-1 “кандидатом №1” в черные дыры и на протяжении ряда лет объект Лебедь X-1 оставался единственным известным таким кандидатом. Отбросить слово «кандидат» было нельзя из-за возможности существования третьего тела в этой системе, исказившего измерения функции масс. После первой эйфории, у ученых вновь начали зарождаться сомнения в существовании черных дыр, но в 1973 г. был открыт транзиентный рентгеновский источник GX 339-4, впоследствии ставший другим кандидатом в черные дыры. В 1975 г. была открыта долгоживущий рентгеновский транзиент, названный рентгеновской новой A0620-00, по аналогии с оптическими новыми, а в 1982 г. канадской ученой Энн Каули с сотрудниками удалось показать, что масса компактного объекта в еще одной системе LMC X-3, находящейся в Большом Магелановом Облаке, тоже превышает предел массы нейтронной звезды. Такая редкость открытия кандидатов в черные дыры связана с тем, что почти все открытые черные дыры были транзиентными источниками, большую часть времени проводившими в “выключенном” состоянии. Аккрецирующие черные дыры стали массово наблюдаться при появлении постоянно работающих рентгеновских обсерваторий, таких как Мир-Квант, Ginga, Гранат, Rosat, Комптон, RXTE, INTEGRAL. Полное число кандидатов в черные дыры в настоящее время непрерывно растет. Примечательно, что зарегистрированные наблюдательные проявления известных кандидатов в черные дыры в двойных системах согласуются с предсказаниями общей теории относительности: источники являются массивными (масса источников превышает  $3M_{\odot}$ ), компактными, с отсутствием наблюдаемых признаков поверхности.



*Рисунок 1.1: Геометрия аккреционного течения в рамках модели «усеченного диска». Вверху «жесткое» состояние источника, внизу «мягкое» состояние.*

Вспышки аккрецирующих черных дыр предоставляют уникальную возможность исследовать режимы и геометрию аккреционного течения, реализуемые при разных темпах аккреции вещества на черную дыру. Позже стало понятно, что рентгеновские новые – это маломассивные двойные, обычно находящиеся в “выключенном” состоянии, но временами вспыхивающие на несколько месяцев из-за нестационарной аккреции на черную дыру или нейтронную звезду со слабым магнитным полем. Рентгеновские новые интересны тем, что составляют более 80% (Черепашук, 2003) всех черных дыр, открытых в Галактике. В модели аккреционного течения Н. И. Шакура и Р. А. Сюняева (1973) описывается многокомпонентное чернотельное излучение холодного, геометрически тонкого и оптически толстого аккреционного диска. Такая модель аккреционного диска хорошо объясняет спектры излучения аккрецирующих черных дыр в «мягком» состоянии, но не может объяснить спектры излучения, наблюдаемые в “жестком” состоянии. В качестве альтернативы было предложено несколько моделей с горячим аккреционным течением во внутренних зонах диска. Одним из самых часто используемых вариантов геометрии такого аккреционного течения является модель “усеченного диска” (см. рис. 1.1). Согласно такой модели,

аккреционный диск является источником мягкого рентгеновского излучения, и его температура возрастает к центру, в то время как жесткое рентгеновское излучение формируется в горячих центральных зонах. Наблюдаемая жесткая компонента спектра характеризуется степенным законом с фотонным индексом  $\sim 1.5 - 2.5$  и простирается до энергий  $\geq 100$  кэВ. Считается, что она формируется в результате процесса комптонизации низкочастотных фотонов, испускаемых диском, во внутренней горячей оптически тонкой области, раздутой из-за тепловой неустойчивости (Шапиро и др., 1976; Сюняев, Титарчук, 1980). В “жестком” состоянии источников горячая центральная область имеет существенные размеры и в спектрах излучения доминирует комптонизационная степенная компонента. В “мягком” состоянии источников центральная горячая область характеризуется значительно меньшими размерами и в спектрах излучения доминирует многокомпонентное чернотельное излучение холодного оптически толстого диска. За ультрафиолетовое, оптическое и инфракрасное излучение согласно этой модели отвечают внешние области аккреционного диска. Собственное излучение диска в этих диапазонах может многократно усиливается из-за рентгеновского облучения и прогрева поверхности внешних областей. Таким образом, в рамках описываемой модели, наблюдаемые у источников спектральные переходы, могут быть связаны с изменением переходного радиуса, отделяющего горячую оптически тонкую зону диска от холодной оптически толстой внешней зоны. Причиной изменения этого переходного радиуса является переменность в темпе аккреции вещества на черную дыру. Важно, что в маломассивных системах оптическое излучение звезды-спутника мало, поэтому создаются идеальные условия для исследования взаимосвязи оптического и рентгеновского излучения диска и проверки описанной выше картины его формирования.

Исследованию излучения аккрецирующих черных дыр в различных спектральных состояниях и посвящена данная диссертация.

Первая глава диссертации включает в себя введение, цели и задачи работы, методы и инструменты исследования.

Во второй главе диссертации представлены результаты квазидновременных наблюдений обсерваториями INTEGRAL, SWIFT и PTT-150 транзиентных рентгеновских источников SWIFT J174510.8-262411, MAXI J1836-194 и MAXI J1828-249 в разных спектральных состояниях в широком диапазоне энергий (от оптики до рентгена). Все они являются рентгеновскими новыми. Во всех случаях оказалось, что оптическое излучение

может быть успешно описано степенной экстраполяцией наблюдающегося жесткого рентгеновского спектра излучения в этот диапазон.

В третьей главе исследуется быстрая нерегулярная переменность рентгеновского излучения аккрецирующих черных дыр. Происхождение низкочастотного шума (LFN) и квазипериодических осцилляций (QPO) в спектрах мощности галактических черных дыр остается неизвестным, несмотря на многочисленные попытки его моделирования. Существуют корреляции между частотой QPO, мощностью переменности рентгеновского излучения, его потоком и спектральным состоянием источника, однако все еще нет модели, способной сделать эти корреляции понятными. Для низкочастотных (ниже 1 Гц) QPO до сих пор нет даже бесспорной идеи, объясняющей их происхождение, не известна и область аккреционного диска, ответственная за них. Для получения дополнительной информации об этих явлениях было проведено измерение фрактальной размерности рентгеновских кривых блеска нескольких черных дыр (прежде всего по данным обсерватории RXTE). Фрактальная размерность может служить мерой хаотичности и самоподобия кривой блеска. Для ее измерения использовался метод R/S-анализа, хорошо себя зарекомендовавший в финансовом анализе, а также его более сложный и современный аналог – MF-DFA анализ. В первой части четвертой главы диссертации была исследована корреляция фрактальной размерности с присутствием QPO в спектрах мощности источника GX 339-4 и с их частотой. На основе проведенного анализа был предложен дополнительный к анализу Фурье метод, позволяющий исследовать характер излучения аккреционного диска в зависимости от характерного времени его переменности.

Во второй части четвертой главы диссертации приведены результаты исследования обсерваториями INTEGRAL, SWIFT и VLA рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411 в сентябре-октябре 2012 г., на ранней стадии вспышки. В случае рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411, в спектре мощности рентгеновского излучения которой на ранней стадии вспышки обсерваторией INTEGRAL наблюдались низкочастотный шум (LFN) и квазипериодические осцилляции (QPO), исследована зависимость частоты пика QPO и частоты обрыва LFN от рентгеновского потока и спектрального состояния источника. Основное внимание уделено анализу спектра мощности флуктуаций рентгеновского излучения источника, в котором обнаружен мощный пик квазипериодических осцилляций (QPO). Прослежена эволюция параметров пика QPO со временем, выявлены корреляции между частотой QPO, параметрами низкочастотного шума (LFN) и радиоизлучения. В целом



данное исследование показывает, что анализ кривых блеска черных дыр с помощью фрактальной размерности имеет хороший научный потенциал и может дать дополнительную информацию о геометрии аккреционного течения и основных физических параметрах системы.

### **Актуальность избранной темы**

К сожалению, одновременные рентгеновские и оптические наблюдения рентгеновских новых в жестком состоянии пока достаточно редки и сколько-нибудь полного сравнения теории с наблюдениями сделано не было. Немногие существующие работы по совместным рентгеновским и оптическим наблюдениям рентгеновских новых в жестком состоянии не дают оснований успокаиваться:

- корреляция оптического и рентгеновского излучения как на короткой временной шкале (секунды и миллисекунды, см. Канбах и др., 2001; Хайнес и др., 2003; Гандхи и др., 2008), так и на масштабе дней и месяцев (например, Кориат и др., 2009) оказывается более сложной, чем в общепринятой картине отражения и переработки рентгеновского излучения диском;
- рентгеновский прогрев в пределах стандартного аккреционного диска оказывается недостаточно сильным, чтобы объяснить наблюдаемые оптические потоки (Вртилек и др., 1990; Есин и др., 2000; Сулейманов и др., 2008, Мещеряков и др., 2011);
- широкополосный спектр излучения некоторых источников описывается единым степенным законом не только в рентгеновском, но и в оптическом и радиодиапазонах (например, Томсик и др., 2008; см. также Корбети др., 2013).

Эти все факты заставляют задуматься о роли синхротронного излучения и других нетепловых процессов в его формировании. В этих условиях любые новые наблюдения источников — кандидатов в черные дыры, выполненные одновременно в рентгене и оптике, приобретают важнейшее значение. Исследованию связи оптической и ультрафиолетовой компоненты излучения с рентгеновской в маломассивных двойных системах посвящена первая половина данной диссертационной работы.

Быстрая нерегулярная переменность рентгеновского излучения относится к наиболее характерным наблюдательным проявлениям аккрецирующих черных дыр в двойных системах (Гребенев и др., 1993; Танака, Шибасаки, 1996; ван дер Клис, 2006; Ремиллард, Макклинток, 2006). Энерговыделение в этих системах связано с дисковой аккрецией вещества, перетекающего с нормальной звезды на черную дыру. Переменности подвержено прежде всего жесткое излучение, формирующееся в результате комптонизации в центральной горячей оптически тонкой области аккреционного диска (или в разреженной короне над оптически толстым диском). В условиях действия высоких температур, магнитоактивных процессов, сильной турбулентности, растущей роли давления излучения и необходимости эффективного перераспределения энергии от ионов к электронам развивается целый спектр неустойчивостей (тепловая, магнито-ротационная, вязкостная и др.), которые и приводят к наблюдаемой переменности. Естественно ожидать, что исследуя переменность рентгеновского излучения, можно получить важную информацию как собственно о неустойчивостях, так и в целом о структуре и основных параметрах аккреционного течения в диске.

Исследования переменности, как правило, ограничиваются построением по рентгеновским кривым блеска источника в разных диапазонах энергий спектров фурье-мощности и кросс-корреляционных функций (ван дер Клис, 1989). Получаемые спектры мощности обычно состоят из одной или нескольких компонент частотно-ограниченного (“красного”) шума (Нолан и др., 1981; Беллони, Хазингер, 1990; ван дер Клис, 2006) и иногда – пиков квазипериодических осцилляций (QPO) на низких (0.1–1 Гц, Эбисава и др., 1988; Гребенев и др., 1991; Вихлинин и др., 1994б; Мотта и др., 2011) и/или высоких (10 Гц, Миямото и др., 1990; Беллони и др., 2012) частотах. Было предложено много разных моделей для объяснения таких спектров (например, Нолан и др., 1981; Бэк и др., 1987; Вихлинин и др., 1994а; Минешиге и др., 1994; Любарский, 1997; Титарчук и др., 2007), но ни одна из них не дает полной, исчерпывающей (и бесспорной!) картины их формирования, а механизм возникновения QPO, похоже, и вовсе остается необъясненным. К тому же, являясь статистическими моментами второго порядка, спектры мощности неизбежно несут лишь ограниченную информацию о нелинейных механизмах переменности, по сравнению с исходными кривыми блеска. Все более очевидно, что анализ спектров мощности и кросс-спектров, если и ни исчерпал себя, дать новые идеи для теоретического моделирования дисковой аккреции уже не может и для исследования быстрой переменности таких систем

необходимо искать другие более изощренные методы. Попытке найти такой метод, используя фрактальный анализ, посвящена вторая половина диссертационной работы.

Применение элементов фрактального анализа для систем, содержащих черную дыру, проводилось Лохнером и др. (1989), однако, их внимание было направлено на анализ траекторий в фазовом пространстве и поиск по этим траекториям аттракторов малой размерности. Оценка фрактальной размерности кривой блеска наиболее известного источника, содержащего аккрецирующую черную дыру, Cyg X-1 была выполнена Миямото и др. (1988) по данным спутника GINGA. Они нашли, что фрактальная размерность кривой блеска источника в стандартном рентгеновском диапазоне равна  $\sim 2.00$  на временных масштабах 3 с, уменьшается до  $\sim 1.85$  на масштабах 0.1 – 3 с и до  $\sim 1.67$  на масштабе 0.1 с. Миямото и др. использовали практически прямой метод, соответствующий непосредственному определению размерности. В данной диссертационной работе проводится измерение фрактальной размерности кривых блеска другой не менее известной черной дыры (рекуррентного рентгеновского транзиента GX 339-4) по архивным данным спутника RXTE, а также мощной рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411 по данным обсерваторий INTERGAL и SWIFT, применяя более совершенные методы R/S анализа и MF-DFA анализа.

### **Цели и задачи**

Целями данной диссертационной работы являются:

- Исследование излучения маломассивных двойных систем, содержащих черную дыру, в широком от оптического и инфракрасного до жесткого рентгеновского диапазона энергий.
- Исследование быстрой переменности рентгеновского излучения черных дыр в маломассивных двойных системах с помощью элементов фрактального анализа.

Задачами диссертационной работы является:

- Анализ широкополосных (от инфракрасного до жесткого рентгеновского диапазона) спектров излучения черных дыр в маломассивных двойных системах, а также выявление законов, описывающих эти спектры излучения в разных спектральных состояниях.
- Исследование корреляции оптической и ультрафиолетовой компонент излучения с рентгеновской в маломассивных двойных системах, содержащих черную дыру.

- Проверка соответствия общепринятой модели оптического и инфракрасного излучения аккрецирующих черных дыр в маломассивных двойных системах с наблюдательными данными.
- Исследование явления QPO в кривых блеска аккрецирующих черных дыр, а также корреляции параметров QPO с другими наблюдательными проявлениями черных дыр.
- Применение методов фрактального анализа для получения новой информации о физике QPO.

### Научная новизна

Научной новизной характеризуются все результаты, представленные к защите.

Впервые построены широкополосные спектры излучения ряда рентгеновских новых SWIFT J174510.8-262411, MAXI J1836-194, и MAXI J1828-249. В ходе их анализа показано, что оптическое, инфракрасное и жесткое рентгеновское излучение данных источников в «жестком» состоянии может быть описано единым степенным законом (с экспоненциальным завалом на высоких энергиях), искаженным лишь фотопоглощением. В оптическом и инфракрасном диапазоне не выявлено признаков присутствия чернотельного излучения, которое могло бы быть связано с внешними холодными областями аккреционного диска. Продемонстрировано, что в спектрах источника, находящегося в «мягком» состоянии, основной вклад в оптическое и инфракрасное излучение также давала степенная компонента спектра, значительно превосходящая чернотельное излучение диска даже с учетом прогрева его поверхности рентгеновскими фотонами из горячей центральной зоны. Таким образом впервые показано, что оптическое и инфракрасное излучение аккрецирующих черных дыр в маломассивных двойных системах в значительной мере формируется в той же области основного энерговыделения, которая ответственна за жесткое рентгеновское излучение.

Проведен фурье-анализ переменности рентгеновского излучения ряда аккрецирующих черных дыр, входящих в маломассивные двойные системы. Впервые к анализу рентгеновских кривых блеска таких источников применены методы R/S анализа, Max-Spectrum анализа и MF-DFA анализа. В результате применения указанных методов фрактального и фурье-анализа, обнаружено, что величина фрактальной размерности зависит от наличия QPO в спектре мощности рентгеновских флуктуаций. Выявлена зависимость фрактальной размерности кривых блеска от частоты пика QPO в диапазоне энергий 2–15 кэВ

во вспышках объектов GX 339-4 и SWIFT J174510.8-262411 (по данным обсерваторий RXTE, INTEGRAL и SWIFT). Выявлено отсутствие значимых изменений фрактальных свойств у кривых блеска этих источников в диапазоне 20–200 кэВ, не смотря на бóльшую амплитуду пика QPO и бóльшую мощность LFN, чем в мягком диапазоне. В качестве объяснения этого наблюдения в рамках модели «дробового» шума было сделано предложение о том, что форма пиков на кривой блеска претерпевает изменения в зависимости от диапазона энергий. Отмечена связь между радио- и рентгеновским излучением источника, выраженная в том, что частота пика QPO коррелирует с интенсивностью и степенью поляризации радиоизлучения его релятивистских струй.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Черные дыры – уникальные объекты, привлекающие к себе огромное внимание вследствие загадочности и удивительности происходящих в их окрестности процессов, а также в силу экстремального состояния вещества, излучения, магнитного и гравитационного поля в их окрестности. Процессы, происходящие в таких условиях, невозможно смоделировать на Земле в лабораториях, поэтому наблюдение черных дыр способно дать очень весомый вклад в фундаментальную физику.

В диссертационной работе получены указания на то, что оптическое и инфракрасное излучение аккрецирующих черных дыр в маломассивных двойных системах формируется отличным от предполагавшегося ранее способом. Этот вывод имеет большое значение для теоретической интерпретации излучения таких систем, для построения общей модели, способной объяснить их наблюдательные проявления, а также для планирования и интерпретации оптических и широкополосных наблюдений.

К исследованию кривых блеска аккрецирующих черных дыр применены методы фрактального анализа и продемонстрирована их перспективность в быстром выявлении сеансов наблюдений, содержащих QPO. Это позволяет более эффективно планировать наблюдения и исследовать быструю переменность источников. Показана связь фрактальной размерности кривых блеска данных источников с формой отдельных рентгеновских всплесков, ее формирующих, что позволяет поставить новые ограничения на конкурирующие модели формирования LFN и QPO. Апробация результатов

Результаты диссертационной работы представлялись на семинарах отдела и конференциях молодых ученых, проводимых в ИКИ РАН, международной научной конференции INTEGRAL Workshop (Дублин, 2010), всероссийских конференциях «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014), всероссийских научных конференциях МФТИ (53-я, 54-я, 55-я), международной конференции Зельдович-100 (Москва, 2014), международных конференциях «Физика нейтронных звезд» (Санкт-Петербург, 2011, 2014), докладывались на международной ассамблее COSPAR (2014), международной конференции MSS-14 «Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность» (Москва, 2014).

### **Список публикаций по теме диссертации**

1. Гребенев С.А., Просветов А.В., Сюняев Р.А. «Вторая вспышка кандидата в черные дыры MAXI J1836-194 по данным наблюдений обсерваториями SWIFT и INTEGRAL», Письма в Астрономический журнал, 2013, 39, 415-422 (Astron. Lett., 2013, 39, 367-374)
2. Гребенев С.А., Просветов А.В., Буренин Р.А. «Широкополосный спектр излучения рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411 на затухающей стадии вспышки», Письма в Астрономический журнал, 2014, 40, 198-204 (Astron. Lett., 2014, 40, 171-176)
3. Просветов А.В., Гребенев С.А. «Фрактальный анализ кривых блеска микроквара GX 339-4», Письма в Астрономический журнал, 2014, 40, 761-774 (Astron. Lett., 2014, 40, 691-703)
4. Просветов А.В., Гребенев С.А. «QPO и LFN в спектре мощности быстрой переменности рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411», Письма в Астрономический журнал, 2015, 41, 595-608 (Astron. Lett., 2015, 41, 549-561)
5. Гребенев С.А., Просветов А.В., Буренин Р.А., Кривонос Р.А., Мещеряков А.В. «Рентгеновская новая MAXI J1828-249. Эволюция широкополосного спектра излучения во время вспышки 2013-2014 гг.», Письма в Астрономический журнал, 2016, 42, 88-101 (Astron. Lett., 2016, 42, 69-81).

# 1 Приборы и методы исследования

## 1.1.1 Обсерватория INTEGRAL

Международная обсерватория гамма-лучей INTEGRAL (Винклер и др., 2003) была выведена на орбиту 17 октября 2002 г. (Эйсмонт и др., 2003), неся на борту четыре телескопа, позволяющих проводить наблюдения в гамма-, рентгеновском и оптическом диапазонах.

Описанные ниже результаты были получены с помощью телескопов обсерватории INTEGRAL JEM-X (Joint European X-ray Monitor) и IBIS (Soft Gamma-Ray Imager). Действие этих телескопов основано на принципе кодирующей апертуры.

Телескоп IBIS (Убертини и др., 2003) позволяет получать изображение неба в жестких рентгеновских и гамма-лучах в поле зрения  $30^\circ \times 30^\circ$  (зона полного кодирования FCFV  $9^\circ \times 9^\circ$ ) с угловым разрешением  $12'$  (FWHM). Он оснащен двумя позиционно-чувствительными детекторами, один из которых ISGRI, состоит из  $128 \times 128$  полупроводниковых элементов CdTe, имеющих высокую чувствительность в диапазоне 18-200 кэВ. Второй детектор PICsIT состоит из  $64 \times 64$  цезий-йодовых элементов и обладает чувствительностью в диапазоне 300 кэВ – 10 МэВ. Полная площадь чувствительных элементов этого детектора равна  $2620 \text{ см}^2$ , эффективная площадь для источников в центре поля зрения  $\sim 1100 \text{ см}^2$ , энергетическое разрешение  $\Delta E/E \sim 7\%$  (FWHM), разрешение временное  $\Delta t \sim 61 \text{ мкс}$  (см. рис. 1.1).

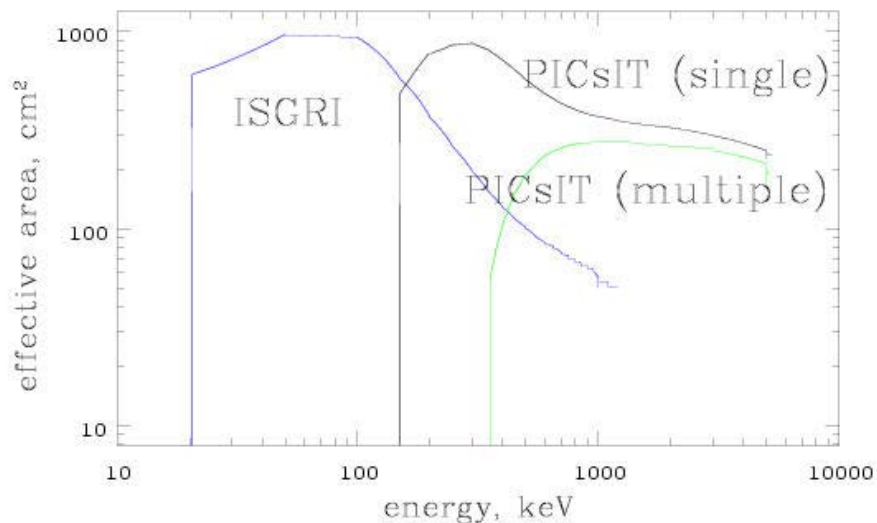
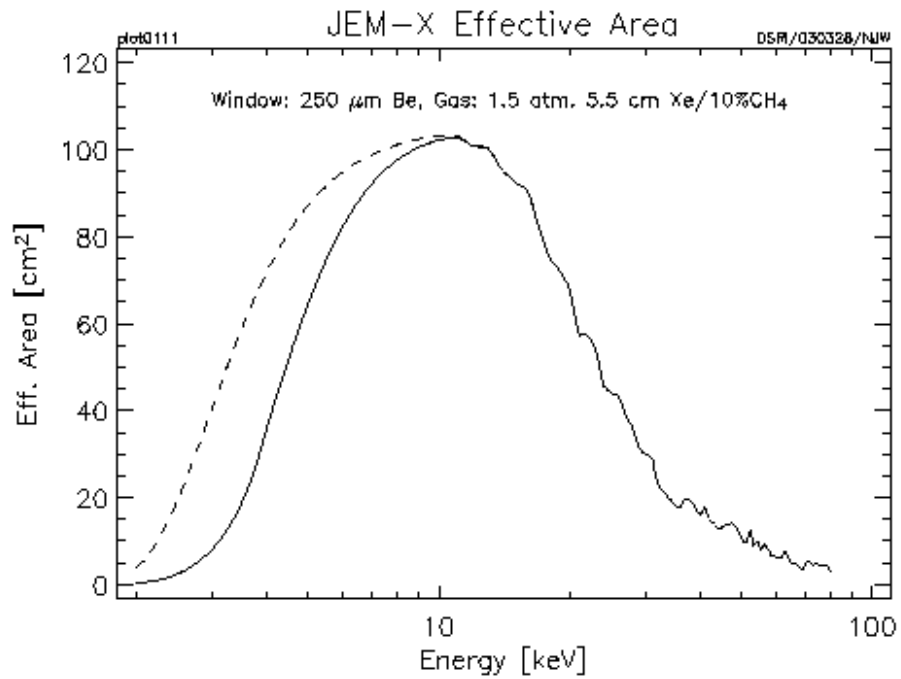
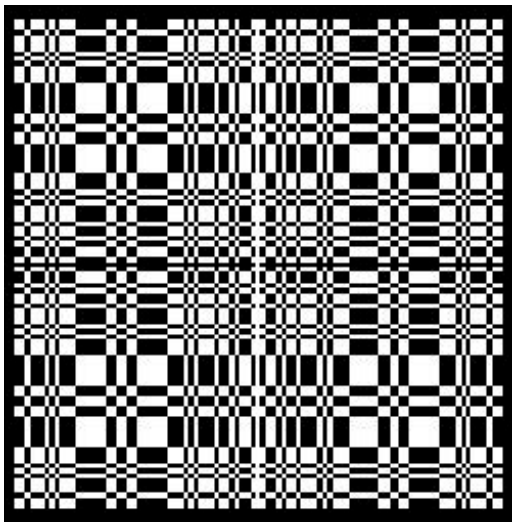


Рисунок 1.1: Эффективная площадь для прибора IBIS обсерватории INTEGRAL

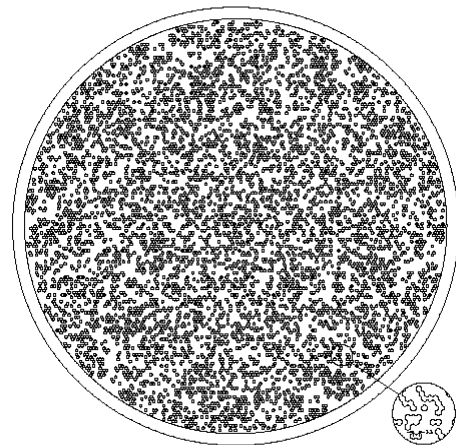


*Рисунок 1.2: Эффективная площадь для прибора JEM-X  
обсерватории INTEGRAL*

Два телескопа JEM-X чувствительны в диапазоне 3-35 кэВ (Лунд и др., 2003), имеют спектральное разрешение 16% на 6 кэВ и угловое разрешение 3' в поле диаметром 4.8° (FCFV). Точность локализации для ярких источников достигает 20". Кодировочные маски



*Рисунок 1.3: Маска кодирующих  
элементов прибора IBIS  
обсерватории INTEGRAL*



*Рисунок 1.4: Маска кодирующих  
элементов прибора JEM-X  
обсерватории INTEGRAL*



размещены на той же высоте, что и маска телескопа IBIS, но имеют большее число непрозрачных элементов — 75% (маска IBIS — 50%) (см. рис. 1.3 и 1.4).

Анализ данных для телескопов JEM-X был проделан в диапазоне 4-30 кэВ, для IBIS в диапазоне 18-200 кэВ, как и рекомендовано в документации к комплексу программ обработки данных обсерватории INTEGRAL OSA (Off-line Science Analysis), посредством этого программного продукта и были подготовлены данные.

Данные телескопа IBIS/ISGRI обрабатывались с помощью программ, разработанных для него в ИКИ РАН (см., например, Ревнивцев и др., 2004; Кривонос и др., 2010).

Спектральный анализ был проведен с помощью пакета программ NASA/HEASARC/XSPEC (Арnaud и др., 1996).

### 1.1.2 Обсерватория SWIFT

Международная обсерватория SWIFT была запущена 20 ноября 2004 года с целью регистрации и исследования космических гамма-всплесков, однако инструменты на борту обсерватории позволяют наблюдать и другие объекты, представляющие научный интерес.

В исследовании использовались данные гамма-телескопа BAT, чувствительного в диапазоне 15–150 кэВ с полем зрения 1.4 стер. (Бартелми и др., 2005), данные рентгеновского телескопа XRT, чувствительного в диапазоне 0.2–10 кэВ (Барроус и др., 2005, см рис. 1.5) и данные оптического телескопа UVOT, чувствительного в диапазоне 170–600 нм (см.

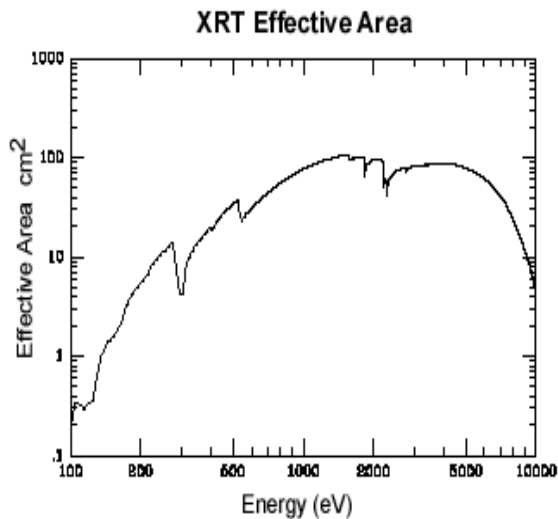


Рисунок 1.5: Эффективная площадь прибора XRT обсерватории SWIFT

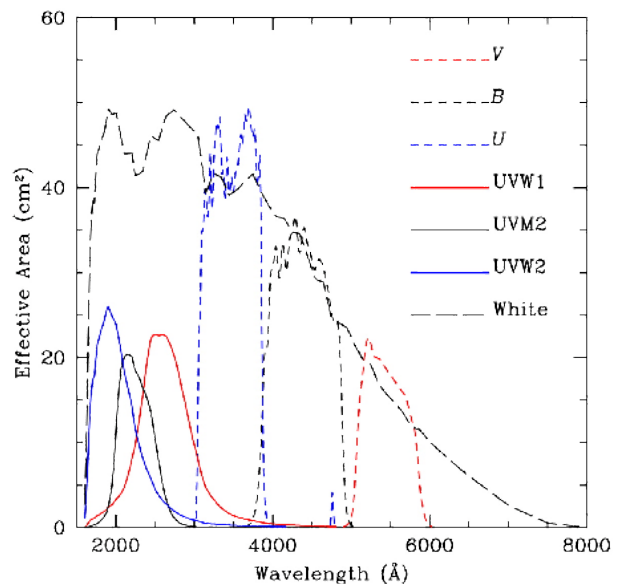


Рисунок 1.6: Эффективная площадь прибора UVOT обсерватории SWIFT в фильтрах V, B, U, UVW1, UVW2, UVW3

рис. 1.6), диаметр зеркала 0.3 м (Роминг и др., 2005). Для получения изображений неба и исследования свойств отдельных источников в телескопе BAT используется теневая маска, в телескопе XRT – зеркала косоугольного падения.

Анализ данных телескопов BAT и XRT был выполнен с помощью стандартных пакетов программ обработки данных обсерватории SWIFT (см. также Эванс и др., 2010, и ссылки там).

### **1.1.3 Обсерватория RXTE**

Обсерватория Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) была запущена 30 декабря 1995 г. и успешно проработала до 3 января 2012 г., позволив получить множество значимых научных результатов. Основной целью обсерватории было изучение компактных объектов: черных дыр, нейтронных звезд и белых карликов. Отличительной чертой этой обсерватории является большая собирающая площадь спектрометра PCA (около 6.5 тыс. кв.см. на энергии 6 кэВ).

В исследованиях использовались данные прибора PCA, чувствительного в диапазоне 2-60 кэВ, с временным разрешением  $\sim 1$  мс и полем зрения примерно  $1^\circ$  FWHM (Full Width at Half Maximum). Анализ данных был выполнен с помощью стандартных пакетов программ обработки данных обсерватории RXTE.

### **1.1.4 Обсерватория РТТ-150**

Оптические и инфракрасные наблюдения, используемые в отдельных частях исследования, были выполнены российско-турецким 1.5-метровым телескопом РТТ-150. В качестве детектора использовался спектрометр TFOSC, установленный в фокусе Кассегрена с фокусным расстоянием  $1 : 7.7$ , позволяющий проводить спектроскопию среднего и низкого разрешения в диапазоне длин волн 330–1000 нм. В данном случае он использовался как фотометр, последовательно выполняя измерения в фильтрах  $z$ ,  $i$ ,  $g$  и  $g$  с временем экспозиции 60-600 с. Фотометрическая калибровка проводилась с помощью стандартных звезд, обработка наблюдений – с помощью пакета программного обеспечения IRAF.

## 1.2 Методы исследования

### 1.2.1 Фрактальный анализ

Фракталами в нестрогом определении можно назвать геометрические объекты, имеющие сильно изрезанную форму и обладающие свойствами самоподобия. Соответственно, фрактальными признаками может обладать сигнал, имеющий сильно изрезанную форму и обладающий свойством самоподобия, чего в полной мере можно ожидать от кривой блеска источника на масштабах одного сеанса наблюдений длительностью несколько тысяч секунд.

Для определения фрактальной размерности кривой блеска рентгеновского источника покроем ее полностью плотно пригнанными квадратами со стороной  $\tau$  (по временной оси сторона квадрата равна  $\tau \Delta t$ , где  $\Delta t$  – разрешение/длина бина, по другой оси –  $\tau$  отсчетов). В каждый квадрат должен попасть кусочек кривой блеска. Предположим, что для этого потребовалось не менее, чем  $N_\tau$  квадратов. Если при достаточно малых  $\tau$  величина  $N_\tau$  зависит от  $\tau$  по степенному закону  $N_\tau \sim \tau^{-D}$ , то величина  $D$  и называется размерностью Хаусдорфа кривой или ее фрактальной размерностью (Заславский, Сагдеев, 1988). Приведенную формулу можно переписать также в более общем виде

$$D = -\lim_{l \rightarrow 0} \ln N(l) / \ln l$$

В простейшем случае, когда кривая блеска не обладает фрактальными свойствами, ее хаусдорфова размерность равна топологической  $D = 1$ . Результаты анализа Миямото и др. (1988), в частности, показывают, что излучение источника Cyg X-1 фрактальными свойствами обладает ( $D > 1$ ), хотя результат  $D \sim 2$  выглядит странно – он означает, что кривая блеска источника настолько хаотична, что полностью покрывает плоскость, как при броуновском движении.

### 1.2.2 Описание метода R/S анализа

В данной работе для определения фрактальной размерности  $D$  использовался следующий алгоритм, обычно называемый R/S анализом. Исследуемый временной ряд разбивался на интервалы, на каждом из которых вычислялись:

1) размах  $R$ , равный разнице между максимумом и минимумом функции накопленного отклонения от среднего значения на интервале,

- 2) накопленное среднеквадратичное отклонение от среднего  $S$  и
- 3) количество точек на интервале  $N$ .

Для всех интервалов строилась зависимость  $\ln(R/S)$  от  $\ln(N/2)$ , и полученные точки зависимости аппроксимировались прямой по методу наименьших квадратов. Наклон прямой определяет показатель Херста  $H$  (см. рис. 1.7), позволяющий делать выводы о степени предсказуемости поведения системы: при  $H$  близком к 1 поведение системы наиболее предсказуемо, а при  $H \sim 0$  – наименее предсказуемо и хаотично. Показатель Херста позволяет получить фрактальную размерность временного ряда, равную  $D = 2 - H$  и отражающую масштабную инвариантность рассматриваемой кривой блеска (Херст, 1951).

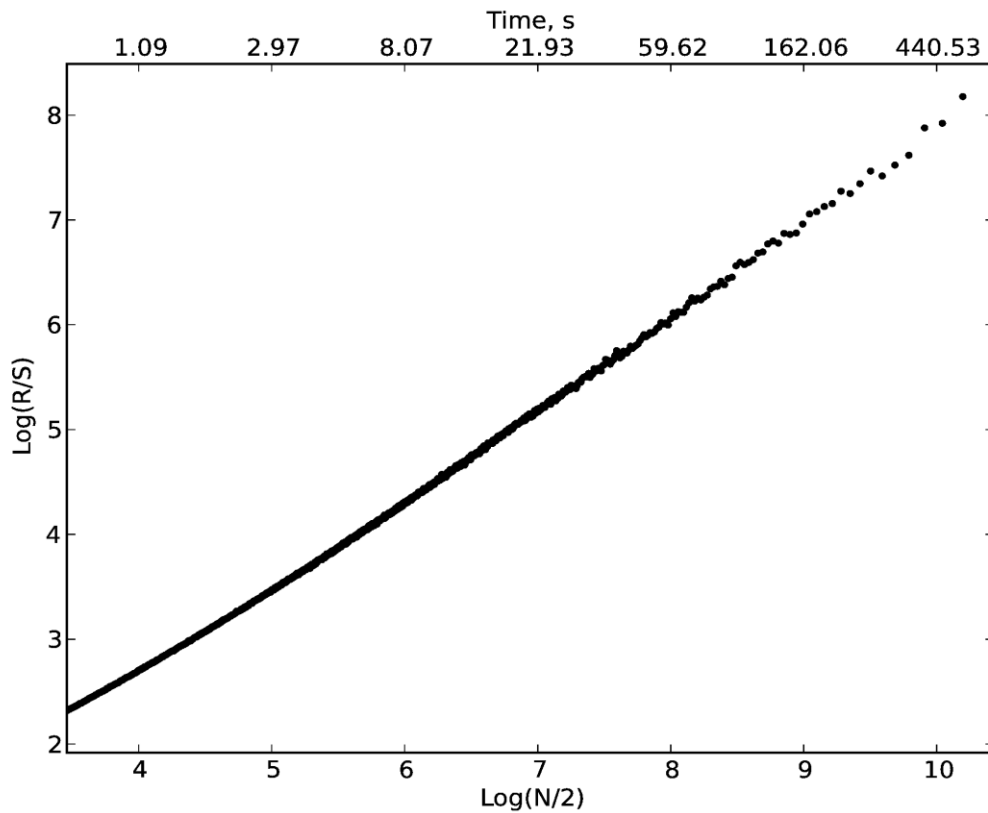


Рисунок 1.7: Результат  $R/S$  анализа аппроксимируется прямой с высокой степенью точности, источник Суг X-1, по осям  $\log(R/S)$  и  $\log(N/2)$ :  $R$  – размах, равный разнице между максимумом и минимумом функции накопленного отклонения от среднего значения на интервале;  $S$  – накопленное среднеквадратичное отклонение от среднего;  $N$  – количество точек на интервале.

### 1.2.3 MF-DFA анализ

Обобщение метода R/S анализа, учитывающее более высокие ( $> 2$ ) статистические моменты временного ряда, носит название метода MF-DFA (Multifractal Detrended Fluctuation Analysis). Он подробно описан в работе Кантеллхарда и др. (2002). Этот метод состоит из следующих шагов.

Сначала, для временного ряда  $\{x_k\}$  находим накопленное отклонение от среднего значения  $\langle x \rangle$ :

$$Y_i = \sum_{k=1}^i x_k - \langle x \rangle$$

Далее, разбиваем временной ряд на сегменты  $N_s = \text{int}(N/s)$ , где  $N$  длина временного ряда, а  $s$  — масштаб деления. Пусть на каждом сегменте существует линейная аппроксимация  $Y_i$ , которую обозначим  $y_i$ . Вариация RMS (среднеквадратичного отклонения от среднего) для каждого сегмента будет:

$$RMS_s = (\langle (Y_i - y_i)^2 \rangle)^{1/2}$$

Далее, для каждого сегмента получим:

$$F_s = (\langle RMS_s^2 \rangle)^{1/2}$$

По наклону прямой в координатах  $\log_2(N_s) - \log_2(F_s)$  находим показатель Херста. В этом случае учитываются только статистические моменты второго порядка. Метод можно распространить на статистический момент  $q$  следующим образом:

$$F_s(q) = \sqrt[q]{\frac{1}{N} \sum_{v=1}^N (F_s^2(v))^{q/2}}$$

По наклону прямой в координатах  $\log_2(N_s) - \log_2(F_s(q))$  получим показатель Херста для  $q$ -го статистического момента  $H_q$ . Это только один из важных статистических параметров, характеризующих мультифрактальные свойства временного ряда. Далее получим скейлинговую экспоненту  $\tau(q)$ :

$$\tau(q) = H_q q - 1$$

и гельдеровские экспоненту  $h$  и размерность  $D$  (наклон кривой  $\tau(q)$  и отклонение ее линейной аппроксимации):

$$h = d\tau(q)/dq$$

$$D = qh - \tau(q)$$

В результате получается зависимость фрактальной размерности  $D$  от гильдеровской экспоненты  $h$  (Париси, Фриш, 1985), каждая точка которой соответствует различным статистическим моментам временного ряда  $q$ .

## **2 Связь оптической/ультрафиолетовой и рентгеновской компонент излучения**

### **2.1 Рентгеновская новая SWIFT J174510.8-262411**

#### **2.1.1 Краткое описание источника**

Рентгеновская новая SWIFT J174510.8-262411, известная также под именами SWIFT J1745.1-2624 или SW J1745-26, была впервые обнаружена 16 сентября 2012 г. в  $\sim 2.^\circ 5$  от галактического центра (Каммингс и др., 2012а,б; Вовк и др., 2012), но оставалась достаточно яркой и год спустя. Согласно наблюдениям спутника SWIFT и обсерватории INTEGRAL в рентгеновском диапазоне ранней весной 2013 г. она характеризовалась жестким степенным спектром излучения с фотонным индексом  $\alpha \sim 1.4 \pm 0.1$  (Сбаруфати и др., 2013; Куулкерс и др., 2013), близким к наблюдавшемуся в первые дни после начала вспышки (Вовк и др., 2012; Томсик и др., 2012; Гребенев, Сюняев, 2012; Беллони и др., 2012).

#### **2.1.2 Анализ данных**

Оптические и инфракрасные наблюдения источника SWIFT J174510.8-262411 были выполнены российско-турецким 1.5-метровым телескопом РТТ-150 3 июня 2013 г. К сожалению, ранее — во время активной фазы вспышки источник в ночное время был вне зоны видимости телескопа. Квазисовременные рентгеновские наблюдения источника были выполнены астрофизической обсерваторией SWIFT. Для обсерватории INTEGRAL к этому времени область центра Галактики уже была недоступна. Так же использовались данные гамма-телескопа BAT и данные рентгеновского телескопа XRT.

### 2.1.3 Результаты

На рис. 2.1 показана кривая блеска рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411 в жестком диапазоне энергий 25–50 кэВ, полученная по ее наблюдениям телескопом BAT обсерватории SWIFT со времени открытия в сентябре 2012 г. и до конца июня 2013 г. Видно, что к моменту наблюдения новой телескопом PTT-150 3 июня (отмеченному на рисунке правой вертикальной стрелкой) ее рентгеновский поток упал относительно максимума более, чем в 50 раз. Это падение, правда, не было монотонным — кривая демонстрирует три последовательные мощные вспышки с интервалом  $\sim 100$  дней между ними.левой вертикальной стрелкой показан момент ближайшего наблюдения новой телескопом XRT

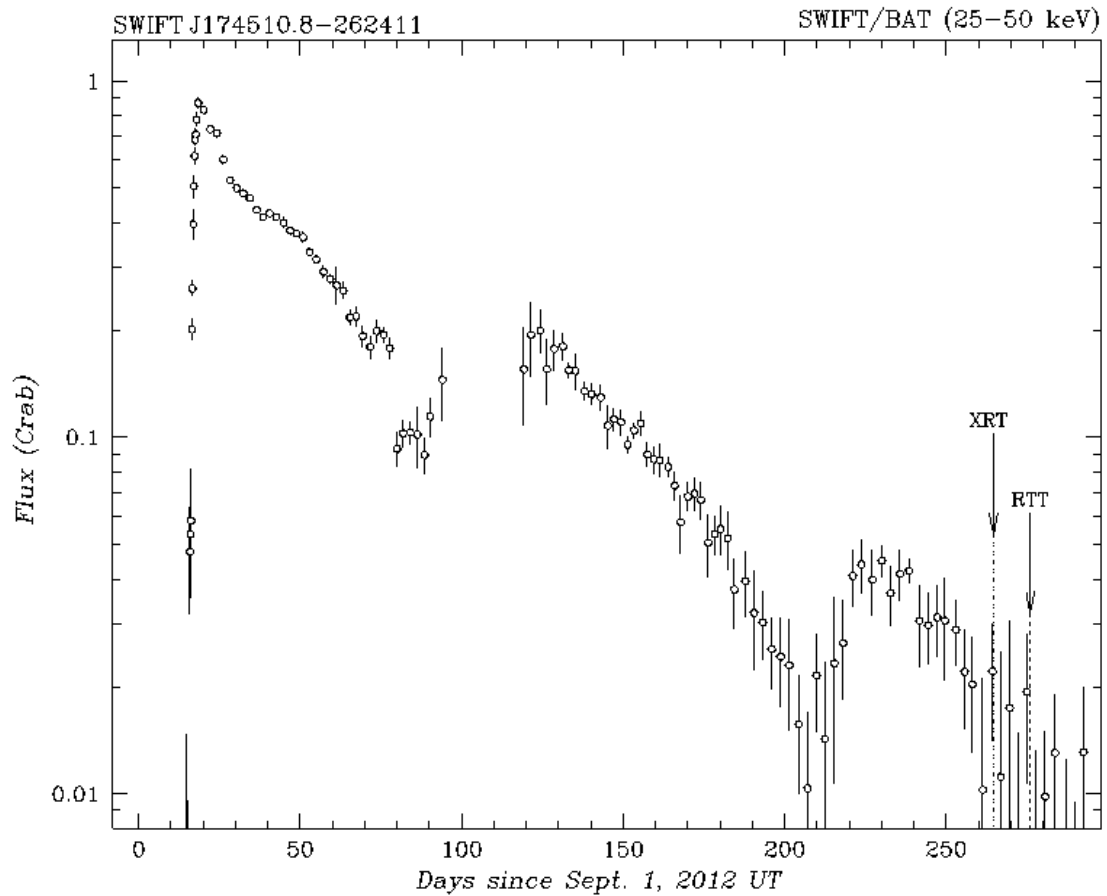


Рисунок 2.1: Кривая блеска источника SWIFT J174510.8-262411 в диапазоне 25-50 кэВ в период с сентября 2012 г. по июнь 2013 г., построенная по данным телескопа BAT обсерватории SWIFT. Начальная фаза вспышки ( $t^* < 18.5$  сут, где  $t^*$  обозначает время с 1 сентября 2012 г.) дана с разрешением 4 ч, участок до  $t^* < 185$  сут — с разрешением 2 сут, а  $t^* > 185$  сут. — 3 сут. Стрелками отмечены моменты наблюдений этого источника телескопом PTT-150 и ближайшего к нему наблюдения телескопом XRT обсерватории SWIFT.

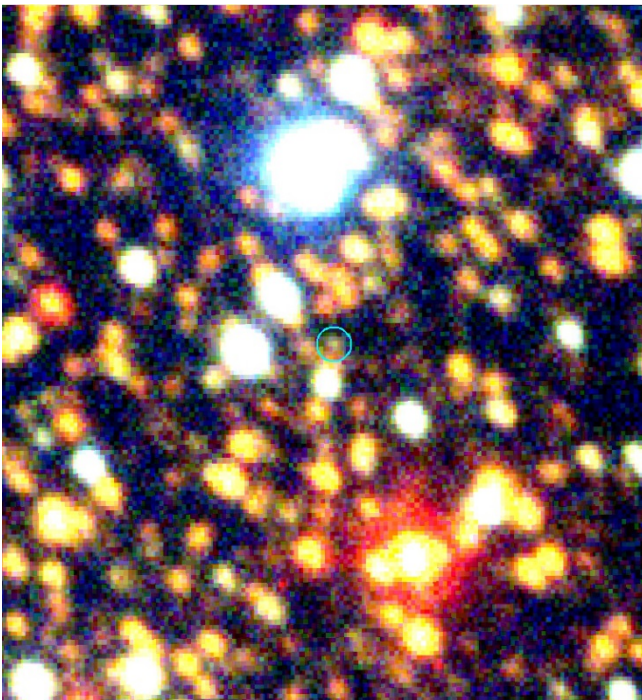


обсерватории SWIFT (23 мая 2013 г.). Оно предшествует оптическим наблюдениям на  $\sim 10$  дней и было последним в серии достаточно регулярных наблюдений этой новой (следующее наблюдение телескопом XRT было выполнено уже только в сентябре 2013 г.).

*Таблица 2.1* Поток от источника SWIFT J174510.8-262411 3 июня 2013 г. по данным телескопа PTT-150

Фильтр	z	i	r	g
Звездная величина	$18.99 \pm 0.05$	$20.07 \pm 0.12$	$21.48 \pm 0.18$	$>21.55$

На рис. 2.2 показано RGB-изображение области неба размером  $\sim 1'$ , содержащей источник, полученное в ходе его наблюдений телескопом PTT-150 в фильтрах i, r, g, а на рис. 2.3 — монохроматическое изображение в фильтре r. Видно, что область густо населена, что естественно в силу ее близости к направлению на галактический центр. Сам источник SWIFT J174510.8-262411 (его инфракрасный спутник) является одной из самых слабых звезд поля. Измерения его потока в разных фильтрах приведены в табл. 2.1.



*Рисунок 2.2:* Изображение неба в разных фильтрах вблизи источника SWIFT J174510.8-262411, полученное телескопом PTT-150 3 июня 2013 г. (изображение в фильтре i показано цветом R, в фильтре r – цветом G, в фильтре g – цветом B). Размер изображения  $\approx 1'$ .

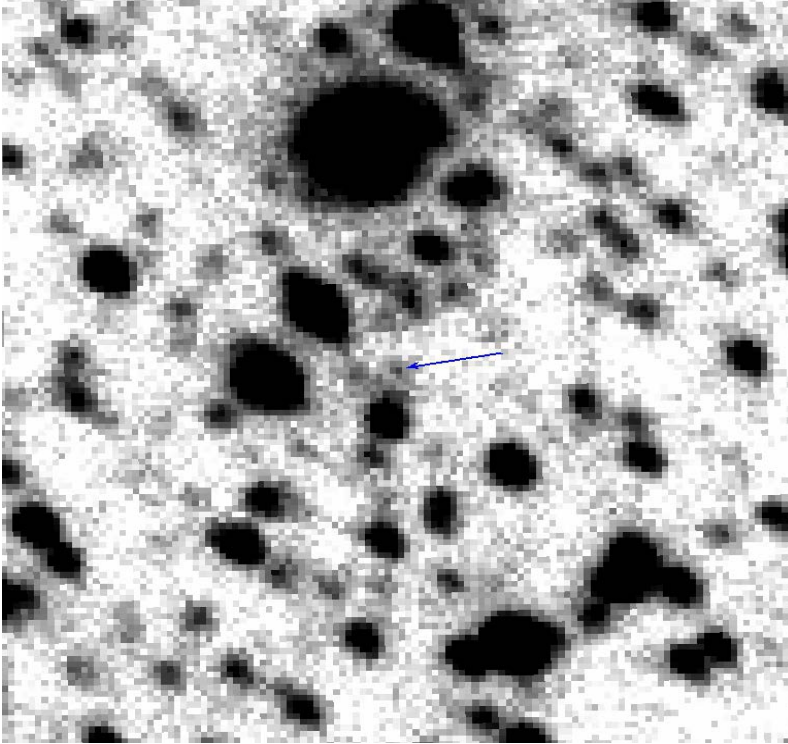


Рисунок 2.3: Изображение неба вблизи источника SWIFT J174510.8-262411 в фильтре  $r$ , полученное телескопом RTT-150 3 июня 2013 г. Размер изображения  $\approx 1'$ . Источник указан стрелкой.

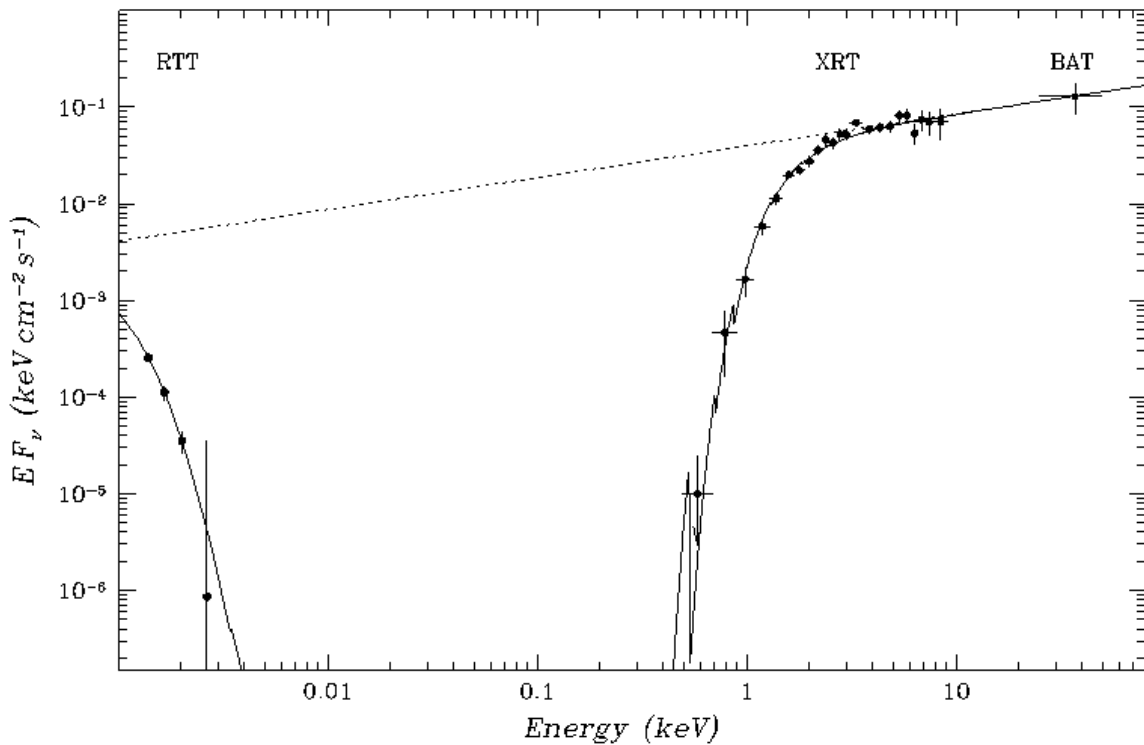


Рисунок 2.4: Широкополосный спектр излучения источника SWIFT J174510.8-26241 по наблюдениям телескопами обсерваторий SWIFT и RTT-150 в мае-июне 2013 г. Сплошной линией показана его аппроксимация степенной моделью с поглощением, пунктирной линией — та же модель, скорректированная на поглощение.

В рентгеновском диапазоне спектр излучения источника на затухающей стадии

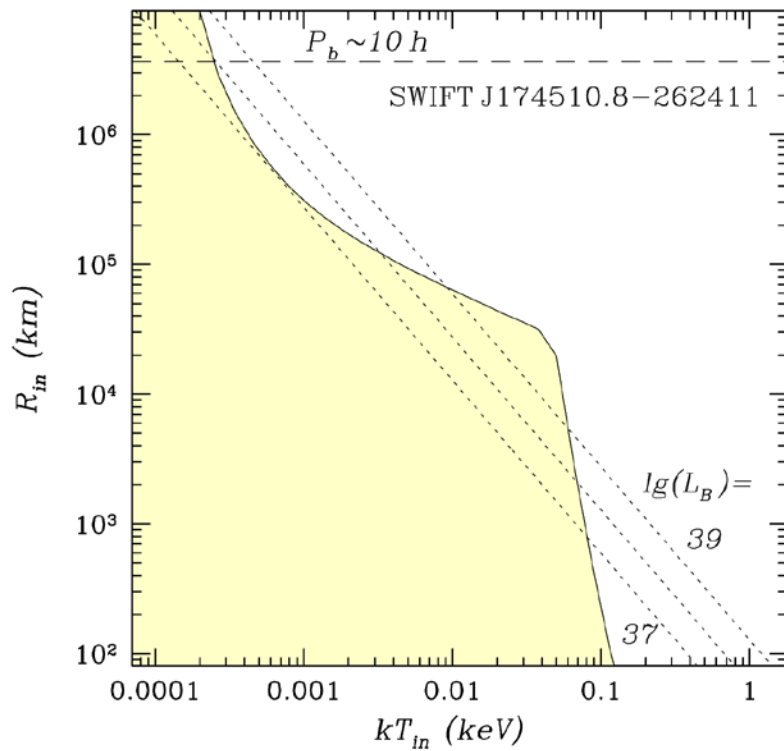


Рисунок 2.5: Допустимый размер области возможного чернотельного излучения аккреционного диска в источнике SWIFT J174510.8-26241 в мае-июне 2013 г. согласно его наблюдению телескопами обсерватории SWIFT и PTT-150 (см. текст). Пунктирными линиями показана зависимость внутреннего радиуса диска от температуры для стандартного диска при полной светимости  $L_B = \dot{M} c^2 / 12$ , равной  $10^{39}$ ,  $10^{38}$  и  $10^{37}$  эрг  $s^{-1}$  ( $\dot{M}$  — темп аккреции), штриховой кривой — размер двойной системы с периодом 10 часов, характерным для рентгеновских новых.

вспышки хорошо описывается простым степенным законом с поглощением (например, Сбаруфати и др., 2013). Вопрос стоит о том, продолжается ли такой закон в неизменном виде в низкочастотную область или здесь в спектре источника появляются изменения (например, дополнительные компоненты). Для восстановления широкополосного спектра на первом этапе была сделана попытка аппроксимировать с помощью степенного закона данные оптического телескопа PTT-150 (4 точки) и жесткого рентгеновского телескопа SWIFT/BAT (одна точка в диапазоне 25–50 кэВ).

Эти данные получены фактически одновременно, тогда как данные телескопа XRT — на 10 дней раньше, так что параметры спектра могли измениться. Для учета поглощения в инфракрасном диапазоне использовался стандартный закон экстинкции для диффузной межзвездной среды (с  $R_V = 3.1$ ), затабулированный Драйном (2003), в рентгеновском — сечение межзвездного поглощения для стандартного обилия элементов, затабулированное Моррисоном, Маккаманом (1983) (оно встроено в пакет программ XSPEC). Такая аппроксимация спектра источника SWIFT J174510.8-262411 оказалось успешной ( $\chi^2 = 0.06$ ), соответствующие параметры спектра представлены в табл. 2.2 вместе с оценкой светимости

источника в диапазоне 0.00139–50 кэВ в предположении расстояния 8 кпк (расстояния до галактического центра).

Таблица 2.2 Аппроксимация спектра излучения источника SWIFT J174510.8-262411, полученного 3 июня 2013 г., степенным законом с поглощением

$\alpha^a$	$N_{\text{H}}^b$ , $10^{22} \text{ см}^{-2}$	$L_{\text{abs}}^c$ , $10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$	$L_{\text{tot}}^c$ , $10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$	$\chi^2 (N)^d$
$1.671 \pm 0.009$	$1.205 \pm 0.026$	$3.49 \pm 0.26$	$5.19 \pm 0.39$	0.063(3)

<sup>a</sup> Фотонный индекс.

<sup>b</sup> Поверхностная плотность водорода по поглощению.

<sup>c</sup> Измеренная светимость в диапазоне 0.001–50 кэВ в при  $d = 8$  кпк.

<sup>e</sup> Светимость, скорректированная на фотопоглощение.

<sup>d</sup> Значение  $\chi^2$  наилучшей аппроксимации, нормированное на  $N$  ( $N$  — число степеней свободы).

На втором этапе в анализ были включены данные телескопа SWIFT/XRT. Фотонный индекс, поверхностная плотность водорода и нормировка спектра были зафиксированы на полученных ранее значениях, однако, как свободный параметр была введена нормировка  $A$  данных XRT относительно данных PTT-150 и BAT. Как видно из рис. 2.4, на котором приведен спектр излучения источника SWIFT J174510.8-262411 по наблюдениям всех трех телескопов, данные XRT, после деления на  $A$ , прекрасно согласуются с предложенной простой степенной моделью спектра. Полученное значение нормировки  $A = 1.43 \pm 0.04$  отражает постепенное затухание источника (см., например, рис. 2.1, на котором падение потока в жестком рентгеновском диапазоне за эти 10 дней видно очень хорошо).

Наблюдаемый спектр, к сожалению, не покрывает весь диапазон энергий равномерно. Правомочен вопрос о том, достаточно ли строго можно исключить присутствие в нем дополнительной тепловой компоненты излучения. Предположим, что за некоторым радиусом  $R_{\text{in}}$  в диске находится холодная область, шириной  $\Delta R \sim R_{\text{in}}$ , имеющая одну и ту же температуру  $kT_{\text{in}}$  и излучающая чернотельным образом. Значения  $R_{\text{in}}$  и  $kT_{\text{in}}$ , допускающие присутствие в спектре соответствующей чернотельной компоненты, дополнительной к степенному закону, ограничиваются закрашенной областью на рис. 2.5. Ограничение для температур  $kT_{\text{in}} \lesssim 40$  эВ связано с инфракрасными данными, для более высоких температур

— рентгеновскими данными телескопа XRT. Пунктирными линиями на этом рисунке для трех значений темпа аккреции  $\dot{M}$  (соответствующих полной светимости диска  $L_B = \dot{M}c^2/12 = 10^{37}$ ,  $10^{38}$  и  $10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) показана зависимость  $R_{in}$  от  $kT_{in}$ :

$$R_{in} = \left( \frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma T_{in}^4} \right)^{1/3} = \left( \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{L_B R_0}{\sigma T_{in}^4} \right)^{1/3}$$

в предположении стандартного многоцветного диска Шакуры, Сюняева (1973). Здесь  $R_0 = 3R_g = 6GM/c^2$  — радиус предельной устойчивой орбиты черной дыры. Штриховой линией на этом рисунке показан размер двойной системы (расстояние между компонентами) с периодом 10 часов, следующий из закона Кеплера. Именно такой период характерен для рентгеновских новых и других маломассивных систем, содержащих черную дыру. Необходимо отметить, что масса черной дыры предполагается равной  $M = 10 M_\odot$ . Размер системы дает оценку возможного размера аккреционного диска, окружающего черную дыру. Присутствие такого диска во время жесткого (низкого) спектрального состояния черных дыр в двойных системах предполагает широко известная модель “усеченного” аккреционного диска. Видно, что холодное кольцо может присутствовать на радиусах  $R_{in} \gtrsim 6 \times 10^5$  км только при ограниченных значениях температуры его поверхности ( $T \lesssim 0.4$  эВ). Существование холодного кольца на радиусах  $R_{in} \lesssim 6 \times 10^5$  км возможно при условии, что полная светимость не превышает  $10^{37}$  эрг/с, однако физически представить такой диск довольно сложно.

## 2.2 Рентгеновский транзиент MAXI J1836-194

### 2.2.1 Краткое описание источника

Рентгеновский транзиент MAXI J1836-194 был открыт 30 августа 2011 г. прибором GSC обсерватории MAXI и одновременно телескопом BAT обсерватории SWIFT (Негоро и др., 2011). Анализ данных показал, что вспышка началась днем раньше. Телескоп XRT обсерватории SWIFT, наведенный в этом направлении, обнаружил яркий рентгеновский источник со светимостью  $\sim 10^{36}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  в диапазоне 0.3—10 кэВ (в предположении расстояния 8 кпк) и локализовал его с точностью 1".8, а телескоп UVOT выявил его оптический спутник — ранее неизвестный объект с  $V=16.2$ ,  $U=16.36$  (Кенниа и др., 2011). Положение спутника,  $R.A.=18^{\text{h}}35^{\text{m}}43^{\text{s}}.45$ ,  $Decl.= -19^{\circ}19'10".8$  (эпоха 2000.0), было определено с точностью 0".5 (на уровне достоверности 90%). Поглощение в рентгеновском спектре источника  $N_{\text{H}} \sim 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  соответствовало ожидаемому галактическому в данном направлении ( $N_{\text{H}} \sim 2.23 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ , Калберла и др., 2005). Бальмеровские линии поглощения, выявленные на спектрах, полученных 8-м телескопом Gemini подтолкнули Ценко и др. (2011) к классификации объекта как новой Be-системы, что однако было поставлено под сомнение Рау и др. (2011), наблюдавшими его на 2.2-м телескопе MPI/ESO в Чили и показавшими, что MAXI J1836-194 имеет плоский широкополосный спектр, отличающийся от спектра какой бы то ни было звезды, но также и от спектра аккреционного диска. Подобный спектр могло бы иметь синхротронное излучение релятивистского джета, испускаемого компактным объектом. На возможность существования подобного джета указывала и регистрация от источника радиоизлучения с плоским или даже инвертированным спектром (Миллер-Джонс и др., 2011; Трушкин и др., 2011) и переменностью, скоррелированной с переменностью оптического излучения (Позаненко и др., 2011).

Наблюдения MAXI J1836-194 спутником RXTE (Стромайер, Смит, 2011) в рентгеновском диапазоне выявили степенной спектр излучения с фотонным индексом  $\alpha \sim 1.8$  и характерным спектром мощности, плоским на частотах ниже  $\sim 5$  Гц и степенным образом спадающим выше этой частоты, с пиком квазипериодических осцилляций вблизи  $\sim 0.5$  Гц.

Совокупность этих свойств позволила предположить, что компактный объект в системе — черная дыра. Наблюдения источника спутником SUZAKU 14 сентября (Райс и др., 2012) подтвердили это предположение. В рентгеновском спектре источника была выявлена мягкая чернотельная компонента, типичная для излучения внешних областей аккреционного диска черной дыры. Дальнейшее исследование этого транзиента по данным спутников RXTE,

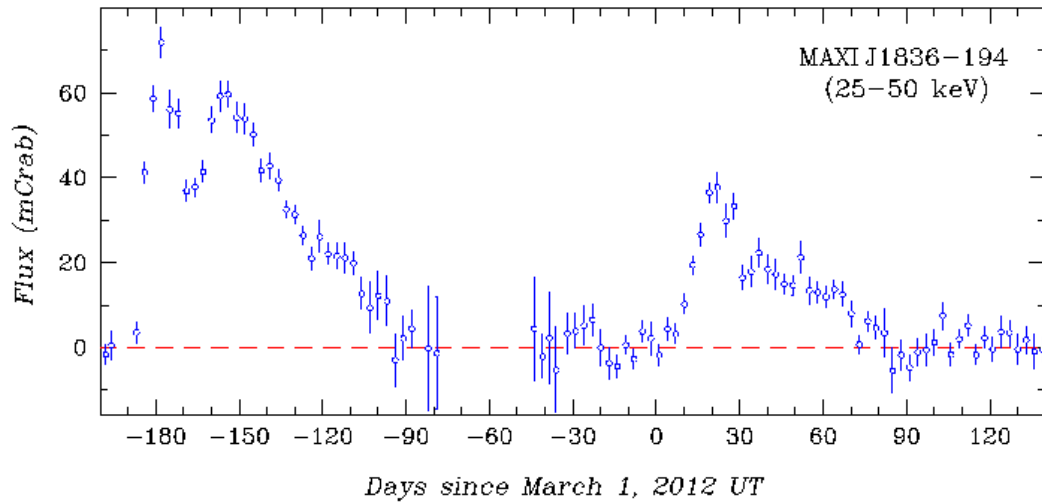


Рисунок 2.6: Кривая блеска источника MAXI J1836-194 с момента его открытия в августе 2011 г. по конец июля 2012 г., полученная приборами обсерватории SWIFT. На рисунке приведены данные телескопа BAT (диапазон 25 – 50 кэВ), каждая точка BAT соответствует примерно 3 дням наблюдений.

SWIFT и INTEGRAL (Феррино и др., 2012) показали, что он является “неудавшейся” рентгеновской новой, поскольку в ходе своей эволюции не достиг обычного для рентгеновских новых высокого состояния с доминирующей мягкой рентгеновской компонентой, а остановился на стадии “промежуточного жесткого” состояния с  $\alpha \sim 2$  и затем опять вернулся в каноническое жесткое состояние с  $\alpha \sim 1.6$ . Любопытно, что переход в жесткое состояние сопровождался появлением инфракрасного излучения источника, имевшего согласно измерениям VLT в диапазоне 2—12 мкм (Рассел и др., 2011) такой же степенной спектр  $F_\nu \sim \nu^{-0.68 \pm 0.02}$  как и его рентгеновское излучение (на момент измерения 11 октября). Инфракрасное излучение сравнимой яркости ( $\sim 50$  мЯн на 10 мкм) наблюдалось лишь от таких известных систем с черными дырами как GX 339-4, Cyg X-1 и GRO J0422+32 (Рассел и др., 2011).

Источник полностью угас в рентгеновских лучах к концу ноября 2011 г., однако, 12 марта 2012 г. телескоп BAT спутника SWIFT его вновь зарегистрировал на значимом уровне (Кримм и др., 2012). Наблюдение телескопами XRT и UVOT 18 марта показало, что яркость источника растет как в рентгеновском, так и в оптическом/ультрафиолетовом диапазонах (Янг и др., 2012а), причем его рентгеновское излучение характеризуется степенным спектром с

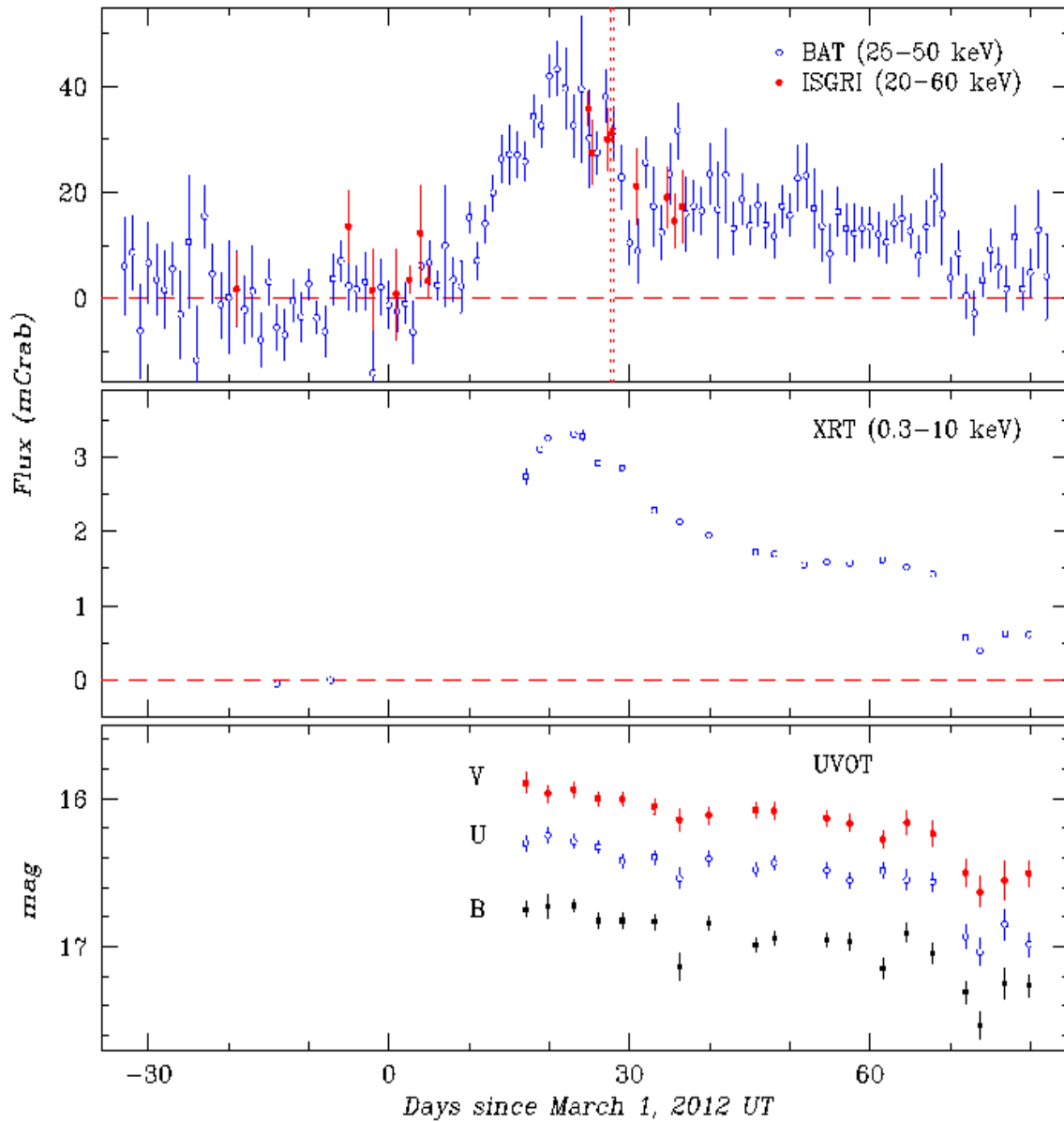


Рисунок 2.7: Фрагмент кривой блеска источника MAXI J1836-194 для периода февраль-май 2012 г. (во время второй вспышки), полученной приборами обсерватории SWIFT. Кривая по данным телескопа BAT (полые точки на верхней панели) дана с в 3 раза лучшим временным разрешением, чем на рис.2.6 (закрашенными точками показаны результаты измерения потока телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL). Пунктирными линиями отмечен интервал, использовавшийся для измерения фотонного спектра источника. На средней панели показана кривая блеска, полученная телескопом XRT, а на нижней --- оптические кривые блеска в фильтрах U, B, V, полученные телескопом UVOT.



фотонным индексом  $\alpha \sim 1.6$ .

## 2.2.2 Анализ широкополосных энергетических спектров

В случае обсерватории INTEGRAL использовались данные детектора ISGRI гамма-телескопа IBIS, полученные по программе сканирования галактической плоскости (PI: Р.А. Сюняев) и по программам общего доступа. К сожалению, источник MAXI J1836-194 ни разу не попал в поле зрения рентгеновского монитора JEM-X обсерватории, более узкое (диаметром  $13^\circ.2$ ), чем у телескопа IBIS ( $30^\circ \times 30^\circ$ ).

В случае обсерватории SWIFT использовались данные гамма-телескопа BAT, данные

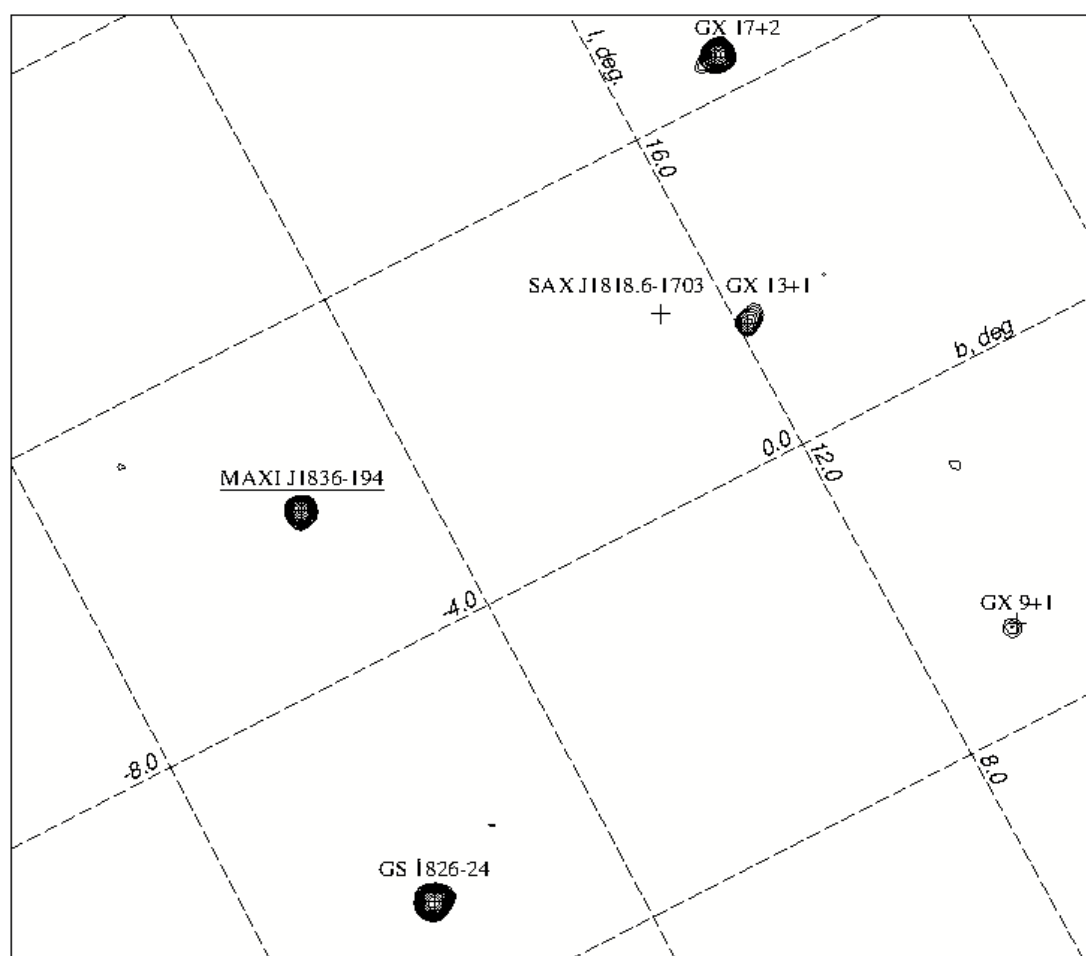


Рисунок 2.8: Изображение (карта отношения сигнала к шуму  $S/N$ ) области неба вблизи источника MAXI J1836-194, полученное телескопом IBIS/ISGRI 28 марта 2012 г. в диапазоне энергий 20–60 кэВ. Контуры показывают области достоверной регистрации источников для  $S/N=3.0, 3.5, 4.1, 4.9, \dots$  (используется логарифмическая шкала с шагом 1.18). Источник MAXI J1836-

рентгеновского телескопа XRT и оптического телескопа UVOT.

На рис.2.6 показана кривая блеска источника MAXI J1836-194, полученная по его наблюдениям обсерваторией SWIFT с момента открытия и до конца июля 2012 г. Хорошо видны две вспышки этого транзиента с 4-месячным перерывом между ними. Вторая вспышка была заметно слабее первой (в  $\sim 2$  раза в диапазоне телескопа BAT и почти в  $\sim 20$  раз в диапазоне телескопа XRT) и длилась менее двух месяцев (первая вспышка  $\sim 3.5$  месяца). В жестком диапазоне профили обеих вспышек имели много общего: быстрый подъем и медленный спад, а также четко выраженный провал на  $\sim 30-40\%$  через  $\sim 20$  дней после начала вспышки. У первой вспышки такой провал отражал спектральный переход источника в более жесткое состояние, вероятно, сопровождавшийся исчезновением мягкой чернотельной компоненты излучения. Только так можно объяснить столь несоразмерное изменение потока в жестком и мягком рентгеновских диапазонах (см. кривую блеска источника, полученной телескопом XRT). Вывод о спектральном переходе следует также из эволюции жесткости рентгеновского излучения источника (отношения потоков фотонов в диапазонах 1.5 – 10 и 0.3 – 1.5 кэВ). В течение первого месяца жесткость  $H \sim 0.6$  и почти не менялась, несмотря на сильное изменение полного потока излучения в диапазоне 0.3 – 10 кэВ. Затем жесткость возросла до  $H \sim 1.5$  и оставалась вблизи этого значения на протяжении всех последующих наблюдений. Ясно, что провал в профиле второй вспышки был связан именно с жестким излучением и не сопровождался спектральными изменениями в стандартном рентгеновском диапазоне.

Еще одна особенность второй вспышки — поток как жесткого, так и мягкого излучения, дойдя до некоторого уровня ( $\sim 10$  мКраб в диапазоне BAT и 1.5 мКраб в диапазоне XRT), замедлил дальнейшее падение и более месяца оставался неизменным, после чего резко скачком упал ниже уровня детектирования. Это лучше видно на рис. 2.7 (верхняя панель), где полыми точками показан фрагмент этой же кривой блеска для второй вспышки (с лучшим временным разрешением), а закрашенными — результаты измерения потока от MAXI J1836-194 пробормом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL во время всех доступных наблюдений (со средним разрешением 12 часов). На остальных панелях рис.2.7 приведены кривые блеска источника в стандартном рентгеновском диапазоне 0.3 – 10 кэВ по данным телескопа XRT и в фильтрах U, B, V по данным телескопа UVOT обсерватории SWIFT. Замечательно, что как рентгеновская переменность источника, так и его оптическая переменность в целом показывают высокую степень корреляции с эволюцией жесткого рентгеновского потока на

масштабе дней и недель. Лишь вблизи максимума вспышки (в период 15—31 марта) увеличение оптического потока оказывается более слабым, чем в рентгеновских диапазонах.

Вертикальными пунктирными линиями на рис.2.7 отмечен интервал времени, использовавшийся для накопления данных прибора IBIS/ISGRI и восстановления широкополосного спектра источника. На рис.2.8 приведено изображение (карта отношения сигнала к шуму  $S/N$ ) области, содержащей источник MAXI J1836-194. Оно было получено телескопом IBIS/ISGRI в диапазоне 20 — 60 кэВ как раз во время этого интервала. Достоверность регистрации MAXI J1836-194 составила  $S/N \sim 15.2$ . Видно, что источник расположен достаточно далеко от галактической плоскости ( $>7^\circ$ ), что дает основание полагать, что он находится в галактическом балдже и является членом маломассивной двойной системы. Правда, следует упомянуть, что почти все источники на рис.2.8 (за исключением SAX J1818.6-1703, см. Гребенев, Сюняев, 2005), даже расположенные непосредственно в галактической плоскости, тоже являются членами маломассивных рентгеновских систем и источниками балджа — спиральные рукава Галактики пересекают эту область перпендикулярно лучу зрения и вклад содержащихся в них источников (массивных двойных) минимален. Полагая, что MAXI J1836-19 действительно находится в балдже, будем считать расстояние до этого источника  $d \sim 8$  кпк (расстоянию до центра Галактики).

На рис.2.9а приведен спектр излучения источника MAXI J1836-194, полученный по данным его квазиодновременных наблюдений телескопами IBIS/ISGRI, XRT и UVOT 27 – 28 марта 2012 г. Видно, что рентгеновский спектр достаточно хорошо описывается простой степенной моделью с поглощением в широком диапазоне 0.3 – 400 кэВ, без признаков завала на высоких энергиях или дополнительной компоненты излучения на низких. Параметры аппроксимации и соответствующие значения светимости приведены в таблице. Единственное отличие спектра от этой модели наблюдается в диапазоне 5 – 8 кэВ. Эта особенность не связана с различием в нормировке данных IBIS и XRT, которое могло бы возникнуть из-за не полной одновременности их наблюдений — при аппроксимации относительная нормировка включалась как свободный параметр. Райс и др. (2012) зарегистрировали подобную особенность в ходе наблюдения первой вспышки этого источника спутником SUZAKU и интерпретировали ее как уширенную в гравитационном поле черной дыры линию флуоресценции железа 6.4 кэВ. Такие линии могут образовываться при облучении холодного аккреционного диска черной дыры жестким излучением, формирующемся в горячей короне.

Не повторяя в данной работе анализ Райса и др. (2012), необходимо отметить, что именно в этой области энергий количество отсчетов, зарегистрированных телескопом XRT (и SUZAKU) в отдельных пикселях, быстро уменьшается и аппроксимацию спектров правильнее проводить, используя не стандартную статистику  $\chi^2$ , а так называемую С-статистику (Ноусек, Шу, 1986). Проведенная с ее помощью аппроксимация показывает, что действительно — интенсивность отмеченной особенности заметно уменьшается, а найденное таким образом решение описывает широкополосный спектр более естественным и физическим образом (см. рис.2.9b). Параметры аппроксимации приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 Аппроксимация спектра излучения источника MAXI J1836-194, полученного 27-28 марта 2012 г., степенным законом с поглощением

Статистика	$\alpha^a$	$N_{\text{H}}^b, 10^{21} \text{ см}^{-2}$	$L_{\text{abs}}^c, 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$	$L_{\text{tot}}^c, 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$	$\chi^2 (N)^d$
$\chi^2$	$1.868 \pm 0.033$	$2.34 \pm 0.15$	$5.81 \pm 0.77$	$6.50 \pm 0.88$	0.91 (749)
C	$1.861 \pm 0.001$	$2.87 \pm 0.09$	$5.75 \pm 0.01$	$6.47 \pm 0.01$	1.03 (749)

<sup>a</sup> Фотонный индекс.

<sup>b</sup> Поверхностная плотность водорода по поглощению.

<sup>c</sup> Измеренная светимость в диапазоне 0.001–50 кэВ в при  $d = 8$  кпк.

<sup>e</sup> Светимость, скорректированная на фотопоглощение.

<sup>d</sup> Значение  $\chi^2$  наилучшей аппроксимации, нормированное на  $N$  ( $N$  — число степеней свободы).

Очевидно, что при минимизации  $\chi^2$  для данного спектра параметры подбираются таким образом, чтобы наилучшим образом описать мягкую (более значимую) часть спектра (0.6 – 5 кэВ). В действительности же для корректного описания этой части спектра необходимо использовать более сложную модель, учитывающую, например, отличие химического состава межзвездной среды в направлении на источник от стандартного обилия, а также более точные формулы для сечений фотопоглощения разными элементами, чем те, которые заложены в программу XSPEC. Подобная аппроксимация является избыточной в ущерб достижения основной цели, а именно удовлетворительного описания спектра излучения источника в максимально широком диапазоне энергий. Зато, как показывает рис.2.9b, именно эта цель достигается при использовании С-статистики, хотя за счет некоторого ухудшения

окончательного значения  $\chi^2$  для данного спектра (см. таблицу 2.3). Замечательно, что, когда полученная с помощью С-статистики степенная модель рентгеновского спектра была продолжена в оптическую область, она точно прошла через все U, B, V точки полученные телескопом UVOT обсерватории SWIFT в ходе одновременных наблюдений. Здесь использован стандартный закон экстинции для диффузной межзвездной среды (с  $R_V=3.1$ ), затабулированной Драйном (2003). Таким образом, во время исследуемых наблюдений спектр источника описывался единым степенным законом в широчайшем диапазоне энергий от оптики до мягких гамма-лучей.

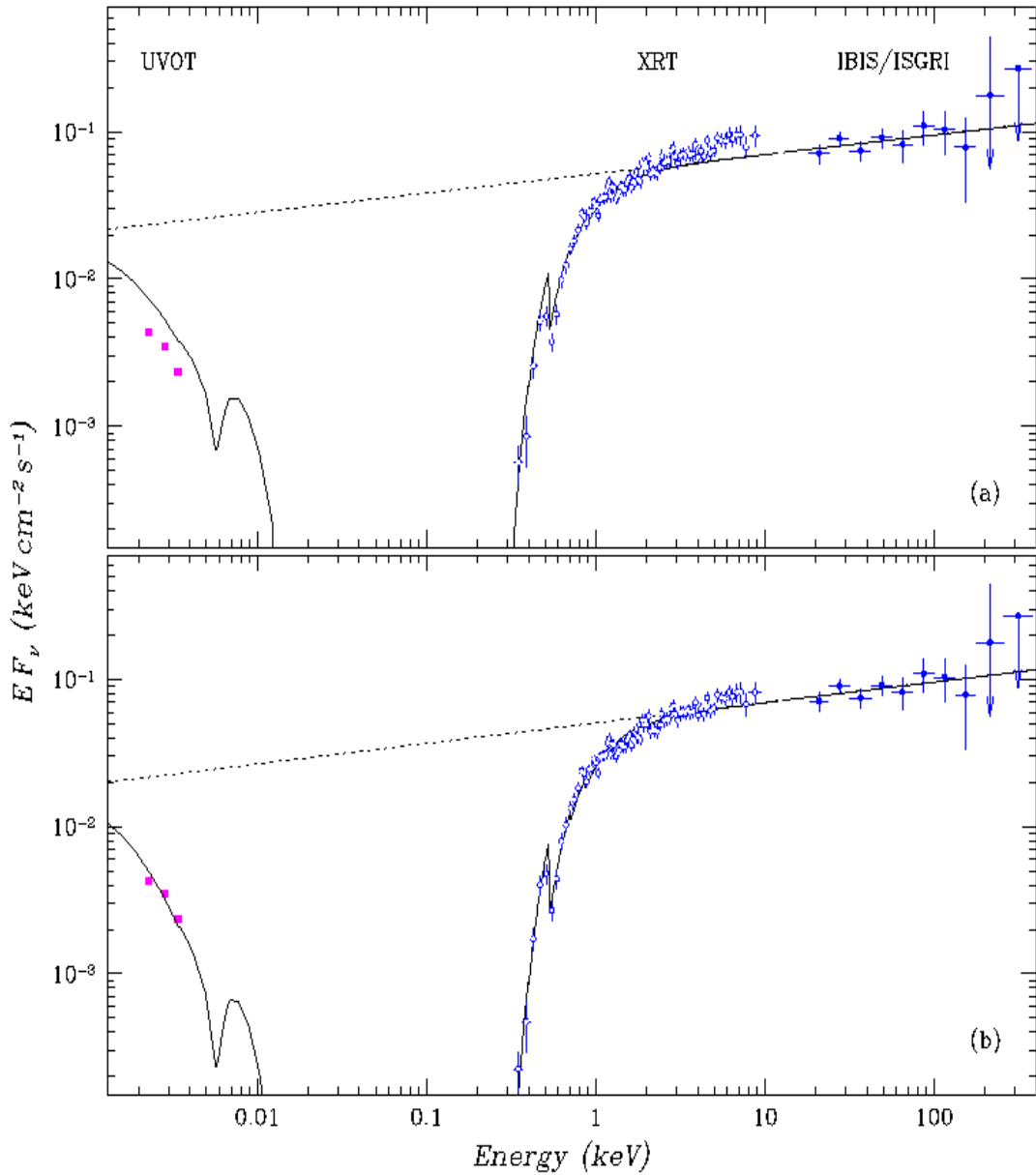


Рисунок 2.9: Спектр рентгеновского излучения источника *MAXI J1836-194*, полученный обсерваториями *INTEGRAL* и *SWIFT* 27 – 28 марта 2012 г. Сплошной линией показана его аппроксимация степенной моделью с поглощением, пунктирной линией – та же модель, скорректированная на поглощение. Рисунки отличаются использованием разных подходов к аппроксимации спектров: используется либо  $\chi^2$ -, либо *C*-статистика. Соответственно лучше или хуже описываются данные в мягком (0.6 – 3 кэВ) или жестком (5 – 8 кэВ) диапазонах телескопа *XRT*. Оптические точки при аппроксимации не учитывались, тем не менее, видно, что в случае экстраполяция степенного спектра в оптическую область прекрасно согласуется с наблюдениями.

## 2.3 Рентгеновский транзиент MAXI J1828-249

### 2.3.1 Краткое описание источника

Вспышка ранее неизвестного рентгеновского транзиента MAXI J1828-249 в  $\sim 1.^\circ 5$  от аккрецирующего пульсара 4U 1826-24 была зарегистрирована прибором GSC обсерватории MAXI 15 октября 2013 г. в UT 21h55m (Накахира и др., 2013). К моменту открытия поток фотонов от источника достиг  $\sim 90$  мКраб в диапазоне 2–10 кэВ, спектр излучения был мягким — чернотельным. Положение транзиента на небе, вначале определенное с точностью  $\sim 0.^\circ 3$ , было уточнено во время его наблюдения телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL (Филиппова и др., 2013), а затем — телескопами XRT и UVOT обсерватории SWIFT (Кэнниа и др., 2013а,б): R.A.(J2000) =  $18^{\text{h}}28^{\text{m}}58^{\text{s}}.07$ , Dec.(J2000) =  $-25^\circ 01'45''.88$  (неопределенность  $0.''03$ ). В UV-диапазоне источник оказался достаточно слабым  $m_2 \simeq 18.6$ , что, принимая во внимание очень умеренное поглощение, измеренное в спектре его рентгеновского излучения,  $N_{\text{H}} \sim 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ , позволяет отнести его к маломассивным системам. В диапазоне 20 – 80 кэВ поток фотонов от источника находился на уровне  $\sim 45$  мКраб, а спектр был жестким — степенным с фотонным индексом  $\alpha \sim 1.7$  (Филиппова и др., 2013). Этот результат можно привести в согласие с измерениями Накахиры и др. (2013) на низких энергиях, лишь предположив наличие у источника двухкомпонентного спектра, подобного спектрам рентгеновских новых в их ярком состоянии (например, Сюняев и др., 1988, 1991; Танака, Шибазак, 1996; Гребенев и др., 1997; Ремилард, Макклинток, 2006). Последующие наблюдения, выполненные 17–18 октября с помощью обсерваторий SWIFT и INTEGRAL (Кривонос, Цыганков, 2013), показали, что спектр источника быстро смягчается ( $\alpha > 2$ ), что также характерно для рентгеновских новых на их пути к достижению максимума блеска. Радио наблюдения, проведенные 18 октября на австралийском телескопе ATCA, излучения от источника не обнаружили (Миллер-Джонс, 2013). Необходимо отметить, что поглощение, измеренное в спектре источника, соответствовало ожидаемому галактическому в данном направлении  $N_{\text{H}} \simeq (1.7 \pm 0.2) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  (Калберла и др., 2005).

Таким образом, уже первые дни наблюдений показали, что в области галактического центра вспыхнула рентгеновская новая, и появился уникальный шанс исследовать свойства

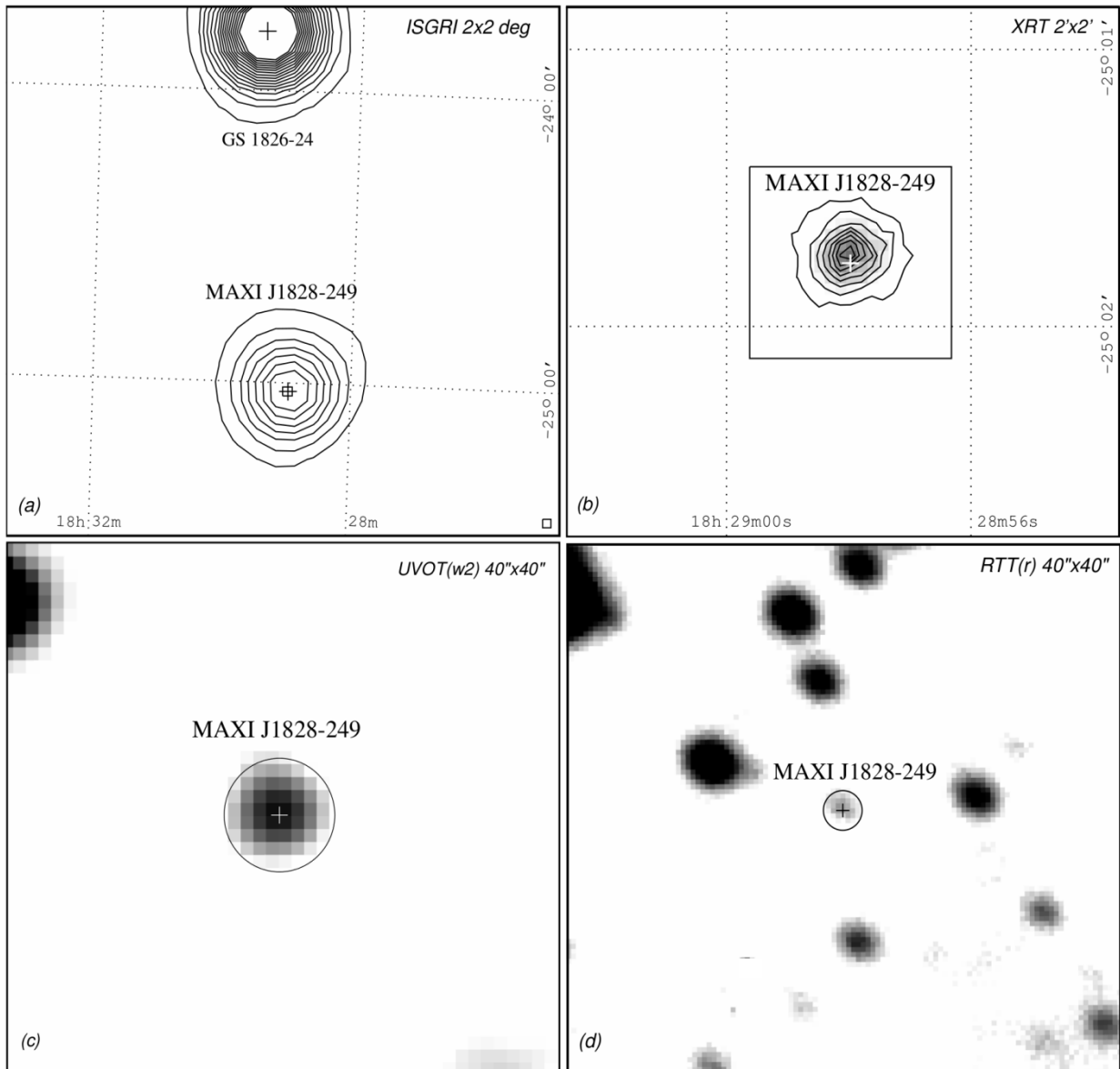


Рис. 2.10: Изображения области неба вблизи источника MAXI J1828-249, полученные телескопами IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL (диапазон энергий 20–60 кэВ), XRT (0.3–10 кэВ) и UVOT (фильтр w2) обсерватории SWIFT и 1.5-метровым телескопом RTT-150 (фильтр r). В случае телескопа IBIS/ISGRI показана карта отношения сигнала к шуму (S/N), в остальных случаях — карта интенсивности. Изображения приведены в порядке улучшения углового разрешения телескопов: 12', 5", 2".5 и ~2" (качество изображения). Соответственно уменьшается их размер: 2° × 2°, 2' × 2' и 40" × 40" (для UV и IR изображений). Область, приведенная на UV и IR изображениях, отмечена квадратом на изображении телескопа XRT, в свою очередь область XRT отмечена маленьким квадратиком на изображении ISGRI (ее размер для ясности показан еще и в правом нижнем углу этого изображения). Радиус окружностей на UV и IR изображениях равен 4" и 2".5.



еще одного представителя пока не очень многочисленной популяции этих интересных объектов, проверить существующие теоретические модели дисковой аккреции на черную дыру в двойной системе. В данной части диссертационной работы приводятся результаты мониторинга вспышки этой новой международными астрофизическими обсерваториями INTEGRAL (Винклер и др., 2003), MAXI (Мацуока и др., 2009) и SWIFT (Джерелс и др., 2004). Используются общедоступные данные, а также данные, полученные обсерваторией INTEGRAL в рамках российской квоты наблюдательного времени.

Особый интерес представляла эволюция широкополосного спектра излучения этой новой и прежде всего — свойства ее оптического, инфракрасного (OIR) и UV-излучения. Принято считать, что в маломассивных рентгеновских системах такое излучение появляется в результате облучения и прогрева внешних областей холодного аккреционного диска рентгеновскими фотонами из его горячей центральной зоны (Лютый, Сюняев, 1976). Однако, недавние исследования широкополосных спектров ряда рентгеновских новых, XTE J1118+480 (Шати и др., 2003), а также выше описанных MAXI J1836-194 и SWIFT J174510.8-26241, в их жестком спектральном состоянии, показали, что OIR- и UV- излучение этих источников является продолжением степенного закона, наблюдающегося в рентгеновском диапазоне, и не содержит явных признаков присутствия тепловой компоненты излучения из внешних областей диска. Таким образом, наблюдения рентгеновской новой MAXI J1828-249 могут дать дополнительную информацию для исследования этого вопроса.

### **2.3.2 Анализ данных и результаты**

Изображения области неба, в которой вспыхнул источник MAXI J1828-249, полученные телескопами IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL, XRT и UVOT обсерватории SWIFT и RTT-150, приведены на рис. 2.10. Изображения даны в порядке (a → b → c → d) улучшения углового разрешения телескопов (от 12' для IBIS/ISGRI до ~ 2" для RTT-150, в последнем случае указано среднее качество изображений). Рисунок демонстрирует обычный путь, который приходится проходить от момента обнаружения нового источника широкоугольным рентгеновским телескопом до его высокоточной оптической локализации. Благодаря умеренному поглощению и уверенной регистрации источника MAXI J1828-249 в ультрафиолете (телескопом UVOT, рис. 3.10c), его точное положение было определено быстрее и проще, чем обычно, когда для отождествления транзиента в густонаселенном OIR-

поле необходим кропотливый анализ переменности всех попадающих в него инфракрасных источников (рис. 2.10d).

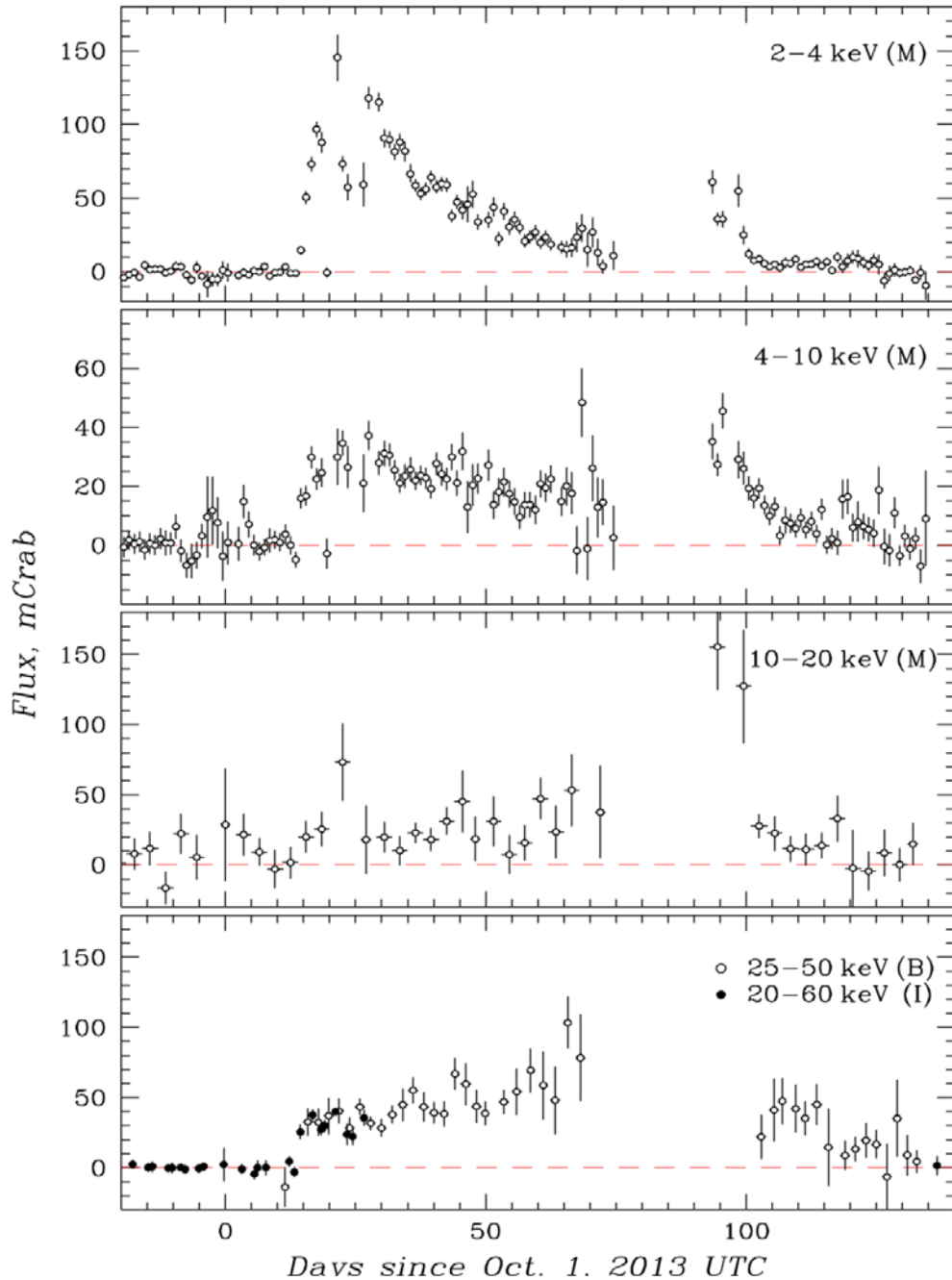


Рис 2.11: Рентгеновская кривая блеска источника MAXI J1828-294 с момента обнаружения 15 октября 2013 г. до конца февраля 2014 г. по данным приборов обсерваторий MAXI, SWIFT, INTEGRAL в разных диапазонах энергий. Полыми кружками на верхних трех панелях приведены данные прибора GSC обсерватории MAXI (M), на нижней — телескопа BAT обсерватории SWIFT (B). Заштрихованными кружками на нижней панели показаны данные телескопа ISGRI обсерватории INTEGRAL (I). Точки MAXI получены в течение  $\sim 1$  дня наблюдений на энергиях  $< 10$  кэВ и 3 дней на энергиях 10–20 кэВ, точки ISGRI и BAT — в течение соответственно 1 и 2 дней, при этом реальная экспозиция MAXI и BAT часто не превышала пары часов.

На рис. 2.11 показана кривая блеска источника, полученная в четырех последовательных энергетических полосах в диапазоне от 2 до 60 кэВ по данным обсерваторий MAXI, SWIFT и INTEGRAL. Кривая охватывает период с момента открытия транзиента (15 октября 2013 г.) и до конца февраля 2014 г. В мягком 2 – 4 кэВ диапазоне вспышка транзиента имеет характерный для рентгеновских новых вид FRED с быстрым ( $\sim 5$  дней) подъемом до уровня  $\sim 100 - 150$  мКраб и медленным ( $\sim 50$  дней) квазиэкспоненциальным спадом. Через  $\sim 50$  дней началась вторая намного более слабая вспышка источника, что также характерно для новых (так называемое “колени” в их кривых блеска). К сожалению, через 5 – 10 дней после начала второй вспышки область неба, содержащая источник, стала недоступна для наблюдений, поэтому о второй вспышке нам мало что известно. После возобновления наблюдений в январе 2014 г. поток в мягких диапазонах (особенно в диапазоне 4 – 10 кэВ) был все еще заметно выше, чем перед началом второй вспышки. Необходимо отметить короткий ( $\sim 10$  дней) провал на  $\sim 40 - 50\%$  в кривой блеска в диапазоне 2 – 4 кэВ, наблюдающийся вскоре после максимума блеска. Подобный провал наблюдался ранее в кривой блеска другой рентгеновской новой MAXI J1836-194 (Гребенев и др., 2013) и был объяснен переходом источника в более жесткое спектральное состояние в стандартном рентгеновском диапазоне, вероятно, связанное с исчезновением мягкой чернотельной спектральной компоненты (или заметным уменьшением ее температуры).

В жестком ( $> 20$  кэВ) диапазоне поток от источника после его резкого включения 15 октября 2013 г. до уровня  $\sim 40$  мКраб в дальнейшем менялся плавно, демонстрируя медленный рост до  $\sim 60$  мКраб в первые 2 месяца после вспышки и последующий столь же медленный спад до  $\sim 40$  мКраб. Через  $\sim 100$  дней после начала вспышки поток скачкообразно уменьшился в  $\sim 4$  раза, а затем продолжил медленно падать. Спектральные измерения, выполненные в это время (14 февраля 2014 г.) телескопом SWIFT/XRT, показали, что источник перешел в жесткое состояние и его рентгеновский 0.5–10 кэВ спектр описывается простым степенным законом с фотонным индексом  $1.7 \pm 0.15$  (Томсик, Корбел, 2014). К этому моменту относится и первая регистрация радиоизлучения от источника MAXI J1828-294 (Корбел, 2014). Радиоисточник был зарегистрирован с потоком  $\approx 1.3$  мЯн на 3.5 см и имел плоский спектр, предполагающий синхротронное происхождение и самопоглощение.

Кривая блеска на рис. 2.12 (заштрихованные кружки) показывает начальную стадию активности источника в диапазоне 0.2–10 кэВ. Она была получена рентгеновским телескопом XRT обсерватории SWIFT с меньшими ошибками и более полным покрытием, чем у прибора

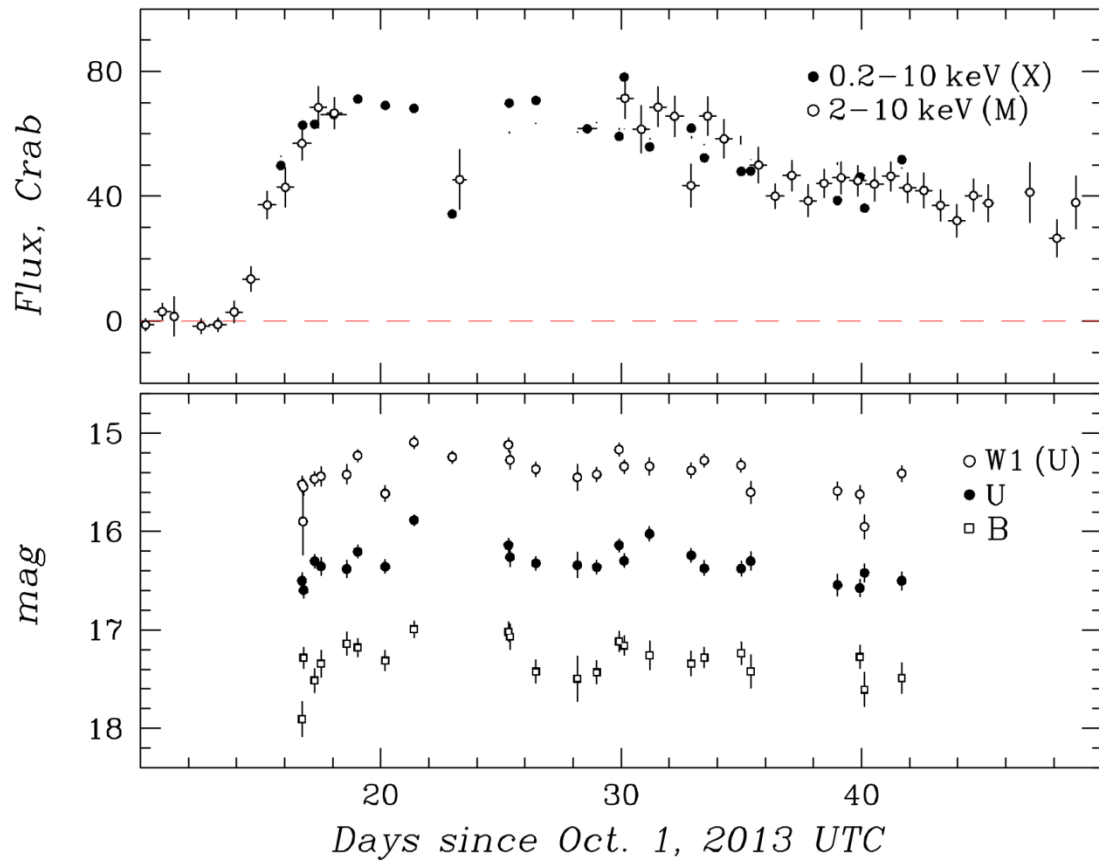


Рис 2.12: Сравнение кривых блеска начального этапа вспышки источника MAXI J1828-249 (октябрь-ноябрь 2013 г.) в мягком рентгеновском ( $< 10$  кэВ) и OUV-диапазонах. На верхней панели заштрихованными кружками показаны измерения рентгеновского потока телескопом XRT (X) обсерватории SWIFT, полыми кружками — прибором GSC обсерватории MAXI (M), на нижней — измерения потока излучения в фильтрах W1, U и B телескопом UVOT (U) обсерватории SWIFT. Кривая блеска в фильтре W1 сдвинута на 1.2 звездные величины вверх для ясности. Разрешение соответствует примерно 18–24 часам.

GSC обсерватории MAXI (полые кружки, диапазон 2–10 кэВ). Согласно этой кривой поток от источника достиг максимума уже к 18 октября, а затем начал постепенно уменьшаться. Рисунок подтверждает наличие отмеченного выше провала в кривой блеска на  $\sim 50\%$  вблизи 25 октября. Интересен также короткий ( $\sim 1$  дня) выброс в кривой вблизи 30 октября. На нижней панели рисунка приведены кривые блеска источника в оптическом и ультрафиолетовых фильтрах (U, B и W1) по данным измерений телескопом UVOT обсерватории SWIFT. Наблюдаемая переменность во многих деталях повторяет переменность в мягком рентгеновском диапазоне, свидетельствуя о том, что OUV-излучение формируется в той же области, что и рентгеновское, скорее всего — в аккреционном диске. Еще лучше это

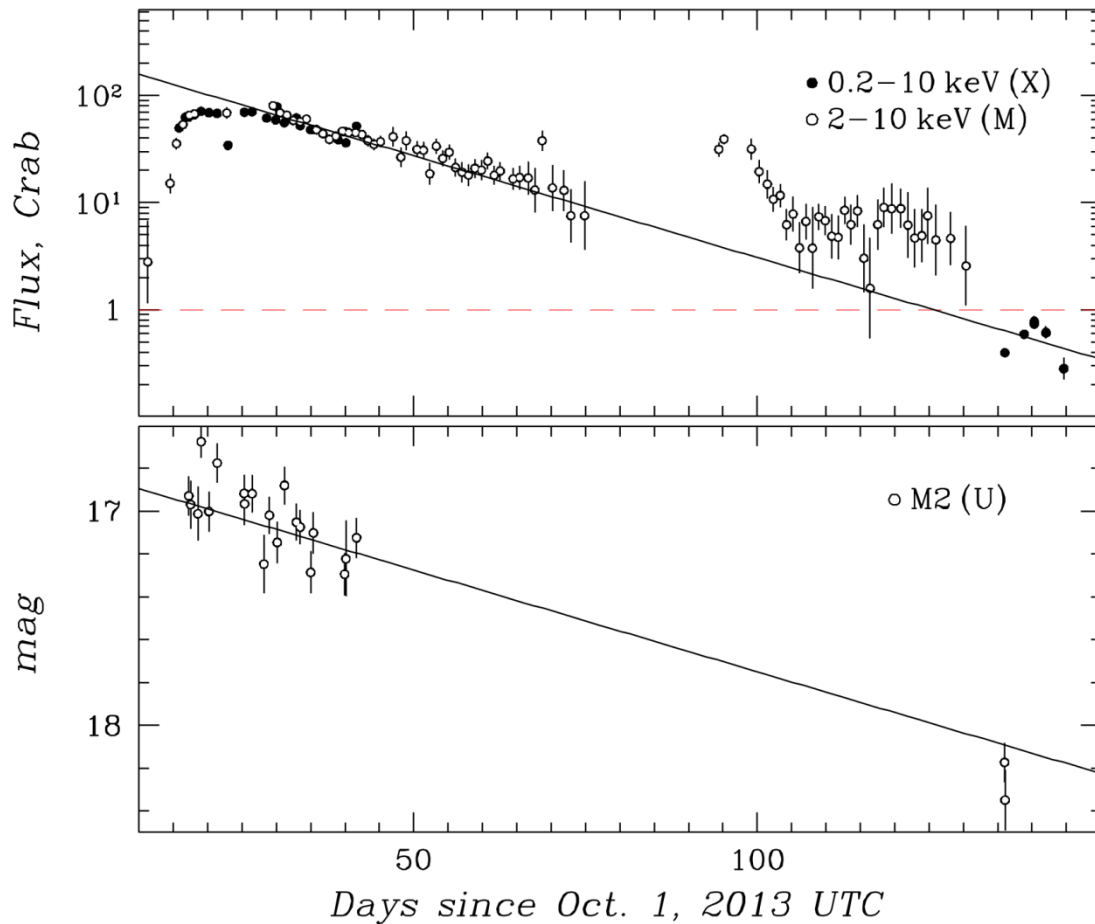


Рис 3.13: Сравнение долговременных (октябрь 2013 г. - февраль 2014 г.) рентгеновских ( $< 10$  кэВ) и оптических (фильтр M2) кривых блеска источника MAXI J1828-249 по данным телескопов XRT (X) и UVOT (U) обсерватории SWIFT и прибора GSC обсерватории MAXI (M).

видно из рис. 2.13, на котором те же рентгеновские кривые, но за более долгий период (октябрь 2013 г. – февраль 2014 г.), даны в сравнении с кривой блеска в фильтре M2 телескопа UVOT. На этом рисунке используется логарифмическая ось для рентгеновского потока, прямые линии задают экспоненциальный закон спада с одинаковым для рентгеновского и оптического диапазона характерным временем спада  $\approx 53$  дня. Видно, что в обоих диапазонах поток падает действительно по единому закону.

По одним кривым блеска сложно судить о форме и эволюции широкополосного спектра источника. Необходимо иметь сам спектр, причем на разных стадиях вспышки. Для получения таких спектров из всех имеющихся данных были отобраны 7 интервалов времени с максимально широким энергетическим покрытием от оптики до жесткого рентгена. Дата и

время начала (-конца) наблюдений для работавших в каждом интервале приборов даны в табл. 2.4.

Таблица 2.4: *Использованные измерения спектра излучения источника MAXI J1828-249 на разных этапах развития вспышки<sup>a</sup>*

Дата	OIR	UV	0.4—10 keV		>20 keV
	RTT-150	UVOT	XRT	BAT	IBIS
2013					
окт. 15—18		17 17 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup>	— // —	— // —	15 18 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> —18 02 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup>
окт. 18—20		20 00 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup>	— // —	— // —	18 21 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup> —20 09 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup>
окт. 21—22		21 04 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>	— // —	— // —	21 17 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup> —22 13 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup>
нов. 09	15 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup>	22 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup>	— // —	— // —	
нов. 10	15 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup>	02 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup>	— // —	— // —	
нов. 11—12	12 15 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup>	11 16 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup>	— // —	— // —	
2014					
фев. 13—14		13 23 <sup>h</sup> 59 <sup>m</sup>	— // —	— // —	14 13 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> —17 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>

<sup>a</sup> Дата и UT время начала (-конца) интервала наблюдений. Наблюдения обсерваторией SWIFT и телескопом RTT-150 обычно длились  $\leq 1000$  с.

Спектр излучения источника, полученный во время первого интервала наблюдений — 15–18 октября 2013 г., т.е. почти сразу после открытия, приведен на рис. 2.14. Использовались данные квазисовременных наблюдений телескопами IBIS/ISGRI, BAT, XRT и UVOT. Относительная нормировка данных полагалась равной 1 для всех приборов. Штриховой линией показан результат его наилучшей аппроксимации, сплошной — тот же модельный спектр, скорректированный на поглощение в межзвездной среде (т.е. исходный спектр источника). Поглощение в низкочастотной части рентгеновского спектра описывалось аппроксимацией Мориссона, Маккамона (1981, программа WABS в XSPEC), в оптическом спектре — программой REDDEN, где цветовая поправка E(B-V) полагалась равной величине  $N_H / (5.6 \times 10^{21} \text{ см}^{-2})$  (см. Драйн, 2003). Стоит отметить еще раз, что измеренное значение  $N_H$  оказалось очень близким к среднему галактическому поглощению, ожидаемому в данном направлении,  $N_H \approx (1.7 \pm 0.2) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  (Калберла и др., 2005).

Штриховой и пунктирными линиями на рисунке показаны отдельные компоненты использовавшейся спектральной модели: 1) излучение многоцветного чернотельного диска (DISKBB в программе XSPEC, Шакура, Сюняев, 1973), 2) степенной закон с экспоненциальным завалом на высоких энергиях (CUTOFFPL), 3) гауссова линия излучения на энергии 6.4 кэВ для описания флуоресценции железа (GAUSSIAN). Ширина линии

фиксировалась на значении  $\sigma = 1.4$  кэВ. При оценке светимости было принято, что источник MAXI J1828-249 находится вблизи центра Галактики на расстоянии  $d \approx 8$  кпк. Необходимо отметить, что такая модель учитывает только энерговыделение из-за вязкой диссипации энергии в диске. Для представления на рис.2.14 спектр излучения чернотельного диска был получен интегрированием по его поверхности от  $R_1 = 3R_g \approx 9 \times 10^6 (M/10M_\odot)$  см ( $=R_0$ ) до  $R_2 = 1.5 \times 10^5 R_g \approx 4.5 \times 10^{11} (M/10M_\odot)$  см и таким образом рассчитан более точно, чем в функции *DISKBB* (в функции *DISKBB* программы XSPEC интегрирование ведется от бесконечности до радиуса, соответствующего максимальной температуре диска, поэтому, если чернотельный диск простирается достаточно близко к центру, до (или почти до) радиуса последней устойчивой орбиты  $R_0=3R_g$ , оказывается неучтенным излучение самой внутренней области, в которой температура поверхности падает). Здесь  $R_g = 2GM/c^2$  – гравитационный

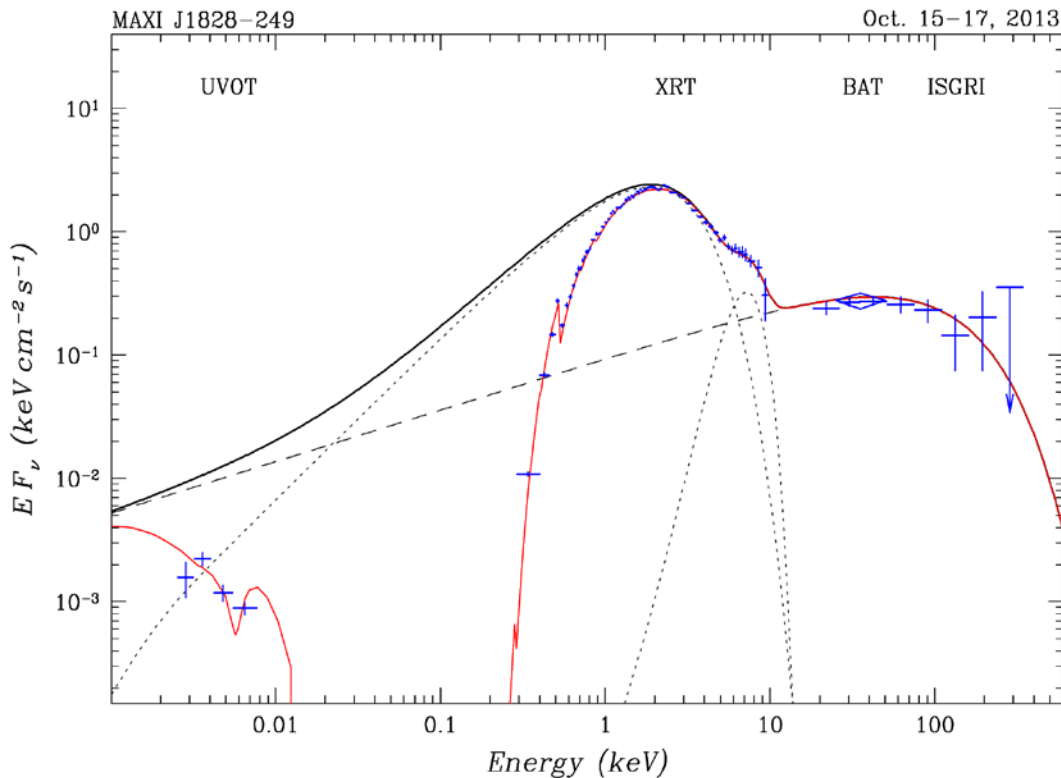


Рис. 2.14: Широкополосный (0.002–400 кэВ) спектр излучения источника MAXI J1828-249, полученный обсерваториями INTEGRAL и SWIFT 15–18 октября 2014 г. Жирной сплошной (черной) линией показана его аппроксимация принятой моделью (см. текст), тонкой сплошной (красной) линией — та же модель, после учета межзвездного поглощения. Штриховой линией показана жесткая компонента спектральной модели, связанная с комптонизацией (аппроксимированная степенным законом с экспоненциальным завалом на высоких энергиях), пунктирными – другие компоненты модели: излучение чернотельного диска и гауссова линия флуоресценции железа на энергии 6.4 кэВ.

радиус черной дыры,  $M \simeq 10M_{\odot}$  ее масса. Выбранный внешний радиус диска  $R_2$

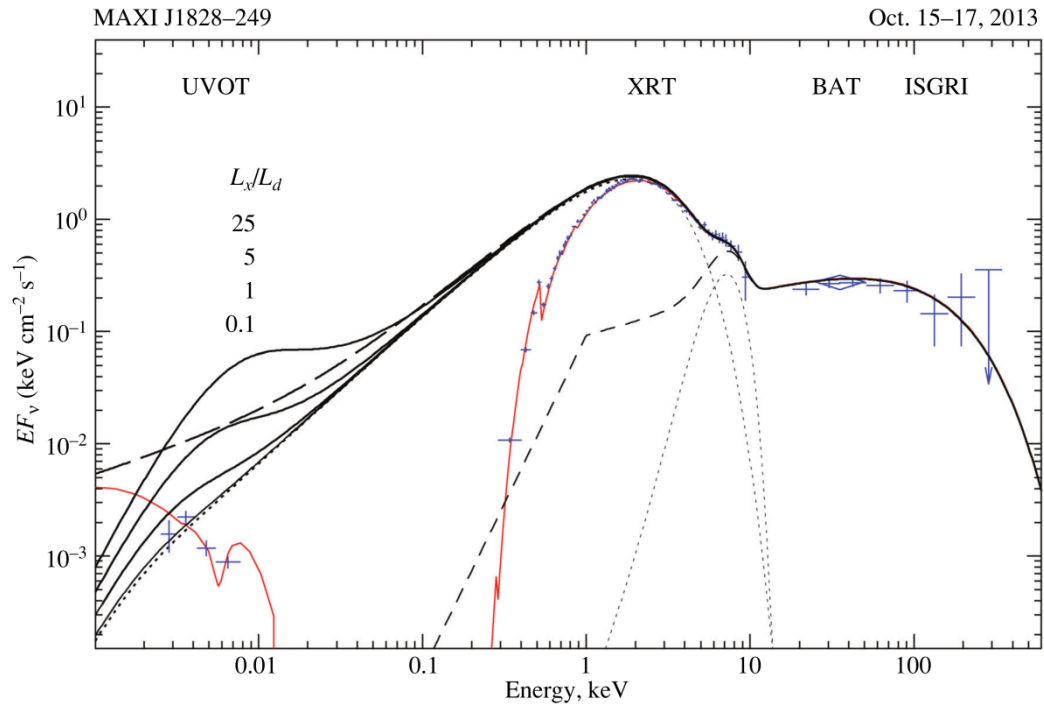


Рис. 2.15: Тот же, что на рис.2.14, широкополосный спектр излучения источника MAXI J1828-249, полученный обсерваториями INTEGRAL и SWIFT 15–18 октября 2013 г., но аппроксимированный моделью с быстро исчезающей ниже 1 кэВ степенной компонентой (штриховая линия с короткими штрихами), учитывающей при этом облучение многоцветного чернотельного аккреционного диска жестким излучением центральной области диска (сплошные линии). Рассмотрены разные возможные значения отношения светимости жесткого излучения к полной светимости диска  $L_X/L_d = 25, 5, 1, 0.1$ . Штриховой линией с длинными штрихами показана аппроксимация с доминирующим вкладом непрерывной степенной компоненты (см. рис. 2.14).

соответствует расстоянию между компонентами двойной системы, имеющей период  $\sim 10$  часов, что характерно для многих рентгеновских новых (например, Черепашук, 2013). Ограничение размера диска приводит к обрыву его чернотельного спектра в далекой инфракрасной области (рис.2.14).

Из рис.2.14 видно, что на энергиях ниже  $\sim 25$  эВ в рамках данной модели в наблюдаемом спектре источника доминирует степенная компонента излучения, почти на порядок величины превосходящая поток излучения, связанный с вязкой диссипацией энергии во внешних областях диска. Считается, что рентгеновское излучение внутренних областей диска может перехватываться внешними областями и, перерабатываясь в них, повышать



температуру поверхности диска. Соответственно, должно увеличиваться OIR-излучение системы. Этот эффект следует включить в рассмотрение. Поток излучения, переизлучаемый единицей поверхности диска, в инфракрасной и оптической областях дается уравнением (Шакура, Сюняев, 1973; Лютый, Сюняев, 1976)

$$Q_{irr} = \frac{L_x(1 - \beta_d)}{4\pi R^2} \left(\frac{H}{R}\right)^m \left(\frac{d \ln H}{d \ln R} - 1\right)$$

Здесь  $H \sim R^\gamma$  – полутолщина диска на данном радиусе,  $\beta_d \approx 0.9$  – рентгеновское альbedo его поверхности (учитывающее, что излучение падает под очень малыми углами, см., например, Де Йонг, 2006),  $m$  равно 1, если внутренняя область диска раздута из-за тепловой и вековой неустойчивости и поэтому излучает почти изотропно, и  $m = 2$ , если излучающая область имеет плоскую поверхность. Будем предполагать  $m = 1$ . Сравнение  $Q_{irr}$  с потоком излучения, связанным с вязкой диссипацией энергии в диске (Шакура, Сюняев, 1973)

$$Q_{vis} = \frac{3}{8\pi} \frac{G M \dot{M}}{R^3} \left[1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2}\right] \approx \frac{3L_d}{4\pi R^2} \left(\frac{R_0}{R}\right)$$

показывает, что рентгеновский прогрев поверхности диска преобладает над вязким на расстояниях  $R$  от центра, превышающих критический радиус

$$R_{irr} \cong \frac{30}{\gamma - 1} \left(\frac{L_d}{L_x}\right) \left(\frac{H}{R}\right)^{-m} R_0 \sim 36000 \left(\frac{L_d}{L_x}\right) R_0$$

Основной вклад в оптическое излучение диска без рентгеновского прогрева дают области вблизи радиуса  $R_v \approx 9600 (L_d/10^{38} \text{ эрг с}^{-1})^{1/3} R_0 < R_{irr}$ . Здесь  $L_d = 0.08 \dot{M} c^2 \gg L_x$  – полное энерговыделение в диске из-за турбулентной вязкости. Из рис.2.14 хорошо видно, что полная светимость жесткой степенной компоненты ( $\approx L_x$ ) значительно (в 5–10 раз) уступает даже светимости излучения чернотельного аккреционного диска, меньшей  $L_d$ . В стандартной модели Шакуры, Сюняева (1973)  $\gamma = 9/8$  и  $H/R \approx 6.7 \times 10^{-3} (R/R_0)^{1/8}$  зависит от  $R$  слабо. Температура поверхности диска в нагретой области  $T_s = (Q_{irr}/\sigma + Q_{vis}/\sigma)^{1/4} \approx (Q_{irr}/\sigma)^{1/4}$ , где  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана, падает с радиусом по закону  $\sim R^{-1/2+m/32} \sim R^{-15/32}$ . В области диска, где влияние прогрева поверхности мало, падение температуры более быстрое  $T_s \sim R^{-3/4}$  (Шакура, Сюняев, 1973).

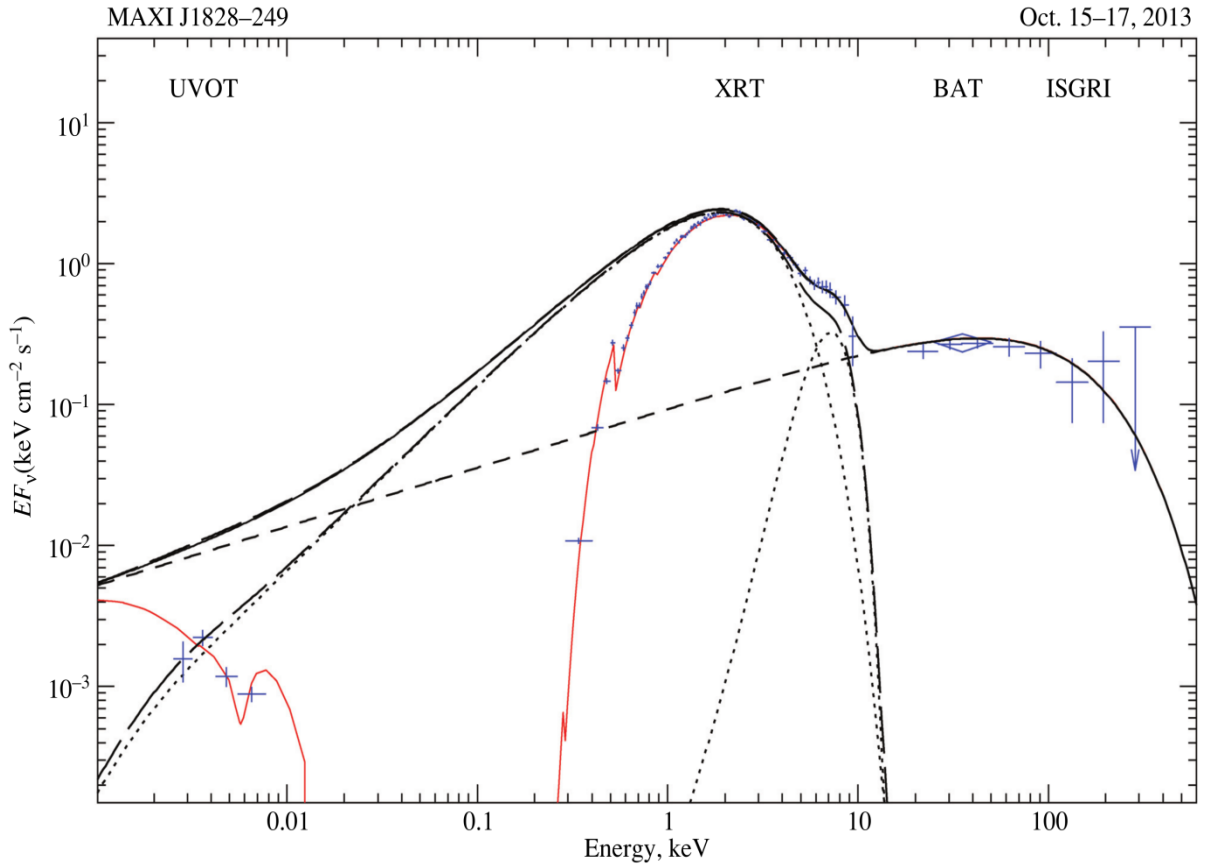


Рис. 2.16: Тот же, что на рис.2.14, широкополосный спектр излучения источника MAXI J1828-249, полученный обсерваториями INTEGRAL и SWIFT 15 – 18 октября 2013 г., но аппроксимированный моделью, учитывающей облучение многоцветного чернотельного аккреционного диска жестким излучением из центральной области диска при  $L_X \approx 0.25L_d$  (длинные штрихи).

На рис. 2.15 сплошными линиям показаны спектры такого прогретого рентгеновским

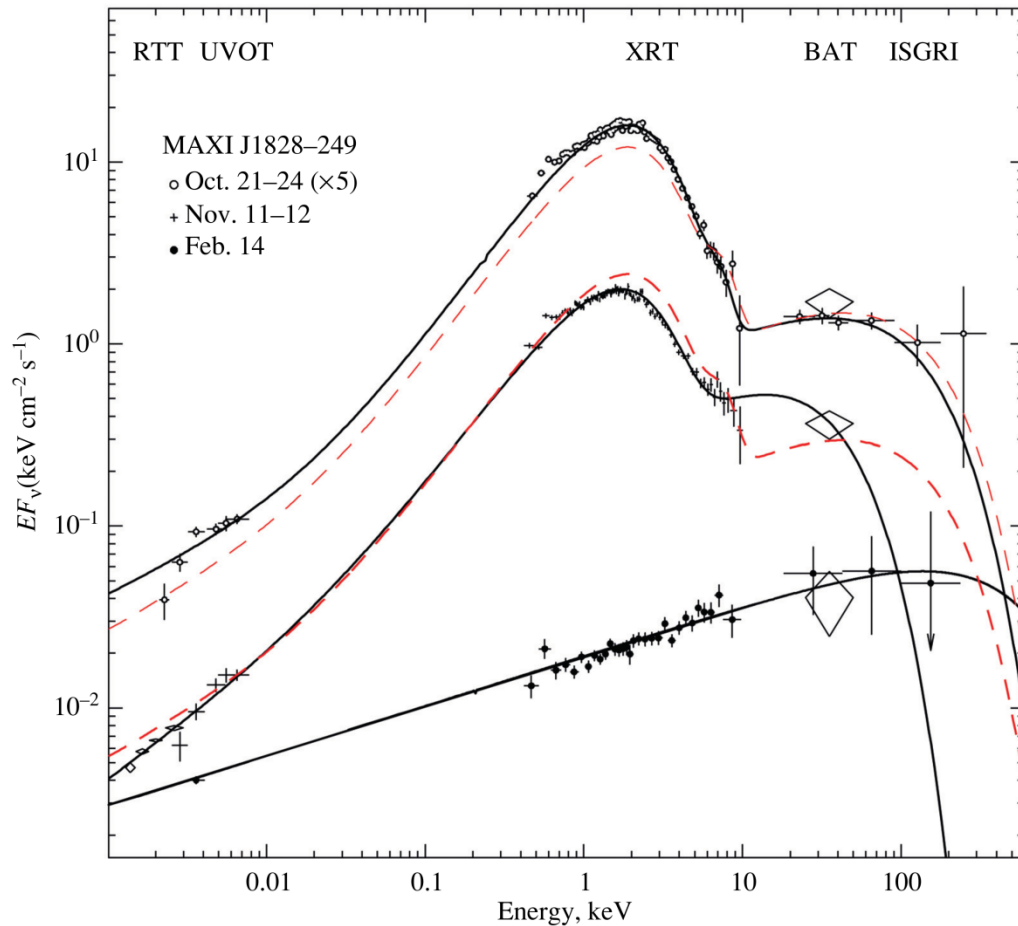


Рис 2.17: Эволюция широкополостного спектра излучения рентгеновской новой MAXI J1828-249 в октябре 2013–феврале 2014 гг. по данным наблюдений обсерваториями INTEGRAL (прибор ISGRI) и SWIFT (BAT, XRT и UVOT), а также телескопом RTT-150. Спектр, измеренный 21–24 октября, смещен для удобства вверх умножением на 5. Штриховой линией для сравнения показан спектр (его аппроксимация), полученный во время первого наблюдения (15–17 октября 2013 г.).

излучением диска, полученные для разных значений отношения  $L_X/L_d$  в предположении, что степенная компонента испытывает излом в жесткой области (вблизи  $\sim 1$  кэВ) и на более низких энергиях падает по закону Релея-Джинса (практически не давая вклада в оптическое и инфракрасное излучение системы). Из сравнения со степенной компонентой в спектре на рис. 2.14, показанной на данном рисунке длинными штрихами, видно, что переизлучение (рентгеновский прогрев поверхности диска) действительно мог бы объяснить наблюдаемое OIR излучение источника MAXI J1828-249, но только при условии, что  $L_X \gtrsim 5L_d$ , т.е. в присутствии дополнительного мощного центрального источника рентгеновского излучения.

В случае аккреции на черную дыру таким источником могло бы быть только излучение джетов, что маловероятно. На рис. 2.16 показан спектр излучения с доминирующей в оптическом диапазоне степенной компонентой, как на рис. 2.14, но с умеренным (более реалистичным) вкладом излучения прогретого диска — в соответствии со значением  $L_X = 0.25L_d$ . Хотя прогрев заметно повышает оптическую и инфракрасную светимость диска, он оказывается явно недостаточным для объяснения наблюдаемого оптического излучения системы. К тому же в действительности удельная светимость жесткого излучения этого источника во время обсуждаемых наблюдений была много меньше этой величины, что хорошо видно из сравнения амплитуд жесткой и мягкой (чернотельной) рентгеновских компонент спектра, представленных на рис. 2.14 (спектры даны в виде  $EF_v$ , где  $F_v$  — спектр излучения, поэтому в логарифмической шкале рисунка их амплитуды пропорциональны светимости).

Подобным образом можно аппроксимировать все широкополосные спектры, измеренные вблизи или сразу после максимума блеска рентгеновской новой MAXI J1828-249 (соответствующие первым шести интервалам наблюдений). Увеличение наклона степенной компоненты в течение первой недели наблюдений оказалось не столь сильным, как посчитали Кривонос, Цыганков (2013). В последующем наклон даже слегка уменьшился (до  $\sim 1.4$ ), хотя к февралю вернулся к прежнему значению  $\sim 1.7$ . Конечно, реальная жесткость спектра в рентгеновском диапазоне зависела не только от этого наклона, но и от энергии экспоненциального завала, уменьшавшейся со временем. Положение внутреннего края чернотельной области диска, установившееся вскоре после начала вспышки, в последующем почти не менялось, тогда как температура поверхности диска постепенно уменьшалась. Быстро уменьшалась и интенсивность флуоресцентной линии железа - она была заметна лишь в первые дни после вспышки, когда диск подходил совсем близко к черной дыре. На рис. 2.17 три спектра, соответствующие разным этапам эволюции источника, показаны в сравнении с модельным спектром, зарегистрированным во время первого наблюдения. Третий спектр, показанный на этом рисунке, был зарегистрированный в феврале 2014 г. на затухающей стадии вспышки. Этот спектр заметно отличается от первых шести, являясь чисто степенным, без явных признаков чернотельной компоненты.

## 2.4 Выводы

Результаты проведенного анализа данных наблюдений транзиентных источников SWIFT J1745.1-2624, MAXI J1836-194 и MAXI J1828-249 обсерваториями SWIFT, INTEGRAL и PTT-150 можно суммировать следующим образом:

- Во время исследуемых этапов вспышек большинство источников оставались в жестком спектральном состоянии и, по-видимому, сохраняли степенную форму спектра с поглощением в широчайшем диапазоне энергий от инфракрасного до жесткого рентгеновского излучения.
- Показано, что в спектрах источников, находящихся в «жестком» состоянии, нет никаких следов чернотельного излучения, которое могло бы быть связано с внешними холодными областями аккреционного диска, присутствие которого наряду с жестким излучением предполагает модель “обрезанного” диска.
- В спектрах источника, находящегося в «мягком» двухкомпонентном состоянии, основной вклад в оптическое и инфракрасное излучение давала степенная компонента спектра, значительно превосходящая чернотельное излучение диска даже с учетом облучения аккреционного диска жестким излучением из центральной области .
- Оптическая переменность источников в целом совпадала с рентгеновской на масштабе дней и недель, подтверждая вывод о едином спектре. Исключение составлял короткий период вблизи максимума вспышки; во время этого периода доля жесткого рентгеновского излучения в общей светимости выросла. Такой рост в стандартной картине формирования оптического излучения аккрецирующих черных дыр можно было бы объяснить, например, увеличением радиуса центральной высокотемпературной зоны аккреционного диска и, соответственно, увеличением числа мягких фотонов, попадающих в эту область и участвующих в комптонизации. Температура и площадь области диска, ответственной за оптическое излучение, при этом могли почти не меняться. Проблема в том, что спектр оптического излучения источников не имел ничего общего с чернотельным спектром стандартного аккреционного диска.

- Оптическое и инфракрасное излучение источников может быть объяснено в предположении, что значительная его часть формируется в области основного энерговыделения, т.е. там же, где образуется и жесткое излучение источников.

### 3 Исследование квазипериодических осцилляций

Одно из характерных наблюдательных проявлений аккрецирующих черных дыр в двойных системах – быстрая нерегулярная переменность рентгеновского излучения (Гребенев и др., 1993; ван дер Клис, 2006; Ремиллард, Макклинток, 2006). Наблюдаемая переменность развивается в условиях действия высоких температур, магнитоактивных процессов, сильной турбулентности, растущей роли давления излучения и необходимости эффективного перераспределения энергии от ионов к электронам, что приводит к целому ряду неустойчивостей. Традиционно исследования переменности базируются на построении по рентгеновским кривым блеска источника в разных диапазонах энергий спектров фурье-мощности и кросс-корреляционных функций (ван дер Клис, 1989). Получаемые спектры мощности обычно состоят из одной или нескольких компонент частотно-ограниченного («красного») шума (Нолан и др., 1981; Беллони, Хазингер, 1990; ван дер Клис, 2006) и иногда – пиков квазипериодических осцилляций (QPO). Характерные частоты QPO находятся в диапазоне 0.1 - 10 Гц, и чаще всего они встречаются во время перехода между спектральными состояниями источника. Существует ряд моделей для объяснения таких спектров (например, Нолан и др., 1981; Бэк и др., 1987; Вихлинин и др., 1994а; Любарский, 1997; Титарчук и др., 2007), но ни одна из них не дает полной и исчерпывающей картины их формирования, а механизм возникновения QPO остается необъясненным.

Основные механизмы QPO в большинстве базируются на соображениях:

- 1) несогласованность спина черной дыры и спина двойной системы (Стелла и Виетри 1998);
- 2) осцилляции самого аккреционного течения (Варонер и др 2001, Титарчук и др. 2007).
- 3) взаимосвязи индивидуальных рентгеновских всплесков в аккреционном течении диска (Вихлинин и др., 1994а).

Одной из многообещающих моделей на сегодняшний день может быть предложенная Инграм (2009) модель, в которой осцилляции возникают вследствие прецессии орбит вблизи черной дыры из-за разнонаправленности спина черной дыры и орбитального спина. Эта

модель известна под названием прецессии Ленса-Тирринг (Lense-Thirring). Модель, предложенная Инграм, предполагает прецессию всего горячего аккреционного течения, ведущего к достаточно слабой зависимости частоты пика QPO от спина черной дыры (Веледина и Поутанен, 2015). Этот важный момент позволяет преодолеть наблюдаемое расхождение между спином черной дыры и поведением QPO. Кроме того, прецессия всего аккреционного течения как твердотельного диска возможна только в случае горячего оптически тонкого аккреционного потока (Фрагил и др 2007). В оптически толстом, холодном диске возможно образование устойчивой волны в плоскости перпендикулярной спину черной дыры (Бардин и Петтерсон 1975, Кумар и Прингл 1985). Помимо этого, было выявлено, что физические параметры горячего аккреционного течения, соответствующие наблюдаемым частотам QPO, согласуются с необходимыми характеристиками для возникновения наблюдаемого частотно-ограниченного шума.

Частотно-ограниченный шум в спектре мощности является одним из признаков не

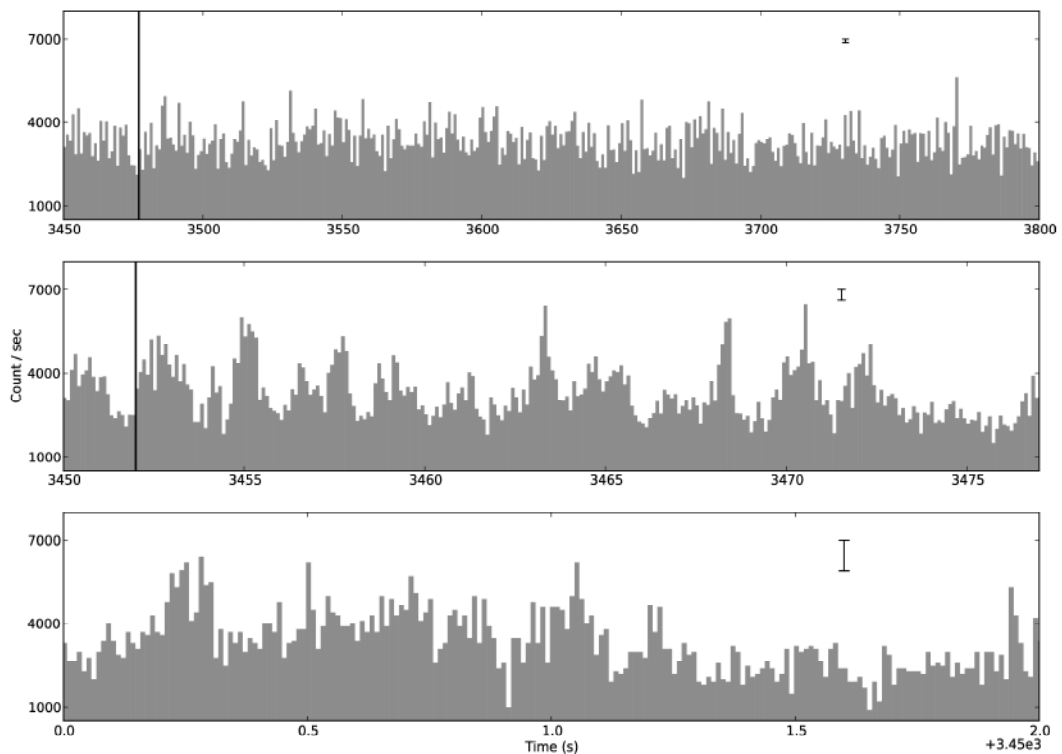


Рисунок 3.1: Кривая блеска от источника GX 339-4, полученная прибором PCA обсерватории RXTE в диапазоне 2.9-36 кэВ. Кривая блеска демонстрирует сильную «изрезанность» как на масштабе 1 с (сверху), так на масштабах 0.1 с (посередине) и 0.01 с (внизу). Присутствует самоподобие кривой блеска на разных масштабах, говорящее о том, что кривая блеска может обладать свойством фрактальности. На каждой панели в правом углу приведена пуассоновская ошибка.

просто случайного, а хаотического поведения физической системы, т.е. наличия у нее фрактальных свойств (Заславский, Сагдеев, 1988; Шустер, 1988). В случае кривых блеска это означает их масштабную инвариантность – самоподобие на разных масштабах времени. Вывод о приблизительном подобии рентгеновских кривых блеска аккрецирующих черных дыр можно сделать даже визуально (см. рис. 3.1, где представлена кривая блеска источника GX 339-4, полученная обсерваторией RXTE на разных временных масштабах). Видно, что хаотическая переменность, умеренная на масштабе десятков секунд, при переходе к секундам и долям секунды повторяется и многократно усиливается. Для более строгого (количественного) определения степени масштабной инвариантности кривой блеска можно вычислить ее фрактальную или хаусдорфову размерность. По фрактальной размерности, в частности, можно судить о степени нелинейности уравнений, описывающих процесс аккреции.

Необходимо отметить, что аккреционное течение в диске, быстрое по азимутальному направлению и медленное по радиальному, кажется по своей сути самоподобным. Характер течения и его возмущения на данном радиусе  $R$  определяются почти исключительно динамической шкалой времени  $\tau_d$ , обратно пропорциональной кеплеровской частоте  $\Omega_K = (GM/R^3)^{1/2} \sim 7(R/100R_g)^{-3/2}$  Гц. Возмущения распространяются по направлению к черной дыре, к области основного энерговыделения и высвечивания, постепенно затухая на намного более медленном “вязком” масштабе времени  $\tau_{vis} \sim (2/3)(\alpha\Omega_K)^{-1} (R/H)^2 \sim 1.7 \times 10^3 \tau_d$  (Шакура, Сюняев 1973). Здесь  $M \sim 10 M_\odot$  – масса черной дыры,  $R_g = 2GM/c^2$  – ее гравитационный радиус и  $\alpha \sim 1$  – параметр вязкости. В данном случае пренебрегается слабой зависимостью полутолщины диска  $H$  от радиуса, приняв  $H/R = 0.02$ . Таким образом, наблюдаемое подобие рентгеновской переменности на разных временных масштабах, соответствующих разным радиусам диска, не должно сильно удивлять, несмотря даже на то, что реальная картина аккреции в действительности должна быть намного сложнее.

### 3.1 Микроквазар GX 339-4

Источник GX 339-4 является членом маломассивной двойной системы и отличается от источника Cyg X-1 большей степенью переменности и богатством рентгеновских состояний и спектров мощности. В процессе изучения источника GX 339-4, находящегося на пике своей активности в 2007 г, был обнаружен феномен QPO на частотах 0.1 – 4 Гц. Для детального



изучения вышеуказанного феномена было принято решение обратиться к R/S анализу, позволяющему получить дополнительную информацию из кривой блеска. R/S анализ сигнала проводится в тех случаях, когда интересует, в какой степени сигналу присущи фрактальные признаки.

### 3.1.1 Результаты

Анализ проводился по данным орбитальной обсерватории RXTE, полученным во время мощных вспышек рентгеновского источника GX 339-4 в 2007 и 2010 гг. В процессе вспышек источник прошел череду спектральных состояний, типичных для рентгеновских новых. Информация об использованных наблюдениях (дата и время начала, средний поток, наличие QPO в спектре мощности) приведены в таблице 3.1. Как правило, экспозиция наблюдения составляла  $\sim 1000 - 3000$  с. Обработка данных была выполнена с помощью пакета программ NASA/HEASARC. Для анализа использовались данные в широком диапазоне энергий 2.9–36 кэВ, однако специально для двух отдельных наблюдений было проведено исследование зависимости фрактальной размерности излучения от энергии фотонов. Размер временного бина  $\Delta t$  всегда брался равным 0.01 с.

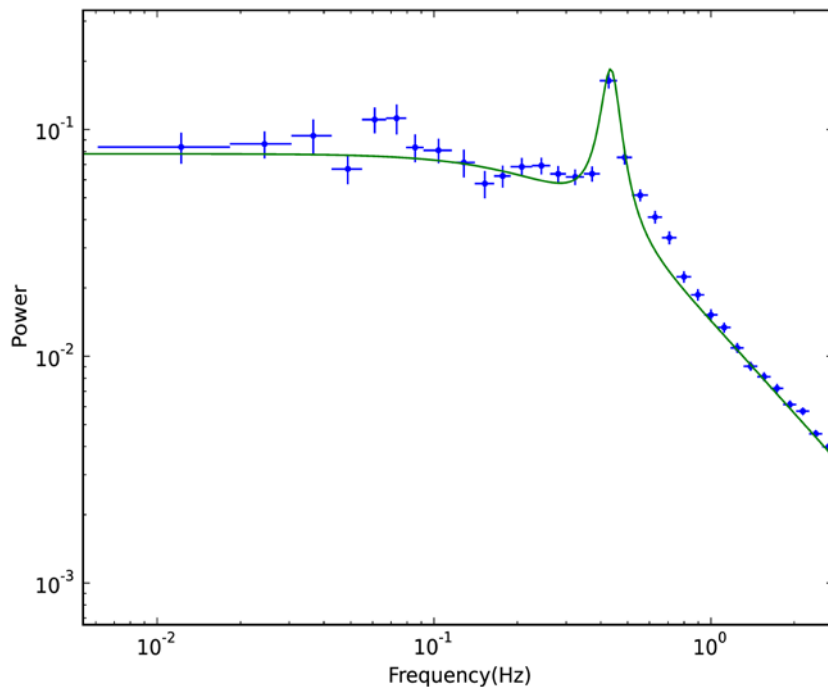


Рисунок 3.3: Спектр мощности источника GX 339-4 по результатам его наблюдения 16 февраля 2007 г. прибором PCA обсерватории RXTE в диапазоне 2.9-36 кэВ. Данные аппроксимированы моделью Кинга с линией, имеющей профиль Лоренца. Мощность дана в процентной нормировке после вычета пуассоновского шума. Виден мощный красный (band limited) шум с пиком QPO на частоте 0.32 Гц.

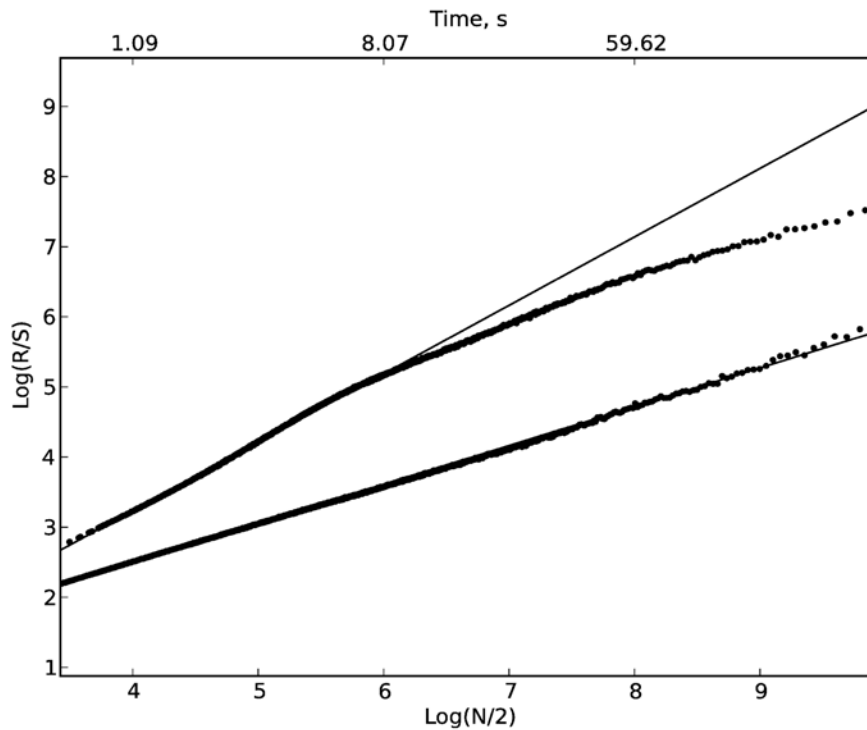


Рисунок 3.4: Результат  $R/S$  анализа источника GX 339-4: сверху с QPO ( $D \sim 1.02$  для масштаба  $\log(N/2) < 6$ ), снизу без QPO ( $D \sim 1.45$ ). По осям  $\log(R/S)$  и  $\log(N/2)$ :  $R$  – размах, равный разнице между максимумом и минимумом функции накопленного отклонения от среднего значения на интервале;  $S$  – накопленное среднеквадратичное отклонение от среднего;  $N$  – количество точек на интервале.

### 3.1.1.1 Фурье-анализ

Для всех наблюдений были построены спектры мощности излучения и проведен их анализ. Во всех спектрах присутствовал частотно-ограниченный шум на низких частотах, типичный для аккрецирующих черных дыр. В ряде спектров (см. таблицу) обнаружены квазипериодические осцилляции (QPO) на частотах от 0.16 до 7 Гц. Пример одного из таких спектров мощности приведен на рис. 3.3. Спектр дан в процентной нормировке после вычета пуассоновского шума. Для лучшего восприятия спектр мощности на этом рисунке аппроксимирован моделью функции Кинга для основного профиля с добавлением функции Лоренца для пика QPO (см., например, ван дер Клис, 1989).

### 3.1.1.2 R/S-анализ и фрактальная размерность

Предварительно, для контроля, посредством R/S-анализа были проанализированы тестовые кривые блеска. Для псевдослучайного сигнала (“белый” шум) была получена оценка фрактальной размерности  $D = 1.47 \pm 0.04$ , при ожидаемом теоретическом значении  $D = 1.5$ . Для сигнала на основе функции Вейерштрасса с заданным  $D = 1.3$  (см., Короленко и др., 2004), получено значение  $D = 1.32 \pm 0.04$ . Другим тестом была кривая блеска со степенным законом мощности (показатель степени равный  $-1$ ), полученная путем обратного преобразования Фурье заданного закона мощности со случайным разыгрыванием фазы. В результате было получено значение  $D = 1.02 \pm 0.04$ , совпадающее с ожидаемым. Полученная во всех тестах ошибка  $0.04$  определения  $D$  далее считается систематической погрешностью

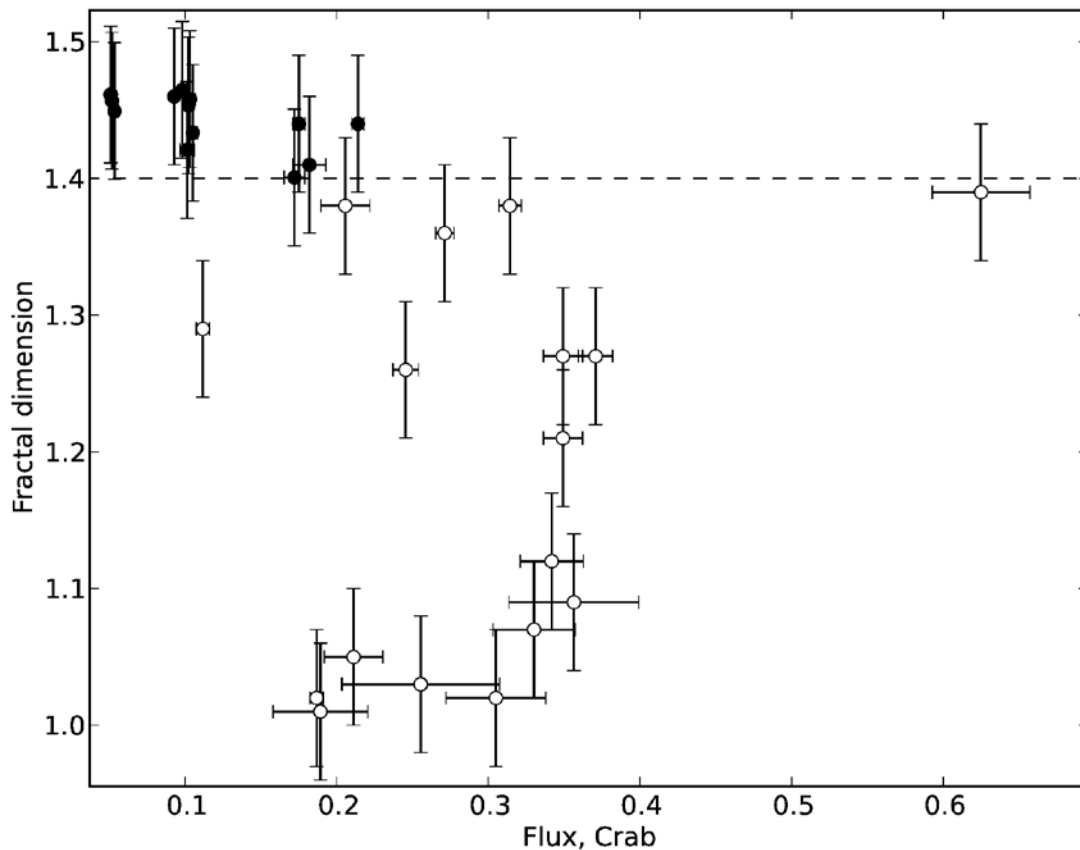


Рисунок 3.5: Зависимость фрактальной размерности кривой блеска  $D$  от потока фотонов (в Краб) от источника GX 339-4 в диапазоне 2.9 – 36.0 кэВ, заштрихованные точки – наблюдения без пика QPO в спектре фурье-мощности, незаштрихованные точки – наблюдения с QPO. Штриховая линия на уровне  $D = 1.4$  разделяет наблюдения на две группы.

метода, в то время как статистическая ошибка, как правило, оказывается намного меньшей.

После проведенных успешных тестов метод R/S-анализа был применен к данным реальных наблюдений источника GX 339-4. Полученные значения фрактальной размерности для всех сеансов наблюдений (отличающихся величиной потока излучения источника, его спектральными состоянием, наличием QPO в спектре мощности) приведены в таблице. Интересно, что для наблюдений, во время которых спектр мощности источника содержал QPO, значения фрактальной размерности  $D$  попадают в достаточно широкий диапазон 1.01–1.39, а для остальных сеансов оказываются почти одинаковыми и в целом более высокими  $D \sim 1.40$ –1.46.

Необходимо отметить, что при отсутствии QPO, диаграмма  $\ln(R/S) - \ln(N/2)$ , определяющая фрактальную размерность кривой блеска, представляет собой явно выраженную линейную зависимость (нижняя зависимость на рис. 3.4). В присутствии QPO эта диаграмма выглядит более сложным образом, оставаясь линейной лишь на отдельных участках (верхняя зависимость на том же рисунке). В целом, на малых ( $< 8$  с) и на больших (от 60 до 200 с) временных масштабах диаграмма  $\ln(R/S) - \ln(N/2)$  является линейной, однако наклон в этих случаях может не совпадать. Так как наибольший интерес представляет исследование кривой блеска на малых временных масштабах, в таблице приведена фрактальная размерность, определенная именно по данному ( $\tau < 8$  с,  $\ln(N/2) < 6$ ) участку диаграммы  $\ln(R/S) - \ln(N/2)$ .

Для проверки полученного результата были проанализированы несколько кривых блеска канонического кандидата в черные дыры источника Cyg X-1, находящегося в жестком состоянии. По результатам R/S-анализа для масштабов  $< 8$  с фрактальная размерность оказалась равной  $D = 1.37 \pm 0.04$ , что согласуется с величиной  $D$ , измеренной для источника GX 339-4.

Чтобы понять, насколько чувствительны проведенные измерения фрактальной размерности от диапазона энергий, была построена зависимость  $D$  от энергии для двух наблюдений источника GX 339-4 (с QPO и без QPO, см. рис. 3.6). Видно, что при отсутствии QPO фрактальная размерность кривой блеска источника от энергии почти не зависит. В случае присутствия QPO фрактальная размерность на энергиях ниже 15 кэВ быстро падает. Дальнейший анализ показал ярко выраженную зависимость величины фрактальной размерности кривых блеска от частоты пика QPO (рис. 3.7).

Таблица 3.1: Наблюдения источника GX 339-4 спутником RXTE, использованные для измерения фрактальной размерности его рентгеновского излучения

ObsID <sup>a</sup>	Дата <sup>b</sup>	Время (UT) <sup>b</sup>	D <sup>г</sup>	F <sup>д</sup>	QPO <sup>е</sup>
95409-01-15-06	22/04/2010	23:36:52	1.39	0.625	1
95409-01-16-01	24/04/2010	18:08:32	1.44	0.175	0
95409-01-16-02	26/04/2010	05:32:33	1.41	0.182	0
95409-01-16-03	27/04/2010	00:58:09	1.46	0.093	0
95409-01-16-04	28/04/2010	02:07:14	1.44	0.214	0
95409-01-16-05	29/04/2010	16:40:57	1.38	0.206	1
95409-01-16-06	25/04/2010	09:09:30	1.40	0.172	0
95409-01-20-01	23/05/2010	05:45:26	1.46	0.103	0
95409-01-21-03	31/05/2010	08:17:21	1.45	0.054	0
95409-01-22-06	10/06/2010	11:49:46	1.46	0.098	0
95409-01-23-03	14/06/2010	19:25:20	1.42	0.101	0
95409-01-23-05	16/06/2010	12:14:24	1.45	0.102	0
95409-01-26-00	02/07/2010	23:25:20	1.46	0.051	0
95409-01-26-01	03/07/2010	20:24:10	1.46	0.052	0
95409-01-26-02	04/07/2010	06:52:32	1.46	0.051	0
95409-01-27-00	02/08/2010	02:30:49	1.43	0.105	0
92035-01-01-02	31/01/2007	02:31:40	1.02	0.187	1
92035-01-01-03	30/01/2007	03:11:03	1.03	0.255	1
92035-01-01-04	01/02/2007	02:05:20	1.01	0.189	1
92035-01-02-00	02/02/2007	00:05:20	1.02	0.305	1
92035-01-02-03	05/02/2007	00:22:59	1.05	0.211	1
92035-01-02-04	05/02/2007	23:56:41	1.07	0.330	1
92035-01-02-06	08/02/2007	22:37:47	1.21	0.349	1
92035-01-02-07	07/02/2007	19:55:59	1.12	0.342	1
92035-01-02-08	06/02/2007	20:26:37	1.09	0.356	1
92035-01-03-00	09/02/2007	04:54:58	1.29	0.112	1
92035-01-03-01	10/02/2007	01:20:07	1.26	0.246	1
92035-01-03-02	11/02/2007	00:53:20	1.27	0.371	1
92035-01-03-05	14/02/2007	02:43:53	1.36	0.271	1
92035-01-03-06	15/02/2007	00:42:51	1.38	0.314	1

<sup>a,б,в</sup> Дата и UT время начала наблюдений. Экспозиция обычно была равна 1000 - 4000 с.

<sup>г</sup> Фрактальная размерность, ошибка ~ 0.04.

<sup>д</sup> Поток (в Краб) в диапазоне 2.9–36.0 кэВ.

<sup>е</sup> Присутствие (1) QPO в спектре мощности.

Суммируя, можно сказать, что исследуемая выборка состояний источника GX 339-4 может быть разделена на две группы: у первой фрактальная размерность излучения была приблизительно одинаковой  $>1.4$ ; у второй – фрактальная размерность была в среднем ниже и сильно менялась, при этом критерием для их попадания в данную группу было наличие QPO

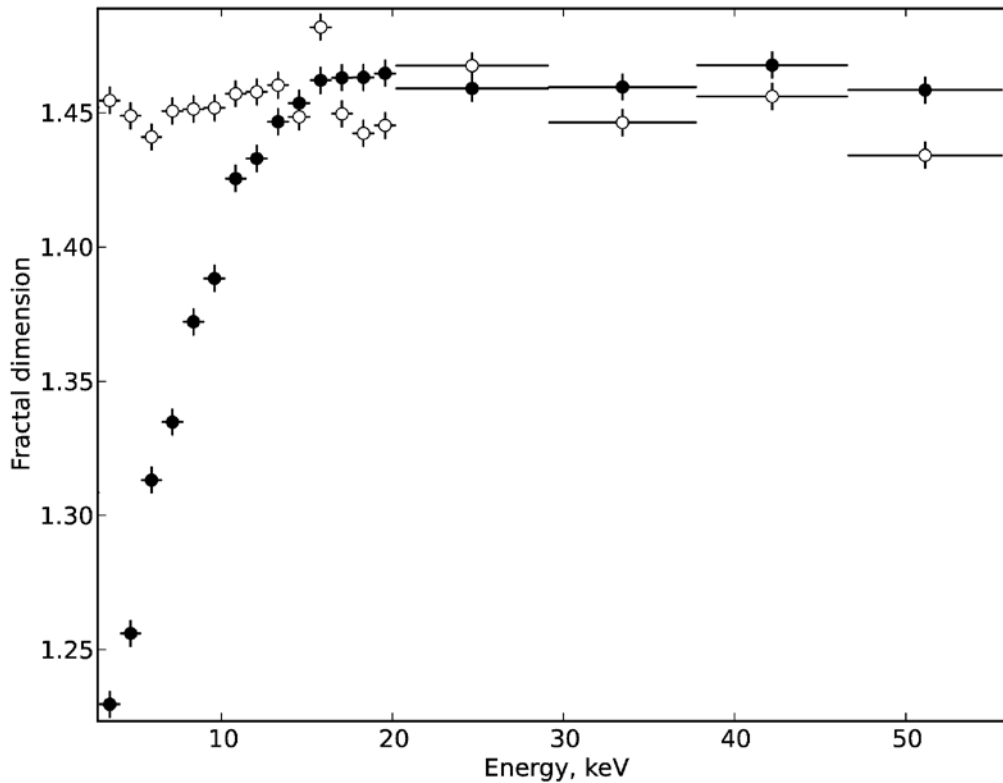


Рисунок 3.6: Фрактальная размерность кривой блеска источника GX 339-4 в зависимости от энергии. Заитрихованными кружками обозначены данные наблюдения, во время которого в спектре мощности источника присутствовали QPO (сеанс 92035-01-03-02), незаитрихованными – данные наблюдения без QPO (сеанс 95409-01-16-02). Видно резкое уменьшение фрактальной размерности в данных с QPO на энергиях  $\sim 15$  кэВ, на энергиях выше 15 кэВ фрактальная размерность обоих наблюдений совпадает (в пределах систематической погрешности  $D = \pm 0.05$ )

в спектре мощности, практически не завися ни от величины потока излучения источника, ни от его спектрального состояния.

Фрактальная размерность сильно зависела от частоты QPO. Отчасти, корреляция  $D$  и QPO может быть связана с регуляризацией кривой блеска источника осцилляциями, но возможно фрактальная размерность и хаотический шум в кривой блеска подавлялась одновременно с появлением QPO. Был рассмотрен ряд гипотез о причинах связи фрактальной размерности кривой блеска с частотой QPO. При анализе оказалось, что картина связи фрактальной размерности с другими параметрами функции Лоренца, которой описывалось QPO, была размыта. Это наблюдение вполне разумно, т.к. мощность излучения, приходящегося на QPO, оказывается незначительной для того, чтобы серьезно изменить форму общего сигнала. Обозначим в спектрах мощности с процентной нормировкой диапазон частот, начиная от пика QPO и выше, как область  $A$ . Площадь, занимаемая областью  $A$  в спектре мощности, имеет смысл фурье-мощности излучения для области  $A$ , а квадратный корень из этой величины носит название амплитуды переменности на выбранных частотах.

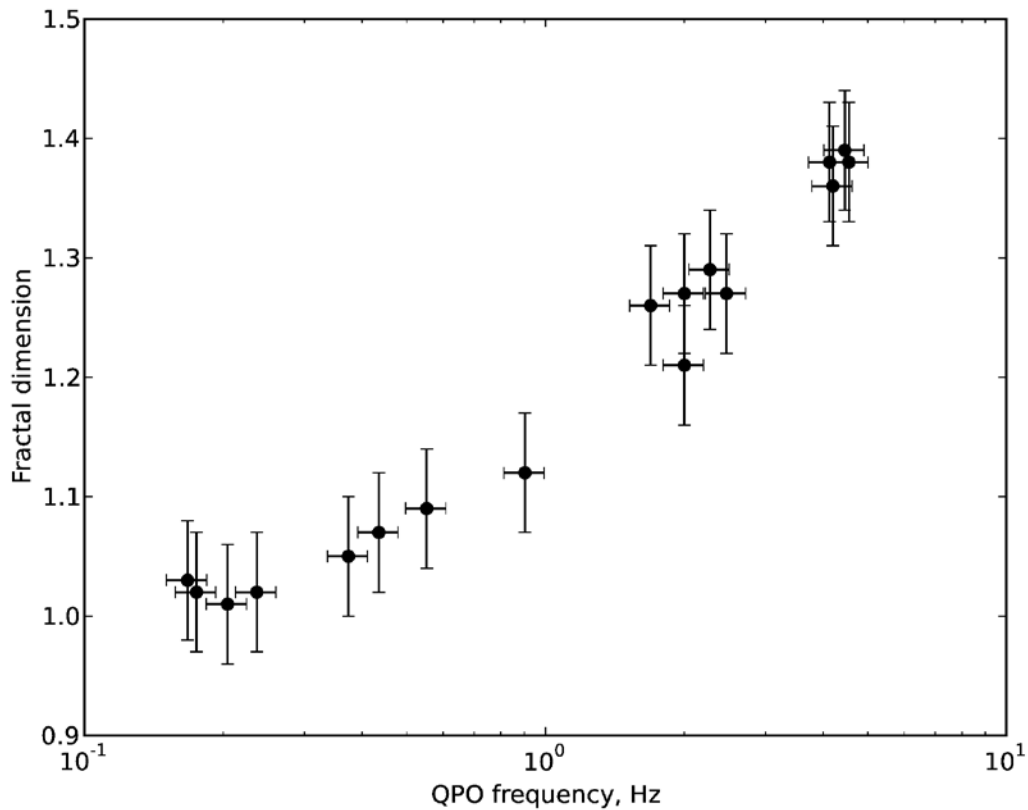


Рисунок 3.7: Зависимость фрактальной размерности  $D$  рентгеновских кривых блеска от частоты QPO для источника GX 339-4 в диапазоне энергий 2.9 – 36 кэВ.

Зависимость фрактальной размерности кривой блеска от амплитуды переменности для области А приведена на рис. 3.8: с падением амплитуды переменности фрактальная размерность кривой блеска стремится к своему “нормальному” значению. Из средней скорости счета на кривой блеска и амплитуды переменности на заданных частотах, возможно получить среднюю скорость счета для области А. Зависимость средней скорости счета для области А, приведена на рис. 3.9: чем выше частота QPO, тем меньше вклад в общий поток излучения от области А, и тем меньше отклоняется фрактальная размерность кривой блеска от своего “нормального” значения. Частота движения по кеплеровской орбите в аккреционном диске растет с уменьшением радиуса, поэтому область А можно связать с внутренней областью диска. По характеру полученных зависимостей можно сделать вывод, что чем больше вклад в излучение внутренней области аккреционного диска, отделенной

зоной QPO, тем сильнее фрактальная размерность отклоняется от своего “нормального” значения.

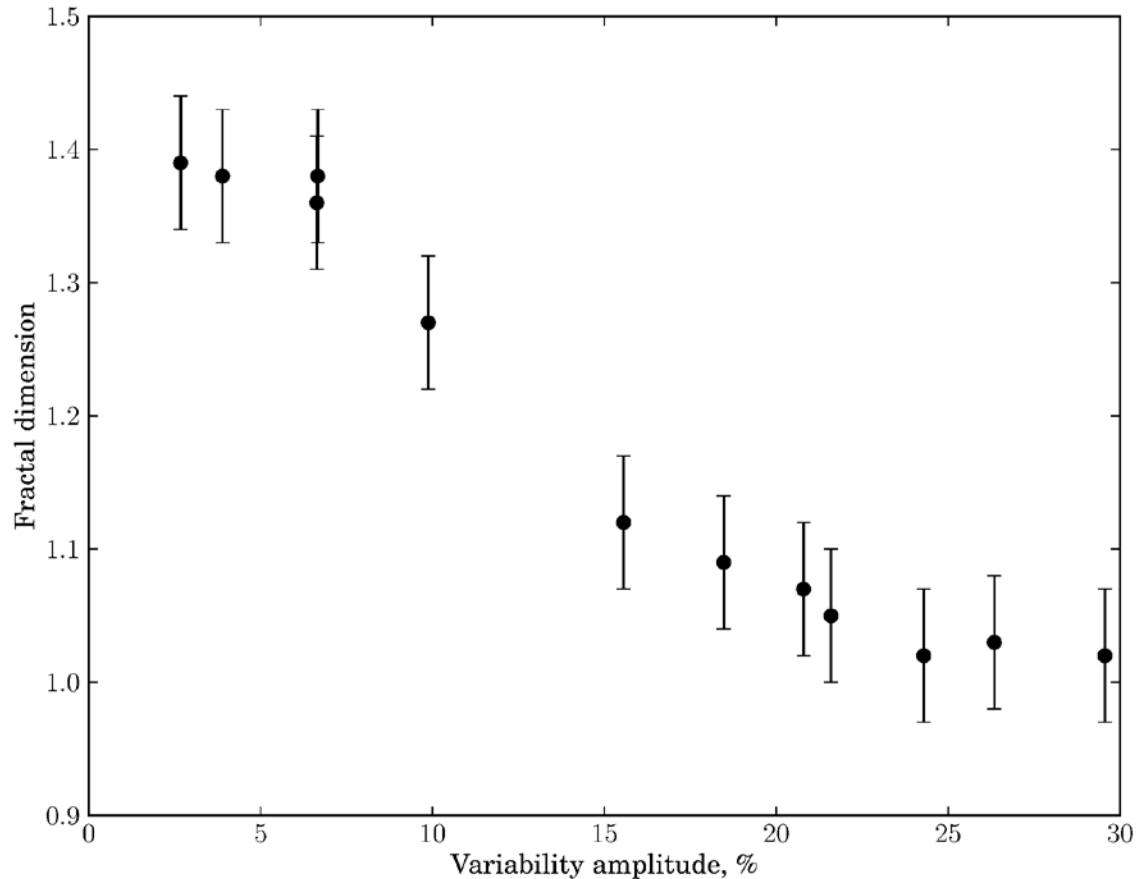
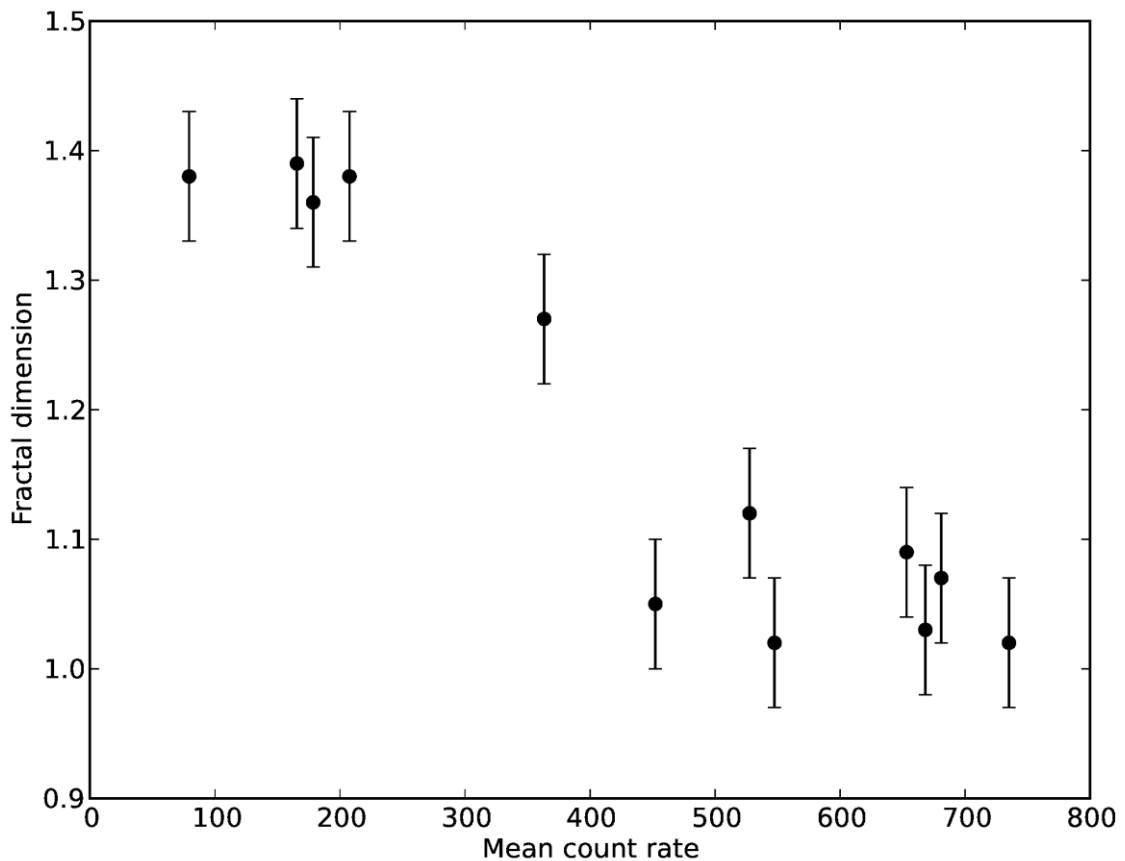


Рисунок 3.8: Зависимость фрактальной размерности кривой блеска  $D$  от амплитуды переменности области  $A$  (квадратный корень от спектра мощности, проинтегрированного в диапазоне частот от пика QPO и выше). С падением амплитуды переменности области  $A$  фрактальная размерность кривой блеска стремится к своему "нормальному" значению.

### 3.1.1.3 Обсуждение

Предметом исследования в данной части диссертационной работы является зависимость фрактальной размерности кривых блеска в рентгеновском диапазоне от физических свойств источника излучения, а именно от параметров аккреционного течения. По результатам анализа наблюдений маломассивной двойной системы, содержащей черную дыру, можно прийти к выводам, что фрактальная размерность сигнала практически не



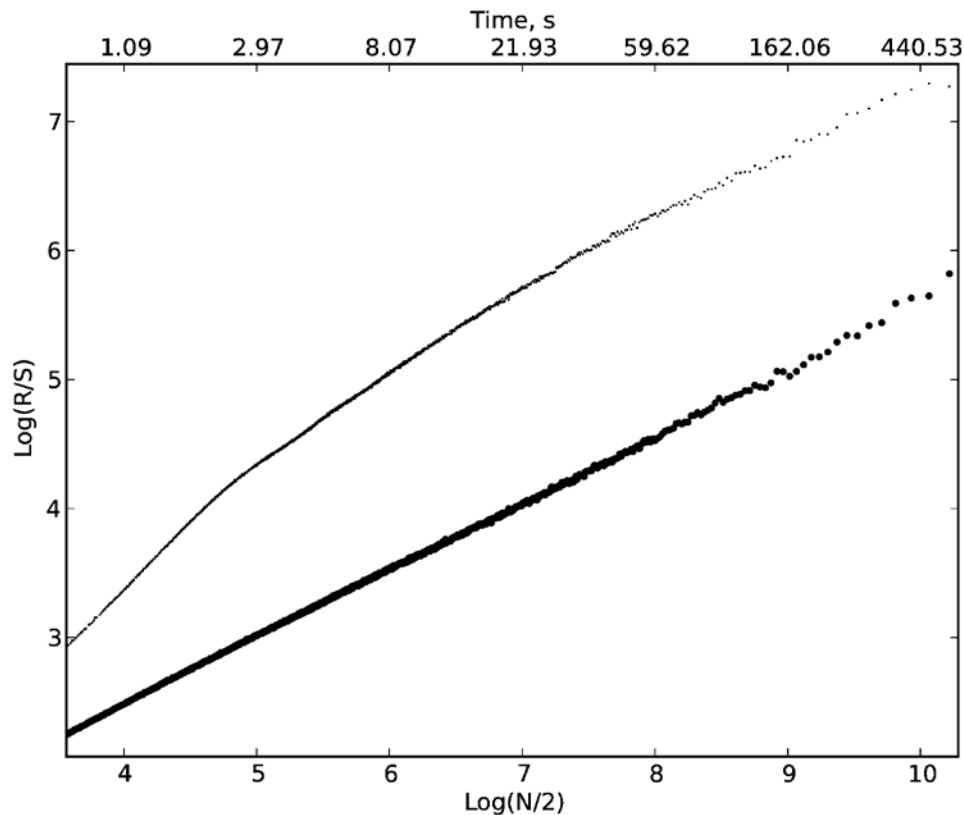


*Рисунок 3.9: Зависимость фрактальной размерности кривой блеска  $D$  от средней скорости счета, приходящейся на область в спектре мощности в диапазоне частот от пика QPO и выше (именно эта область относится к излучению внутренней части диска и обозначается  $A$ ). Чем меньше поток излучения от области  $A$ , тем меньше отклоняется фрактальная размерность кривой блеска от своего "нормального" значения.*

зависит от таких свойств аккреционного течения, как температура или радиус внутреннего края аккреционного диска, спектральное состояние или светимость источника. С увеличением светимости источника фрактальная размерность незначительно уменьшается с 1.43 до 1.40, что возможно связано с уменьшением вклада пуассоновского шума в сигнал. Фрактальная размерность кривых блеска лежит в рамках своего характерного значения для источника, значительно изменяясь только в случае присутствия QPO. Кроме того, установлена связь между фрактальной размерностью кривых блеска и частотой QPO, а также связь между фрактальной размерностью и мощностью излучения, приходящейся на часть аккреционного диска, расположенную на кеплеровских орбитах ниже зоны, соответствующей QPO. Характер этих связей нелинейный, однако четко выраженный, и это наблюдение позволяет предположить, что аккреционное течение разделено зоной QPO на две части: внутренний и внешний аккреционный диск. От степени вклада излучения внутреннего

аккреционного диска в общее излучение зависит отклонение фрактальной размерности сигнала от своего “нормального” значения.

Связь фрактальной размерности кривых блеска с размерами области “внутреннего” аккреционного диска можно использовать для того, чтобы разделить в энергетических спектрах излучение, относящиеся к внешней и внутренней зоне аккреционного диска, разделенных QPO. Такое разделение поможет исследовать разницу в параметрах этих зон и возможно, послужит ключом для разгадки всего феномена QPO.



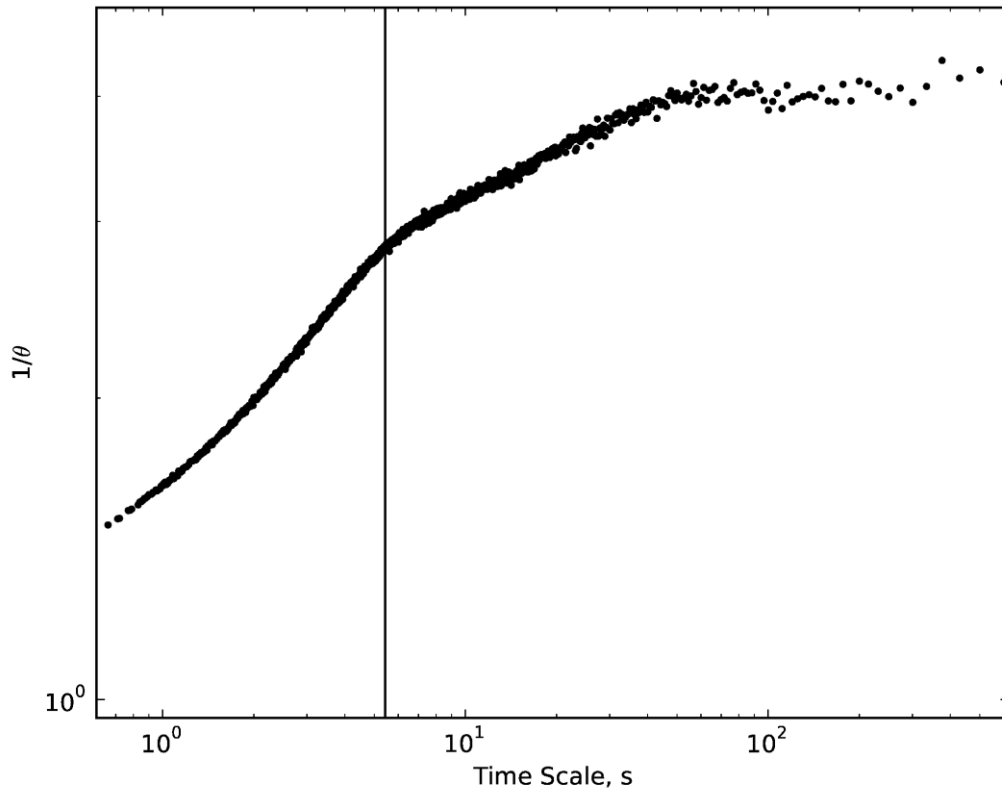
*Рисунок 3.10: Две диаграммы  $\log(R/S)$ - $\log(N/2)$ : мелкими точками обозначен результат  $R/S$  анализа исходной кривой блеска, крупными точками результат  $R/S$  анализа перемешанной кривой блеска (нивелированы все корреляции, однако амплитудное распределение сигнала осталось тем же).*

Изменение фрактальной размерности кривых блеска с присутствием QPO объясняется наличием автокорреляции в кривых блеска. Таким образом, фрактальная размерность кривой блеска характеризует степень коррелированности излучения, однако по сравнению с более традиционными подходами, эта величина может дать более подробную информацию о диске. Мы проделали нижеследующие операции с данными, по аналогии с подходом к анализу

временного ряда под названием Max-Spectrum (Стоев, 2006). В упомянутом подходе Max-Spectrum также анализируются распределение экстремумов от временного масштаба в сигнале. Для полного нивелирования корреляций в сигнале, не изменив его амплитудного распределения, дополнительно строится случайная выборка из оригинального сигнала, причем новый сигнал получается из перемешанного случайным образом старого сигнала. В нашем случае, диаграмма  $\ln(R/S) - \ln(N/2)$  нового временного ряда будет отличаться от оригинальной. В подходе Max-Spectrum анализа для перемешанного сигнала  $y = ax + const$ , а для исходного сигнала  $y = ax + a \log_2(\theta) + const$ , что позволяет получить параметр  $\theta$  (рис. 3.10). Оригинал этого статистического параметра из Max-Spectrum анализа носит название экстремального индекса и он подробно исследован Лидбеттером. Информативная интерпретация экстремального индекса заключается в том, что величина  $\theta^{-1}$  равна среднему размеру кластера экстремальных событий на исследуемом временном интервале (Лидбеттер и др., 1983). Для полученного в нашем анализе индекса была построена зависимость от временного масштаба, которая представляет собой аналог спектра мощности: наблюдаемая частота QPO характеризуется на этой диаграмме словом в степенном законе (рис. 3.11). По зависимости полученного индекса от временного масштаба можно предположить, что аккреционный диск разделен QPO на две части, внешнюю и внутреннюю, которые характеризуются различными параметрами излучения, а именно различной фрактальной размерностью кривых блеска.

На сегодняшний день несколько научных групп занимаются моделированием аккреционного течения в диске, некоторые из них добились появления феномена QPO в кривых блеска (Например, Маккини и др., 2012). Для моделированных кривых блеска прохождение описанных процедур фрактального анализа будет новым испытанием на реалистичность.

Более глубокое понимание зависимости фрактальной размерности кривых блеска от аккреционных параметров системы, а также возможность использования таких зависимостей, требует дальнейших изысканий. Однако уже сейчас можно сказать, что фрактальная размерность кривой блеска не является сугубо математическим аппаратом, оторванным от физики, она тесно связана с таким физическим феноменом, как квази-периодические осцилляции в аккреционном диске. Успешное использование фрактальной размерности в физике уже неоднократно имело место при изучении параметров турбулентности (Зельдович, Соколов, 1985), диффузии и структур магнитных полей в плазме (Зеленый, Милованов, 1993; Милованов и др., 1996), а также при грубых оценках на локальную неустойчивость системы (Заславский, Сагдеев, 1988), что убеждает в научных перспективах фрактальной размерности в астрофизике.



*Рисунок 3.11: Зависимости величины  $(1/\theta)$  от временного масштаба близкая по смыслу к спектру мощности. Частота QPO отмечена линией и отражена в полученном спектре изломом степенного закона.*

### 3.1.2 Выводы

На основе проделанного анализа можно сделать следующее обобщение результатов:

- Фрактальная размерность кривой блеска характеризует фундаментальные процессы, происходящие в системе, поэтому характерная величина фрактальной размерности совпадает у GX 339-4 и Cyg X-1 на соответствующих временных масштабах.
- Существуют наблюдения GX 339-4, в которых фрактальная размерность кривых блеска значительно отклоняется от своего характерного значения ( $D = 1.45 \pm 0.05$ ); в этих же случаях наблюдаются квазипериодические осцилляции.
- Существует ярко выраженная нелинейная зависимость величины фрактальной размерности кривой блеска от частоты QPO.
- Связь фрактальной размерности с частотой QPO дает исследователям дополнительные ключи к пониманию еще не разгаданного феномена QPO.

### 3.2 Рентгеновская новая SWIFT J174510.8-262411

Мы уже обсуждали вспышку рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411 2012 г. во второй главе, где исследовали ее широкополосные спектры излучения. В данном разделе диссертационной работы исследуется спектр мощности рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411 (далее SW J1745-26) и его эволюция на ранней стадии вспышки 2012 г. — вблизи максимума блеска. Рентгеновский поток от новой SW J1745-26 за считанные дни после ее появления на небе (Вовк и др., 2012) достиг уровня 1 Краб (от менее 0.75 мКраб,  $3\sigma$ -предел, см. Гребенев, Сюняев, 2012), затем в течение года наблюдалось медленное затухание источника (см. рис. 2.1). Замечательно, что в процессе разгорания, а затем затухания источник за достаточно короткое время последовательно проходит череду всех своих спектральных состояний, зависящих от темпа аккреции, предоставляя возможность изучения его наблюдательных проявлений при разных режимах аккреции. В данной части диссертационной работы представлял интерес прежде всего переход от “жесткого” (“низкого”) состояния источника, при котором в его спектре вплоть до  $\sim 100$  кэВ доминирует степенная компонента излучения, к “мягкому” (“высокому”) состоянию, при котором основной компонентой в спектре становится чернотельное излучение стандартного аккреционного диска. Наблюдения других источников показывают, что именно в это время (а также при обратном таком же переходе) в их спектрах мощности появляются пики QPO. В случае SW J1745-26 такое переходное состояние пришлось на период максимальной рентгеновской яркости источника. По сообщению Томсика и др. (2012) именно в это время (18 сентября 2012 г.) прибором XRT обсерватории SWIFT наблюдался пик QPO потока от этого источника на энергиях 0.3 – 10 кэВ. Яркость вспышки источника в рентгеновском диапазоне, а также оперативно организованные сразу после ее открытия интенсивные наблюдения обсерваторией INTEGRAL, предоставили возможность подробно проследить эволюцию со временем спектра мощности источника, параметров QPO и LFN. Также продолжено для данного источника исследование фрактальных свойств рентгеновской кривой его блеска и зависимость фрактальной размерности от параметров QPO.

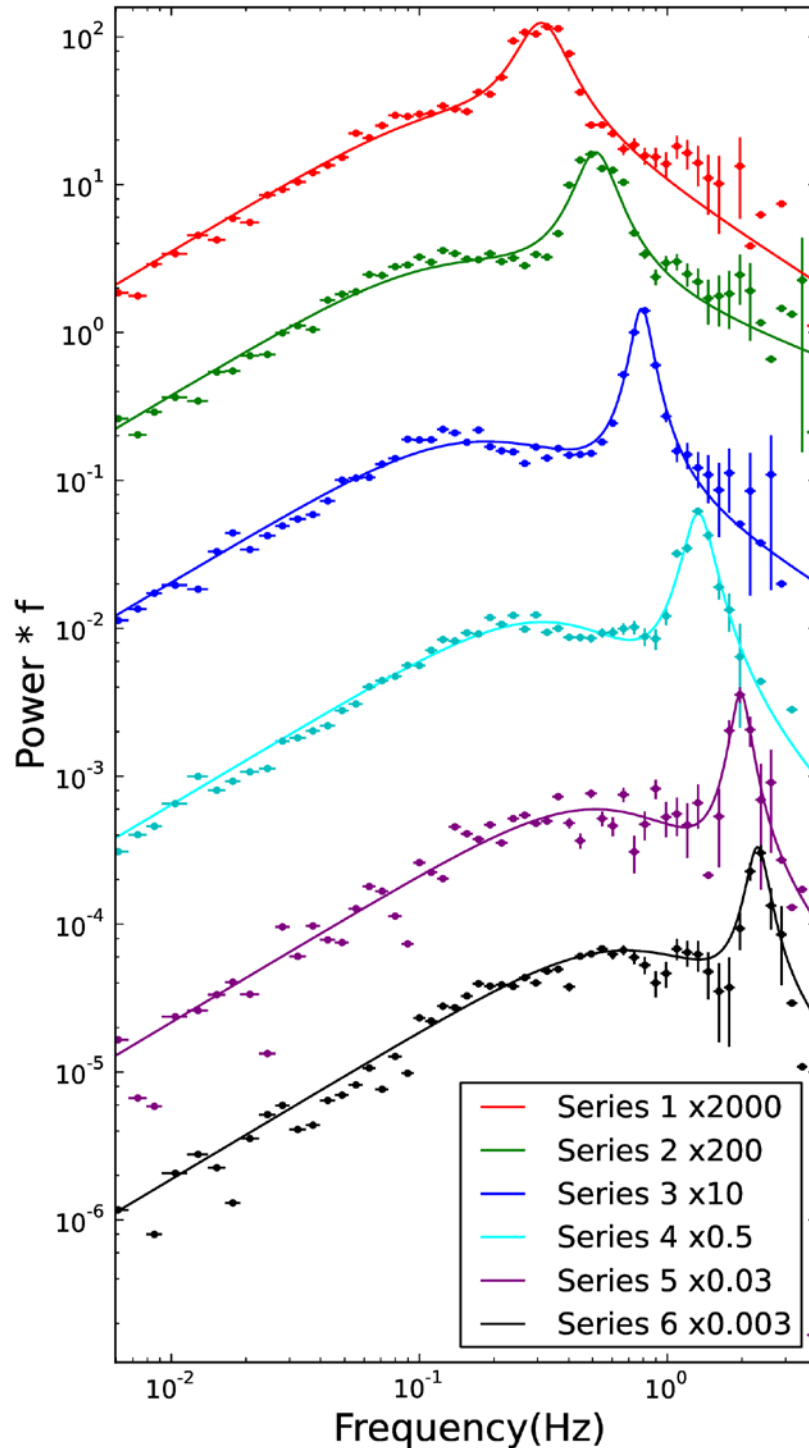


Рис. 3.12: Спектры мощности рентгеновской новой SW J1745-26, полученные телескопом IBISD/ISGR1 обсерватории INTEGRAL в сентябре 2012 г. в диапазоне 20–80 кэВ. Первый спектр снят вблизи максимума блеска источника, последний — спустя 2 недели. За это время поток от источника упал в  $\sim 2$  раза. Сплошные линии показывают результат аппроксимации спектров мощности функциями Кинга (основной профиль) и Лоренца (пик QPO). Видно, что со временем частота QPO смещается в область высоких частот.

### 3.2.1 Анализ данных

Рентгеновские наблюдения источника, на данных которых основана данная часть диссертационной работы, были выполнены астрофизической обсерваторией INTEGRAL в период с 18 сентября по 4 октября 2012 г. (орбиты с 1213 по 1218). Использовались данные телескопа IBIS, чувствительного в диапазоне 20–200 кэВ, и данные телескопа JEM-X, чувствительного в диапазоне 4–30 кэВ. Оба телескопа — широкоугольные, поэтому всегда при наблюдении SW J1745-26 в их поле зрения попадали другие рентгеновские объекты. Принцип апертурного кодирования, использующийся в обоих телескопах, позволял корректно восстанавливать изображения неба в поле зрения и измерять средние потоки и спектры излучения отдельных источников (хотя ошибка измерений все равно определялась полным числом зарегистрированных детектором фотонов — от всех источников и фона). При исследовании быстрой переменности источника принцип апертурного кодирования помогает плохо, т.к. предполагает усреднение потока по большому числу фотонов. Использовался другой подход, основанный на учете фотонов лишь от пикселей детектора, достаточно сильно освещенных данным источником - в соответствии с матрицей PIF (Pixel Illuminated Fraction). Для извлечения кривых блеска источника SW J1745-26 с помощью данной матрицы использовались программы *evts\_extract* (для JEM-X) и *ii\_light* (для IBIS) из стандартного пакета OSA 10.0 обработки данных обсерватории INTEGRAL. Такой подход позволяет извлекать кривые блеска с временным разрешением вплоть до 0.1 с для достаточно ярких источников. К счастью, источник SW J1745-26 во время данных измерений был исключительно ярким.

В работе используются некоторые результаты наблюдений источника SW J1745-26 рентгеновским телескопом XRT (Барроус и др., 2005) обсерватории SWIFT (Джерелс и др., 2004) и радио обсерваторией VLA (Курран и др., 2013). Необходимо отметить, что в отличие от телескопов IBIS и JEM-X обсерватории INTEGRAL XRT оснащен зеркалами косоугольного падения и является телескопом, фокусирующим рентгеновские фотоны от источника в диапазоне 0.2–10 кэВ.



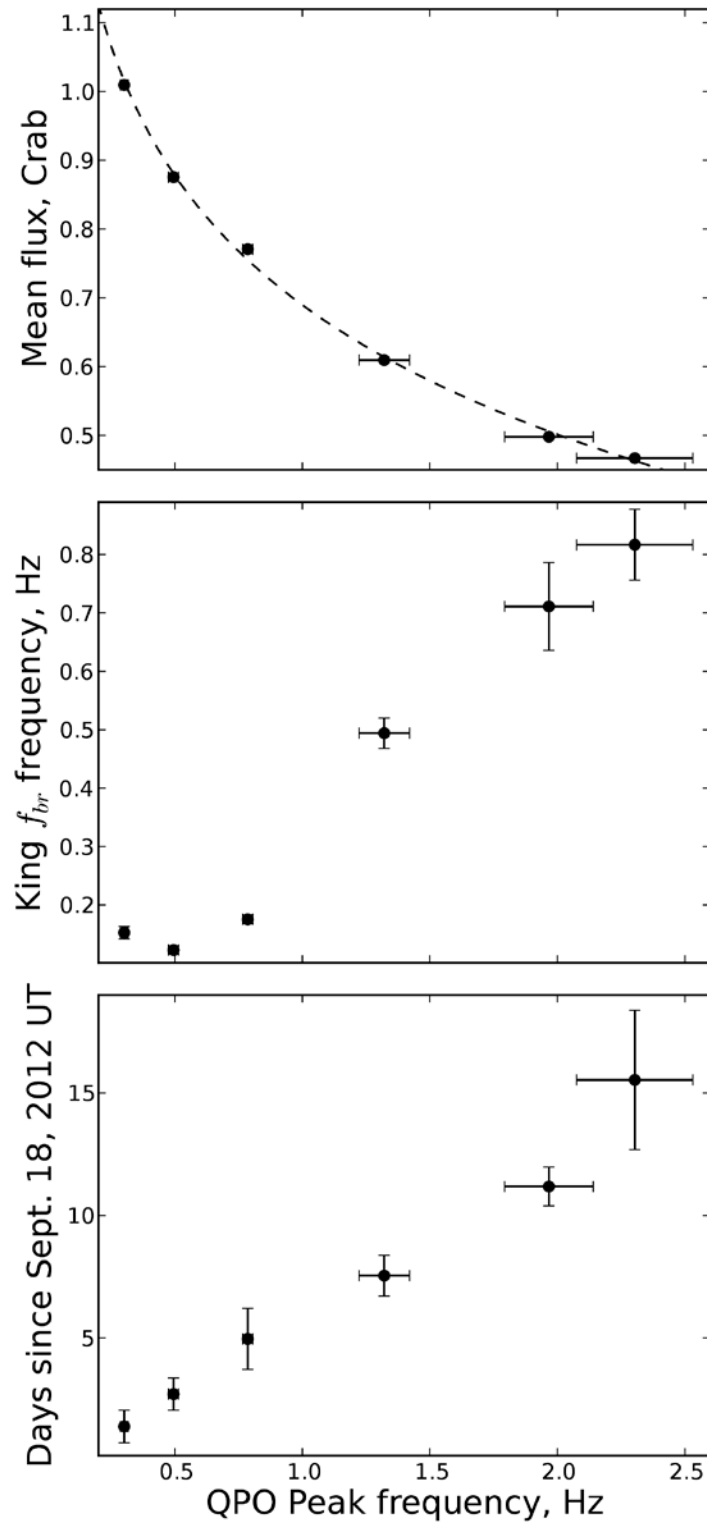


Рис 3.13: Корреляции потока излучения источника SWIFT J1745-26 в диапазоне 20–80 кэВ, частоты излома функции Кинга, частоты пика QPO и времени. По мере уменьшения потока со временем, частота пика QPO смещается в область высоких частот. На спадающей стадии вспышки частота излома функции Кинга практически линейно растет с частотой пика QPO.

### 3.2.2 Результаты

Даты используемых отдельных наблюдений рентгеновской новой SW J1745-26 обсерваторией INTEGRAL (именуемые дальше сеансами наблюдений), а также полная экспозиция для каждого сеанса и средний поток фотонов в диапазонах 6-20 и 20-80 кэВ (по наблюдениям телескопами JEM-X и IBIS/ISGRI, соответственно) приведены в табл. 3.2. Как уже отмечалось, уже через пару дней после начала (17 сентября 2012 г.) вспышки новой поток излучения в жестком рентгеновском диапазоне достиг максимума, а затем стал медленно квазиэкспоненциально уменьшаться. За время обсуждаемых наблюдений поток уменьшился  $\sim 2$  раза.

#### 3.2.2.1 Фурье-анализ

Анализ данных показывает (см. рис. 3.12), что в этот период в спектре мощности источника действительно присутствовали сильные пики QPO, частота, ширина и амплитуда которых заметно эволюционировали со временем. На рисунке приведены спектры

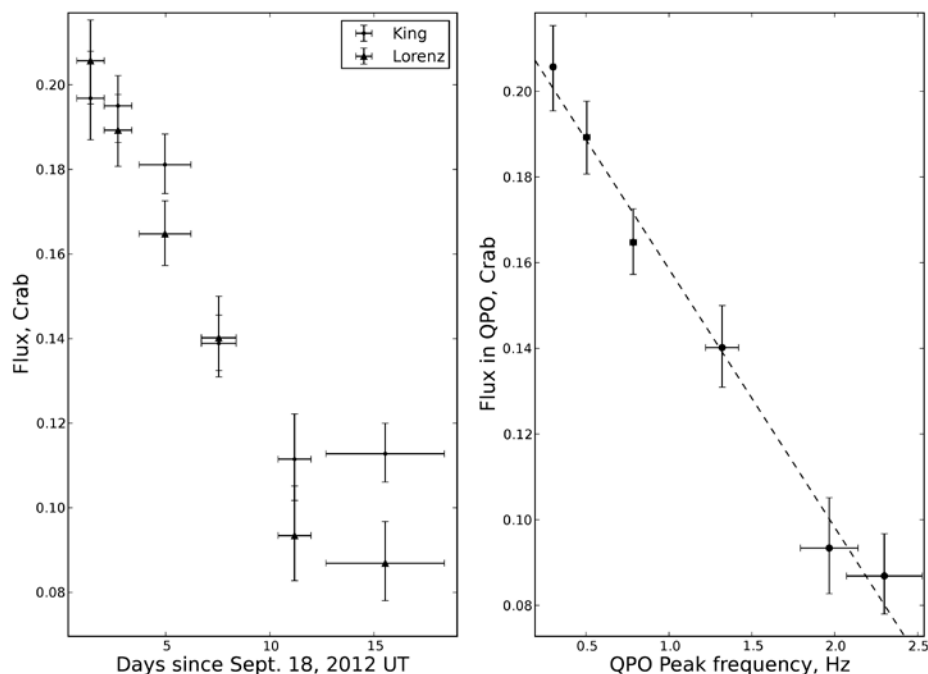


Рис 3.14: Зависимость потока излучения, приходящегося на QPO и LFN компоненты шума быстрой переменности источника SW J1745-26, от времени (а) и потока излучения в QPO от частоты QPO (б).

мощности, полученные в разных сеансах по данным гамма-телескопа IBIS/ISGRI в диапазоне 20–80 кэВ. Спектры даны в процентной нормировке, относительно среднего потока  $F_X$  в том же диапазоне энергий. Точнее, показано произведение мощности на частоту  $fP_f(f)$ ; по оси частот (ось X) используется логарифмическая шкала, поэтому при таком представлении из рисунка ясно видно, в какой области спектра набирается основная мощность флуктуаций. Пуассоновский шум был вычтен. Для удобства, спектры были смещены по оси Y в соответствии с множителями, приведенными в нижнем правом углу рисунка. Видно, что в течение двух недель наблюдений частота  $f_{QPO}$  пика QPO, действительно, постепенно смещалась в область высоких частот, с  $\sim 0.3$  Гц в первом сеансе к  $\sim 2.3$  Гц в шестом сеансе, т.е. в  $\sim 7.5$  раз. Похожим образом изменялась и частота излома  $f_{br}$  в спектре низкочастотного шума.

Показанные спектры мощности были аппроксимированы комбинацией функций Кинга, описывающей профиль LFN, и Лоренца, описывающей пик QPO:

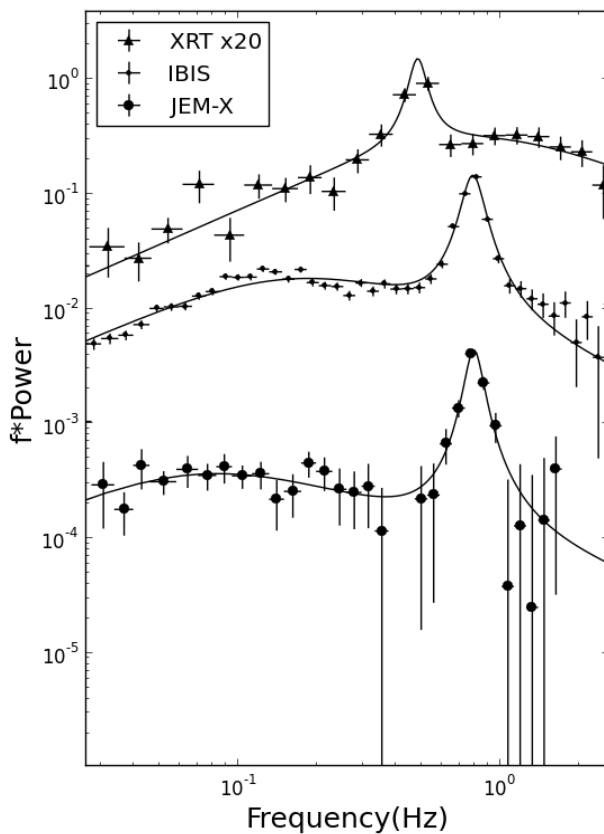


Рис 3.15: Спектры мощности источника SW J1745-26, полученные по его наблюдениям телескопами IBIS/ISGRI (20–80 кэВ) и JEM-X (3–10 кэВ) обсерватории INTEGRAL 21 сентября и телескопом XRT обсерватории SWIFT (0.3–10 кэВ) 20 сентября 2012 г. Спектры аппроксимированы функциями Кинга (LFN) и Лоренца (QPO). Видно, что результаты телескопа IBIS статистически более значимы, чем результаты телескопа JEM-X, однако форма QPO практически совпадает.

$$P\nu = P_{LFN}^0 \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_{br}} \right)^2 \right]^{-\alpha} + P_{QPO}^0 \left[ 1 + \left( 2 \frac{f - f_{QPO}}{\Delta f_{QPO}} \right)^2 \right]^{-1}$$

Здесь  $\Delta f_{QPO}$  — ширина пика QPO,  $P_{LFN}^0$  и  $P_{QPO}^0$  — нормировка функций Кинга и Лоренца, параметр  $\alpha \approx 1$  — аппроксимировался для каждого спектра одновременно с остальными параметрами. Некоторые основные параметры наилучшей аппроксимации приведены в табл. 3.3. Необходимо отметить, что амплитуда переменности полного потока  $F_X$  в данном диапазоне, связанная с пиком QPO, практически совпадает с амплитудой, вносимой низкочастотным шумом (LFN). Интересно также, что несмотря на 50% падение полного потока в шестом сеансе по сравнению с первым и сильное изменение частот  $f_{QPO}$  и  $f_{br}$ , относительные амплитуды обеих переменностей почти не изменились, наблюдалось лишь слабое увеличение амплитуды LFN (на  $\lesssim 20\%$ ) и еще более слабое уменьшение амплитуды QPO (на  $\lesssim 10\%$ ).

Таблица 3.2: Наблюдения источника SW J1745-26 обсерваторией INTEGRAL на начальном этапе вспышки

Сеанс	Дата и время <sup>а</sup>	Экспозиция <sup>б</sup>	$F_X$ <sup>в</sup>
1	18/09/2012 17:35	114012	$1009 \pm 1$
2	20/09/2012 01:15	114012	$875 \pm 1$
3	21/09/2012 17:22	214616	$770 \pm 1$
4	24/09/2012 17:08	144147	$610 \pm 1$
5	28/09/2012 09:29	136270	$498 \pm 1$
6	30/09/2012 16:42	490611	$467 \pm 1$

<sup>а</sup> Дата и время (UT) начала сеанса наблюдения.

<sup>б</sup> Экспозиция (с).

<sup>в</sup> Средний поток в диапазоне 20–80 кэВ (мКраб).

На рис. 3.13 и 3.14 показаны некоторые зависимости, следующие из табл. 3.2 и 3.3. На рис. 3.13а полный рентгеновский поток от источника  $F_X$  дан в зависимости от частоты QPO  $f_{QPO}$ . Зависимость может быть хорошо (вероятность случайного совпадения  $9.2 \times 10^{-7}$ ) аппроксимирована законом:  $F = a \ln f_{QPO} + b$ , где  $f_{QPO}$  выражена в Гц,  $a = -271 \pm 5$  мКраб, а  $b = 689 \pm 4$  мКраб. На рис. 3.13б частота излома функции Кинга приведена в зависимости от

частоты QPO  $f_{QPO}$ . Видно, что эта зависимость в целом немонотонна, но на затухающей стадии вспышки частота излома растет с частотой QPO почти линейно. Рис. 4.13в демонстрирует монотонный рост частоты пика QPO со временем.

Зависимость от времени потоков, приходящихся на пик QPO и на низкочастотный шум в соответствии с их аппроксимацией функциями Лоренца и Кинга, показана на рис. 4.14а. Поток, приходящийся на каждую из компонент шума, определялся по формуле  $F_i = F_X (P^{(i)}_{f} df)^{1/2}$  (Ревнивцев и др., 1999), где  $F_X$  — средний поток, а  $P^{(i)}_{f}(f)$  — удельная мощность  $i$ -й компоненты шума в процентной нормировке. За исключением двух последних сеансов наблюдений потоки падают синхронно, в пределах ошибок измерений, отражая падение полного потока фотонов от источника. На рис. 3.14б показана зависимость потока фотонов в пике QPO от частоты QPO. Хотя падение этого потока со временем происходило сложным нелинейным образом (рис 3.14а), его зависимость от частоты QPO оказывается линейной:  $F_{QPO} = cf_{QPO} + d$ , где  $c = -60 \pm 4$  мКраб, а  $d = 218 \pm 5$  мКраб,  $f_{QPO}$  вновь выражено в Гц (вероятность случайного совпадения равна  $7.0 \times 10^{-5}$ ).

Таблица 3.3: Параметры спектров мощности источника SW J1745-26 по данным телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL в диапазоне 20–80 кэВ

Сеанс	$f_{QPO}^a$	$F_{QPO}^b$	$f_{br}^c$	$F_{LFN}^d$
1	$0.30 \pm 0.01$	$20.4 \pm 1.0$	$0.15 \pm 0.01$	$19.5 \pm 1.0$
2	$0.49 \pm 0.02$	$21.6 \pm 1.0$	$0.12 \pm 0.01$	$22.3 \pm 0.9$
3	$0.78 \pm 0.02$	$21.4 \pm 1.0$	$0.18 \pm 0.01$	$23.5 \pm 0.9$
4	$1.32 \pm 0.10$	$23.0 \pm 1.6$	$0.49 \pm 0.03$	$22.8 \pm 1.1$
5	$1.97 \pm 0.17$	$18.8 \pm 2.2$	$0.71 \pm 0.08$	$22.4 \pm 2.1$
6	$2.30 \pm 0.23$	$18.6 \pm 2.0$	$0.82 \pm 0.06$	$24.1 \pm 1.5$

<sup>a</sup> Частота пика QPO в спектре мощности.

<sup>b</sup> Амплитуда переменности  $F_X$ , связанная с QPO.

<sup>c</sup> Частота излома функции Кинга в спектре мощности.

<sup>d</sup> Амплитуда переменности  $F_X$ , связанная с LFN.

Наблюдения в стандартном рентгеновском диапазоне 3–10 кэВ телескопом JEM-X обсерватории INTEGRAL приводят к аналогичным по форме спектрам мощности, которые, однако, заметно отличающимся по амплитуде (рис. 3.15). Видно, что мощность

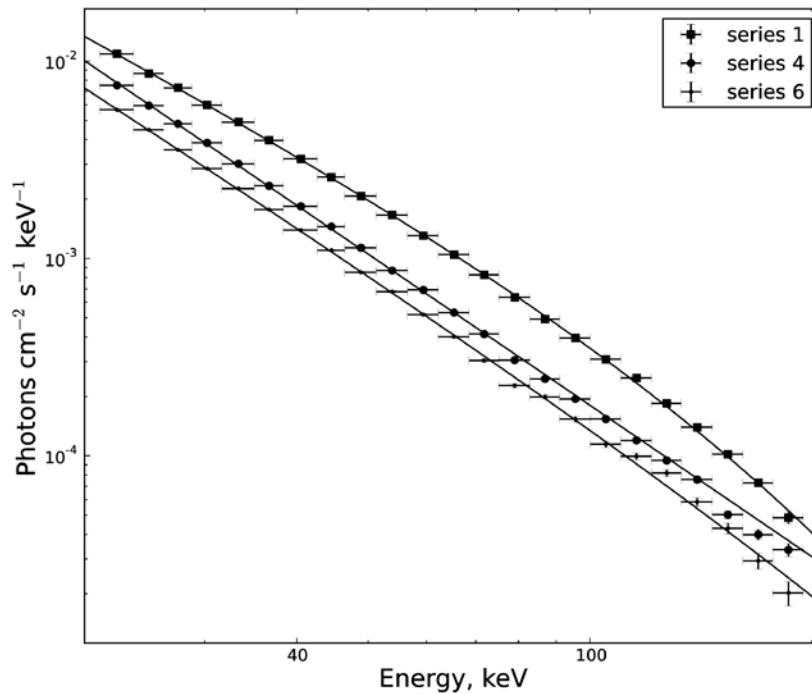


Рис 3.16: Спектры излучения источника SW J1745-26 в диапазоне 20–200 кэВ, полученные телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL для сеансов наблюдений 1, 4 и 6. Спектр эволюционирует от канонического спектра черных дыр с завалом на энергиях выше  $\sim 100$  кэВ к чисто степенному спектру

низкочастотного шума в этом спектре, полученном 21 сентября (сеанс 3), начинает падать на более низкой частоте, чем частота  $f_{br}$  в жестком диапазоне. Аппроксимация описанной выше моделью дала для частоты излома  $f_{br} = 0.072 \pm 0.025$  Гц и частоты QPO  $f_{QPO} = 0.79 \pm 0.01$  Гц, последняя частота совпадает с результатом измерения телескопом IBIS/ISGRI. Относительные амплитуды переменности потока в компонентах шума LFN и QPO равны  $3.5 \pm 0.7\%$  и  $3.4 \pm 0.6\%$ . Они в 5–6 раз ниже, чем амплитуды переменности в диапазоне телескопа IBIS/ISGRI.

На рис. 3.15 приведен спектр мощности, полученный для источника SWJ1745-26 телескопом XRT обсерватории SWIFT в еще более мягком диапазоне 0.3–10 кэВ. Источник наблюдался 20 сентября в 16:17 (UT) в течение  $\sim 1000$  с — за день до даты получения остальных спектров, поэтому их прямое сравнение затруднено. Тем не менее две общие тенденции очевидны: (1) в мягком диапазоне мощность низкочастотного шума всегда ниже

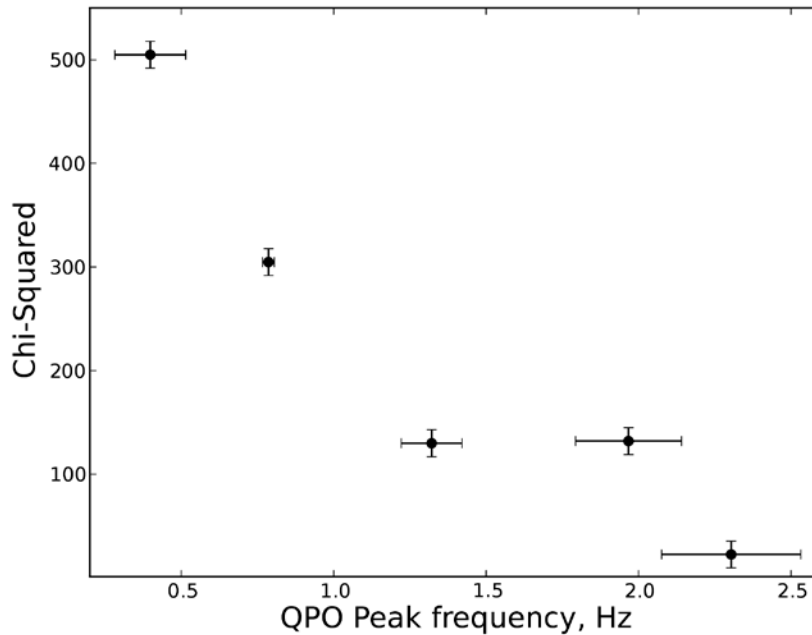


Рис 3.17: Отклонение (в терминах значения  $\chi^2$ ) спектров излучения источника SW J1745-26, полученных телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL, от степенного закона в диапазоне 20–100 кэВ в зависимости от частоты пика QPO. Число степеней свободы  $N = 14$ .

мощности шума в жестком диапазоне, (2) частота QPO монотонно растет со временем. Интересная особенность этого спектра состоит в том, что частота излома в нем  $f_{br} = 0.83 \pm 0.13$  Гц оказывается почти в 2 раза выше частоты пика QPO  $f_{QPO} = 0.48 \pm 0.01$  Гц. Во всех остальных спектрах частота  $f_{br}$  была в 2, а в спектрах последних сеансов даже в 3 раза ниже  $f_{QPO}$ . Очевидно, что это отличие связано с мягкостью диапазона измерений данным прибором.

### 3.2.2.2 Анализ спектров излучения

Интересно исследовать связь положения пика QPO в спектре мощности источника SW J1745-26 с формой его спектра излучения. На рис. 3.16 показаны жесткие рентгеновские фотонные спектры, полученные телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL в сеансах 1, 4 и 6 в диапазоне энергий 20–200 кэВ. В сеансе 1 источник имел спектр, характерный для аккрецирующих черных дыр, в частности, источника Лебедь X-1, — степенной на энергиях ниже  $\sim 100$  кэВ и экспоненциально обрывающийся на более высоких энергиях. Считается, что такой спектр формируется в результате комптонизации низкочастотных фотонов в

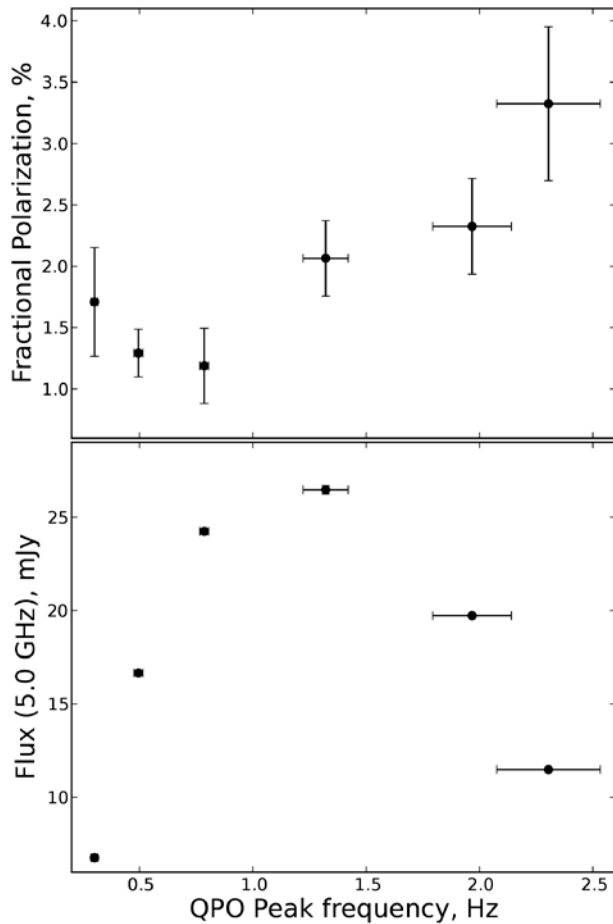


Рис 3.18: Зависимость поляризации радио излучения (5.0 ГГц) от частоты пика QPO: степень поляризации практически монотонно возрастает с увеличением частоты QPO (а), поток радиоизлучения показывает явную связь с присутствием пика QPO в спектре мощности (б).

высокотемпературной плазме, окружающей черную дыру (Шапиро и др., 1976; Сюняев, Титарчук, 1980). В более поздних сеансах спектр источника постепенно становился все более степенным — экспоненциальный завал смещался к более высоким энергиям, фотонный индекс увеличивался. В терминах комптонизации это можно объяснить уменьшением оптической толщи облака высокотемпературной плазмы и увеличением его температуры (Гребенев и др., 1997). Общее падение потока можно было бы объяснить уменьшением размеров облака.

Поскольку частота пика QPO однозначно зависит от времени, степень отклонения жесткого спектра источника от степенного закона можно дать в зависимости от частоты QPO. Такая зависимость показана на рис. 3.17, в качестве меры отклонения спектра от степенного закона используется величина  $\chi^2$ , число степеней свободы равно 14. Видно, что чем больше частота пика QPO, тем ближе спектр к степенному закону. Это можно



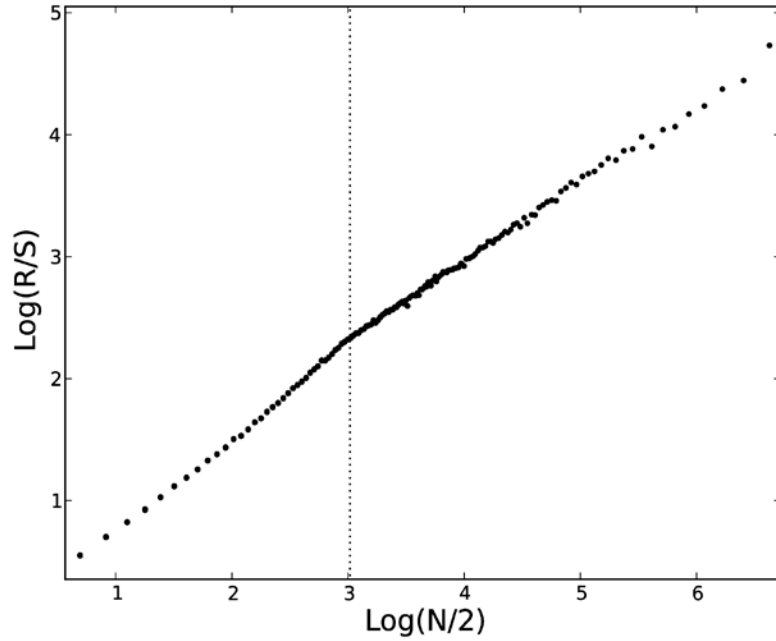


Рис 3.19: Диаграмма  $\ln(R/S) - \ln(N/2)$  по данным наблюдений источника SW J1745-26 телескопом SWIFT/XRT 18 сентября 2012 г. в диапазоне 0.3–10 кэВ. По осям отложены  $\ln(R/S)$  и  $\ln(N/2)$ , где  $R$  — размах, равный разнице между максимумом и минимум функции накопленного отклонения от среднего значения на интервале;  $S$  — накопленное среднеквадратичное отклонение от среднего;  $N$  — количество точек на интервале. Пунктирной линией обозначен временной масштаб, соответствующий пику QPO ( $0.251 \pm 0.007$  Гц). По наклону прямой на масштабах времени  $< 4$  с получаем фрактальную размерность  $D = 1.26 \pm 0.05$ .

качественно объяснить, предположив, что частота QPO связана с кеплеровской частотой вращения вещества в аккреционном диске  $\Omega_K = (GM/R^3)^{1/2} \sim 7(R/100R_g)^{-3/2}$  Гц на границе высокотемпературного облака радиуса  $R$ . Здесь  $M \sim 10 M_\odot$  — масса черной дыры,  $R_g = 2GM/c^2$  — ее гравитационный радиус. Тогда, за время наших наблюдений радиус высокотемпературной области  $R \approx 370f_{QPO}^{-2/3}R_g$  должен был измениться с  $\sim 820 R_g$  до  $\sim 210 R_g$ .

В последнее время появляется все больше свидетельств того, что в формировании широкополосного спектра излучения рентгеновских новых заметную роль играют нетепловые, прежде всего синхротронные, процессы в аккреционном диске, а возможно и в релятивистском джете (Гребенев и др., 2013, 2014; Поутанен, Веледина, 2014). В этой связи на рис. 3.18 показана зависимость потока радиоизлучения источника SW J1745-26 на 5.0 ГГц и степени его поляризации от измеренной в данной работе частоты пика QPO (радиоданные

взяты из работы Куррана и др., 2013). Поразительно, но радиоизлучение источника появляется и исчезает одновременно с появлением и исчезновением в его спектре мощности QPO! Более того, степень поляризации радиоизлучения также оказывается скореллированной с QPO — большую часть времени наблюдений она монотонно возрастает при смещении пика QPO в область высоких частот.

### 3.2.2.3 MF-DFA анализ

Ранее было показано, что фрактальная размерность кривых блеска рентгеновского транзидента GX 339-4 в диапазоне энергий  $\leq 15$  кэВ сильно зависит от присутствия в его спектре мощности QPO и от их частоты. Отличие в размерности достигало максимума  $\sim 0.5$  на энергиях 2–3 кэВ. В диапазоне  $> 15$  кэВ фрактальная размерность от присутствия QPO не зависела. Этот результат основывался на кривых блеска, полученных обсерваторией RXTE, определение фрактальной размерности было выполнено методом R/S анализа. Аналогичное исследование было проведено для рентгеновской новой SW J1745-26.

При использовании данных телескопа IBIS/ISGRI в диапазоне 20–80 кэВ величина фрактальной размерности ее кривой блеска оказалась равной  $D = 1.46 \pm 0.04$  и не зависела от присутствия QPO — в полном согласии с результатом предыдущей части диссертационной работы. Фактически, это значение свидетельствует об отсутствии фрактальных свойств у сигнала ( $D = 1.5$  соответствует “белому” шуму). Использование данных телескопа JEM-X для определения фрактальной размерности излучения источника в диапазоне 3–10 кэВ оказалось невозможным из-за малой значимости данных (по эффективной площади JEM-X заметно уступает телескопу IBIS и прибору PCA/RXTE). Посредством R/S анализа данных наблюдений источника телескопом XRT обсерватории SWIFT (18 сентября 2012 г. в диапазоне 0.3–10 кэВ), была получена зависимость, приведенная на рис. 3.19, из наклона которой при  $\ln(N/2) > 3$  можно найти фрактальную размерность  $D \approx 1.26 \pm 0.05$  — отличающуюся от измеренной телескопом IBIS/ISGRI. Значение  $\ln(N/2) > 3$ , обозначенное на рисунке пунктирной линией, соответствует частоте пика QPO ( $0.251 \pm 0.007$  Гц) или временному масштабу  $\approx 4$  с.

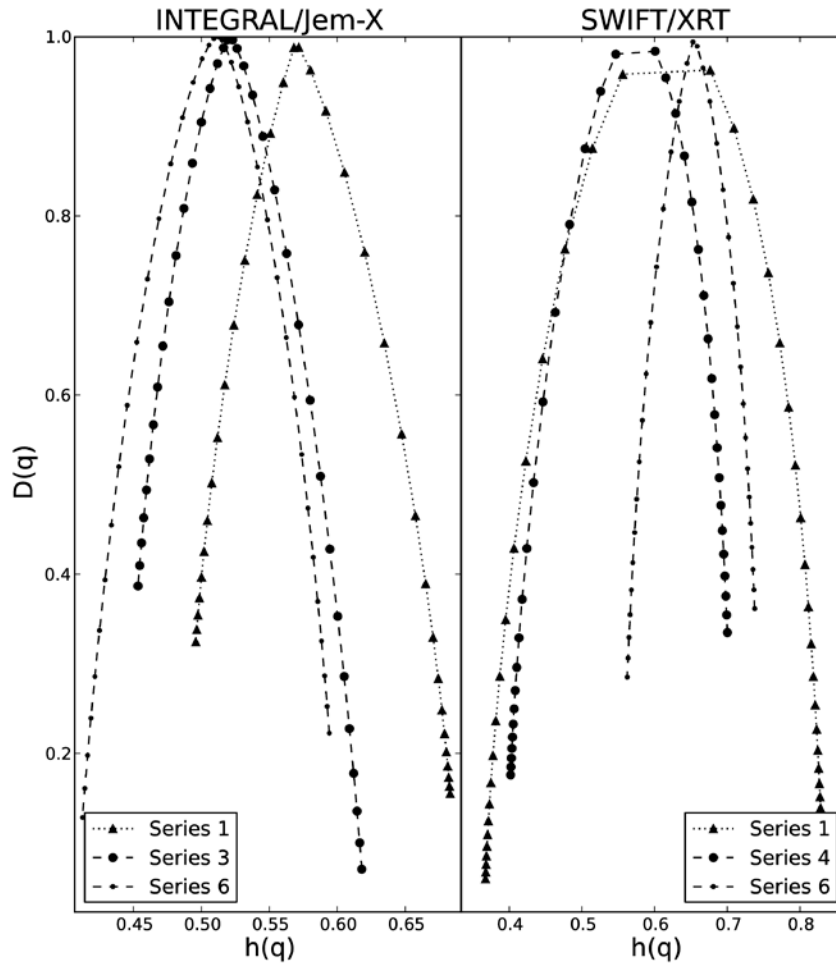


Рис 3.20: Спектры сингулярности для 1, 3 и 6 серий наблюдений телескопа JEM-X обсерватории INTEGRAL (а) и телескопа XRT обсерватории SWIFT (б), показывающие зависимость фрактальной размерности  $D(h)$  от гильдеровской экспоненты  $h$ .

Для лучшего понимания фрактальных свойств сигнала затем был проведен флуктуационный анализ кривых блеска источника мультифрактальным методом MF-DFA (Multifractal Detrended Fluctuation Analysis), который является обобщением метода R/S анализа, учитывающим более высокие статистические моменты временного ряда (Кантеллхард и др., 2002). Был получен следующий результат: на высоких 20–80 кэВ энергиях (данные телескопа IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL) фрактальные свойства у сигнала практически отсутствуют, на энергиях 3–10 кэВ (данные телескопа JEM-X той же обсерватории) фрактальные свойства ярко выражены, они уменьшаются по мере спада

рентгеновского потока и увеличения частоты пика QPO. Полученная зависимость носит название спектра сингулярности (рис. 3.20).

Основные свойства этого спектра:

1. Ширина спектра будет тем больше, чем сильнее выражены мультифрактальные свойства в сигнале. Чем больше ширина, тем сложнее мультифрактал.
2. Правая ветка спектра характеризует большие флуктуации, левая ветка — малые флуктуации.
3. Положение пика спектра дает фрактальную размерность сигнала (соответствующую величине гильдеровской экспоненты).

По рис. 3.20а видно, как фрактальные свойства сигнала, измеренного телескопом JEM-X, претерпевают изменения в процессе эволюции пика QPO: с увеличением частоты пика зависимость  $D(h)$  смещается в область меньших значений гильдеровской экспоненты  $h$ . На рис. 3.20б приведен спектр сингулярности сигнала, по данным телескопа XRT обсерватории SWIFT в диапазоне 0.3 – 10 кэВ. На этом рисунке видны более яркие изменения фрактальных свойств сигнала: ширина спектра уменьшается от наблюдения в первой серии к наблюдению в последней серии. Это говорит о том, что сложность фрактала уменьшается по мере увеличения частоты QPO. Вновь подтверждается вывод предшествующей части диссертационной работы — чем мягче рентгеновский диапазон, тем сильнее проявляются фрактальные свойства сигнала.

### 3.2.3 Обсуждение

Анализ данных наблюдений рентгеновской новой SW J1745-26, выполненных обсерваториями INTEGRAL и SWIFT в сентябре 2012 г., показал присутствие в спектре мощности ее рентгеновского излучения, наряду с низкочастотным шумом, сильного пика QPO, частота которого эволюционировала со временем с 0.3 Гц (вблизи максимума вспышки) до 2.3 Гц (спустя 2 недели — на затухающей стадии). Амплитуда LFN и QPO в общей переменности рентгеновского потока со временем менялась слабо, но была при этом в 5–6 раз ниже в диапазоне энергий 3–10 кэВ по сравнению с амплитудой в диапазоне 20–80 кэВ. Спектр жесткого рентгеновского излучения новой в рассмотренный период времени эволюционировал от стандартного спектра аккрецирующей черной дыры в жестком состоянии (типа спектра источника Лебедь X-1) к чисто степенному (без явных признаков экспоненциального завала на высоких энергиях) и более крутому (с фотонным индексом  $\sim$

2.5) спектру. Наблюдаемая картина может быть объяснена формированием жесткого рентгеновского излучения источника путем комптонизации в центральной высокотемпературной области, окружающей черную дыру, радиус которой, а соответственно и ее оптическая толщина по томсоновскому рассеянию, уменьшается со временем, а электронная температура плазмы в этой области возрастает. Если QPO связаны с неоднородностями течения, формирующимися на границе высокотемпературной области и стандартного аккреционного диска, и их частота отражает кеплеровскую частоту движения этих неоднородностей на внешнем радиусе, размер области уменьшился за время наблюдений почти в 3.5 раза: с  $\sim 820 R_g$  до  $\sim 230 R_g$ .

Радиоизлучение источника и его поляризация демонстрировали удивительную корреляцию с присутствием QPO в спектре мощности рентгеновских флуктуаций (и с частотой QPO). Не ясно, формировалось ли радиоизлучение за счет синхротронного излучения электронов в высокотемпературном облаке плазмы или в релятивистских джетах. В последнем случае объяснить корреляцию с присутствием QPO довольно сложно.

Любопытно, что фрактальная размерность кривых блеска источника SW J1745-26 на низких энергиях ( $\lesssim 10$  кэВ) сильно зависит от присутствия QPO в спектре мощности и от их частоты, тогда как на высоких энергиях (20–80 кэВ) изменения фрактальных свойств сигнала не наблюдается. При этом, сама мощность низкочастотного шума LFN и пика QPO на низких энергиях была в 5–6 раз ниже их мощности на высоких энергиях. Этот результат подтверждает наблюдение, сделанное при анализе данных источника GX 339-4. Результат показывает, что связь фрактальной размерности с QPO не может быть следствием простого подавления случайного шума мощным регулярным процессом (осцилляциями); измеренная фрактальная размерность ( $D < 1.5$ ) действительно отражает сильную нелинейность процессов формирования спектра флуктуаций в рентгеновском диапазоне энергий. В рамках описанной картины образования жесткого излучения источника за счет комптонизации это наблюдение можно объяснить следующим образом: на низких энергиях наблюдаются фотоны, испущенные вблизи внешней границы высокотемпературного облака (поверхностью холодного аккреционного диска вблизи его внутреннего края). Самые мягкие из них почти не испытали рассеяний в облаке, более жесткие испытали сравнительно небольшое число рассеяний. Если в этой области действовали сильно нелинейные процессы, влияющая на число фотонов, информация о них сохранится и найдет отражение в измеренной кривой блеска. Важно, что заметная доля фотонов, регистрируемая в мягком диапазоне, испускается

поверхностью диска на некотором удалении от внутренней границы и поэтому “не знает” о существовании квазипериодических осцилляций. В жестком диапазоне наблюдаются лишь фотоны, испущенные непосредственно у границы (действует геометрический фактор видимости облака со стороны диска) и испытавшие много рассеяний в облаке, а потому форма пиков на кривой блеска претерпевает изменения в зависимости от диапазона энергий. Модуляция с медленным квазипериодом “выживает”, хотя ширина пика QPO должна с ростом энергии возрастать. И это действительно наблюдается: ширина пика QPO в сеансе 3 была равна  $\Delta f_{QPO} \approx 0.166 \pm 0.009$  Гц в диапазоне телескопа IBIS/ISGRI и  $\Delta f_{QPO} \approx 0.137 \pm 0.024$  Гц в диапазоне телескопа JEM-X ! Таким образом, представленное объяснение кажется разумным. К сожалению, собственно нелинейные механизмы, приводящие к QPO, все еще остаются неизвестными.

Таки образом, результаты наблюдений рентгеновского транзиента SW J1745-26 на начальном этапе вспышки показывают:

1. присутствие и сильную эволюцию пика QPO и мощности низкочастотного шума (LFN) флуктуаций рентгеновского потока источника в период вблизи максимума его блеска;
2. связь частоты пика QPO с частотой излома в спектре мощности LFN и с потоком рентгеновского излучения;
3. нетривиальные фрактальные свойства кривых блеска источника в мягком рентгеновском диапазоне ( $< 10$  кэВ) в присутствии QPO и их корреляцию с частотой пика QPO;
4. у кривых блеска источника SWIFT J174510.8-262411, находящегося в "жестком" состоянии, в наблюдениях в диапазоне 20 – 80 кэВ с зарегистрированным QPO изменение фрактальной размерности было меньше, чем в мягком/стандартном диапазоне, не смотря на большую мощность QPO и LFN в переменности их излучения;
5. корреляцию появления радиоизлучения источника и изменение степени его поляризации с присутствием пика QPO и его частотой;
6. согласие совокупности наблюдаемых явлений с моделью формирования QPO вблизи границы высокотемпературного облака плазмы, окружающей черную дыру и ответственной за жесткий комптонизированный спектр источника.

## 4 Заключение

В диссертационной работе приведены результаты квазиодновременных наблюдений обсерваториями INTEGRAL, SWIFT, MAXI и PTT-150 и рентгеновских новых SWIFT J174510.8-262411, MAXI J1836-194 и MAXI J1828-249 на затухающей стадии их вспышек. Вспышки новых объясняются нестационарной аккрецией вещества на черную дыру в маломассивной двойной системе. Такие вспышки позволяют исследовать на достаточно короткой временной шкале различные режимы аккреции, реализуемые при разных темпах аккреции вещества. В работе показано, что спектр новых во многих случаях в широчайшем диапазоне энергий от инфракрасного и оптического света до жесткого рентгена может быть аппроксимирован единым степенным законом излучения, искаженным из-за поглощения, без явных признаков присутствия мягкой (чернотельной) компоненты. Присутствие такой компоненты предполагают общепринятые модели дисковой аккреции на черную дыру. Наблюдение единого степенного спектра может означать, что основной вклад в поток от источника дает синхротронное излучение его релятивистских струй (джетов), либо – что аккреционный диск является почти всюду горячим, оптически тонким, излучающим нетепловым образом.

Представлены результаты фрактального анализа рентгеновских кривых блеска от аккрецирующих черных дыр, входящих в маломассивную двойную систему, на примере наблюдений объекта GX 339-4 обсерваторией RXTE. Показано, что фрактальная размерность кривых блеска является сильно зависящей от диапазона энергий и присутствия квазипериодических осцилляций (QPO) в наблюдениях, выявлена связь между величиной фрактальной размерности кривых блеска и частотой пика QPO. Предложен дополнительный к анализу Фурье метод, позволяющий исследовать характер излучения временных аккреционного диска в зависимости от масштабов.

Также приведены результаты исследования обсерваториями INTEGRAL, SWIFT и VLA уже упоминавшейся выше рентгеновской новой SWIFT J174510.8-262411 в сентябре-октябре 2012 г., на ранней стадии вспышки. Прослежена эволюция параметров пика QPO со временем, выявлена корреляция между частотой QPO, параметрами низкочастотного шума (LFN), потоками рентгеновского и радиоизлучения, а также степенью поляризации радиоизлучения. Показано изменение фрактальных свойств кривых блеска источника в

стандартном рентгеновском диапазоне  $< 15$  кэВ в зависимости от частоты пика QPO. Подтвержден вывод о том, что фрактальными свойствами обладает сигнал аккрецирующих черных дыр в мягком и стандартном рентгеновском диапазоне ( $< 15$  кэВ). В жестком диапазоне сигнал этими свойствами не обладает, не смотря на большую мощность низкочастотного шума и мощность QPO. Результаты наблюдений могут быть объяснены в предположении, что рентгеновское излучение источника формируется в облаке высокотемпературной плазмы, окружающей черную дыру, а QPO образуются на его границе — в месте соприкосновения с аккреционным диском, их частота отражает кеплеровскую частоту движения вещества на соответствующем радиусе. Отсутствие же фрактальных свойств у сигнала на высоких энергиях можно объяснить тем, что в жестком диапазоне наблюдаются лишь те фотоны, которые, будучи испущены непосредственно у внутреннего края аккреционного диска, испытали множество рассеяний в горячей центральной части аккреционного течения, поэтому информация о нелинейных процессах сильно замывается.

В работе отмечено существование явной связи между радиоизлучением и рентгеновским излучением. Эта связь выражается в том, что частота пика QPO зависит от степени поляризации излучения источника в радиодиапазоне, более того прослеживается явная корреляция связь между частотой пика QPO и потоком излучения на частоте 5 ГГц.

К исследованию кривых блеска аккрецирующих черных дыр были применены методы фрактального анализа и продемонстрирована их перспективность в быстром выявлении сеансов наблюдений, содержащих QPO. Это позволяет более эффективно планировать наблюдения и исследовать быструю переменность источников. Показана связь фрактальной размерности кривых блеска данных источников с формой отдельных рентгеновских всплесков, ее формирующих, что позволяет поставить новые ограничения на конкурирующие модели формирования LFN и QPO.



## 5 Положения, выносимые на защиту

В диссертационной работе приведены результаты анализа наблюдений обсерваториями INTEGRAL, SWIFT, RXTE и PTT-150 маломассивных двойных системах, содержащих черную дыру. Исследовались источники SWIFT J174510.8-262411, MAXI J1836-194, GX 339-4 и MAXI J1828-249. По результатам исследования были сделаны следующие выводы:

- Ультрафиолетовое, оптическое и инфракрасное (UVOIR) излучение рентгеновских новых (SWIFT J174510.8-262411, MAXI J1836-194) в их «жестком» состоянии (на затухающей стадии вспышки) после коррекции на межзвездное поглощение может быть успешно описано продолжением их рентгеновского спектра, степенного в диапазоне 0.3 - 60 кэВ с экспоненциальным завалом на высоких (> 60 кэВ) энергиях.
- Присутствия чернотельного излучения, которое могло бы быть связано с внешними холодными областями аккреционного диска, в широкополосных (1 эВ - 200 кэВ) спектрах этих источников в их «жестком» состоянии выявлено не было. При темпе аккреции, соответствующем наблюдаемой рентгеновской светимости, измеренный поток UVOIR излучения источников более чем на порядок величины превосходил возможный вклад внешних областей диска.
- UVOIR излучение рентгеновской новой MAXI J1828-249, наблюдаемое вблизи максимума вспышки 2013 г., не могло быть объяснено исключительно чернотельным излучением внешних областей аккреционного диска, даже многократно усиленным прогревом его поверхности жесткими фотонами. Недостающее UVOIR излучение источника может быть получено экстраполяцией в данную область степенной компоненты его жесткого рентгеновского излучения.
- UVOIR излучение рентгеновских новых SWIFT J174510.8-262411, MAXI J1836-194 и MAXI J1828-249 может быть объяснено в предположении, что доминирующая его часть образуется в области основного энерговыделения вблизи черной дыры - там же, где формируется их жесткое излучение.

- Выполнено измерение фрактальной размерности быстрой ( $<1000$  с) переменности кривых блеска ряда аккрецирующих черных дыр. Обнаружена корреляция фрактальной размерности кривых блеска в мягком/стандартном ( $<15$  кэВ) диапазоне с частотой пика QPO в спектрах мощности источников GX 339-4 и SWIFT J174510.8-262411.
- У кривых блеска источников GX 339-4 и SWIFT J174510.8-262411, в диапазоне 20 – 80 кэВ в наблюдениях с зарегистрированным QPO изменение фрактальной размерности было меньше, чем в мягком/стандартном диапазоне, не смотря на большую мощность QPO и LFN в переменности их излучения.
- Обнаружена корреляция между интенсивностью радиоизлучения, степенью его поляризации, присутствием и частотой пика QPO в рентгеновских кривых блеска источника SWIFT J174510.8-262411.

## Список литературы

1. Арнауд (R.A. Arnaud), *ASP Conf. Ser. 101 "Astronomical Data Analysis Software and Systems V"* (Ed. G. Jacoby, J. Barnes, San Francisco: ASP), p. 17 (1996).
2. Барроус и др. (D.N. Burrows, J.E. Hill, J.A. Nousek, et al.), *Space Sci. Rev.* 120, 165 (2005).
3. Бартелми и др. (S.D. Barthelmy, L.M. Barbier, J.R. Cummings et al.), *Space Science Reviews* 120, 143 (2005).
4. Беллони и др. (T. Belloni, M. Cadolle Bel, P. Casella, et al.), *Astron. Telegram* 4450 (2012).
5. Беллони и др. (T.M. Belloni, A. Sanna, and M. Mendez), *MNRAS* 426, 1701 (2012).
6. Беллони, Хазингер (T. Belloni and G. Hasinger), *Astron. Astrophys.* 227, L33 (1990).
7. Бэк и др. (P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld), *Phys. Rev. Lett.* 59, 381 (1987).
8. Вайган, Уттли (S. Vaughan and P. Uttley), *arXiv:0802.0391* (2008).
9. ван дер Клис (M. van der Klis), *Compact stellar X-ray sources* (Ed. W. Lewin, M. van der Klis, Cambridge Astrophys. Ser., No. 39. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2006), p. 39.
10. ван дер Клис (M. van der Klis), *Proc. NATO ASI "Timing Neutron Stars"* (Cesme, Izmir, Turkey, 4–15 April 1988, Ed. H. Ogelman, E.P.J. van den Heuvel, NY USA: Kluwer Acad./Plenum Publ., 1989), p. 27.
11. Варонер и др. (R.V. Waroner, A.S. Silbergleit, M. Ortega-Rodrigues) *Astrophys. J.* 559, L25 (2001).
12. Веледина и Поутанен (A. Veledina, J. Poutanen), *MNRAS* 448, 939 (2015).
13. Винклер и др. (C. Winkler, T.J.-L. Courvoisier, G. Di Cocco et al.), *Astron. Astrophys.* 411, L1 (2003).
14. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, E. Churazov, and M. Gilfanov), *Astron. Astrophys.* 287, 73 (1994a).
15. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, A. Dyachkov, N. Khavenson, R. Kremnev, K. Sukhanov, et al.), *Astrophys. J.* 424, 395 (1994b).
16. Вовк и др. (I. Vovk, C. Ferrigno, E. Drave, et al.), *Astron. Telegram* 4381 (2012).
17. Вртилек и др. (S.D. Vrtilik, J.C. Raymond, M.R. Garcia, F. Verbunt, and G. Hasinger), *G. Astron. Astrophys.* 235, 162 (1990).
18. Гандхи и др. (P. Gandhi, K. Makishima, M. Durant, A.C. Fabian, V.S. Dhillon, et al.), *MNRAS* 390, L29 (2008).

19. Гребенев и др. (S. Grebenev, R. Sunyaev, M. Pavlinsky, E. Churazov, M. Gilfanov, A. D'yachkov, N. Khavenson, K. Sukhanov, et al.), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 97, 281 (1993).
20. Гребенев и др. (S.A. Grebenev, O.V. Lyashenko, M.N. Pavlinsky, and R.A. Sunyaev), *Astrophys. Lett. & Commun.* 38, 89 (1999) (*Proc. the 3rd INTEGRAL Workshop "The Extreme Universe", Taormino, Italy, 1998*).
21. Гребенев и др. (S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev, M.N. Pavlinsky), *Adv. Space Res.* 19, 15 (1997).
22. Гребенев С.А., Просветов А.В., Буренин Р.А., *Письма в Астрон. журн.* 40, 198 (2014).
23. Гребенев С.А., Просветов А.В., Сюняев Р.А., *Письма в Астрон. журн.* 39, 415 (2013).
24. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., *Письма в Астрон. журн.* 31, 754 (2005).
25. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Павлинский М.Н., Деханов И.А., *Письма в Астрон. журн.* 17, 985 (1991).
26. Гребенев, Сюняев (S.A. Grebenev and R.A. Sunyaev), *Astron. Telegram* 4401 (2012).
27. Даванцо и др. (P. D'Avanzo, S. Campana, S. Covino, P. Goldoni, T. Munoz-Darias, N. Masetti, E. Palazzi), *Astron. Telegram* 5559 (2013).
28. Джерелс и др. (N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, et al.), *Astrophys. J.* 611, 1005 (2004).
29. Драйн (B.T. Draine), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 41, 241 (2003).
30. Есин и др. (A.A. Esin, E. Kuulkers, J.E. McClintock, and R. Narayan), *Astrophys. J.* 532, 1069 (2000).
31. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З., *Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса* (М.: Наука, 1988).
32. Зеленый Л.М., Милованов А.В., *Геомагн. и аэрон.* 33, 18 (1993).
33. Зельдович Я.Б., Соколов Д.Д., *Успехи физ. наук* 146, 493 (1985).
34. Инграм и др. (A. Ingram, C. Done, P.C. Fragile), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 397, L101 (2009).
35. Калберла и др. (P.M.W. Kalberla, W.B. Burton, D. Hartmann et al.), *Astron. Astrophys.*, 440, 775 (2005).
36. Каммингс и др. (J.R. Cummings, C. Gronwall, D. Grupe, et al.), *GCN Circ.* 13774 (2012a).
37. Каммингс и др. (J.R. Cummings, S.D. Barthelmy, W.H. Baumgartner, et al.), *GCN Circ.* 13775 (2012b).

38. Канбах и др. (*G. Kanbach, C. Straubmeier, H.C. Spruit, and T. Belloni*), *Nature* 414, 180 (2001).
39. Кантеллхардт и др. (*J. W.Kantellhardt, S.A. Zschiegner, E. Koscielny, Bunde, S. Havlin, A. Bunde, H.E. Stanley* "Multifractal detrended fluctuation analysis of nonstationary time series"), *Physica A*. Vol. 316. P. 87-114. (2002).
40. Кенниа и др. (*J. A. Kennea, M. Linares, H. A. Krimm, P. A. Evans, P. Romano, V. Mangano, P. Curran, K. Yamaoka, H. Negoro*), *Astron. Telegram* 5478 (2013a).
41. Кенниа и др. (*J. A. Kennea, M. Linares, H. A. Krimm, P. A. Evans, P. Romano, V. Mangano, P. Curran, K. Yamaoka, H. Negoro*), *Astron. Telegram* 5479 (2013b).
42. Кенниа и др. (*J.A. Kennea, E.A. Hoversten, M.H. Siegel et al.*), *Astron. Tel.* 3613 (2011).
43. Корбел и др. (*S. Corbel, J.A. Tomsick, T. Tzioumis*), *Astron. Telegram* 5911 (2014).
44. Корбел и др. (*S. Corbel, M. Coriat, C. Brocksopp, A.K. Tzioumis, R.P. Fender, et al.*), *MNRAS* 428, 2500 (2013).
45. Кориат и др. (*M. Coriat, T. Tzioumis, R. Fender, S. Corbel, C. Brocksopp*), *Astron. Tel.* 4038 (2012).
46. Кориат и др. (*M. Coriat, S. Corbel, M.M. Buxton, C.D. Baily, J.A. Tomsick, et al.*), *MNRAS* 400, 123 (2009).
47. Короленко П.В., Маганова М.С., Меснянкин А.В., *Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Фрактальные и мультифрактальные методы, вейвлет-преобразования (М: НИИЯФ МГУ, 2004).*
48. Кривонос и др. (*R. Krivonos, M. Revnivtsev, S. Tsygankov et al.*), *Astron. Astrophys.* 519, A107 (2010).
49. Кривонос и др. (*R. Krivonos, M. Revnivtsev, S. Tsygankov, S. Sazonov, A. Vikhlinin, M. Pavlinsky, E. Churazov, R. Sunyaev*), *Astron. Astrophys.* 519, A107 (2010).
50. Кривонос, Цыганков (*R. Krivonos, S. Tsygankov*), *Astron. Telegram* 5492 (2013).
51. Кримм и др. (*H.A. Krimm, S.D. Barthelmy, W. Baumgartner et al.*), *Astron. Tel.* 3966 (2012).
52. Кулкерс и др. (*E. Kuulkers, J. Chenevez, J. Alfonso-Garzon, et al.*), *Astron. Telegram* 4804 (2013).
53. Курран и др. (*P.A. Curran, M. Coriat, J.C.A. Miller-Jones et al.*), (2013).
54. Лебран и др. (*F. Lebrun, J.P. Leray, P. Lavocat et al.*), *Astron. Astrophys.* 411, L141 (2003).
55. Лидбеттер и др. (*M.R. Leadbetter, G. Lindgren, and H. Rootzen*), *Extremes and Related Properties of Random Sequence and Processes (NY: Springer, 1983).*

56. Лохнер и др. (J.C. Lochner, J.H. Swank, and A.E. Szymkowiak), *Astrophys. J.* 337, 823 (1989).
57. Лунд и др. (N. Lund, C. Budtz-Jorgensen, N.J. Westergaard et al), *Astron. Astrophys.* 411, L231 (2003).
58. Любарский (Yu. E. Lyubarskii), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 292, 679 (1997).
59. Лютый В.М., Сюняев Р.А., *Астрон. журн.* 53, 511 (1976).
60. Маккини и др. (J.C. McKinney, A. Tchekhovskoy, and R.D. Blandford), *MNRAS* 423, 3083 (2012).
61. Мацуока и др. (M. Matsuoka, K. Kawasaki, S. Ueno, H. Tomida, M. Kohama, M. Suzuki, Y. Adachi, M. Ishikawa, et. al.) *Publ. Astron. Soc. Japan* 61, 999 (2009).
62. Мецерьков А.В., Шакура Н.И., Сулейманов В.А. *Письма в Астрон. журн.* 37, 311 (2011).
63. Миллер-Джонс (J.C.A. Miller-Jones), *Astron. Telegram* 5484 (2013).
64. Миллер-Джонс и др. (J.C.A. Miller-Jones, G.R. Sivako, M. Rupen, D. Altamirano), *Astron. Tel.* 3628 (2011).
65. Милованов и др. (A.V. Milovanov, L.M. Zelenyi, and G. Zimbardo), *J. Geophys. Res.* 101, 19903 (1996).
66. Минешиге и др. (S. Mineshige, N.B. Ouchi, and H. Nishimori), *Publ. Astron. Soc. Japan* 46, 97 (1994).
67. Михара и др. (T. Mihara, M. Nakajima, M. Sugizaki, M. Serino, M. Matsuoka, M. Kohama, K. Kawasaki, H. Tomida, et. al.) *Publ. Astron. Soc. Japan* 63, S623 (2011).
68. Миямото и др. (S. Miyamoto, S. Kitamoto, and K. Kimura), *Proc. 23rd ESLAB Symp. Two Topics in X-ray Astron., ESA-Sp-296, 1*, 531 (1990).
69. Миямото и др. (S. Miyamoto, S. Kitamoto, K. Misuda, and T. Dotani), *Proc. Inter. Symp. "Physics of Neutron Stars and Black Holes (Tokyo, 1–3 February 1988, Ed. Y. Tanaka, Tokyo: Univ. Academy Press, Inc., 1988)*, p. 227.
70. Моррисон, Маккаммон (R. Morrison, D. McCammon), *Astrophys. J.* 270, 119 (1983).
71. Мотта и др. (S. Motta, T. Munoz-Darias, P. Casella, T. Belloni, and J. Homan), *MNRAS* 418, 2292 (2011).
72. Накахира и др. (S. Nakahira, H. Tomida, H. Negoro, M. Morii, T. Mihara, S. Ueno, M. Kimura, M. Ishikawa et al.), *Astron. Telegram* 5474 (2013).
73. Негоро и др. (H. Negoro, M. Nakajima, S. Nakahira et al.), *Astron. Tel.* 3611 (2011).

74. Негоро и др. (H. Negoro, M. Sugizaki, T. Mihara, M. Matsuoka, S. Nakahira, S. Ueno, H. Tomida, M. Kimura et al.), *Astron. Telegram* 5483 (2013).
75. Нолан и др. (P.L. Nolan, D.E. Gruber, J.L. Matteson, L.E. Patterson, R. Rothschild, J.P. Doty, A.M. Levine, W.H.G. Lewin, and F.A. Primini), *Astrophys. J.* 246, 494 (1981).
76. Ноусек, Шу (J.A. Nousek, D.R. Shue), *Astrophys. J.* 342, 1207 (1989).
77. Париси и Фриш (G. Parisi, U. Frisch, "Fully developed turbulence and intermittency. In *Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics and Climate Dynamics*" (M. Ghil, R. Benzi, G. Parisi, eds.), *Proc. of Int. School*, pp. 84-88. North-Holland, Amsterdam) (1985).
78. Позаненко и др. (A. Pozanenko, A. Volnova, M. Andreev et al.), *GRB Coordinates Network* 12411 (2011).
79. Поутанен, Веледина (J. Poutanen, A. Veledina), *Space Sci. Rev.* 183, 61 (2014).
80. Просветов А.В., Гребенев С.А., *Письма в Астрон. журн.* 40, 761 (2014).
81. Райс и др. (R.C. Reis, J.M. Miller, M.T. Reynolds, A.C. Fabian, D.J. Walton), *Astrophys. J.* 751, 34 (2012).
82. Рассел и др. (D.M. Russel, T. Belloni, J.C.A. Miller-Jones et al.), *Astron. Tel.* 3689 (2011).
83. Рау и др. (A. Rau, J. Greiner, V. Sudilovsky), *Astron. Tel.* 3619 (2011).
84. Ревнивцев и др. (M. Revnivtsev, M. Gilfanov, E. Churazov), *Astron. Astrophys.* 347, L23 (1999).
85. Ревнивцев М.Г., Сюняев Р.А., Варшалович Д.А., Железняков В.В., Черпащук А.М., Лутовинов А.А., Чуразов Е.М., Гребенев С.А., Гильфанов М.Р., *Письма в Астрон. журн.* 30, 430 (2004).
86. Ремилард, Макклиток (R.A. Remillard, J.E. McClintock), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 44, 49 (2006).
87. Роминг и др. (P.W.A. Roming, T.E. Kennedy, K.O. Mason et al.), *Space Science Reviews* 120, 95 (2005).
88. Сбаруфати и др. (B. Sbarufatti, J.A. Kennea, M.C. Stroh, D.N. Burrows, P.A. Evans, et al.), *Astron. Telegram* 4782 (2013).
89. Стелла, Виетри (L. Stella, M. Vietri), *Astrophys. J.* 492, L59 (1998).
90. Стоев и др. (S.A. Stoev, G. Michailidis, and M.S. Taqu), *University Michigan, Tech. Rep.* 447 (2006).
91. Стромаер, Смит (T.E. Strohmayer, E.A. Smith), *Astron. Tel.* 3618 (2011).

92. Сулейманов и др. (*V.F. Suleimanov, G.V. Lipunova, and N.I. Shakura*), *Astron. Astrophys.* 491, 267 (2008).
93. Сюняев Р., Арефьев В., Бороздин К., Гильфанов М., Ефремов В., Каниовский А., Чуразов Е., Кендзиора Е. и др., *Письма в Астрон. журн.* 17, 975 (1991).
94. Сюняев Р.А., Лапишов И.Ю., Гребенев С.А., Ефремов В.В., Каниовский А.С., Степанов Д.К., Юнин С.Н., Гаврилова Е.А. и др., *Письма в Астрон. журн.* 14, 771 (1988).
95. Сюняев, Титарчук (*R.A. Sunyaev and L.G. Titarchuk*), *Astron. Astrophys.* 86, 121 (1980).
96. Танака, Шибазакки (*Y. Tanaka and N. Shibazaki*), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 34, 607 (1996).
97. Титарчук и др. (*L. Titarchuk, N. Shaposhnikov, and V. Arefiev*), *Astrophys. J.* 660, 556 (2007).
98. Томсик и др. (*J.A. Tomsick, E. Kalemci, P. Kaaret, S. Markoff, S. Corbel, et al.*), *Astrophys. J.* 680, 593 (2008).
99. Томсик и др. (*J.A. Tomsick, M. Del Santo, T. Belloni*), *Astron. Telegram* 4393 (2012).
100. Томсик и др. (*J.A. Tomsick, S. Corbel*), *Astron. Telegram* 5886 (2014).
101. Трушкин и др. (*S.A. Trushkin, N.A. Nizhelskij, G.V. Zhekanis*), *Astron. Tel.* 3656 (2011).
102. Убертини и др. (*P. Ubertini, F. Lebrun, G. Di Cocco et al.*), *Astron. Astrophys.* 411, L131 (2003).
103. Феррино и др. (*C. Ferrigno, E. Bozzo, M. Del Santo, F. Capitanio*), *Astron. Astrophys.* 537, L7 (2012).
104. Филиппова и др. (*E. Filippova, E. Kuulkers, C. Sanchez-Fernandez, J. Wilms, V. Grinberg, M. Cadolle-Bel, J. Chenevez, R. Wijnands et al.*), *Astron. Telegram* 5476 (2013).
105. Херст (*H.E. Hurst*), *Trans. Am. Soc. Eng.* 116, 770 (1951).
106. Хайнес и др. (*R.I. Hynes, C.A. Haswell, W. Cui, C.R. Shrader, K. O'Brien, et al.*), *MNRAS* 345, 292 (2003).
107. Ценко и др. (*S.B. Cenko, A.A. Miller, J.S. Bloom*), *Astron. Tel.* 3614 (2011).
108. Черепашук А.М. *Успехи физ. наук* 173, 345 (2003).
109. Шакура, Сюняев (*N.I. Shakura and R.A. Sunyaev*), *Astron. Astrophys.* 24, 337 (1973).
110. Шапиро и др. (*S.L. Shapiro, A.P. Lightman, and D.M. Eardley*), *Astrophys. J.* 204, 187 (1976).
111. Шату и др. (*S. Chaty, C.A. Haswell, J. Malzac, R.I. Hynes, C.R. Chrader, W. Cui*), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 346, 689 (2003). Шустер Г., *Детерминированный хаос* (М: Мир, 1988).



112. Эбисава и др. (K. Ebisawa, K. Mitsuda, H. Inoue, and T. Dotani), *Proc. Inter. Symp. "Physics of Neutron Stars and Black Holes"* (Tokyo, 1–3 February 1988, Ed. Y. Tanaka, Tokyo: Univ. Acad. Press, Inc., 1988), p. 149.
113. Эванс и др. (P.A. Evans, R. Willingale, J.P. Osborne et al.), *Astron. Astrophys.* 519, A102 (2010).
114. Яанг и др. (J. Yang, X. Yonghua, L. Zhixuan et al.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 426, L66 (20126).
115. Яанг и др. (Y.J. Yang, R. Wijnands, J.A. Kennea), *Astron. Tel.* 3975 (2012a).