

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

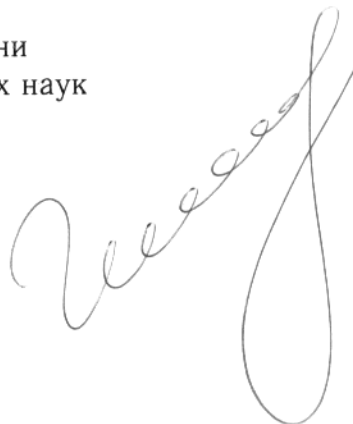
На правах рукописи

Марат Равильевич Гильфанов

**НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ АККРЕЦИРУЮЩИХ ЧЕРНЫХ
ДЫР И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ
(ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИЙ МИР-КВАНТ, ГРАНАТ И АСКА).**

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук



Москва
1996

Бессменным моим соавтором был Женя Чуразов, с которым нас связывает многолетняя дружба. С ним мы делили все радости и тяготы работы. Рашид Алиевич Сюняев помог мне сделать первые шаги в астрофизике. Он был моим первым научным руководителем и остается им до сих пор. Все работы, положенные в основу диссертации, были так или иначе инициированы им. Большое спасибо!

Диссертационная работа была выполнена в Отделе Астрофизики Высоких Энергий ИКИ РАН, всем сотрудникам которого я искренне благодарен за помощь и поддержку.

Эта работа не состоялась бы в ее нынешнем виде если бы не существовали такие замечательные обсерватории как МИР-КВАНТ и ГРАНАТ. Большое спасибо специалистам НПО Энергия и НПО им. Лавочкина, создавшим эти спутники и уже много лет обеспечивающим их успешную работу. Всю тяжесть планирования научных наблюдений и первичной обработки информации обсерватории ГРАНАТ взяли на себя Николай Гедальевич Хавенсон и группа Анатолия Васильевича Дьячкова. Их вклад в результаты обсерватории ГРАНАТ невозможно переоценить.

Значительная часть работ, положенных в основу диссертации была выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, Международного Научного Фонда, Американского Астрономического Общества, Американского Физического Общества и ИНТАС.

В работе были использованы данные наблюдений обсерватории АСКА, полученные из электронного архива данных астрофизики высоких энергий HEASARC Центра космических полетов им. Годдарда.

Содержание

1	Введение.	9
2	Описание приборов и методики наблюдений.	11
2.1	Телескоп СИГМА обсерватории ГРАНАТ.	11
2.2	Телескоп ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ.	13
	Литература к Главе 2	14
3	Широкополосные спектры рентгеновских Новых.	15
3.1	Введение	15
3.2	Рентгеновская Новая 1991 г. в созвездии Мухи (GRS1124-684)	18
3.2.1	Введение.	18
3.2.2	Локализация источника.	20
3.2.3	Кривая блеска источника в рентгеновском диапазоне.	20
3.2.4	Широкополосные спектры источника.	24
3.2.5	Поведение жесткой спектральной компоненты.	28
3.2.6	Спектральная эволюция рентгеновской Новой.	30
3.2.7	Обсуждение.	33
3.3	GRS/KS1730-312 - далекая рентгеновская Новая ?	35
3.3.1	Обнаружение и локализация источника.	35
3.3.2	Кривая блеска.	35
3.3.3	Спектры.	35
3.3.4	Обсуждение.	38
3.4	Рентгеновская Новая 1992 г. в созвездии Персея (GROJ0422+32)	42
3.4.1	Введение.	42
3.4.2	Описание наблюдений.	42
3.4.3	Локализация источника.	42
3.4.4	Кривая блеска в жестком рентгеновском диапазоне.	43
3.4.5	Рентгеновские спектры.	44
3.4.6	Изменение основных характеристик рентгеновского излучения со временем.	47
3.5	Рентгеновская Новая 1993 г. в созвездии Змееносца (GRS1716-249)	52
3.5.1	Введение.	52
3.5.2	Описание наблюдений.	53
3.5.3	Локализация источника.	54
3.5.4	Кривая блеска.	56
3.5.5	Спектры источника в жестком рентгеновском диапазоне.	59
3.5.6	Широкополосные рентгеновские спектры источника.	60
3.6	Свойства рентгеновских Новых.	64
	Литература к Главе 3	68
4	Спектральные свойства источника Лебедь X-1 в рентгеновском и мягком гамма-диапазонах.	73
4.1	Введение.	73
4.2	Наблюдения в жестком рентгеновском диапазоне (телескоп СИГМА).	75
4.2.1	Наблюдения.	75
4.2.2	Изменение характеристик рентгеновского излучения со временем.	77
4.2.3	Корреляция между основными характеристиками рентгеновского излучения.	78

4.2.4	Обсуждение.	82
4.3	Наблюдения в стандартном рентгеновском диапазоне 0.3–10 кэВ (спутник АСКА).	84
4.3.1	Наблюдения.	84
4.3.2	Мягкая компонента в спектре Лебеда X-1 в низком состоянии.	84
4.3.3	Спектр Лебеда X-1 от 0.3 кэВ до 500 кэВ.	86
	Литература к Главе 4	91
5	Мягкая спектральная компонента и переменность жесткого рентгеновского потока.	93
5.1	Поиск мягкой компоненты в спектрах черных дыр в низком (жестком) состоянии.	94
5.1.1	Мягкая компонента в разных спектральных состояниях.	94
5.1.2	Наблюдения.	94
5.1.3	Результаты.	95
5.1.4	Ограничения в рамках модели "чернотельного диска".	98
5.2	Природа переменности жесткого рентгеновского потока на масштабах часов.	100
	Литература к Главе 5	103
6	Свойства жесткой спектральной компоненты.	105
6.1	Широкополосные спектры аккрецирующих черных дыр.	105
6.2	Жесткая компонента в разных спектральных состояниях.	107
	Литература к Главе 6	110
7	Квазипериодические осцилляции жесткого рентгеновского излучения от черных дыр.	111
7.1	Основные экспериментальные результаты.	111
7.2	Возникновение квазипериодических осцилляций в модели "shot noise"	113
7.2.1	Введение.	113
7.2.2	Модель всплесков.	114
7.2.3	Модель всплесков с взаимодействием.	115
7.2.4	Возникновение QPO в аккреционных дисках черных дыр.	118
	Литература к Главе 7	122
8	Открытие аннигиляционных линий в спектрах черных дыр и нейтронных звезд.	125
8.1	"Великий аннигилятор" 1E1740.7-2942	126
8.1.1	Введение.	126
8.1.2	Наблюдения в 1990 г.	129
8.1.3	Анализ наблюдения 13–14 октября 1990 г.	129
8.1.4	Переменность потока в линии.	131
8.1.5	Статистическая достоверность детектирования линии.	132
8.2	Рентгеновская Новая 1991 г. в созвездии Мухи (GRS1124-684)	133
8.2.1	Введение.	133
8.2.2	Открытие эмиссионных деталей в спектре.	135
8.2.3	Переменность эмиссионных деталей.	138
8.2.4	Обсуждение.	139
8.3	Статистическая достоверность спектральных деталей	144
8.3.1	Статистический анализ изображений.	144
8.3.2	Статистическая достоверность спектральных деталей.	149
8.3.3	Наблюдения источника 1E1740.7–2942 в сент.1992 г. – противоречие между телескопом СИГМА и спектрометром OSSE.	150
	Литература к Главе 8	153
9	Спектры нейтронных звезд и черных дыр в жестком рентгеновском диапазоне.	155
9.1	Количественное сравнение спектров.	155
9.2	Связь между жесткостью спектра и природой компактного объекта.	157
9.3	Жесткое излучение от рентгеновских барстеров.	158
	Литература к Главе 9	161

10 Происхождение жесткой спектральной компоненты.	163
10.1 Двухфазная комптонизационная модель с обратной связью.	164
10.2 Жесткая спектральная компонента и короткомасштабная переменность.	168
10.2.1 Параметры вспышек.	168
Литература к Главе 10	172

Глава 1

Введение.

Большинство ярких компактных источников рентгеновского излучения в нашей Галактике являются двойными системами, состоящими из нормальной звезды и компактного объекта. Рентгеновское излучение от этих объектов обязано своим происхождением гравитационной энергии, выделяющейся при аккреции вещества, истекающего с поверхности нормальной звезды, на компактный объект. В настоящее время известно всего несколько надежных наблюдательных критериев, позволяющих выяснить природу компактного объекта в двойной системе — отличить нейтронную звезду от черной дыры. Критерием того, что компактный объект в двойной системе является нейтронной звездой может служить (1) детектирование рентгеновских всплесков первого типа либо (2) пульсации рентгеновского потока. Единственным надежным критерием наличия черной дыры на настоящий момент является динамическое определение массы компактного объекта через измерение функции масс двойной системы. Общее число подтвержденных нейтронных звезд составляет несколько десятков, в то же время известно всего несколько объектов, в которых компактный объект несомненно является черной дырой. Среди них Лебедь X-1 и ряд рентгеновских Новых — A0620-00, Новые в созвездиях Лебедя, Мухи, Лисички и, возможно, Персея.

Наблюдения в рентгеновском и гамма-диапазоне выполненные в конце 80-х начале 90-х гг. орбитальными обсерваториями ГИНГА, МИР-КВАНТ, РОСАТ, ГРАНАТ, ГРО и АСКА дали огромное количество новой информации о спектральных свойствах галактических рентгеновских двойных. Возросшее качество экспериментальных данных было обусловлено несколькими причинами. Значительно улучшилось угловое разрешение в жестком рентгеновском диапазоне (точность локализации источников телескопом СИГМА обсерватории ГРАНАТ достигает 1 угл.мин., разрешающая способность — 5–10 угл.мин.), что дало возможность исследовать индивидуальные источники в наиболее "густозаселенных" областях неба. Одновременная работа сразу нескольких телескопов и обсерваторий, покрывающих различные спектральные диапазоны, позволило исследовать спектры источников в широком диапазоне энергий от десятков эВ до 1 МэВ. Непрерывная работа приборов, обзорающих все небо (ASM/GINGA, WATCH/GRANAT, BATSE/GRO), обеспечивавших почти полное покрытие небесной сферы в течении почти 100% времени привело к открытию многочисленных новых транзиентных источ-

ников. В частности, яркие рентгеновские Новые детектировались в последние годы с частотой ~ 1 новая в год.

Природа рентгеновских Новых связана с эпизодической аккрецией на черные дыры или нейтронные звезды в двойной системе с маломассивной видимой звездой. Важность исследования этого класса объектов для понимания физических механизмов генерации рентгеновского (жесткого и мягкого) излучения от аккрецирующих черных дыр обусловлена рядом причин. В течении нескольких месяцев после начала вспышки рентгеновские Новые являются очень яркими (как правило ярчайшими на рентгеновском небе) объектами, что позволяет подробно исследовать многие детали их поведения. За период с момента основной вспышки и до момента исчезновения источника (падения потока ниже уровня чувствительности современных рентгеновских детекторов) светимость и, следовательно, темп аккреции изменяются на несколько порядков, предоставляя тем самым уникальную возможность исследовать поведение источника при различных режимах аккреции.

После первых спектроскопических наблюдений жесткого рентгеновского излучения от кандидатов в черные стало ясно, что наблюдаемые спектры вполне могут быть объяснены в рамках комптонизации низкочастотного излучения на горячих электронах. Впоследствии, в 80-х — начале 90-х гг., теория комптонизации успешно применялась для описания отдельных спектров индивидуальных источников. Тем не менее, комптонизация, как общей концепции, недостаточно для объяснения всей совокупности наблюдаемых свойств рентгеновских источников. По-видимому, дальнейший прогресс в теории требует расширения наших представлений о наблюдательных проявлениях аккрецирующих черных дыр и нейтронных звезд в рентгеновском диапазоне.

Новым элементом в нашем представлении о свойствах аккрецирующих черных дыр стало открытие обсерваториями ГИНГА, ГРАНАТ и ГРО, квазипериодических осцилляций рентгеновского потока, в частности от Лебедя X-1. Очевидно, что "классическая" теория возникновения QPO, весьма успешно объяснявшая квазипериодические осцилляции, открытые обсерваторией EXOSAT в маломассивных двойных с нейтронными звездами, в данном случае неприменима.

Диссертационная работа посвящена исследованию свойств рентгеновского излучения двойных систем, одним из компонентов которых является релятивистский объект (черная дыра или нейтронная звезда) на энергиях от мягкого рентгена (~ 300 эВ) до гамма-диапазона (~ 1 МэВ). В работе использованы данные наблюдений телескопа СИГМА обсерватории ГРАНАТ, телескопа ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ и обсерватории АСКА.

Глава 2

Описание приборов и методики наблюдений.

2.1 Телескоп СИГМА обсерватории ГРАНАТ.

Телескоп СИГМА является одним из двух основных рентгеновских телескопов на борту обсерватории ГРАНАТ, запущенной 1 декабря 1989 г. на высокоапогейную орбиту с периодом обращения 4.05 дня и высотой апогея ≈ 200 тыс. км. Большая эксцентричность орбиты позволяет проводить наблюдения в течение трех дней из четырех, когда обсерватория находится вне магнитосферы Земли (дальше, чем ≈ 60 тыс. км от Земли). Типичная циклограмма работы обсерватории в течение одной орбиты состоит из трех сеансов наблюдений продолжительностью ≈ 20 ч каждый и трех или четырех сеансов связи для передачи данных и переориентации обсерватории. В течение 1990–1994 гг. больше половины физического времени было использовано для астрофизических наблюдений, передачи данных, переориентации обсерватории и проверки научной аппаратуры. За это время орбита аппарата заметно проэволюционировала. Высота перигея увеличилась от ≈ 2 тыс. км до ≈ 50 тыс. км, что привело к существенному улучшению фоновой ситуации. Следует отметить, что в периоды высокой солнечной активности происходит заметное повышение фона на орбите ГРАНАТА, что мешает наблюдениям. В то же время наличие наведенных фоновых линий позволяет проводить дополнительную калибровку приборов в полете, что особенно важно для телескопа СИГМА.

Телескоп СИГМА использует принцип кодированной апертуры для построения изображений в жестком рентгеновском и мягком гамма-диапазонах. Основными элементами телескопа являются кодирующая маска и расположенный на расстоянии 2.5 м от нее позиционно-чувствительный детектор на основе кристалла NaI(Tl), построенный на принципе гамма-камеры Анже (Anger). Положение и энергия каждого регистрируемого фотона определяются при помощи 61 фотоумножителя, расположенных с нижней стороны детектора и находящихся в оптическом контакте с ним. Блок детектора и фотоумножителей помещен в "стакан" из кристаллов CsI толщиной 5 см, составляю-

щих систему активной защиты детектора. Телескоп позволяет получать изображения в диапазоне от 35 до 1200 кэВ с номинальным угловым разрешением (соответствующим размеру элемента маски) ≈ 13 угл.мин. Точность локализации точечных источников варьируется от $\approx 20''$ до $\approx 4-5$ угл.мин. в зависимости от яркости источника и количества наблюдений. Типичная точность локализации источника с потоком ~ 100 мКр/с составляет ≈ 2 угл. мин. Поле зрения телескопа состоит из центральной области размером $4.7^\circ \times 4.3^\circ$ — области полного кодирования, в которой чувствительность прибора максимальна и постоянна, окруженной широким полем спадающей чувствительности — областью частичного кодирования. Размер поля зрения на половине чувствительности составляет $11.5^\circ \times 10.9^\circ$. Энергетическое разрешение детектора составляет $\approx 9\%$ на энергии 500 кэВ. Подробное описание телескопа дано в работе Поля и др. (1990).

Для наблюдений, как правило, используются два режима работы телескопа:

1. Режим "спектроскопия/изображение".

В бортовую память записываются три типа информации:

(1) "Тонкое изображение" — изображение на детекторе в четырех широких спектральных интервалах с угловым разрешением 1.6° . Время накопления изображения определяется телекомандами с Земли и может меняться в пределах от 1 до 6 часов.

(2) "Спектральное изображение" — изображение на детекторе в 95 последовательных спектральных интервалах растущей ширины с угловым разрешением 3.2° . Время накопления изображения вдвое больше времени накопления "тонкого изображения".

(3) "Переменность потока" — полное число отсчетов регистрируемых детектором в четырех спектральных интервалах (тех же что и для "тонкого изображения") с временным разрешением 4 секунды.

Типичная продолжительность сеанса наблюдений телескопа СИГМА в режиме "спектроскопия/изображение" составляет 20–25 часов.

2. Режим высокого временного разрешения. В этом режиме регистрируется время прихода (с разрешением $1/1024$ секунды) и энергия (128 линейных каналов, покрывающих энергетический диапазон 35–1300 кэВ) каждого фотона, но информация о положении фотона недоступна. Типичная продолжительность сеанса наблюдений в этом режиме составляет приблизительно 3 часа и ограничена емкостью бортовой памяти.

Для спектрального анализа данных телескопа СИГМА использовалась зависимость энергия-канал, полученная из анализа положений наведенных фоновых линий.

Результат полетной калибровки энергетической шкалы телескопа дал значение усиления, на $\approx 8\%$ отличающееся от результатов предполетной калибровки, что привело к смещению энергетической шкалы прибора в сторону меньших энергий. Энергетическая матрица отклика была получена в результате моделирования методом Монте-Карло всего процесса регистрации фотонов детектором телескопа. Регулярные наблюдения Крабовидной туманности позволили отследить плавные изменения в энергетическом отклике телескопа.

Данные телескопа СИГМА обрабатываются независимо тремя астрофизическими группами: в Центре исследования космического излучения (Тулуза, Франция), в Центре ядерных исследований (Сакле, Франция) и в ИКИ РАН. Все три группы имеют равные права на данные. Результаты, полученные одной из групп, допускаются к опубликованию лишь после подтверждения двумя другими группами. При этом в число соавторов публикации включаются представители всех трех групп, а первыми авторами являются представители группы, первой получившей результат.

2.2 Телескоп ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ.

Обсерватория МИР-КВАНТ (модуль КВАНТ комплекса космической станции МИР) функционирует на орбите с апреля 1987 г. Телескоп с кодированной апертурой ТТМ (Бринкман и др., 1983) — один из основных инструментов обсерватории — позволяет строить изображения в поле зрения $15^\circ \times 15^\circ$ с угловым разрешением ≈ 2 угл.мин. Телескоп чувствителен в диапазоне от 2 до 30 кэВ с максимальной эффективностью в мягкой области.

Из-за особенностей параметров околоземной орбиты станции МИР (высота апогея ≈ 300 км, период обращения 90 мин., наклонение 52°) продолжительность одного сеанса наблюдений составляет от 15 до 25 мин. в зависимости от расположения источника и Солнца. Период обращения станции соответствует минимальному промежутку времени между сеансами, но по разным причинам для наблюдений используется не каждый виток, и за сутки обычно проводится от одного до нескольких сеансов, причем в последнем случае они, как правило, следуют с интервалом ~ 90 мин.

Литература к Главе 2

- [1] Поль и др. (Paul J., Mandrou P., Roques J.P. et al.) Adv.Space Res. Proc. COSPAR Pergamon Press. Oxford. 1990.
- [2] Бринкман и др. (Brinkman B. et al.) Non thermal and very high temperature phenomena in X-ray astronomy. Rome. Istituto Astronomico, 1983.

Глава 3

Широкополосные спектры рентгеновских Новых.

3.1 Введение

За последние двадцать лет было зафиксировано и исследовано с различной степенью подробности в широком спектральном диапазоне от радио до жесткого рентгена более десятка очень ярких рентгеновских новых (A0620-00 в Единороге, Новая в Змееносце, GS2000+25 в Лисичке, GS2023+338 в Лебеде, GRS1124-684 в Мухе, GROJ0422+32 в Персее и др.), природа которых скорее всего связана с эпизодической аккрецией на черные дыры или нейтронные звезды в двойной системе с маломассивной видимой звездой (Кое и др., 1976; Вилсон и Ротшильд, 1983; Вайт и др., 1984; Танака, 1989; Сюняев и др., 1988; 1991б). Современные представления о наблюдательных проявлениях рентгеновских Новых значительно расширились в течении последних 7-8 лет во многом благодаря результатам, полученным орбитальными обсерваториями ГИНГА, МИР-КВАНТ, ГРАНАТ и Обсерваторией Гамма-Лучей.

Для ряда рентгеновских Новых оптические наблюдения дали прямые динамические свидетельства присутствия черной дыры в двойной системе — было продемонстрировано, что функция масс этих объектов превышает $2.7M_{\odot}$ — теоретический верхний предел массы нейтронной звезды, подтверждая тем самым гипотезу о существовании прямой связи между рентгеновскими свойствами источников и природой компактного объекта. Более половины оптически подтвержденных кандидатов в черные дыры, известных на сегодняшний день принадлежат классу рентгеновских Новых. Новая 1989 г. в созвездии Лебеда (GS2023+338) имеет максимальный нижний предел на массу компактного объекта — функция масс = $6.7M_{\odot}$.

Типичные кривые блеска рентгеновских Новых характеризуются быстрым (в течении примерно недели) нарастанием рентгеновского потока от низкого, как правило недетектируемого, уровня до максимального значения с последующим почти экспоненциальным спадом с характерным временем $\sim 20 - 40$ дней. Особенностью большин-

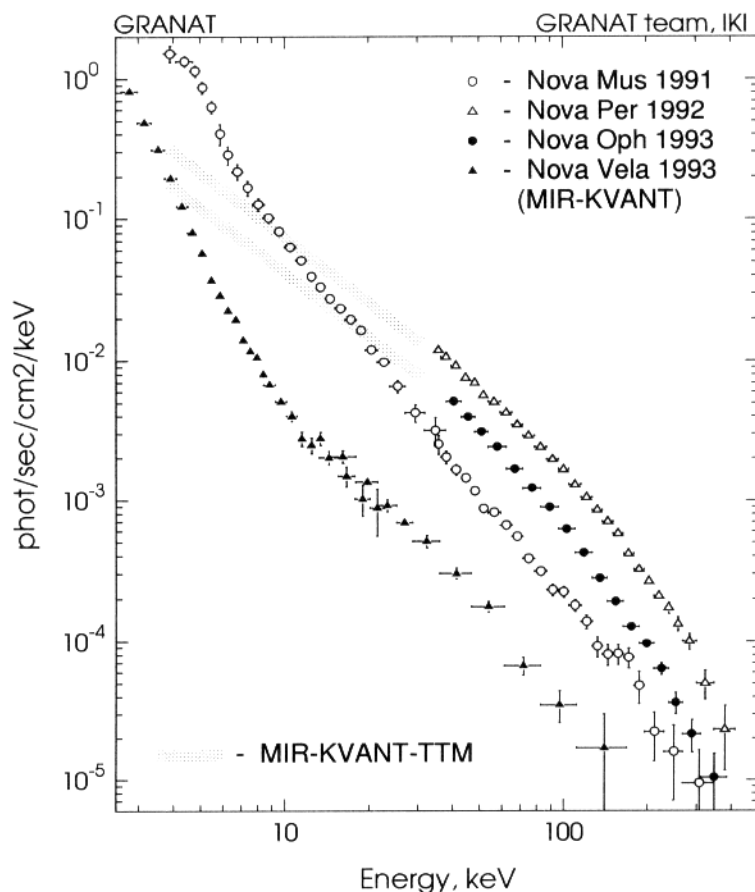


Рисунок 3.1. Широкополосные спектры нескольких рентгеновских Новых наблюдавшихся обсерваториями ГРАНАТ и МИР-КВАНТ в 1991–1993 гг. Данные обсерватории МИР-КВАНТ взяты из работ Бороздина и др. (1993) и Сюняева и др. (1994а, 1994б)

ства рентгеновских Новых является наличие вторичного максимума ("колена") кривой блеска на $\sim 80 - 120$ день после основной вспышки (см., например, Танака, 1989). В некоторых случаях наблюдаются также и третьи, а иногда и четвертые максимумы кривой блеска, примерно равноотстоящие во времени друг от друга.

Несмотря на различия в конкретной форме энергетических спектров индивидуальных объектов, все рентгеновские Новые характеризуются наличием жесткой спектральной компоненты, наблюдаемой до энергий $\sim$ несколько сотен кэВ (Рис.3.1). В спектрах примерно половины рентгеновских Новых на энергиях $\lesssim 10$ кэВ присутствует яркая мягкая компонента¹, которая как правило хорошо описывается в рамках модели чернотельного диска. В этом случае соотношение между светимостями мягкой и жесткой спектральных компонент меняется со временем немотонным образом – наблюдаются переходы из одного спектрального состояния в другое (раздел 3.6 и Глава

¹По результатам первых наблюдений рентгеновских Новых, выполненных в конце 70-х годов, когда было открыто несколько объектов с яркими мягкими спектральными компонентами эти источники были названы мягкими рентгеновскими Новыми. Сейчас ясно, что этот класс объектов гораздо шире и включает в себя как объекты с мягкими спектральными компонентами, так и без них. (см. также обсуждение в разделе 3.6)

6).

Важность исследования этого класса объектов для понимания физических механизмов генерации рентгеновского (жесткого и мягкого) излучения от черных дыр обусловлена рядом причин. В течении нескольких месяцев после начала вспышки рентгеновские Новые являются очень яркими (как правило ярчайшими на рентгеновском небе) объектами, что позволяет подробно исследовать многие детали их поведения. За период с момента основной вспышки и до момента исчезновения источника (падения потока ниже уровня чувствительности современных рентгеновских детекторов) светимость и, следовательно, темп аккреции изменяются на несколько порядков, предоставляя тем самым уникальную возможность исследовать поведение источника при различных режимах аккреции.

Три очень яркие рентгеновские Новые наблюдались и были детально исследованы телескопами обсерваторий ГРАНАТ и МИР-КВАНТ. Это Новая 1991 г. в созвездии Мухи – GRS1124-684 (раздел 3.2), 1992 г. в созвездии Персея – GRO J0422+42 (раздел 3.4) и 1993 г. в созвездии Змееносца – GRS1716-249 (раздел 3.5). Две из них были открыты инструментами обсерватории ГРАНАТ: прибором ВОТЧ (GRS1124-684 – Сюняев и др., 1991) и телескопом СИГМА (GRS1716-249 – Балле и др., 1993). Транзиентный источник GRS/KS1730-312 (раздел 3.3), открытый телескопами СИГМА (ГРАНАТ) и ТТМ (МИР-КВАНТ) в зоне Центра Галактики, во многом подобен по своим свойствам в рентгеновском диапазоне рентгеновской Новой в созвездии Мухи и другим объектам этого класса. Можно предположить, что вспышка рентгеновского излучения от GRS/KS1730-312, наблюдавшаяся СИГМой и ТТМ в сентябре 1994 г., связана с эпизодической аккрецией на черную дыру в тесной двойной системе, оптический компаньон в которой, возможно, является маломассивной звездой. Эти объекты являются типичными представителями двух типов рентгеновских Новых (см. обсуждение в разделе 3.6) – рентгеновские спектры Новой в созвездии Мухи и GRS/KS1730-312 характеризовался присутствием ярко выраженных мягкой и жесткой спектральных компонент, в то время как в спектрах рентгеновских Новых в Персее и в Змееносце мягкая спектральная компонента отсутствовала.

3.2 Рентгеновская Новая 1991 г. в созвездии Мухи (GRS1124-684)

Наблюдения рентгеновской Новой в созвездии Мухи телескопами АРТ-П и СИГМА обсерватории "Гранат" позволили получить спектральные данные в широчайшем диапазоне энергий от 3 до 1300 кэВ. Спектр источника характеризуется наличием двух ярко выраженных компонент: мягкой - ниже 8 кэВ и жесткой, почти степенной компоненты, обнаруженной до энергий 200-300 кэВ. Интенсивность мягкой компоненты менялась плавно, с характерным временем экспоненциального спада 30 дней, в то время как жесткая степенная компонента демонстрировала сильную переменность в шкале времен порядка нескольких часов и спадала значительно медленнее. За все время наблюдений источника обсерваторией "Гранат" в течение 200 дней после вспышки жесткий рентгеновский поток от него уменьшился в 6-10 раз, в то же время рентгеновский поток в стандартном диапазоне упал в 30-40 раз. В начальной фазе кривой блеска жесткая компонента спектра также давала заметно больший вклад в общую светимость источника, чем в период максимума кривой блеска. В течение всего времени наблюдений форма спектра жесткой компоненты оставалась практически неизменной.

20-21 января 1991 г. телескоп СИГМА обнаружил в спектре источника сравнительно узкую эмиссионную линию вблизи ≈ 500 кэВ с потоком $\approx 6.3 \cdot 10^{-3}$ фот/с/см², происхождение которой, по-видимому, связано с процессами аннигиляции электрон-позитронных пар (раздел 8.2). Аннигиляционной линии сопутствовала спектральная особенность вблизи ≈ 200 кэВ.

3.2.1 Введение.

Источник GRS1124-684 (Новая в созвездии Мухи) был открыт в рентгеновском диапазоне приборами, обзорающими все небо, на борту обсерваторий "Гранат" (Лунд и Брандт, 1991; Сюняев, 1991) и "Гинга" (Макино, 1991) 8 января 1991 г. После этого открытия программа наблюдений обсерватории "Гранат" была немедленно изменена и Новая в созвездии Мухи наблюдалась телескопами АРТ-П и СИГМА одиннадцать раз в период с января по август 1991 г. (см. табл.3.1). Локализация источника рентгеновского излучения, независимо произведенная в стандартном (телескоп АРТ-П) и жестком (телескоп СИГМА) рентгеновских диапазонах подтвердила оптическую идентификацию, проведенную Европейской южной обсерваторией (Вест, 1991). В оптических лучах яркость объекта во время вспышки возросла с 21 до 13 звездной величины. Это явно маломассивная двойная звездная система во многом подобная по своим свойствам известному кандидату в черные дыры - системе A0620-00. Главный вклад в ее оптическую светимость во время вспышки дает протяженный аккреционный диск, прогреваемый жестким излучением зоны вблизи релятивистского объекта (Шакура и Сюняев, 1973),

Таблица 3.1. Список наблюдений рентгеновской Новой в созвездии Мухи телескопом СИГМА обсерватории ГРАНАТ (в режиме построения изображений) и потоки, зарегистрированные от источника в жестком рентгеновском диапазоне.

набл. #	Дата наблюдения 1991 г.		Время ¹ (ксек)	Поток, мКраб	
				35 – 100 кэВ	100 – 200 кэВ
220	январь	9.900 – 10.855	61.15	1070 ± 31	678 ± 62
223	январь	16.557 – 17.700	72.62	383 ± 8	309 ± 16
224	январь	17.861 – 18.825	61.22	342 ± 8	242 ± 17
227	январь	20.542 – 21.697	73.64	394 ± 8	310 ± 16
233	февраль	1.596 – 2.614	64.37	250 ± 8	176 ± 18
234	февраль	2.745 – 3.782	66.19	327 ± 8	206 ± 17
236	февраль	5.629 – 6.839	77.18	304 ± 8	210 ± 16
237	февраль	10.529 – 11.636	70.42	243 ± 8	164 ± 16
269	апрель	12.535 – 12.881	22.65	$\lesssim 28^2$	$\lesssim 60^2$
289	май	31.565 – 32.552	63.22	72 ± 9	51 ± 20
315	август	14.647 – 15.374	47.13	85 ± 9	80 ± 20

¹ время экспозиции, откорректированное на мертвое время прибора.

² верхний предел на уровне достоверности 2σ

где происходит основное энерговыделение в ходе аккреции.

Источник GRS1124-684 проявил себя как переменный радиоисточник (Кестевен, 1991). Спутник IUE показал, что источник ярк в ультрафиолетовом диапазоне (Гонзалес и Шрадер, 1991). Приборы спутника РОСАТ зафиксировали его излучение в мягком рентгеновском (Грейнер и др., 1991) и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах (Келли, 1991), что свидетельствует о чрезвычайно малом столбе нейтрального водорода в направлении на источник.

Фотометрические и спектроскопические наблюдения в оптическом диапазоне, выполненные в 1992 г. дали значение функции масс, равное $3.01 \pm 0.15 M_{\odot}$ (Ремиллард и др., 1992; Ороз и др., 1994). Даже при сравнительно умеренных предположениях о наклонении двойной системы (используя факт отсутствия оптических и рентгеновских затмений) и о соотношении масс оптической звезды и компактного объекта это значение функции масс дает нижний предел на массу компактного объекта $\gtrsim 4.1 M_{\odot}$ (Ороз и др., 1994). Т.о. имеются все основания рассматривать рентгеновскую Новую в созвездии Мухи в качестве еще одного оптически подтвержденного кандидата в черные дыры.

Наблюдения Новой в созвездии Мухи (GRS1124-684) обсерваторией "Гранат" показали, что этот источник демонстрирует все спектральные признаки, типичные для класса рентгеновских Новых. Важнейшим вкладом "Граната" в наши представления о

наблюдательных проявлениях рентгеновских Новых явилось открытие переменной узкой эмиссионной линии в спектре вблизи ≈ 500 кэВ (Глава 8). Этот результат, совместно с обнаружением избытков на энергиях $\approx 300 - 500 - 1000$ кэВ в спектрах источников Лебедь X-1 (Линг и др., 1987) и 1E1740.7-2942 (Глава 8), означает, что рождение электрон-позитронных пар и возникновение более или менее узких переменных спектральных деталей вблизи ≈ 500 кэВ может быть общим (но редко проявляющимся) свойством источников с аномально жесткими спектрами, которые обычно рассматриваются в качестве кандидатов в черные дыры (Вайт и др., 1984; Танака, 1989; Сюняев и др., 1991б,в).

Расписание наблюдений Новой в созвездии Мухи телескопом СИГМА приведено в табл. 3.1. Все наблюдения телескопа СИГМА за исключением наблюдения # 220 сопровождалось одновременными наблюдениями в стандартном рентгеновском диапазоне телескопом АРТ-П. Типичная продолжительность наблюдений АРТ-П составляла ~ 10 часов. Результаты наблюдений Новой в Мухе телескопом АРТ-П подробно изложены в работе Гребенева и др. (1991а), в данной работе мы подробно остановимся на спектральных свойствах источника в жестком рентгеновском диапазоне и на его "широкополосных" свойствах.

3.2.2 Локализация источника.

По результатам наблюдений телескопа СИГМА в январе – феврале 1991 г. источник жесткого рентгеновского излучения был локализован в точке с координатами

$$R.A. = 11^h 24^m 10^s$$

$$Dec. = -68^\circ 24'$$

(1950) с точностью 1 угл.мин. Положение, полученное СИГМой хорошо согласуется с локализацией источника в стандартном рентгеновском диапазоне, произведенной телескопом АРТ-П (Гребенев и др., 1991а) и с положением радио- и оптического источника (Кестевен 1991, Вест 1991).

3.2.3 Кривая блеска источника в рентгеновском диапазоне.

Кривая блеска источника в рентгеновском диапазоне приведена на рис. 3.2, 3.3 и 3.4 (см. также табл. 3.1). Необходимо отметить несколько важных выводов, следующих из результатов наблюдений.

1. *Максимальная интенсивность источника в жестком рентгеновском диапазоне была достигнута существенно раньше, чем в стандартном диапазоне.*

Как известно из наблюдений в стандартном рентгеновском диапазоне (Макино, 1991; Танака и др., 1991; Гребенев и др., 1991а), мягкая компонента (1-20 кэВ)

MUSCA NOVA (GRS1124-684)

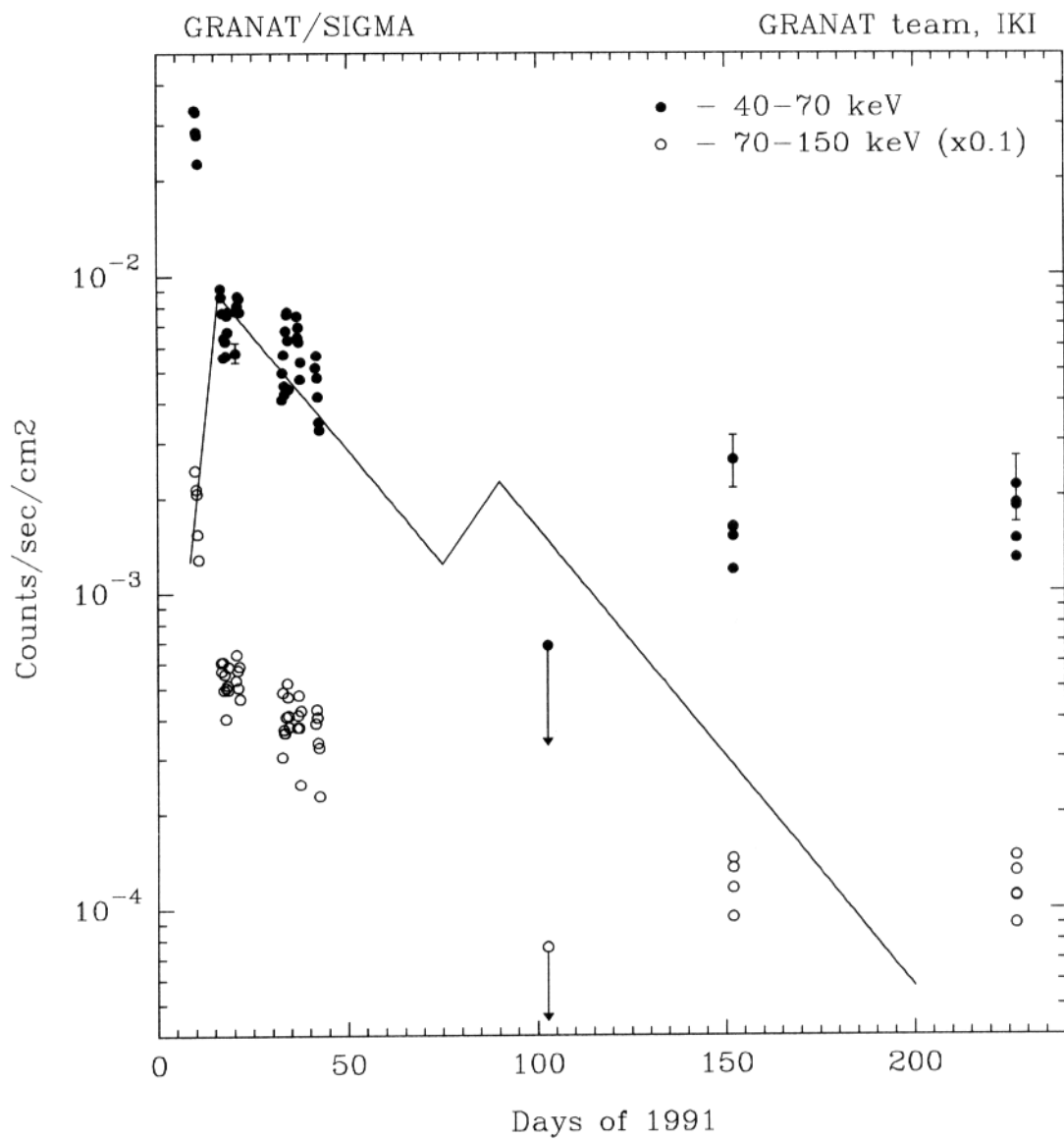


Рисунок 3.2. Кривая блеска Новой в Мухе в жестком рентгеновском диапазоне. Сплошной линией схематично показано поведение кривой блеска в стандартном рентгеновском диапазоне. Стрелками показаны 2σ верхние пределы на поток.

MUSCA NOVA (GRS1124-684)

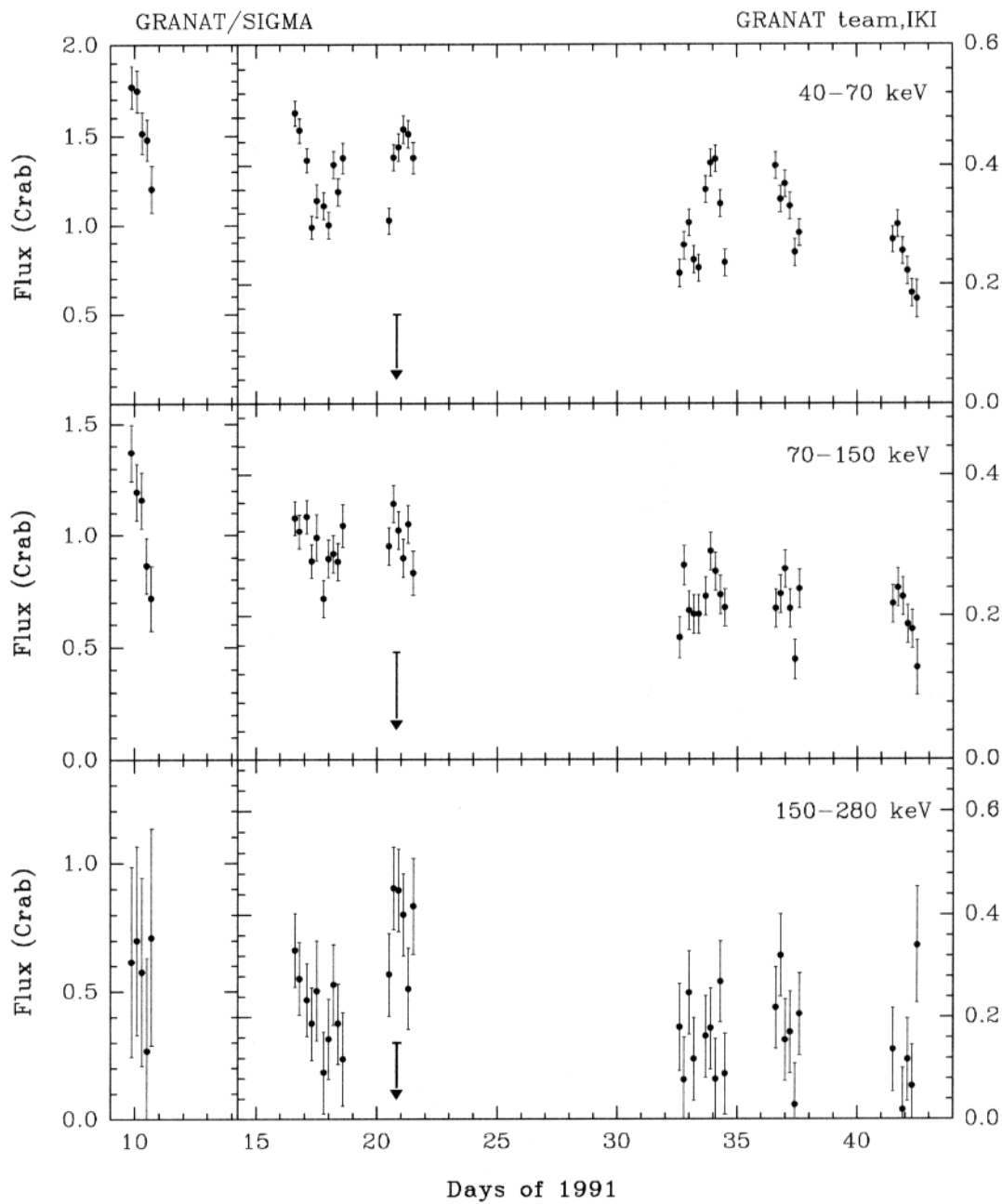


Рисунок 3.3. Кривая блеска Новой в Мухе в трех жестких рентгеновских диапазонах, полученная телескопом СИГМА в наблюдениях 9 января – 11 февраля. Дата обнаружения аннигиляционной линии в спектре указана стрелкой. Заметим, что масштаб на левой части рисунка (наблюдения 9–10 января) отличается от масштаба на правой части рисунка (наблюдения 16 января – 11 февраля).

монотонно возрастала от ~ 1 Краба 8-9 января до уровня ~ 7 Краб 16 января и затем начала экспоненциально спадать с типичным для мягких рентгеновских новых характерным временем ≈ 30 дней. В то же время в жестком диапазоне (40–70 кэВ) интенсивность источника была максимальна уже в первый день наблюдений 9-10 января, ≈ 1.5 Краб, затем быстро упала до $\approx 0.3 - 0.4$ Краба 16-17 января и сохранялась примерно на этом уровне в течение почти месяца наблюдений (рис.3.2 и 3.3). Более того, анализ наблюдений 8-9 января, когда источник был вне, но вблизи границы поля зрения телескопа, обнаружил наличие яркого жесткого источника, излучение которого попадало на детектор телескопа через так называемую вторичную оптику телескопа (слой слабопоглощающего вещества между кодирующей маской и поддерживающей структурой - Лебран, 1991). Таким образом, наиболее раннее детектирование жесткого рентгеновского потока от Новой в Мухе относится к дате январь, 8.5-8.8 UT.

2. *Поток от источника в жестком рентгеновском диапазоне спадал существенно медленнее, чем поток в стандартном диапазоне (рис.3).*

16-18 января, в дни, когда кривая блеска в стандартном рентгеновском диапазоне достигла максимума, поток от источника в диапазоне 40-70 кэВ составил ≈ 380 мКраб. 31 мая источник был зарегистрирован на уровне ≈ 90 мКраб (40–70 кэВ). Жесткий рентгеновский поток от источника упал в ≈ 4.2 раза за ≈ 130 дней. За тот же период времени поток в стандартном рентгеновском диапазоне уменьшился в $\sim 30-40$ раз (Танака и др., 1991; Гребенев и др., 1991a). Таким образом, в жестком рентгеновском диапазоне не наблюдается экспоненциальный спад кривой блеска с характерным временем ≈ 30 дней, подобно тому, что зафиксирован в стандартном диапазоне (рис.3.2). В соответствии с этим падение светимости в диапазоне 3–300 кэВ также не подчиняется простому экспоненциальному закону (рис.3.4).

3. *Падение жесткого рентгеновского потока в районе вторичного максимума кривой блеска.*

Характерной особенностью кривой блеска в стандартном рентгеновском диапазоне является наличие "колена" на 60-80 день после вспышки (Танака и др., 1991, сплошная линия на рис.3.2). Подобное "колени" мягкой рентгеновской кривой блеска обнаружено также и у других ярких рентгеновских новых, A0620-00, Новая в Лисичке GS2000+25 и, возможно, GS2023+338 (Танака и др., 1991). К сожалению, программа наблюдений обсерватории "Гранат" в марте-апреле 1991 г. не позволила построить подробную кривую блеска в жестком диапазоне в районе "колена". Тем не менее, короткое наблюдение источника, проведенное 12 апреля (~ 90 дней после вспышки), дало верхний предел на жесткий рентгеновский поток от источника ≈ 35 мКраб (40–70 кэВ, 2σ), что в 2-3 раза меньше, чем минималь-

ный рентгеновский поток от источника, наблюдавшийся обсерваторией "Гранат" на ~ 200 день после вспышки (рис.3.2, табл.3.1). Таким образом в районе "колена" меняется не только светимость источника в стандартном рентгеновском диапазоне, но и его светимость в жестком диапазоне. В дальнейшем вклад жесткой компоненты в светимость вновь возрастает, т. е. зона вблизи "колена" явно является выделенной по каким-то параметрам. Возможно, что "колено" выделено величиной темпа аккреции, при котором возможен переход из "жесткого" состояния в "мягкое" и наоборот (параграфы 3.2.4 и 3.2.7, рис.3.6), так как это неоднократно наблюдалось у источников GX339-4 (Мотч и др., 1983; Гребенев и др., 1991б) и Лебедь X-1 (см. например Огавара и др., 1982).

4. *Жесткий рентгеновский поток от источника демонстрирует сильную переменность, примерно в 2 раза в шкале нескольких часов (рис.3.3).*

Такое поведение жесткой рентгеновской кривой блеска сильно отличается от плавного спада потока на энергиях ниже ≈ 10 кэВ (Танака и др., 1991; Гребенев и др., 1991а), т.е. мягкая и жесткая компоненты спектра изменяются не коррелированно. Прибор ВОТЧ обсерватории "Гранат" наблюдал аналогичную переменность потока в промежуточном диапазоне 10-20 кэВ (Лапшов и др., 1991). Следует отметить, что минимальный масштаб переменности, зарегистрированный в наблюдениях "Граната", определяется чувствительностью и временным разрешением инструментов. Таким образом, мы не можем утверждать, что отсутствует переменность потока от источника на временных масштабах короче нескольких часов.

3.2.4 Широкополосные спектры источника.

Данные телескопов АРТ-П и СИГМА позволяют получать спектральную информацию в широчайшем диапазоне энергий 3-1300 кэВ. Спектр рентгеновской Новой в созвездии Мухи характеризуется наличием двух ярко выраженных спектральных компонент: мягкой – ниже ≈ 8 кэВ и жесткой, почти степенной компонентой, детектируемой до энергий ≈ 300 кэВ. Относительный вклад двух компонент в рентгеновскую светимость источника менялся с изменением светимости источника.

Все спектры рентгеновской Новой, наблюдавшиеся ГРАНАТОм между 8 января и 15 августа 1991 г. (Рис. 3.5) могут быть условно разделены на четыре группы, соответствующие различным периодам эволюции источника (см предыдущий раздел раздел, а также Рис.3.4 и 3.6):

1. Спектр, полученный 9–10 января 1991 г. К сожалению в этом наблюдении источник находился вне поля зрения телескопа АРТ-П, поэтому в нашем распоряжении

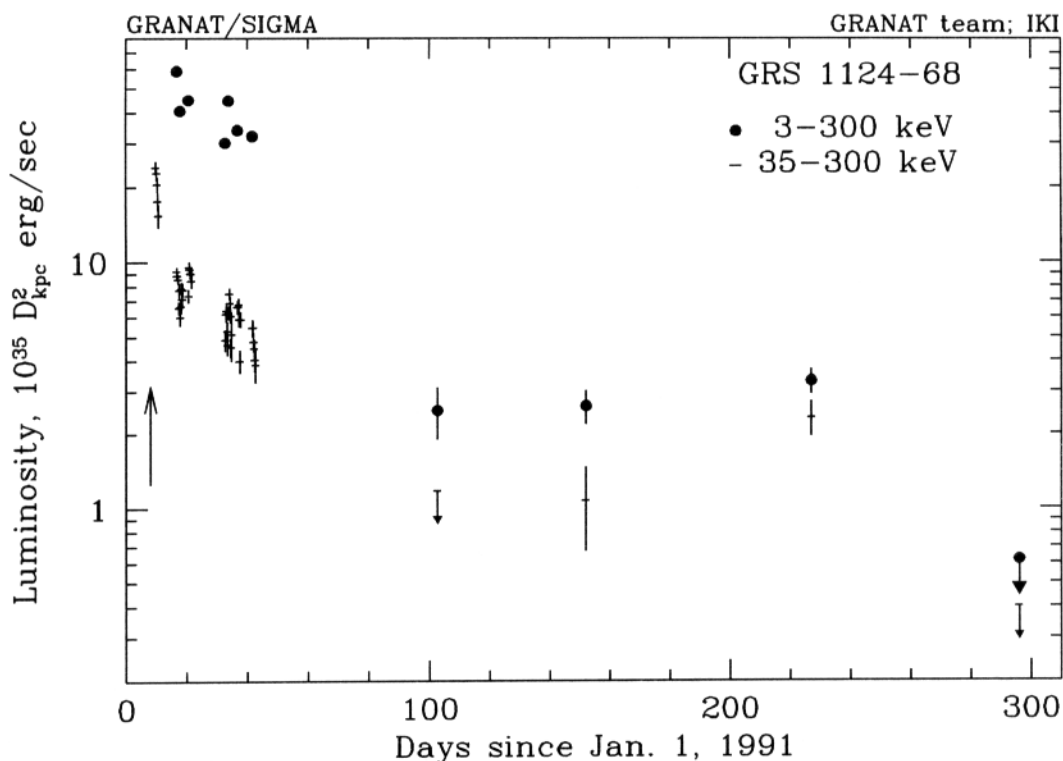


Рисунок 3.4. Изменение светимости Новой в созвездии Мухи со временем в диапазоне энергий 3 – 300 и 35 – 300 кэВ (данные телескопов АРТ-П и СИГМА). Точки, для диапазона 3 – 300 кэВ усреднены по интервалу времени ≈ 1 день, 35 – 300 кэВ – 3–6 часов. В предположении расстояния до источника 1 кпк.

имеется только спектральная информация в диапазоне энергий выше 35 кэВ (верхний спектр на рис. 3.5). Тем не менее, согласно данным спутника ГИНГА, мягкая спектральная компонента практически отсутствовала в спектре источника в это время (см. обсуждение в параграфе 3.2.7).

2. В спектры, наблюдавшихся в период 16 января – 10 февраля 1991 г. хорошо различимы обе спектральные компоненты – мягкая и жесткая. Наклон жесткой компоненты (фотонный индекс) равен ≈ 2.5 .
3. Единственное наблюдение ГРАНАТа в районе вторичного максимума кривой блеска (12 апреля 1991 г.) обнаружило отсутствие (или значительное ослабление) жесткой спектральной компоненты. Спектр источника, зарегистрированный ГРАНАТом, имел только мягкую спектральную компоненту.
4. В двух последующих наблюдениях (31 мая – 1 июня и 14–15 августа 1991 г.) жесткая компонента была зарегистрирована вновь. Спектр источника имел почти степенную форму во всем наблюдаемом диапазоне энергий с фотонным индексом ≈ 2.2 . Мягкая спектральная компонента либо отсутствовала, либо была чрезвычайно слаба.

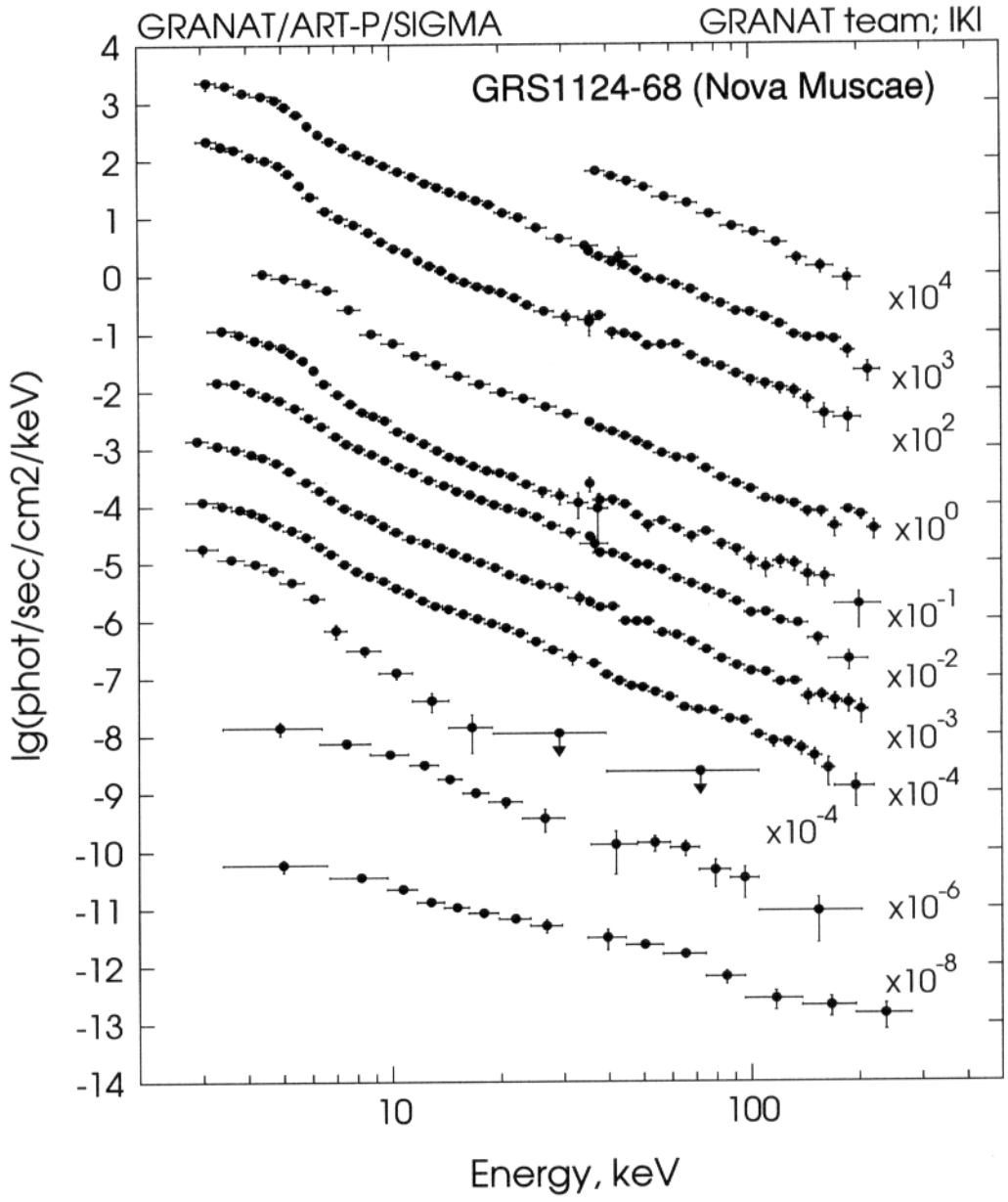


Рисунок 3.5. Широкополосные спектры рентгеновской Новой в созвездии Мухи, полученные телескопами АРТ-П и СИГМА в период между 9 января и 15 августа 1991 г. Каждый спектр получен в результате усреднения по интервалу времени ≈ 1 день. Индивидуальные спектры умножены на различные факторы для ясности. Точки, имеющие статистическую значимость ниже 1σ заменены 1σ верхними пределами.

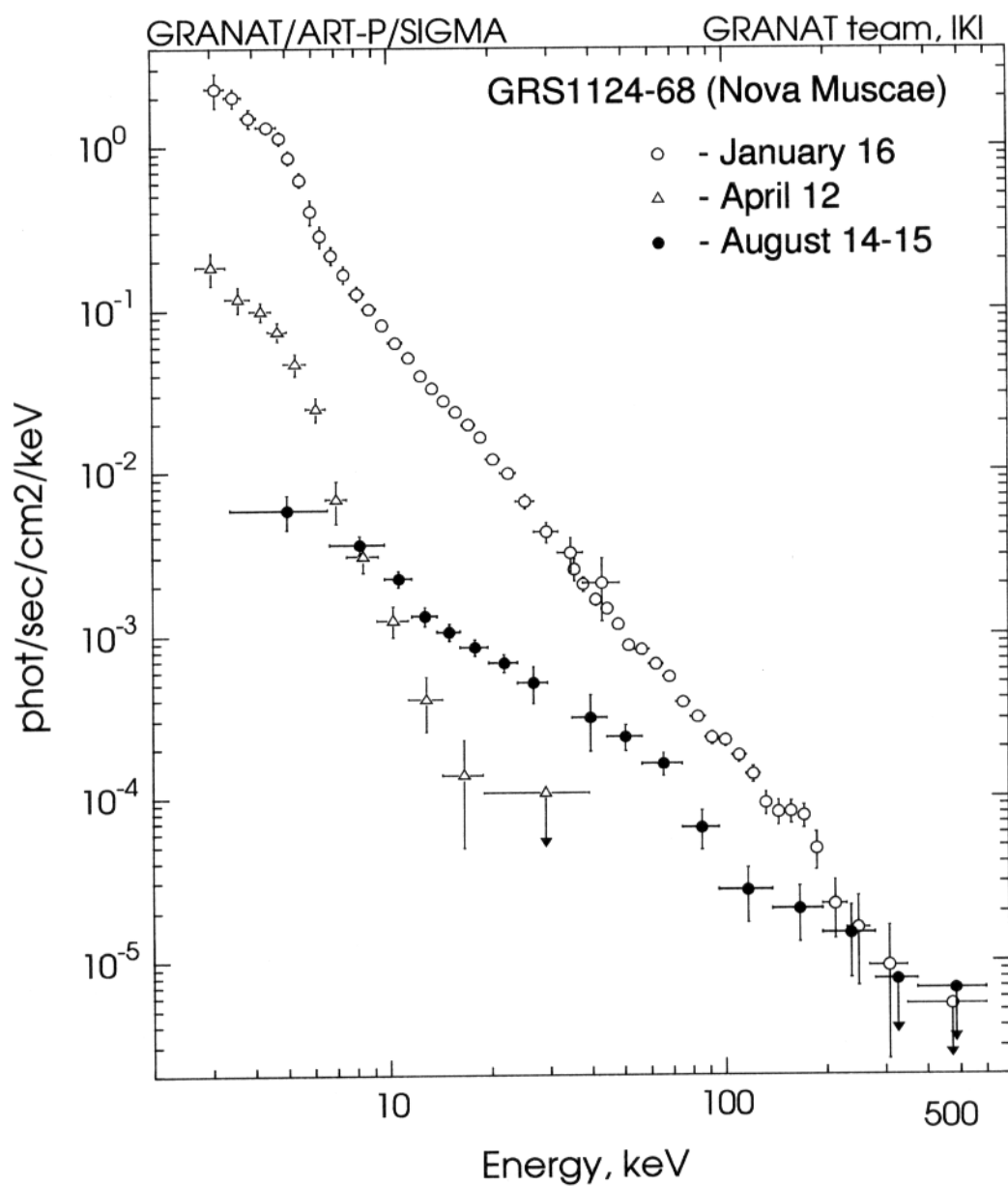


Рисунок 3.6. Широкополосные спектры рентгеновской Новой в созвездии Мухи в различных спектральных состояниях (данные телескопов АРТ-П и СИГМА). Точки, имеющие статистическую значимость ниже 1σ заменены 1σ верхними пределами.

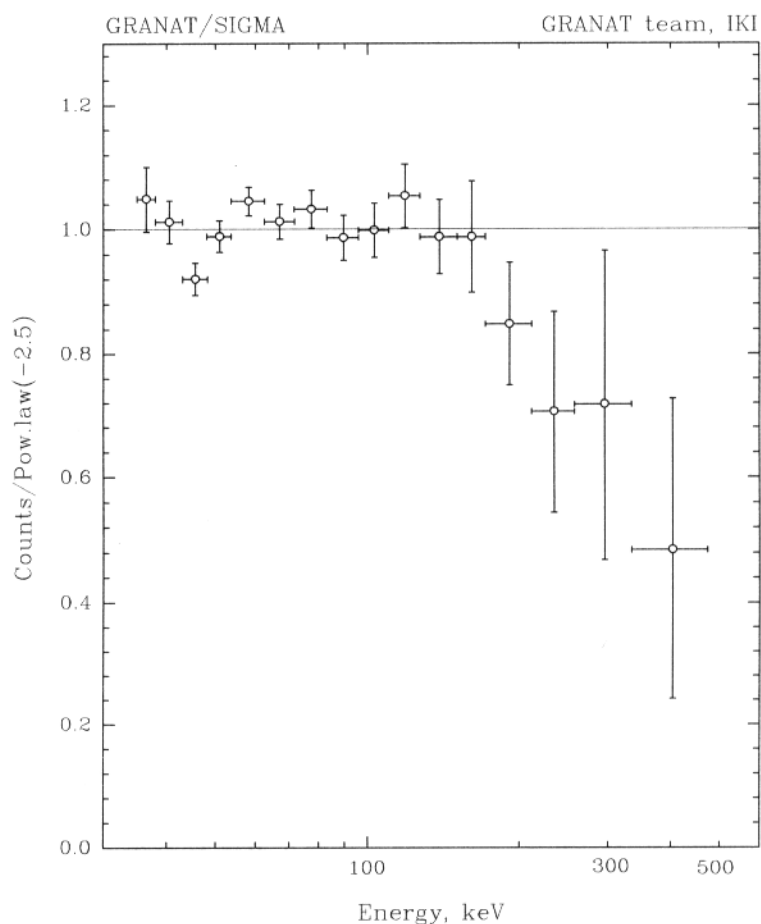


Рисунок 3.7. Отношение наблюдаемого спектра отсчетов, усредненного за период с 16 января по 11 февраля (исключая наблюдение 20–21 января) к спектру отсчетов, предсказываемому для степенного спектра с наклоном 2.45.

3.2.5 Поведение жесткой спектральной компоненты.

Аппроксимация спектра, полученного за период с 16 января по 11 февраля, степенным законом в диапазоне 30–200 кэВ дает спектральный индекс (по числу фотонов) $\alpha = -2.45 \pm 0.03$ и поток на энергии 100 кэВ $F_{100} = (1.58 \pm 0.03) \cdot 10^{-4}$ фот/с/см²/кэВ ($\chi^2 = 67.2$ на 38 степеней свободы). Аппроксимация спектром тормозного излучения оптически тонкой плазмы требует температуры плазмы $T_e = 72.1 \pm 0.8$ кэВ ($\chi^2 = 113.4$ на 38 степеней свободы). Приближение спектром комптонизированного диска дает $T_e = 55.1 \pm 0.4$ кэВ и $\tau = 0.51 \pm 0.02$ ($\chi^2 = 66.4$ на 37 степеней свободы). Ни одна из аппроксимаций, приведенных выше, не позволяет получить приемлемого значения χ^2 . Это отражает тот факт, что спектр источника более сложен, чем эти простые модельные спектры. Необходимо отметить, что усредненный спектр имеет некоторое укручение на энергиях $\sim 150 - 200$ кэВ, которое не может быть описано в рамках обычного экспоненциального завала. На рис. 3.7 показано отношение измеренного спектра отсчетов (16 января - 11 февраля) к спектру отсчетов, предсказываемому для степенного закона с

MUSCAE NOVA (GRS1124-684)

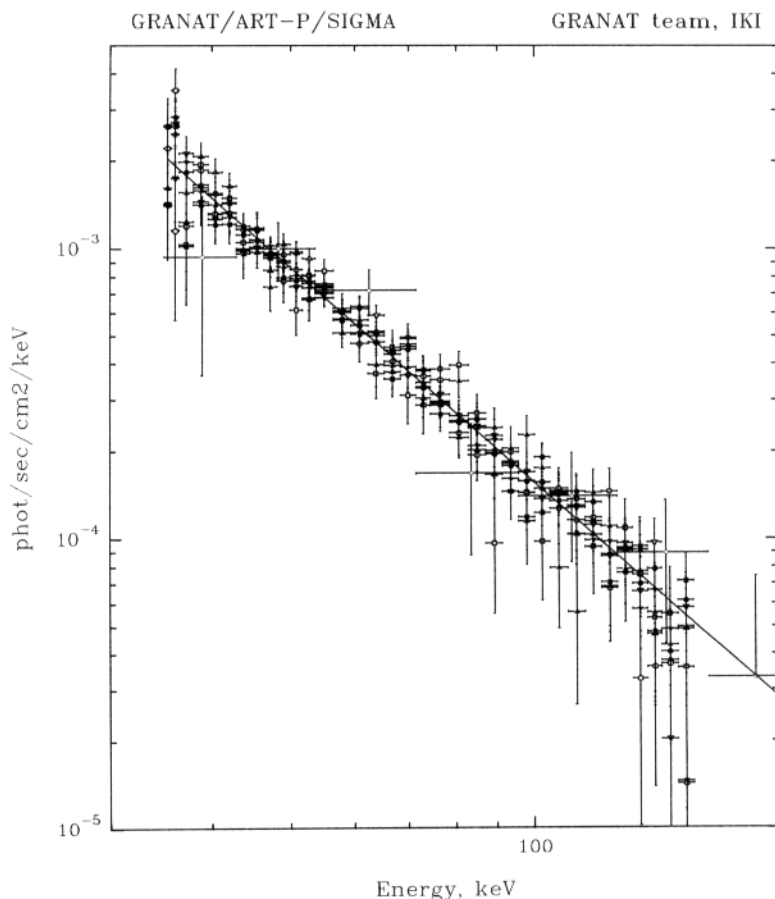


Рисунок 3.8. Спектры Новой в созвездии Мухи, полученные в отдельных наблюдениях с 9 января по 14 августа и нормированные на один и тот же поток в диапазоне 40–150 кэВ. Также показан степенной спектр с наклоном 2.45

наклоном 2.45. Недостаток отсчетов на энергиях выше ~ 200 кэВ хорошо заметен на рис.3.7. Аппроксимация спектра степенным законом с изломом дает положение излома на энергии $E_{br} = 170$ кэВ ($140 \div 220$ кэВ – 1σ доверительный интервал) и наклон на энергиях $E > E_{br}$ $\alpha = -3.8$ ($-5.4 \div -2.8$), т.е. изменение наклона $\Delta\alpha = 1.3$ ($0.3 \div 2.9$).

Необходимо отметить относительное постоянство формы спектра источника во всех наблюдениях. В то время как поток от источника в жестком рентгеновском диапазоне изменился за время наблюдений почти на порядок, не произошло существенных изменений спектра в диапазоне 35–200 кэВ. Этот вывод иллюстрируется рис. 3.8, на которой показаны все спектры, полученные в отдельных наблюдениях между 9 января и 14 августа, нормированные на один и тот же поток в диапазоне 35–100 кэВ. Сплошной кривой показан степенной спектр с наклоном 2.45. Аппроксимация спектров, полученных в отдельных сеансах наблюдений в период между 9 января и 11 февраля, степенным спектром дает спектральный индекс (35–200 кэВ) в достаточно узком интервале 2.3–2.6 (рис. 3.9). В двух последних наблюдениях (31 мая и 14 августа) было обнаружено,

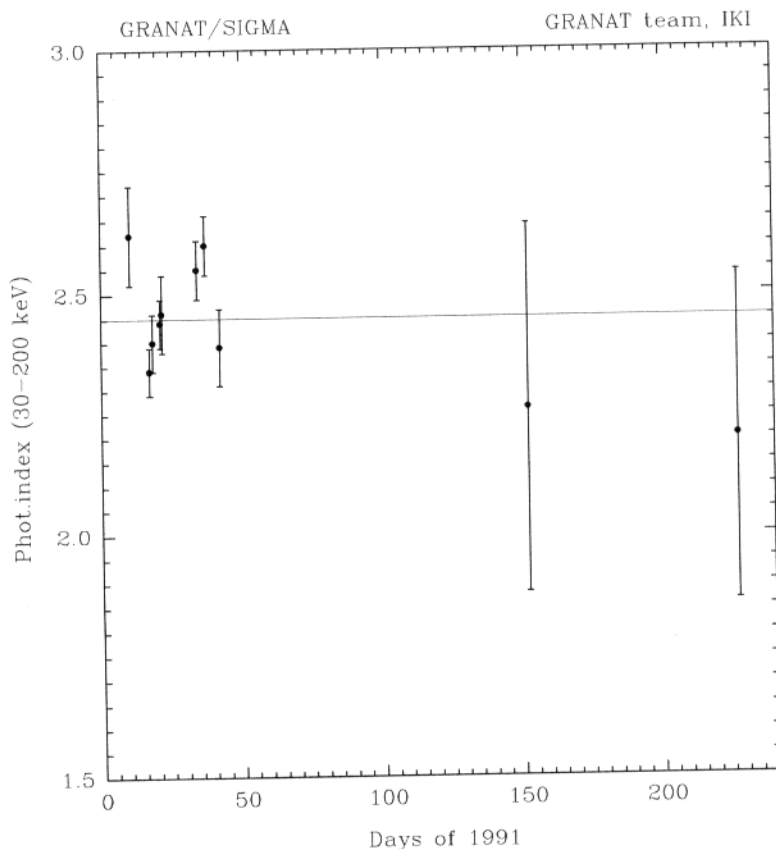


Рисунок 3.9. Фотонный индекс (35–200 кэВ) спектра Новой в Мухе, полученный в отдельных наблюдениях (типичная продолжительность каждого наблюдения составляет ≈ 20 ч). Сплошная горизонтальная линия соответствует значению наклона спектра 2.45

что спектр источника стал несколько жестче: были получены значения спектрального индекса (35–200 кэВ) ≈ 2.2 (рис.3.9). Этот результат не имеет достаточную статистическую значимость в данных телескопа СИГМА, однако сравнение результатов АРТ-П и СИГМЫ показывает, что жесткость спектра (отношение потока в диапазоне 35–150 кэВ к потоку в диапазоне 9–30 кэВ) 14 августа возросла примерно вдвое по сравнению с предыдущими наблюдениями.

3.2.6 Спектральная эволюция рентгеновской Новой.

По своим проявлениям в различных диапазонах электромагнитного спектра (от радио- до жесткого рентгена) рентгеновская Новая в созвездии Мухи является типичнейшим представителем класса мягких рентгеновских Новых. В отличие от ряда предыдущих наблюдений объектов этого типа, наблюдения ГРАНАТА предоставили спектральную информацию в широком диапазоне энергий от 3 кэВ до 1300 кэВ. Поэтому представляется интересным суммировать полученные данные с точки зрения эволюции спектральных характеристик источника со временем.

В соответствии с относительной ролью мягкой и жесткой спектральных ком-

понент и положением на рентгеновской кривой блеска можно условно выделить четыре периода эволюции ситочника.

1. *Первоначальное нарастание рентгеновской светимости источника, продолжительностью ~ недели (8–15 января 1991 г.)*

К сожалению во время наблюдения 9–10 января 1991 г. (на следующий день после обнаружения) источник находился вне поля зрения телескопа АРТ-П, поэтому в нашем распоряжении имеется только спектральная информация на энергиях выше 35 кэВ (см. верхний спектр на рис. 3.5). Тем не менее, данные спутника ГИНГА (Танака и др., 1991; Китамото и др., 1992; Ебисава и др., 1994) свидетельствуют о том, что мягкая спектральная компонента практически отсутствовала в момент появления источника 8–9 января 1991 г. Сравнение с данными ГИНГи показывает, что вклад жесткой спектральной компоненты (диапазон 8–300 кэВ) в рентгеновскую светимость (3–300 кэВ) источника в момент наблюдений СИГМы 9–10 января достигал $\approx 80 - 90\%$. При этом рентгеновская светимость источника составляла $\approx 1/4 - 1/3$ от значения в максимуме кривой блеска. Дальнейшая эволюция спектра и светимости источника вплоть до 16 января 1991 г. (максимум рентгеновской кривой блеска) сопровождалась быстрым падением жесткого рентгеновского потока в ≈ 5 раз и многократным увеличением относительного вклада и абсолютного значения светимости мягкой спектральной компоненты (рис. 3.2). Общая рентгеновская светимость источника при этом возрастала до своего максимального значения.

2. *Период между основным и вторичным максимумами кривой блеска.*

В спектрах, полученных ГРАНАТОм в течение первого месяца после достижения основного максимума кривой блеска (16 января – 10 февраля 1991 г.) хорошо различимы обе спектральные компоненты – мягкая и жесткая (рис. 3.5 и 3.6). Основной вклад в рентгеновскую светимость источника вносила мягкая спектральная компонента, доля излучения в диапазоне 8–300 кэВ по отношению к светимости в диапазоне 3–300 кэВ составляла 35–40% (рис. 3.10).² Наклон жесткой спектральной компоненты (фотонный индекс) был равен ≈ 2.5 . Эволюция источника в этот период характеризовалась экспоненциальным (с характерным временем ~ 30 дней) спаданием светимости мягкой компоненты и существенно более медленным уменьшением светимости жесткой компоненты. Интересно отметить, что по данным спутника ГИНГА (Китамото и др., 1992; Ебисава и др., 1994) в рамках модели чернотельного диска эволюция мягкой компоненты соответствовала

²Следует отметить, что т.к. основное излучение мягкой спектральной компоненты приходится на энергии ниже 3 кэВ, реальный вклад мягкой компоненты был еще выше. Сравнение с результатами спутника ГИНГА (Китамото и др., 1992; Ебисава и др., 1994), полученными в этот период, показывает что доля жесткой спектральной компоненты в светимости в диапазоне 1–300 кэВ составляла лишь $\approx 10\%$

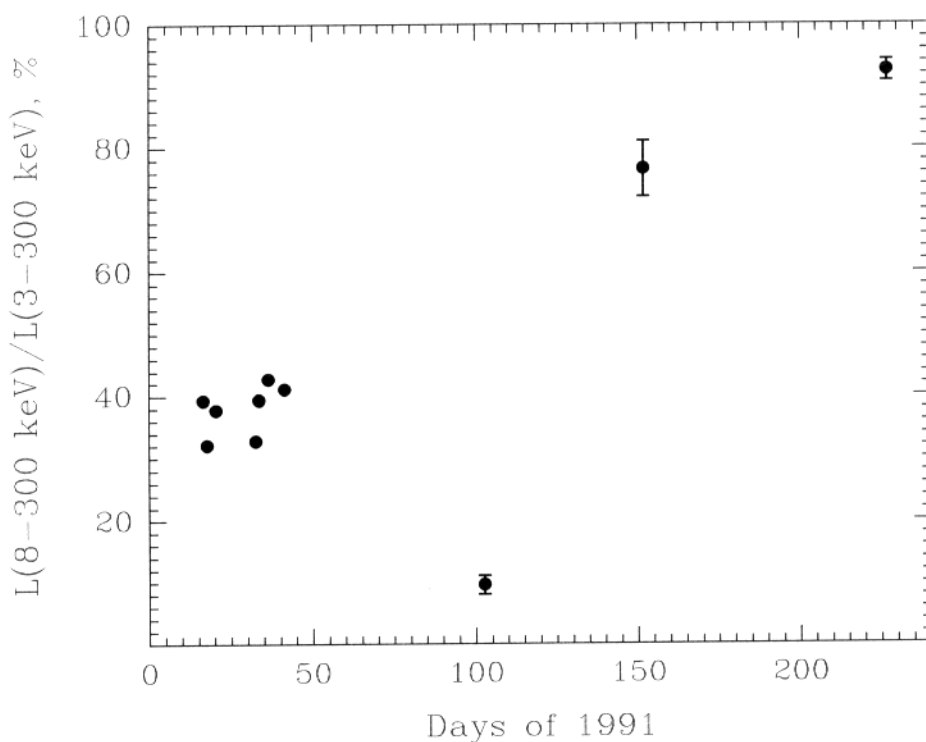


Рисунок 3.10. Изменении вклада жесткой спектральной компоненты (8 – 300 кэВ) в светимость источника в диапазоне 3 – 300 кэВ со временем.

экспоненциальному уменьшению характерной температуры диска (отражающему падение темпа аккреции) при постоянном внутреннем радиусе диска.

3. *Вторичный максимум кривой блеска* представляется выделенной точкой в эволюции рентгеновской Новой.

Как уже отмечалось выше, из-за ряда навигационных ограничений было проведено лишь одно наблюдение в этот период (12 апреля 1991 г.). Было зафиксировано отсутствие (или значительное ослабление и/или укрупнение) жесткой спектральной компоненты. В спектре источника, зарегистрированным ГРАНАТОм хорошо различима лишь мягкая спектральная компонента (рис.3.6). На энергиях выше 8 кэВ излучалось лишь $\lesssim 10\%$ рентгеновской светимости (рис. 3.10).

Сравнение спектров, полученных в различные периоды, показывает, что зона вблизи вторичного максимума соответствует переходам из одного спектрального состояния в другое, подобным тем, что наблюдались у других кандидатов в черные дыры – Лебедь X-1 (см. например Огавара и др., 1982) и GX339-4 (Мотч и др., 1983; Гребенев и др., 1991б). Интересно отметить, что аналогичные вторичные максимумы наблюдались в кривых блеска других рентгеновских Новых и по крайней мере в одном случае – для Новой 1988 г. в созвездии Лисички (GS2000+25) – было зарегистрировано значительное падение потока в диапазоне 10–30 кэВ и его

последующее возвращение на $\sim$ прежний уровень (см. например Танака, 1989).

4. Спектр источника радикально изменился *после вторичного максимума кривой блеска* — в двух последующих наблюдениях ГРАНАТа (31 мая — 1 июня и 14–15 августа 1991 г.) жесткая спектральная компонента была зарегистрирована вновь (рис. 3.6). Спектр источника имел почти степенную форму во всем наблюдаемом диапазоне энергий с фотонным индексом ≈ 2.2 . Мягкая спектральная компонента либо отсутствовала, либо была чрезвычайно слаба. Примечательно некоторое повышение жесткости спектра со временем: вклад излучения выше 8 кэВ в рентгеновскую светимость источника возрос с $\approx 80\%$ 31 мая — 1 июня до $\approx 90\%$ 14–15 августа 1991 г.

3.2.7 Обсуждение.

Международная кампания по наблюдению GRS1124-68, проведенная в ряде диапазонов электромагнитного спектра, добавила новый объект к хорошо известному классу мягких рентгеновских Новых (Вайт и др., 1984; Танака, 1989). Теперь после наблюдений "НЕАО-1", "Кванта" и "Граната" можно сказать, что мягкие рентгеновские новые имеют четко выраженную жесткую компоненту излучения (жесткий хвост), роль которой возрастает с падением светимости источника.

Природа жесткой компоненты.

В то время как светимость источника в жестком рентгеновском диапазоне изменилась более чем на порядок (а полная светимость — на 1.5–2 порядка), общая форма спектра (наклон) в жестком рентгеновском диапазоне осталась почти неизменной. Этот факт в равной степени относится и к другим объектам этого типа, например к рентгеновским новым в созвездиях Лисички GS2000+25 (Сюняев и др., 1988) и Лебедя GS2023+338 (Сюняев, и др., 1991б). Если предполагать, что жесткое излучение формируется в результате комптонизации, неизменность наклона означает удивительное постоянство параметра комптонизации, т.е. комбинации $\tau^2 T_e$, в то время как темп аккреции и энерговыделение в области комптонизации изменились в несколько раз. В то же время, хотя все объекты из этого класса аналогичны с точки зрения аномальной жесткости спектра, конкретная форма спектра (наклон) сильно меняется от объекта к объекту. Новая в созвездии Мухи имеет наиболее крутой спектр среди них (с наклоном ≈ 2.5).

Другой важный вывод следует из сравнения кривой блеска источника в стандартном и жестком рентгеновском диапазонах. Характерные времена всех основных процессов во внутренних областях аккреционного диска вокруг черной дыры или нейтронной звезды составляют доли миллисекунды. Поэтому мы можем констатировать

лишь, что наблюдаемая переменность жесткого потока на масштабе нескольких часов имеет отношение к неустойчивости аккреционного процесса во внутренней зоне диска, бесспорно ответственной за излучение в жестком диапазоне. Эти неустойчивости оказываются неожиданно медленными по сравнению с любым характерным временем внутренней области аккреционного диска. Высокая стабильность потока на энергиях ниже 6-8 кэВ показывает, что мягкая компонента рождается в геометрически выделенной области диска. Переменность жесткой компоненты более чем в два раза на масштабе часов соответствует малой доле общей наблюдаемой светимости источника, которая определяется потоком в диапазоне 1-8 кэВ. Это является следствием того факта, что наблюдаемая переменность жесткого потока на масштабе часов не отражает переменности общего темпа аккреции, а связана с физическими процессами во внутренних областях диска.

Расстояние до источника и его светимость.

По данным о межзвездном поглощении (поглощение на $2200\text{\AA}$), полученным спутником IUE, Гонзалес и Шрадер (1991) оценивают расстояние до источника от 300 до 5000 пк. Очевидно, что верхняя граница расстояния полностью неопределенна. Предполагая, что светимость источника в максимуме блеска едва ли превышала Эддингтоновскую светимость, получаем верхнюю границу для расстояния $\sim 2.2(M/M_{\odot})^{1/2}$ кпк или $\sim 3.9(M/3.1M_{\odot})^{1/2}$ кпк.

3.3 GRS/KS1730-312 - далекая рентгеновская Новая ?

3.3.1 Обнаружение и локализация источника.

Источник GRS/KS1730-312 был открыт телескопом СИГМА обсерватории ГРАНАТ в ходе обзора области Центра Галактики 23 сентября 1994 г. (рис.3.11). Одновременно об открытии нового источника сообщила группа обработки данных телескопа ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ (Бороздин и др., 1994). Новый источник был локализован телескопом СИГМА в жестком рентгеновском диапазоне в точке с координатами

$$R.A. = 17^h 30^m 15^s$$

$$Dec. = -31^\circ 11' 39''$$

(1950) с точностью $2'$ (радиус кружка ошибок на уровне достоверности 68%). Локализация, полученная СИГМой, в пределах ошибки совпала с положением источника, обнаруженного в стандартном рентгеновском диапазоне телескопом ТТМ (Бороздин и др., 1995).

3.3.2 Кривая блеска.

Кривая блеска GRS/KS1730-312 в жестком рентгеновском диапазоне (рис.3.13) характеризуется быстрым, в течение ≈ 1 дня нарастанием потока от недектируемого значения до максимума, с последующим заметно более медленным (≈ 5 дней) падением ниже уровня чувствительности СИГМы. В максимуме кривой блеска (рис.3.13) источник, расположенный на расстоянии $\approx 4^\circ$ от Центра Галактики, был ярчайшим в этой области неба в диапазоне 40–150 кэВ (рис.3.11) с потоком ≈ 200 мКраб.

Согласно данным телескопа ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ (подробное описание наблюдений и результатов см. в работе Бороздин и др., 1995) падение жесткого рентгеновского потока от источника сопровождалось значительным возрастанием потока в стандартном рентгеновском диапазоне 2–10 кэВ (рис.3.13) – от ≈ 80 до ≈ 800 мКраб в течение ≈ 5 дней.

3.3.3 Спектры.

Спектр GRS/KS1730-312, усредненный за три наблюдения 23–26 сентября 1994 г., на энергиях выше 35 кэВ может быть аппроксимирован степенным законом с наклоном (фотонный индекс) ≈ 2.5 . Аппроксимация спектром тормозного излучения дает температуру ≈ 70 кэВ. Наблюдалось некоторое укрупнение спектра: фотонный индекс (35–200 кэВ) изменился от 2.3 ± 0.2 (22–23 сентября) до 2.8 ± 0.5 (25–26 сентября), хотя по данным одной только СИГМы этот результат не является вполне статистически значимым.

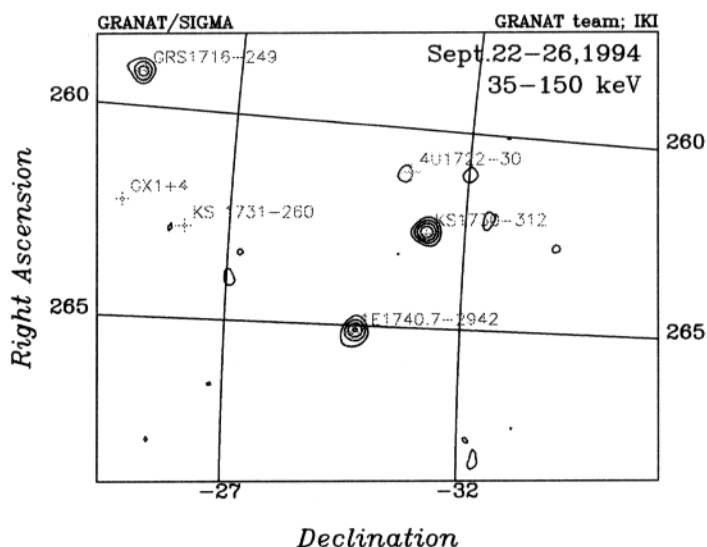


Рисунок 3.11. Изображение области Центра Галактики в жестком рентгеновском диапазоне, полученные телескопом СИГМА 22–26 сентября 1994 г. Контуры соответствуют значимости детектирования потока 3, 4, ... стандартных отклонений.

Расписание наблюдений обсерваторий ГРАНАТ и МИР-КВАНТ в этот период позволило получить три спектра источника в диапазоне энергий 2–200 кэВ (рис.3.12). Все спектры требуют низкочастотное поглощение, соответствующее значению $N_H L = (3 - 10) \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (конкретное значение зависит от спектральной модели). Качественно, эволюцию широкополосного спектра источника можно охарактеризовать как появление и быстрый рост мягкой спектральной компоненты, сопровождавшийся ослаблением и изменением формы жесткой компоненты. Вклад энергетического диапазона 2–10 кэВ в рентгеновскую светимость источника (2–300 кэВ) возрос с $\approx 20 - 25\%$ (22–23 сентября) до $\approx 80 - 90\%$ (26–27 сентября).

Самый ранний спектр, полученный 22–23 сент., демонстрирует экспоненциальный завал на энергии $\lesssim 100$ кэВ – данные ТТМ и СИГМы лучше описываются моделью комптонизированного излучения ($\chi^2 = 102.8$ на 105 степеней свободы, наилучшие параметры: $kT = 26 \pm 7$ кэВ, $\tau = 3.6 \pm 0.6$ – показан сплошной линией на левом графике рис.3.12) чем степенным законом ($\chi^2 = 113.7$ на 105 степеней свободы, наклон 2.1 ± 0.1).

В то же время спектр, полученный 26–27 сентября, имеет ярко выраженную мягкую спектральную компоненту и для его описания требуются двухкомпонентные модели (сплошная линия на правом графике рис.3.12). Мягкая компонента хорошо описывается моделью излучения оптически толстого (но геометрически тонкого) аккреционного диска (Сюняев и Шакура, 1973; Макишима и др., 1986) с температурой на внутренней границе $T_{in} = 0.9 \pm 0.1$ кэВ и внутренним радиусом диска $R_{in} \times \cos^{1/2}(i) = 40^{+20}_{-10}$ км (предполагая расстояние до источника 8.5 кпк). Предполагая, что жесткая спектральная компонента имеет степенную зависимость от энергий, наилучшее значение наклона

KS1730-312

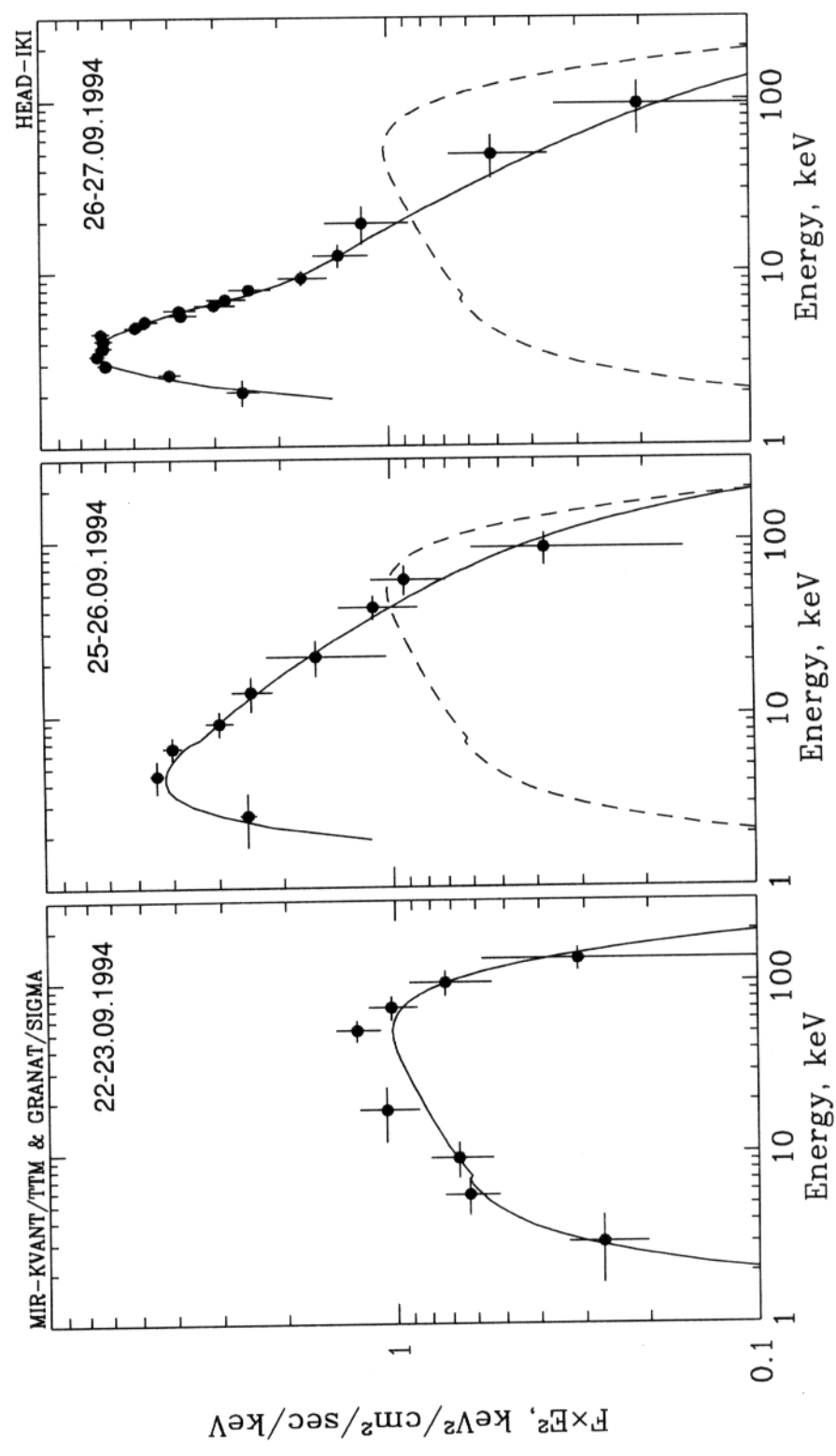


Рисунок 3.12. Спектры источника GRS/KS1730-312, полученные телескопами ТТМ и СИГМА в разные дни наблюдений в сентябре 1994 г. Для наглядности спектры представлены в виде $F_E \times E^2$.

(по числу фотонов) равно 2.9 ± 0.2 . В этой двухкомпонентной модели энергетический поток (откорректированный на низкочастотное поглощение) в мягкой спектральной компоненте равен $\approx 1.7 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см², в жесткой — $\approx 0.8 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см², суммарный энергетический поток в диапазоне 1-300 кэВ равен $\approx 2.5 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см². Предполагая, что расстояние до источника равно 8.5 кпк, это соответствует значению рентгеновской светимости источника $\approx 2.2 \cdot 10^{38}$ эрг/сек. (1-300 кэВ).

3.3.4 Обсуждение.

Результаты наблюдений GRS/KS1730-312 телескопами ТТМ и СИГМА показали, что его свойства — рентгеновская кривая блеска (рис.3.13) и эволюция спектра источника (рис.3.14) — чрезвычайно напоминают свойства мягких рентгеновских Новых (см. обсуждение двух типов рентгеновских Новых в разделе 3.6) и, в частности, во многом подобны рентгеновской Новой 1991 г. в созвездии Мухи (раздел 3.2) на ранних стадиях эволюции (рис.3.13 и 3.14). Действительно, как в случае GRS/KS1730-312 так и в случае рентгеновской Новой в созвездии Мухи светимость в жестком рентгеновском диапазоне (3–150 кэВ) была максимальна через $\approx 1 - 2$ дня после появления источника, в то время как светимость в стандартном рентгене (1-10 кэВ) еще продолжала расти и достигла максимума лишь на $\approx 5 - 7$ день (рис.3.13). Спектры источников первоначально были заметно жестче — фотонный индекс ≈ 2.1 (GRS/KS1730-312) $\approx 1.8 - 2.2$ (Муха) — и не имел заметной мягкой спектральной компоненты (3.14). В районе же максимума рентгеновской кривой блеска в спектрах обоих источников доминировала мягкая спектральная компонента, которая хорошо описывалась моделью излучения оптически толстого диска с температурой $T_{in} = 0.9 \pm 0.1$ кэВ (GRS/KS1730-312) и $T_{in} = 0.92 \pm 0.02$ кэВ (Муха - Ебисава и др., 1994). В то же время жесткая спектральная компонента стала заметно круче: фотонный индекс 2.9 ± 0.2 (GRS/KS1730-312) и $\approx 2.5 - 2.6$ (Муха). Соотношение светимостей мягкой и жесткой спектральных компонент было также примерно одинаковым: GRS/KS1730-312: $\approx 1.7 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см² (мягкая), $\approx 0.8 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см², (жесткая); Муха: $\approx 1.9 \cdot 10^{-7}$ эрг/сек/см² (мягкая), $\approx 0.6 \cdot 10^{-7}$ эрг/сек/см², (жесткая); в мягкой спектральной компоненте излучалось $\approx 68\%$ и $\approx 76\%$ рентгеновской светимости источника.

Это позволяет предположить, что подобно рентгеновским Новым, вспышка рентгеновского излучения от GRS/KS1730-312 связана с эпизодической аккрецией на черную дыру в тесной двойной системе, оптический компаньон в которой, возможно, является маломассивной звездой. Единственным отличием GRS/KS1730-312 от объектов, которые мы привыкли называть рентгеновскими Новыми, состоит в том, что он расположен на расстоянии в 3–5 раз дальше от нас (светимость в ≈ 10 раз меньше, чем, например, у Новой в созвездии Мухи) и в силу ограниченной чувствительности доступной для наблюдений оказалась лишь самая "макушка" кривой блеска источника. С

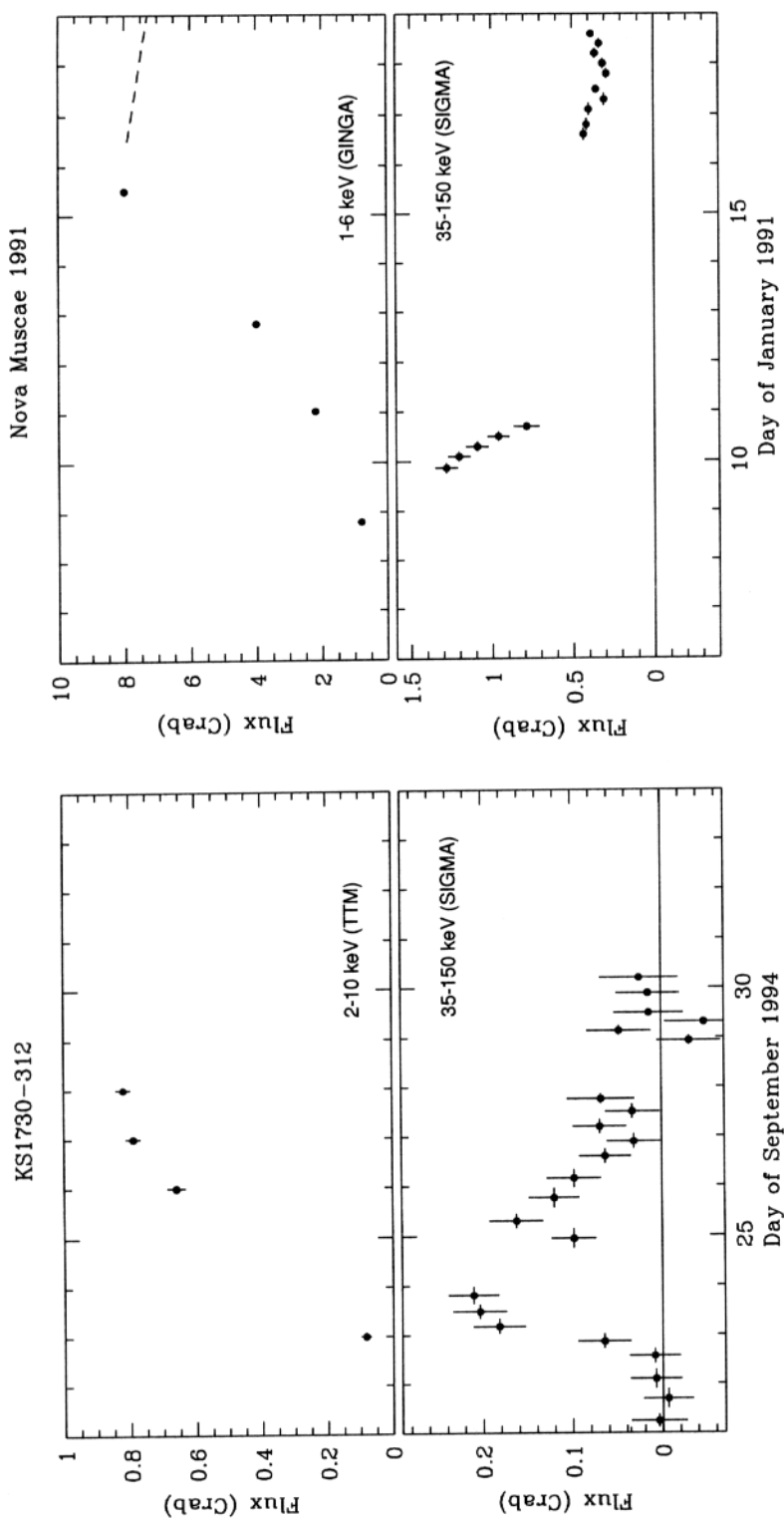


Рисунок 3.13. Кривые блеска источника GRS/KS1730-312 (слева) и рентгеновской Новой 1991 г. в созвездии Мухи (справа) в стандартном (верхние рисунки) и жестком (нижние рисунки) рентгеновских диапазонах. Горизонтальный масштаб одинаков на всех рисунках. Данные обсерватории ГИНГА взяты из работы Китамото и др., 1992.

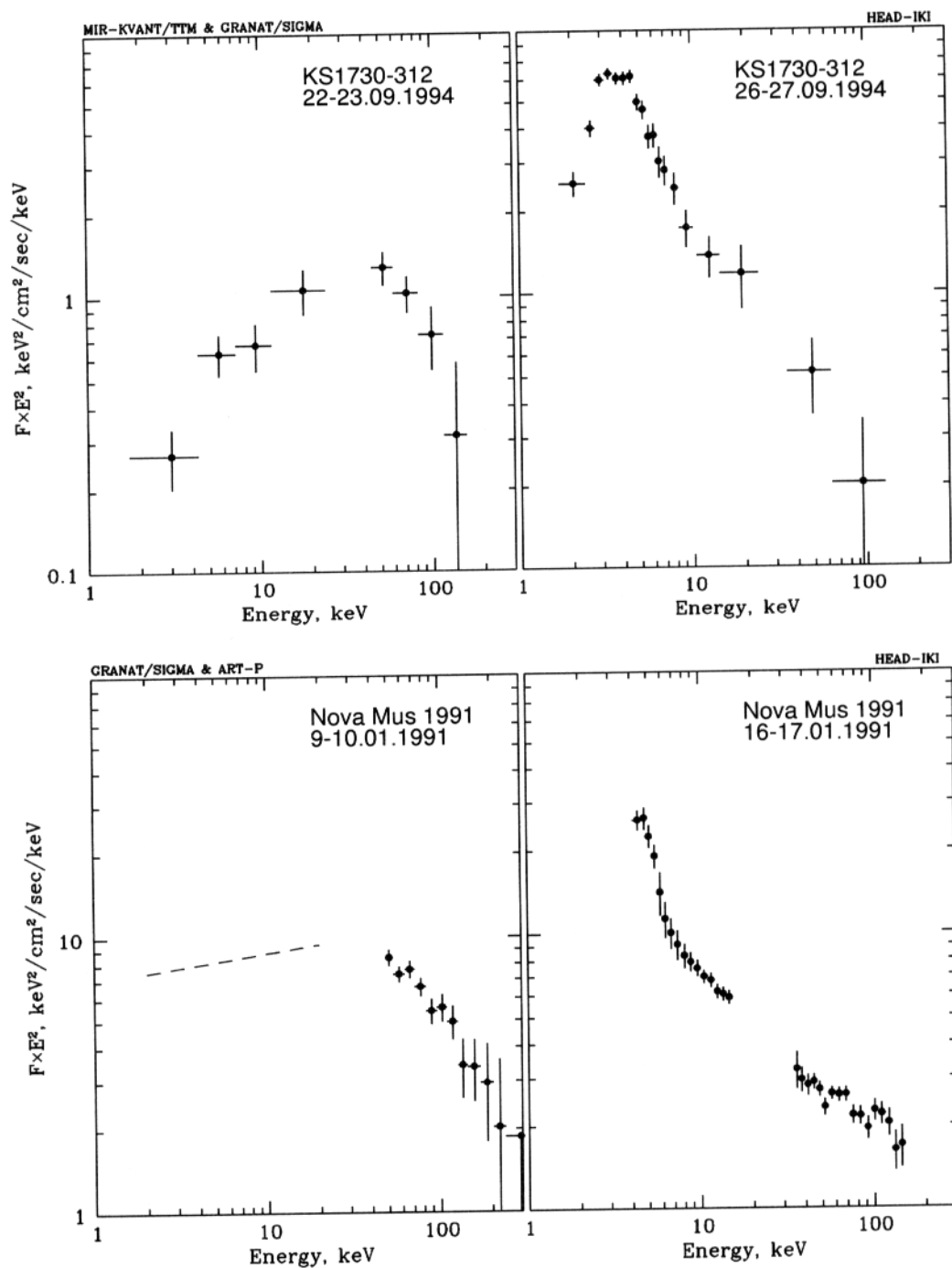


Рисунок 3.14. Спектры GRS/KS1730-312 (верхние рисунки) и рентгеновской Новой 1991 г. в созвездии Мухи (нижние рисунки) в момент появления источников (слева) и несколько дней спустя – вблизи максимума рентгеновской светимости источников (справа). Поведение спектра Новой в созвездии Мухи 9–10 января 1991 г. (штриховая линия на левом нижнем рисунке) в стандартном рентгеновском диапазоне взято по данным ГИНГи из работы (Китamoto и др., 1992)

другой стороны, благодаря удачному стечению обстоятельств, удалось пронаблюдать в широком интервале энергий самую начальную стадию эволюции источника – этап первоначального нарастания светимости и с достаточной степенью подробности проследить процесс появления мягкой компоненты в спектре источника.

3.4 Рентгеновская Новая 1992 г. в созвездии Персея (GROJ0422+32)

3.4.1 Введение.

Рентгеновская Новая в созвездии Персея GRO J0422+32 была открыта 5 августа 1992 г. прибором BATSE спутника GRO (Пачейсас и др., 1992). Поток от источника быстро возрастал и к 8 августа в три раза превысил поток от Крабовидной Туманности в диапазоне 20–300 кэВ. Локализация источника, приведенная телескопом СИГМА, позволила произвести его идентификацию в оптическом, радио- и ультрафиолетовом диапазонах. Оптические и ультрафиолетовые данные подтвердили, что мы имеем дело с маломассивной оптической звездой, входящей в тесную двойную систему (Кастро-Тирадо и др., 1992; Шредер и др., 1992, 1994; Вагнер и др., 1992). Оценки расстояния до источника дают значение 2.0–3.0 кпк (Шредер и др., 1994). До сих пор нет надежных измерений функции масс двойной системы, однако спектроскопические измерения в оптическом диапазоне позволяют предположить, что масса компактного объекта скорее всего превышает $9.3M_{\odot}$ (Гарсиа и др., 1994).

Наблюдения телескопа ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ в диапазоне 2–30 кэВ (Сюняев и др., 1993) продемонстрировали, что в спектре источника отсутствует мягкая спектральная компонента, подобная той, что наблюдалась (давая основной вклад в рентгеновскую светимость) в спектре рентгеновской Новой в созвездии Мухи (раздел 3.2). Спектр источника был во многом подобен спектру кандидата в черные дыры Лебедь X-1 в жестком состоянии (рис.3.15).

3.4.2 Описание наблюдений.

Обсерватория ГРАНАТ начала наблюдения GROJ0422+32 15 августа 1992 г. В общей сложности в августе – сентябре 1992 г. гг. было проведено 15 наблюдений источника, из них 14 – в режиме спектроскопия/изображение, а одно - в режиме высокого временного разрешения. Два наблюдения было выполнено в марте 1993 г., когда поток от источника упал в ~ 30 раз, но тем не менее еще детектировался СИГМой. Расписание наблюдений приведено в табл.3.2.

3.4.3 Локализация источника.

По результатам наблюдений в августе 1992 г. источник был локализован СИГМой в точке с координатами

$$R.A. = 4^h 18^m 27^s$$

$$Dec. = 32^{\circ} 48'$$

(1950) с точностью 2' (90%), что согласуется с идентификацией источника в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах.

Таблица 3.2. Расписание наблюдений рентгеновской Новой 1992 г. в созвездии Персея.

# набл.	Дата, UT	Время набл.	
		часов	
493	1992 Aug.	15.77-16.58	19
494	1992 Aug.	16.71-17.44	18
495	1992 Aug.	17.58-18.81	30
496	1992 Aug.	20.48-21.38	22
498 ¹	1992 Aug.	22.39-22.51	3.1
499	1992 Aug.	24.49-25.44	23
500	1992 Aug.	25.55-26.30	18
501	1992 Aug.	26.43-27.03	14
503	1992 Aug.	29.56-30.28	17
504	1992 Sept.	1.45-2.42	23
505	1992 Sept.	2.55-3.29	18
506	1992 Sept.	3.41-4.22	19
507	1992 Sept.	5.47-6.68	43
508	1992 Sept.	13.48-14.38	22
517	1992 Sept.	25.81-26.46	16
577	1993 Mar.	12.63-13.46	17
580	1993 Mar.	16.63-17.51	17

¹ - в режиме высокого временного разрешения.

3.4.4 Кривая блеска в жестком рентгеновском диапазоне.

Кривая блеска источника в диапазоне 40–150 кэВ с временным разрешением 3 часа приведена на рис.3.16. Поток от источника в ходе наблюдений СИГМы в августе – сентябре 1992 г. уменьшился с 2.9 до 1.0 Краб, что соответствует уменьшению светимости в диапазоне 40–150 кэВ от 4.5 до $1.7 \cdot 10^{36}$ эрг/сек (предполагая расстояние до источника 1 кпк). Аппроксимация данных, приведенных на рис.3.16, экспоненциальным законом дает характерное время спада интенсивности источника 40–45 дней (табл.3.3). Как это хорошо видно из табл.3.3, поток в более жестком диапазоне 70–150 кэВ спадал несколько медленнее, чем поток в диапазоне 40–70 кэВ – спектр источника становился более жестким по мере уменьшения светимости.

Как и в случае Новой в созвездии Змееносца (раздел 3.5) особенностью рентгеновской кривой блеска является отсутствие сильных вариаций на временных масштабах нескольких часов. Величина относительных среднеквадратичных отклонений (*rms*) от экспоненциального закона, посчитанная по временному интервалу более месяца, равна 3.6%; при этом максимальные отклонения составили +7.5% и –14%. Вариации характеристик детектора (например, наклон зависимости энергия/канал) между наблюдениями и внутри индивидуальных наблюдений может составлять несколько процентов,

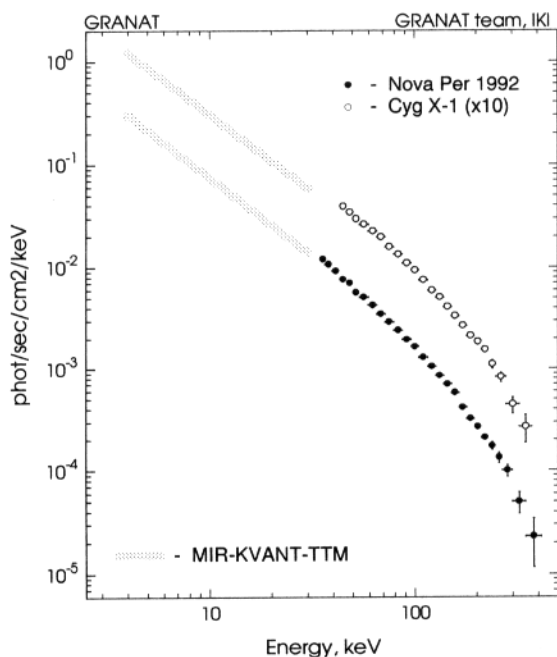


Рисунок 3.15. Спектр рентгеновской Новой 1992 г. в созвездии Персея, полученный 29 августа 1992 г. Схематически показано поведение на энергиях ниже 30 кэВ по данным телескопа ТТМ (из работы Сюняев и др., 1993). Для сравнения приведен спектр черной дыры Лебедь X-1.

давая соответствующий вклад в вариации наблюдаемого рентгеновского потока. Т.о., значения *rms*, приведенные выше, следует рассматривать как верхние пределы на внутренние вариации интенсивности жесткого рентгеновского излучения источника. Такое поведение жесткого рентгеновского потока сильно отличается от наблюдавшегося в случае рентгеновской Новой 1991 г. в созвездии Мухи (раздел 3.2, рис. 3.2, 3.3, см также обсуждение в разделе 3.6).

3.4.5 Рентгеновские спектры.

Общий вид спектра в диапазоне от 2 до 400 кэВ приведен на рис.3.15. Спектры в жестком рентгеновском диапазоне для трех различным периодов наблюдений показаны на рис.3.17, а результаты их аппроксимации различными спектральными мо-

Таблица 3.3. Характерное время спадания интенсивности жесткого рентгеновского излучения (аппроксимация экспоненциальным законом)

Энергетический диапазон	Характ. время дней
40 – 150 кэВ	43.6 ± 0.7
40 – 70 кэВ	41.2 ± 0.9
70 – 150 кэВ	46.2 ± 0.9

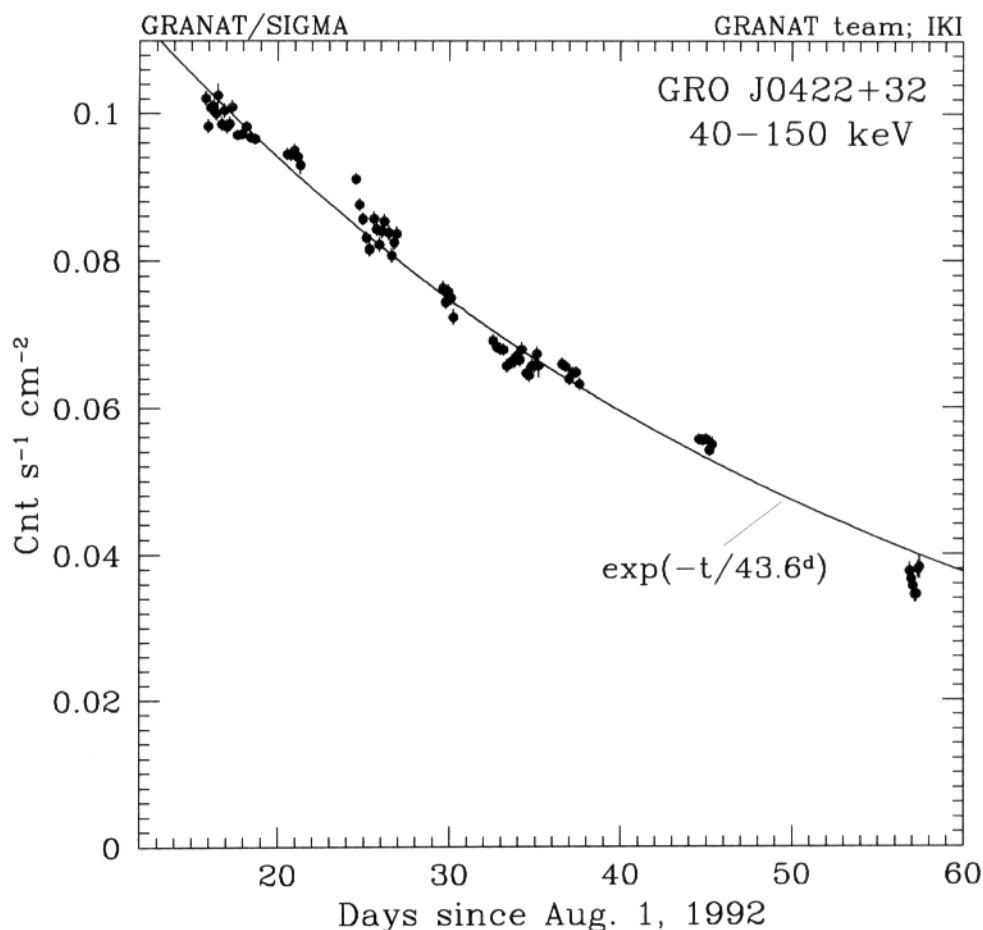


Рисунок 3.16. Кривая блеска рентгеновской Новой 1992 г. в созвездии Персея в диапазоне 40–150 кэВ, полученная СИГМой в августе – сентябре 1992 г.

делями приведены в табл.3.4. Повышение жесткости спектра источника со временем, упоминавшееся выше, хорошо видно из рис.3.17 и табл.3.4.

Примечательно, что наблюдения, проведенные в марте 1993 г., когда светимость источника в жестком рентгене уменьшилась в ~ 30 раз, не выявили заметного изменения формы спектра источника (хотя следует отметить, что точность определения спектральных параметров была заметно ниже, чем в 1992 г.).

Наблюдавшиеся спектры источника ниже ~ 200 кэВ хорошо описываются моделью комптонизированного излучения – с точностью $\lesssim 5\%$. Однако на более высоких энергиях наблюдаются заметные отклонения от предсказаний модели – спектры полученные СИГМой демонстрируют явное превышение потока по сравнению с моделью. Аналогичные отклонения от предсказаний комптонизационной модели наблюдались СИГМой в спектре источника Лебедь X-1 и спектрометром OSSE обсерватории GRO в спектрах Новой в созвездии Персея и Лебедя X-1 и по всей видимости являются часто встречающимся свойством мягкого гамма-излучения от кандидатов в черные дыры. Простейшее объяснение этого результата состоит в том, что распределение электронов по энергиям отличается от простого однотемпературного Максвелловского распре-

GRO J0422+32

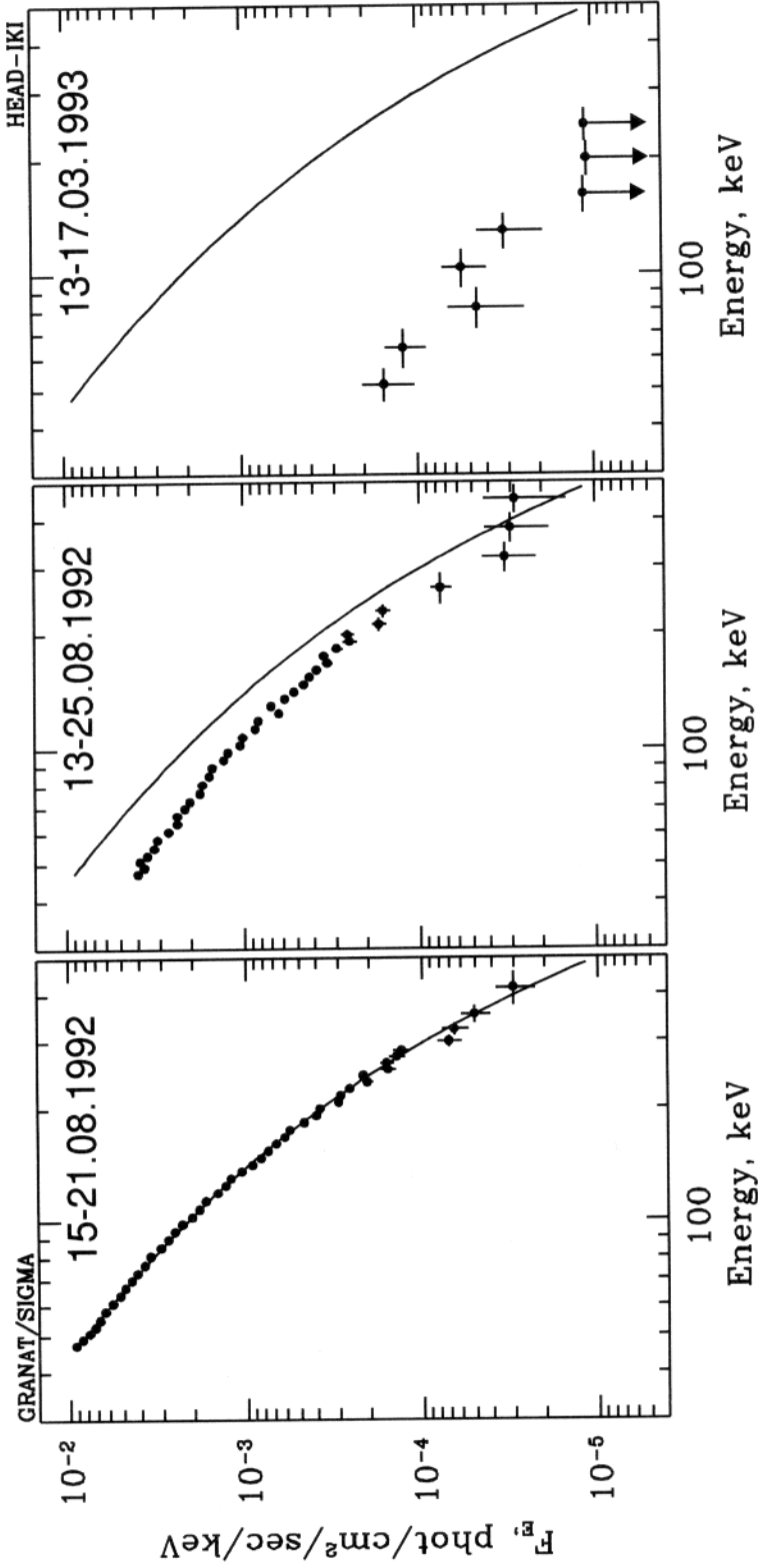


Рисунок 3.17. Спектры рентгеновской Новой 1992 г. в созвездии Персея, полученные телескопом СИГМА в разные дни наблюдений. Сплошной линией на всех трех рисунках показан спектр тормозного излучения с температурой 127 кэВ, наилучшим образом описывающий данные 15-21 августа 1992 г.

Таблица 3.4. Параметры аппроксимации спектров рентгеновской Новой в созвездии Змееносца в диапазоне 35–400 кэВ

Параметры	15–21 авг. 1992 г.	13–25 сент. 1992 г.	13–17 марта 1993 г.
<i>Спектр комптонизированного излучения</i>			
kT , keV	44.2 ± 0.6	45.9 ± 1.5	$28.9^{+\infty}_{-9}$
τ	2.70 ± 0.05	2.90 ± 0.1	$4.5^{+\infty}_{-2.8}$
$F[50 - 400 \text{ keV}]^1$	5.34	2.87	0.088
$\chi^2(\text{DOF})$	229.6(54)	85.6(54)	52.8(54)
<i>Тормозной спектр</i>			
kT_e , keV	127 ± 1	161 ± 4	108^{+93}_{-41}
$F[50 - 400 \text{ keV}]^1$	5.60	3.08	0.099
$\chi^2(\text{DOF})$	144.1(55)	94.0(55)	53.4(55)

¹ Энергетический поток, 10^{-8} эрг/сек/см²/

деления, которое обычно предполагается при расчетах комптонизированного спектра. Наблюдаемые спектры можно объяснить, например, в рамках двухкомпонентной комптонизационной модели, предполагая двухтемпературное распределение электронов, с температурами ~ 30 и ~ 60 кэВ (см., например, работу Финогенов и др., 1992). Очевидно, что это также является некоторым упрощением – в реальной ситуации скорее всего имеет место непрерывное распределение электронов по температуре, либо распределение электронов не является максвелловским.

Как это ни удивительно, наблюдаемые спектры черных дыр в диапазоне от $\sim 30 - 40$ до $\sim 300 - 500$ кэВ хорошо описываются моделью тормозного излучения оптически тонкой плазмы (см. рис.3.17). Отклонение наблюдаемых спектров Новой в созвездии Персея от тормозного спектра составляет $\lesssim 10\%$. Хотя представляется маловероятным, что происхождение наблюдаемых спектров связано с тормозным излучением (см., например, Сюняев и Шакура, 1973), удобно использовать данную модель для количественного описания спектральных характеристик источника в жестком рентгеновском диапазоне.

3.4.6 Изменение основных характеристик рентгеновского излучения со временем.

Интересно проследить, как менялись основные характеристики жесткого рентгеновского излучения источника со временем. На рис.3.18, показана эволюция энергетического потока, жесткости спектра и амплитуды короткомасштабных аperiodических вариаций рентгеновского потока. В качестве количественной характеристики жесткости спектра использовалась температура тормозного спектра, наилучшим образом описывающего данные. Энергетический поток также вычислялся по наилучшей аппроксимации

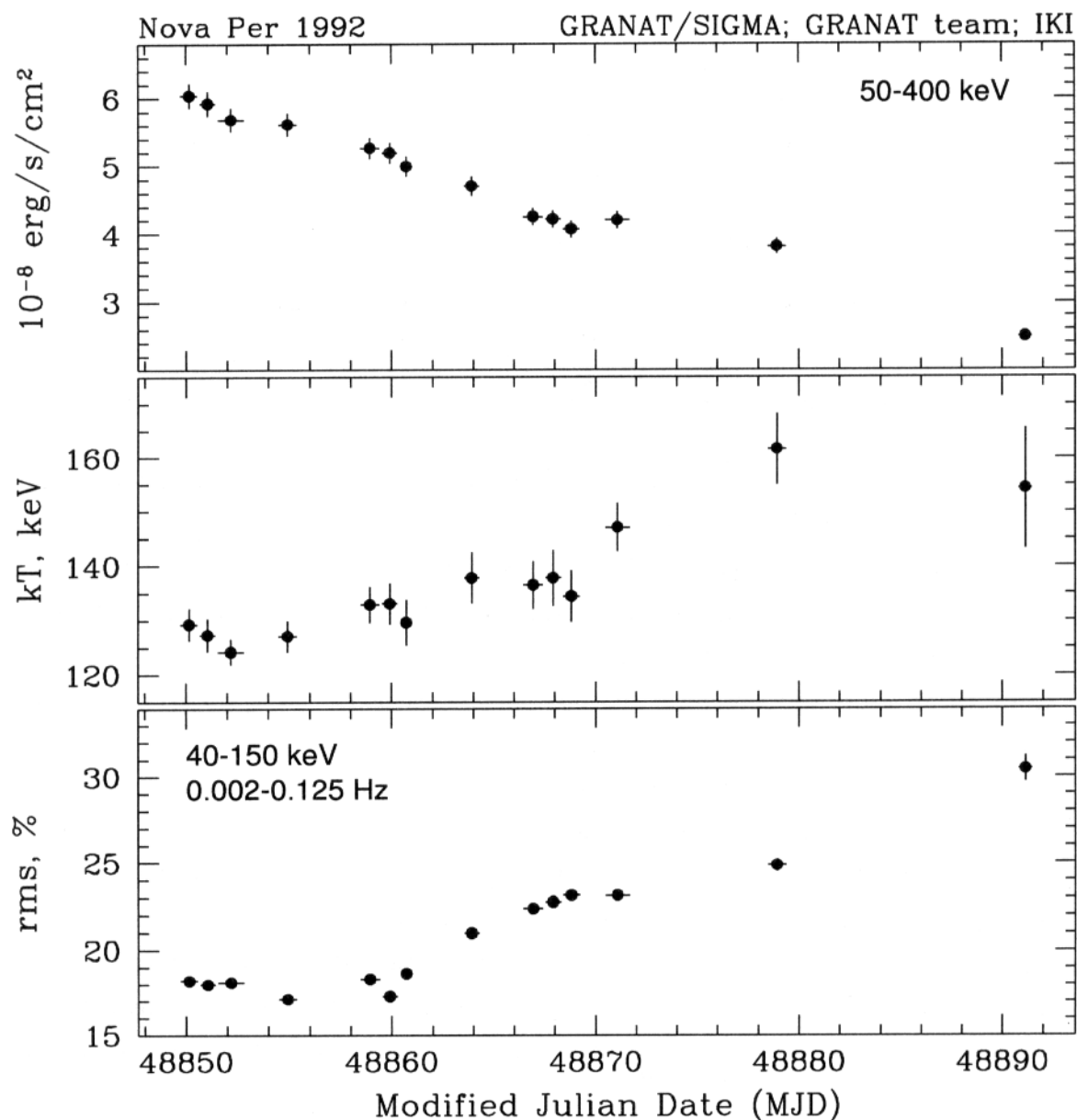


Рисунок 3.18. Эволюция основных характеристик жесткого рентгеновского излучения от Новой в созвездии Персея со временем: энергетический поток в диапазоне 50-400 кэВ, жесткость спектра – наилучшая температура в модели тормозного излучения, относительная амплитуда короткомасштабных аperiодических флуктуаций рентгеновского потока. 5 августа соответствует дате MJD 48839.

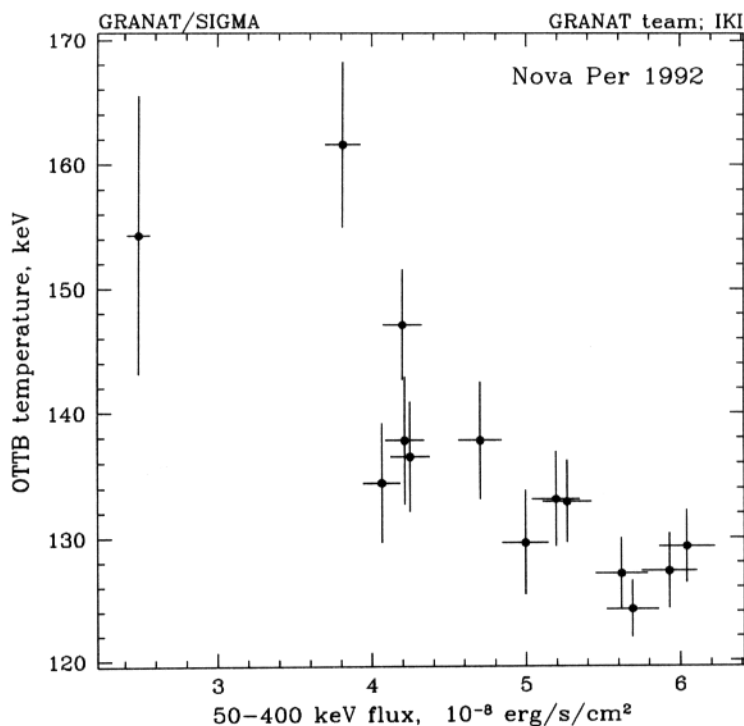


Рисунок 3.19. Рентгеновская Новая 1992 г. в созвездии Персея. Жесткость спектра (наилучшая температура в модели тормозного излучения) в зависимости от энергетического потока в диапазоне 50–400 кэВ.

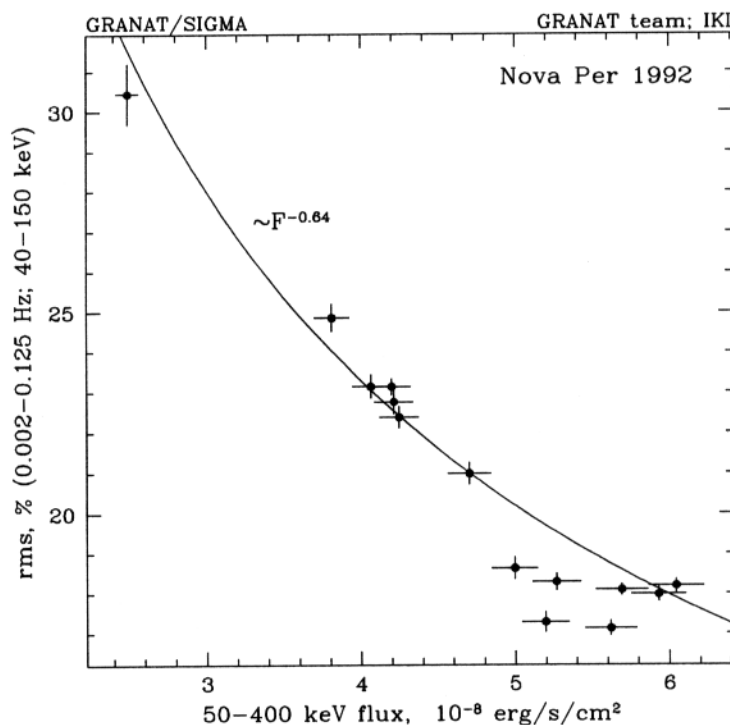


Рисунок 3.20. Рентгеновская Новая 1992 г. в созвездии Персея. Относительная амплитуда короткомасштабных аperiodических флуктуаций рентгеновского потока в зависимости от энергетического потока в диапазоне 50–400 кэВ. Сплошной кривой показана зависимость $\text{поток}^{-0.64}$.

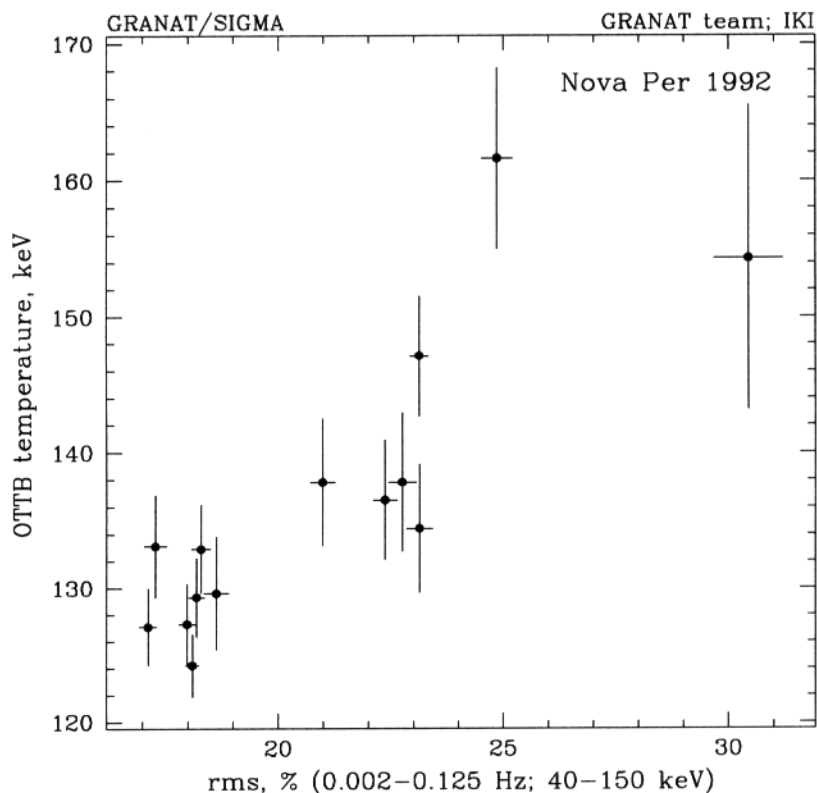


Рисунок 3.21. Рентгеновская Новая 1992 г. в созвездии Персея. Жесткость спектра (наилучшая температура в модели тормозного излучения) в зависимости от относительной амплитуды короткомасштабных аperiodических флуктуаций рентгеновского потока.

наблюдаемого спектра моделью тормозного излучения.

Как это следует из сравнения характерного времени спада потока в диапазонах 40–70 и 70–150 кэВ (табл.3.3), жесткость спектра возрастала по мере падения интенсивности источника (рис.3.18, 3.19). Количественно, это соответствовало увеличению тормозной температуры от ≈ 120 кэВ до ≈ 160 кэВ. Заметим что, аналогичная антикорреляция между жесткостью спектра и рентгеновской светимостью наблюдалась и в случае рентгеновской Новой 1993 г. в созвездии Змееносца (раздел 3.5, рис.3.23, 3.26), также являющейся кандидатом в черные дыры, а также для ряда маломассивных рентгеновских двойных, в которых компактный объект является нейтронной звездой (Ван Парадайз и Ван дер Клис, 1994). Возможно, что при определенных режимах аккреции это является общим свойством аккреционных дисков вне зависимости от природы компактного объекта (более подробно см. обсуждение в Главе 6).

Одновременно с падением светимости источника, возрастала амплитуда аperiodических вариаций рентгеновского потока на временных масштабах 8–500 сек – относительная величина среднеквадратичных вариаций (за вычетом Пуассоновских флуктуаций) увеличилась от $\approx 18\%$ до $\approx 30\%$ (рис. 3.18, 3.20). Этот результат имеет простую интерпретацию в рамках модели вспышек (“shot noise”) (см. Главы 7 и 10). Пред-

полагая, что 100% жесткого рентгеновского излучения рождается во время коротких вспышек (более подробно см. Главу 6) – предположение, не противоречащее экспериментальным данным – возможны два предельных случая изменения величины относительной rms при изменении светимости источника. (1) Если частота вспышек остается неизменной, а светимость падает за счет изменения энерговыделения в индивидуальной вспышке, относительная rms вариаций рентгеновского потока будет оставаться неизменной. (2) Если же, наоборот, энерговыделение в каждой отдельной вспышке остается неизменным, а светимость уменьшается за счет уменьшения частоты вспышек – относительная rms будет расти пропорционально $L^{-1/2}$ – что примерно и наблюдалось (рис. 3.20).

С точки зрения наличия корреляции между основными характеристиками рентгеновского излучения интересно отметить, что *спектр источника становился более жестким по мере увеличения относительной амплитуды аperiodических вариаций рентгеновского потока* (рис.3.21). Аналогичная зависимость наблюдалась СИГМой для черной дыры Лебедь X-1 (Глава 4). Интерпретация этого результата в рамках модели вспышек обсуждается в Главе 6.

3.5 Рентгеновская Новая 1993 г. в созвездии Змееносца (GRS1716-249)

Жесткое рентгеновское излучение от рентгеновской Новой 1993 г. в созвездии Змееносца наблюдалось СИГМой во время яркой вспышки 1993 г. и спустя один год, во время повторной вспышки в 1994 г. Ряд наблюдений СИГМы сопровождался почти одновременными наблюдениями в диапазоне 2–30 кэВ телескопа ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ. Это позволило исследовать свойства источника в диапазоне энергий 2–400 кэВ. Широкополосные спектры Новой в созвездии Змееносца, наблюдавшиеся в 1993 и 1994 г. во многом подобны спектру источника Лебедь X-1 в низком (жестком) состоянии. Были зарегистрированы слабые вариации формы широкополосных спектров источника, возможно, скоррелированные с изменением светимости источника.

3.5.1 Введение.

Рентгеновская Новая в созвездии Змееносца (GRS1716-249 = GRO J1719-24) была открыта 25 сентября 1993 г. независимо телескопом СИГМА обсерватории ГРАНАТ и прибором БАТСЕ обсерватории Гамма-Лучей (Хармон и др., 1993а). Последовавшие вслед за локализацией рентгеновского источника телескопом СИГМА оптические наблюдения обнаружили оптический объект в пределах кружка ошибок СИГМы. Оптический компаньон рентгеновской Новой имел кривую блеска, чрезвычайно похожую на оптическую кривую блеска рентгеновской Новой 1991 г. в созвездии Мухи (раздел 3.2) (Делла Вале, 1994). Оптические данные полностью подтвердили гипотезу о том, что GRS1716-249 является маломассивной двойной системой. Оценки расстояния до объекта варьируются от 2 до 2.8 кпк (Делла Вале, 1994).

В течение сентября – середины декабря 1993 г. рентгеновская Новая, расположенная на расстоянии $\approx 7^\circ 0$ от Центра Галактики была ярчайшим жестким рентгеновским источником в этой области неба с максимальным потоком в диапазоне 35–150 кэВ на уровне ~ 1.2 Краб (см. ниже, а также Хармон и др., 1993а,б,в). Наблюдения в стандартном рентгеновском диапазоне, выполненные осенью 1993 г. телескопом ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ, не обнаружили каких либо признаков мягкой спектральной компоненты (Каниовский и др., 1993; Сюняев и др., 1994). Рентгеновский спектр источника в диапазоне 2-400 кэВ напоминал спектр черной дыры Лебедь X-1 в низком (жестком) состоянии, а также спектры других рентгеновских Новых, не имевших мягкой спектральной компоненты (например Новой 1992 г. в созвездии Персея – раздел 3.4).

Хотя первоначально поведение Новой было подобно другим рентгеновским Новым, дальнейшая эволюция источника была достаточно необычна. Согласно данным спутника БАТСЕ (Хармон и др., 1993б) в течение ≈ 2.5 месяца с конца сентября до се-

Таблица 3.5. Расписание наблюдений рентгеновской Новой 1993 г. в созвездии Змееносца в 1990–1994 гг.

Дата, UT	Время набл.	Поток, 40–150 кэВ
	часов	мКраб
Mar 24.7 – Apr 9.6, 1990	58.5	6.7 ± 7.3
Aug 23.7 – Oct 19.2, 1990	109.2	-3.6 ± 5.6
Feb 22.4 – Apr 2.6, 1991	112.7	10.6 ± 7.3
Aug 30.7 – Oct 19.3, 1991	132.2	1.1 ± 5.6
Feb 17.5 – Apr 9.7, 1992	272.5	9.6 ± 4.7
Sep 14.5 – Sep 23.3, 1992	104.0	18.2 ± 8.6
Feb 17.7 – Apr 16.5, 1993	292.0	2.3 ± 5.6
Aug 28.6 – Sep 19.3, 1993	290.7	4.4 ± 5.8
Sep 25.5 – Oct 14.1, 1993	240.1	 ¹
Feb 24.5 – Mar 25.5, 1994	319.0	15.8 ± 5.5
Sep 1.4 – Sep 30.2, 1994	329.4	109.5 ± 6.9

¹ см. табл. 3.6

редины декабря 1993 г. жесткий рентгеновский поток от источника уменьшался очень медленно, с характерным временем экспоненциального спада ≈ 330 дней (для сравнения: типичное значение для многих рентгеновских Новых составляет 30–40 дней), а затем быстро, в течение $\approx$ недели упал ниже уровня чувствительности прибора БАТСЕ. Через $\sim$ год, осенью 1994 г., источник был вновь зарегистрирован всеми тремя инструментами – СИГМА, ТТМ (Бороздин и др., 1994) и БАТСЕ (Хармон и др., 1994) с потоком на уровне $\sim 1/10$ от значения, наблюдавшегося в 1993 г. В 1995 г. телескоп ТТМ несколько раз наблюдал эту область неба и каждый раз детектировал положительный поток от источника в диапазоне 2–30 кэВ (Бороздин и др., 1995). Наиболее позднее детектирование источника относится к апрелю 1995 г., свидетельствуя о том, что источник был в активном состоянии в течение более 7 месяцев.

Ниже приведены результаты наблюдений рентгеновской Новой 1993 г. в созвездии Змееносца телескопом СИГМА в жестком рентгеновском диапазоне во время яркой вспышки осенью 1993 г., повторной вспышки 1994 г. и результаты мониторинга этой области в 1990–1993 гг. (т.е. до первого детектирования источника). Приведены также результаты анализа широкополосных спектров источника (2–400 кэВ) по данным телескопов ТТМ и СИГМА.

3.5.2 Описание наблюдений.

Благодаря тому, что источник расположен на расстоянии $\approx 7^\circ 0$ от Центра Галактики, он был в поле зрения телескопа СИГМА (хотя достаточно близко к краю

Таблица 3.6. Подробное расписание наблюдений рентгеновской Новой 1993 г. в созвездии Змееносца в 1993 г.

Дата, UT	Время набл.	Поток, 40–150 кэВ
	часов	мКраб
Sep 25.5 – Sep 26.4, 1993	17.5	641 ± 21
Sep 26.5 – Sep 28.2, 1993	34.0	995 ± 22
Sep 29.5 – Sep 30.4, 1993	17.0	1238 ± 21
Sep 30.5 – Oct 2.2, 1993	34.0	1235 ± 15
Oct 3.5 – Oct 4.3, 1993	16.0	1222 ± 21
Oct 4.6 – Oct 6.2, 1993	32.0	1232 ± 11
Oct 7.6 – Oct 8.4, 1993	15.0	1219 ± 22
Oct 8.5 – Oct 10.0, 1993	30.0	1230 ± 12
Oct 11.7 – Oct 12.4, 1993	12.6	1155 ± 24
Oct 12.5 – Oct 14.1, 1993	32.0	1152 ± 11

поля зрения) в течение практически всех наблюдений области Галактического Центра, проводившихся СИГМой в 1990–1994 гг. В силу навигационных ограничений эти наблюдения выполнялись весной (февраль – апрель) и осенью (август – октябрь) каждого года. Каждая серия наблюдений включала в себя от нескольких до нескольких десятков индивидуальных наблюдений и длилась от $\sim$ недели до $\sim$ двух месяцев. Типичная продолжительность индивидуального наблюдения составляла ≈ 20 часов. Расписание наблюдений "по сериям" представлено в табл. 3.5, в которой для каждой серии наблюдений указаны дата начала/конца и общее время наблюдения, использовавшееся для анализа данных по GRS1716-249. Наблюдения, исключенные из анализа по различным причинам (нестандартные фоновые условия или неудачное расположение источника в поле зрения СИГМы) не включены в подсчет времени наблюдений. Вспышка 1993 г. началась примерно в середине серии, выполнявшейся осенью 1993 г. В соответствии с этим эта серия разделена на две части в табл.3.5. Детальное расписание наблюдений для второй половины серии приведено в табл. 3.6.

3.5.3 Локализация источника.

На рис. 3.22 приведены три изображения области неба размером $12^d4 \times 13^d0$, содержащей GRS1716-249, в диапазоне 35–100 кэВ. Эти три изображения получены суммированием данных, полученных в первой половине сентября 1993 г. (до вспышки источника), в первом наблюдении, когда источник был обнаружен телескопом СИГМА и полученных в сентябре 1994 г. во время повторной вспышки источника.

На основе данных, полученных во второй половине сентября 1993 г. была

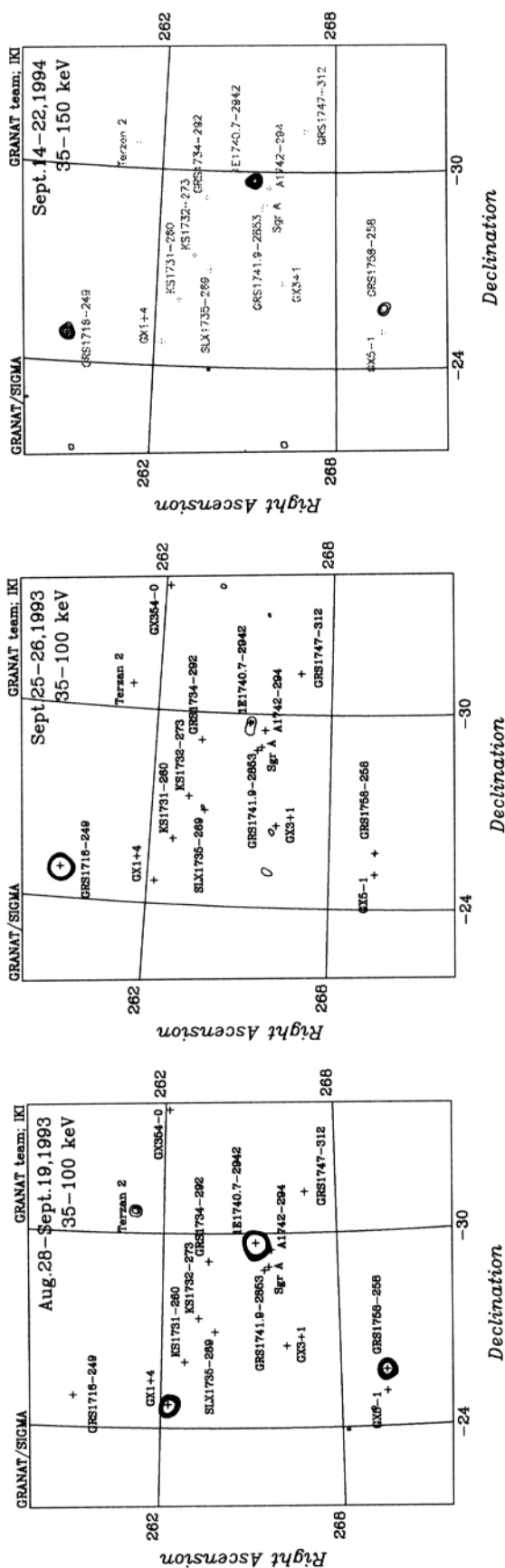


Рисунок 3.22. Изображения области Центра Галактики в жестком рентгеновском диапазоне, полученные телескопом СИГМА в 1993 и 1994 гг.: сумма всех наблюдений осени 1993 г. предшествовавших открытию источника, наблюдение 25-26 сентября 1993 г. (первое детектирование источника) и сумма всех наблюдений в сентябре 1994 г. (повторная вспышка). Контуры соответствуют значимости детектирования потока 3,4,...,9 стандартных отклонений.

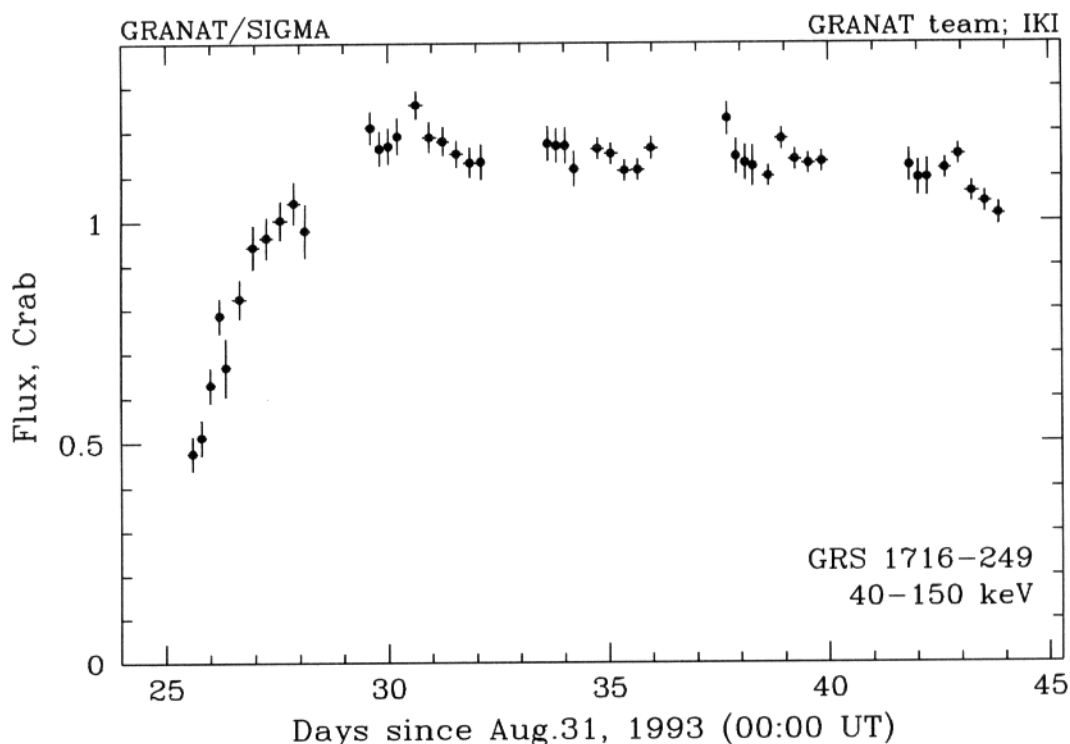


Рисунок 3.23. Кривая блеска GRS1716-249 в жестком рентгеновском диапазоне, полученная во время вспышки 1993 г.

произведена локализация источника в жестком рентгеновском диапазоне:

$$R.A. = 17^h 16^m 34^s.3$$

$$Dec. = -24^\circ 57' 45''$$

(1950), точность локализации (на уровне достоверности 90%) составила 1'.

3.5.4 Кривая блеска.

Результаты измерения потока от источника в жестком рентгеновском диапазоне в 1990–1994 гг. приведены в табл. 3.5, 3.6 и на рис. 3.23, 3.24.

Вспышка 1993 г.

Рентгеновская Новая в созвездии Змееносца была впервые обнаружена в наблюдении, начавшемся 25 сентября 1993 г. (см. табл. 3.6 и рис. 3.22, 3.23). В предыдущих наблюдениях этой серии наблюдений области Центра Галактики не было зарегистрировано статистически значимого потока от источника с верхним пределом (40–150 кэВ, 2σ) 40 мКраб (сент. 18.4 – 19.3 1993 UT – наблюдение, предшествовавшее открытию источника) и 12 мКраб (усредненное по периоду авг. 28 – сент. 19, 1993).

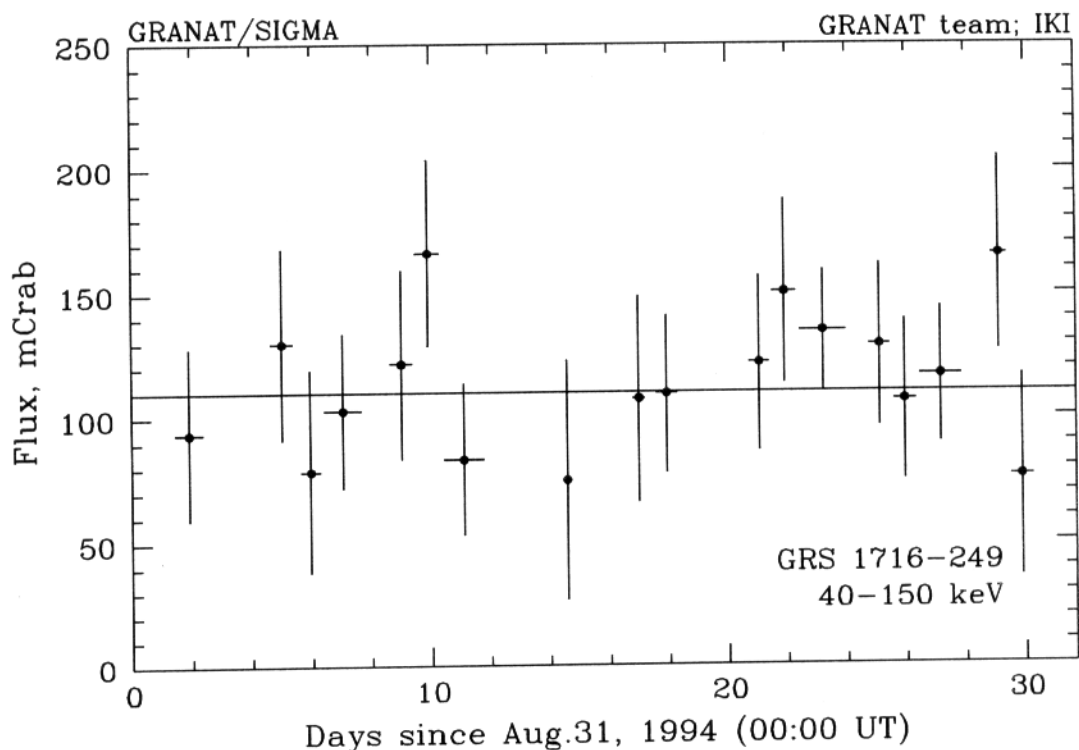


Рисунок 3.24. Кривая блеска GRS1716-249 в жестком рентгеновском диапазоне, полученная во время повторной вспышки 1994 г.

Анализ всей совокупности данных, полученных в наблюдениях 1990–1993 гг., предшествовавших открытию источника, не дал статистически значимого потока в положении источника: 3.8 ± 2.0 мКраб (40–150 кэВ). Верхние пределы на поток от источника, полученные в индивидуальных сериях наблюдений, приведены в табл. 3.5. Типичное значение чувствительности в положении GRS1716-249, достигаемой за один день наблюдений равно $\approx 35 - 40$ мКраб (40–150 кэВ, 2σ).

Кривая блеска источника, полученная в сентябре 1993 г. (рис.3.23), характеризуется медленным нарастанием жесткого рентгеновского потока в течение ≈ 5 дней, за которым последовало "плато" с почти неизменным потоком от источника на уровне ≈ 1.2 Краб, наблюдавшееся до конца этой серии наблюдений зоны Центра Галактики 14 октября 1993 г. Время экспоненциального спада жесткого рентгеновского потока от источника составило 210^{+90}_{-50} дней (сент. 29.5 – окт 12.4, 1993 UT).

Примечательной особенностью кривой блеска источника (рис. 3.23) является ее гладкость. Каждая точка на рис.3.23 соответствует усреднению по временному интервалу 4–6 часов. Относительная среднеквадратичная вариация (*rms*) точек на горизонтальной части кривой блеска составляет всего лишь 3.5%. Следует отметить к тому же, что кривая блеска, показанная на рис.3.23, не откорректирована полностью на небольшие систематические вариации энергетической шкалы детектора, происходящие на

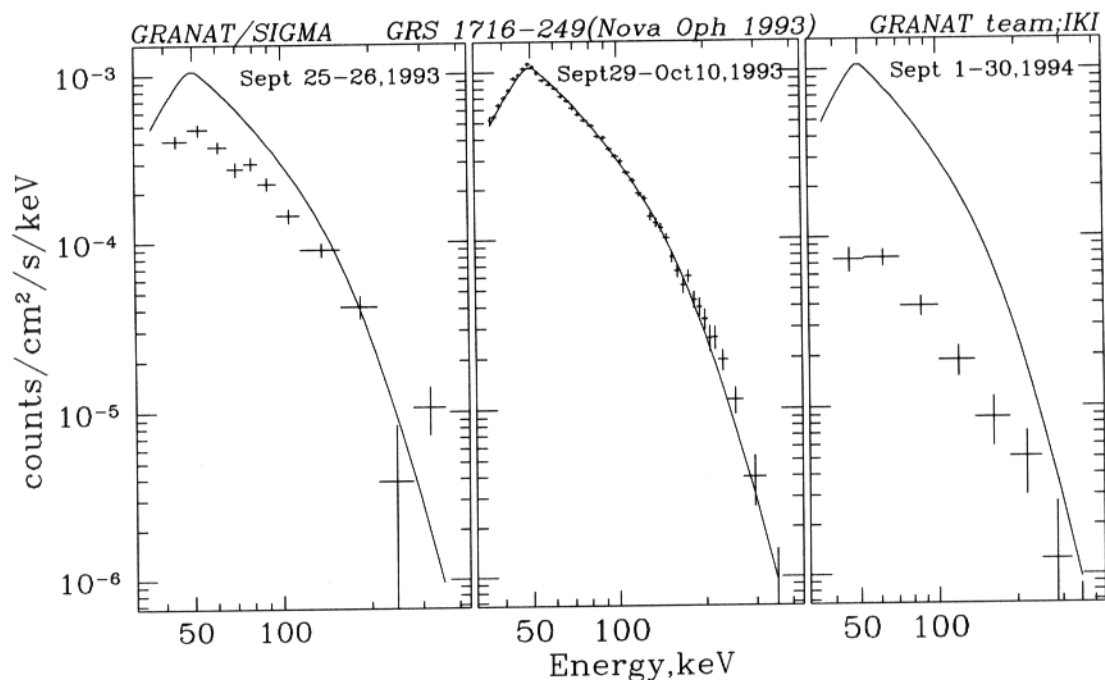


Рисунок 3.25. Спектры отсчетов GRS1716-249, полученные СИГМой в 1993–1994 гг: в момент появления источника, на "плато" рентгеновской кривой блеска и во время повторной вспышки 1994 г. Сплошная линия на всех трех рисунках соответствует тормозному спектру с температурой 86 кэВ - наилучшей аппроксимации данных 29 сент. – 14 окт. 1993 г. ("плато" рентгеновской кривой блеска).

протяжении сеанса наблюдений, поэтому значение *rms*, приведенное выше, следует рассматривать в качестве верхнего предела на собственные вариации потока от источника.

Вспышка 1994 г.

Из-за навигационных ограничений осенняя серия наблюдений 1993 г. была закончена 14 октября 1993 г. В следующей серии наблюдений этой области неба весной 1994 г. поток от источника был зарегистрирован на уровне 15.8 ± 5.5 мКраб (табл.3.5), т.е. на уровне достоверности менее 3σ . Однако во время обзора Центра Галактики осенью 1994 г. источник был вновь надежно зарегистрирован в жестком рентгеновском диапазоне (рис. 3.22, табл.3.5) с потоком ≈ 110 мКраб, т.е. $\sim 1/10$ от уровня, наблюдавшегося в сентябре 1993 г.

Кривая блеска, полученная в этот период, представлена на рис. 3.24. Не было зарегистрировано статистически значимых вариации потока, усредненного за индивидуальные наблюдения, — все точки совместимы с предположением постоянного потока 110 мКраб. Хотя, конечно, следует отметить, что из-за того, что источник был распо-

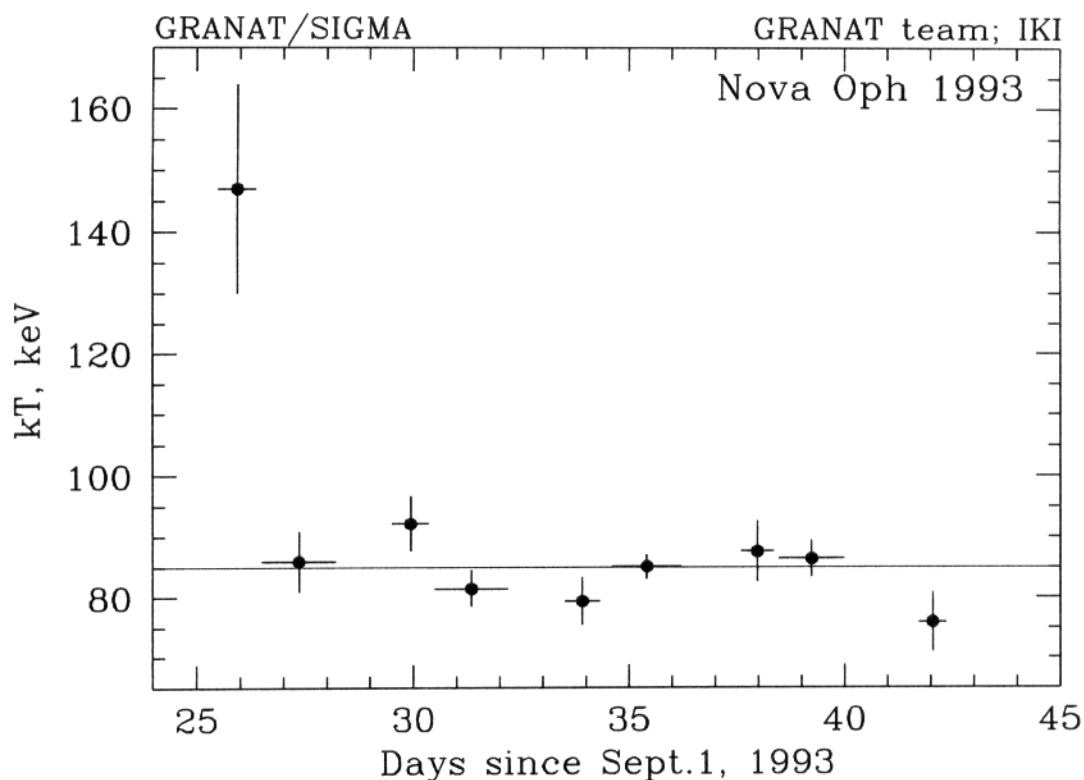


Рисунок 3.26. Изменение температуры спектра тормозного излучения, наилучшим образом описывающего спектры, полученные в индивидуальных наблюдениях в сентябре – октябре 1993 г.

жен достаточно близко к краю поля зрения СИГМы, верхний предел на такие вариации достаточно велик – 1σ ошибка измерения потока за одно наблюдение соответствует $\approx 30\%$ среднего значения потока. Источник оставался достаточно ярким до конца этой серии наблюдений – 30 сентября 1994 г.

3.5.5 Спектры источника в жестком рентгеновском диапазоне.

Спектры отсчетов источника GRS1716-249, полученные СИГМой в течение 1993 и 1994 гг., показаны на рис.3.25. Эти спектры были получены в результате усреднения по нескольким временным интервалам: сент. 25–26, 1993 – первое детектирование источника; сент. 29 – окт. 14, 1993 – "плато" кривой блеска (рис.3.23) и сент. 1–30, 1994 – сумма всех наблюдений осенью 1994 г. Результаты аппроксимации этих спектров различными спектральными моделями приведены в табл.3.7.

На рис.3.26 показаны результаты аппроксимации индивидуальных спектров, полученных в сентябре 1993 г., моделью тормозного излучения оптически тонкой плазмы. Как ясно видно из сравнения с кривой блеска источника (рис. 3.23), по мере возрастания рентгеновского потока от источника его спектр становился мягче. С другой стороны, не обнаружено статистически значимых вариаций жесткости спектра на "плато" кривой блеска (сент. 29 – окт. 14, 1993). Следует отметить, что спектры, наблюдавшиеся в

Таблица 3.7. Параметры аппроксимации спектров рентгеновской Новой в созвездии Змееносца в диапазоне 35–400 кэВ

Параметры	Осень 1993 г.			Осень 1994 г.
	25–26 сент.	26–28 сент.	29 сент.–14 окт.	1–30 сент.
<i>Степенной закон</i>				
Фот.инд.	2.00 ± 0.07	2.33 ± 0.05	2.35 ± 0.01	2.19 ± 0.15
F_{100}^1	3.95	5.45	6.71	0.68
$\chi^2(\text{D.O.F.})$	76.0(57)	88.2(57)	375.6(57)	60.2(59)
<i>Тормозной спектр</i>				
kT , keV	147^{+19}_{-16}	86 ± 5	85 ± 1	104^{+16}_{-20}
F_{100}^1	4.29	5.89	7.25	0.74
$\chi^2(\text{D.O.F.})$	72.0(57)	67.1(57)	130.8(57)	58.4(59)

¹ Спектральный поток на энергии 100 кэВ, 10^{-4} фот/сек/см²/кэВ

1993 г. статистически значимо лучше описываются тепловыми моделями (тормозное излучение оптически тонкой плазмы или модель комптонизированного излучения), чем степенным законом.

Спектр, усредненный по наблюдениям осени 1994 г., был несколько жестче спектра, наблюдавшегося во время "плато" кривой блеска, хотя по данным одной СИГМы этот результат не является вполне статистически значимым (табл.3.7). Относительно небольшая светимость источника осенью 1994 г. и его расположение близко к краю поля зрения не позволили детально исследовать его спектральную переменность. Тем не менее упомянем, что не было обнаружено статистически значимых вариаций формы спектра источника: раздельный анализ данных, накопленных за первую (сент. 1–17) и вторую (сент. 17–30) половину сентября 1994 г. дал значения фотонного индекса для степенного закона 2.29 ± 0.25 и 2.10 ± 0.18 соответственно (94^{+33}_{-26} и 112^{+38}_{-26} для температуры в модели тормозного излучения оптически тонкой плазмы).

3.5.6 Широкополосные рентгеновские спектры источника.

Телескоп с кодирующей апертурой ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ наблюдал область Центра Галактики несколько раз осенью 1993 и 1994 г. (см.подробное описание наблюдений и результатов в работе Сюняева и др., 1994). Часть из этих наблюдений почти совпали во времени с наблюдениями СИГМы³, что позволило нам получить и исследовать широкополосные (от 2 кэВ до нескольких сотен кэВ) спектры источника. Спектры и результаты их аппроксимации различными моделями приведены на рис. 3.27

³следует отметить, что т.к. средняя продолжительность одного наблюдения СИГМы составляет ≈ 20 часов, а ТТМ – $\approx 10 - 15$ мин., наблюдения СИГМы и ТТМа не являюся строго одновременными. Тем не менее полученные спектры позволяют получить достаточно хорошее представление о спектральных свойствах источника в широком диапазоне энергий.

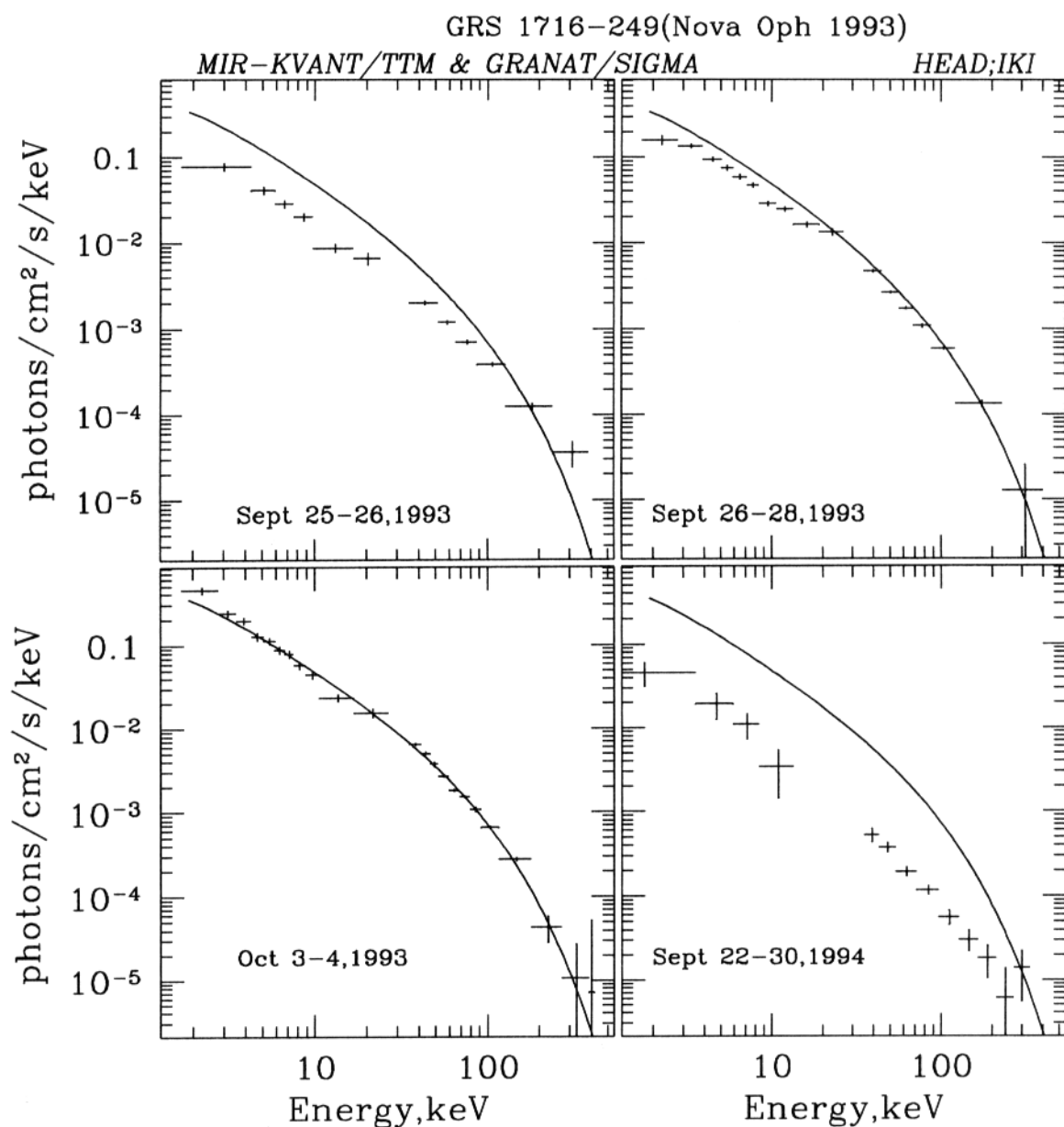


Рисунок 3.27. Широкополосные спектры GRS1716-249 (данные телескопов СИГМА и ТТМ), полученные в различных наблюдениях. Сплошная линия на всех рисунках соответствует спектру тормозного излучения с температурой 80 кэВ - наилучшей аппроксимации данных 3-4 окт. 1993 г. ("плато" рентгеновской кривой блеска).

Таблица 3.8. Параметры аппроксимации спектров рентгеновской Новой в созвездии Змееносца в диапазоне 2–400 кэВ (данные телескопов ТТМ и СИГМА).

Параметры	Осень 1993 г.			Осень 1994 г.
	25–26 сент.	26–28 сент.	3–4 окт.	22–30 сент.
<i>Спектр комптонизированного излучения</i>				
kT , keV	32.3 ± 2.5	23.9 ± 1.0	25.7 ± 1.0	44^{+40}_{-13}
τ	4.4 ± 0.24	5.06 ± 0.16	4.44 ± 0.14	$2.8^{+0.8}_{-1.0}$
$F[2-300 \text{ keV}]^1$	18.2	29.0	38.7	4.8
$\chi^2(\text{DOF})$	151.2(115)	196.5(115)	234.1(173)	303.8(289)
<i>Тормозной спектр</i>				
kT_e , keV	155 ± 12	98 ± 4	80 ± 3	93^{+30}_{-20}
$F[2-300 \text{ keV}]^1$	20.1	32.4	42.0	4.2
$\chi^2(\text{DOF})$	136.5(116)	158.3(116)	206.9(174)	311.0(290)

¹ Энергетический поток, 10^{-9} эрг/сек/см²/

Низкочастотное поглощение было зафиксировано на уровне $NHL = 4 \times 10^{21}$ атомов/см² (Танака, 1993)

и в табл. 3.8. Для трех спектров, относящихся к 1993 г. было выбраны наблюдения СИГМы, ближайшие к наблюдению телескопа ТТМ. Спектр 1994 г. получен усреднением всех наблюдений СИГМы и ТТМа в период 22–30 сентября 1994 г. На рис. 3.28 показано распределение излучаемой энергии (величина $F_E \times E^2$) для спектров, полученных в различные моменты времени.

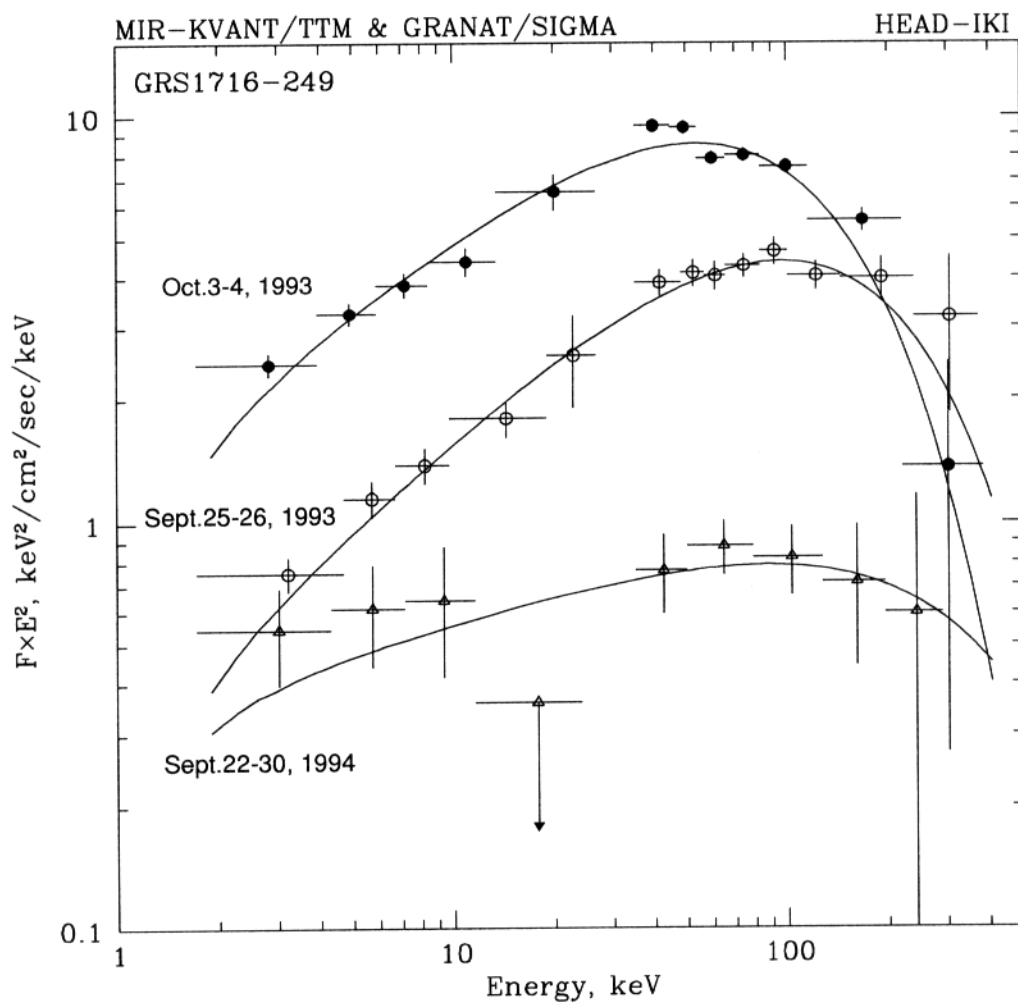


Рисунок 3.28. Распределение излучаемой энергии (величины $F_E \times E^2$) в зависимости от энергии фотонов в диапазоне 2–400 кэВ в различные дни наблюдений.

3.6 Свойства рентгеновских Новых.

Совокупность экспериментальных данных по наблюдениям рентгеновских Новых, накопленных к настоящему моменту, позволяет выделить два типа объектов этого класса, различающихся по своим проявлениям в рентгеновском диапазоне.:

1. Рентгеновские Новые, у которых существенный вклад в рентгеновское излучение вносит мягкая ($\lesssim 10$ кэВ) спектральная компонента (рис. 3.1).
2. Рентгеновские Новые, в спектрах которых мягкая спектральная компонента отсутствует (или, по крайней мере, не проявляет себя на энергиях выше 1 кэВ) (рис. 3.1).

Очевидно, что среди объектов, наблюдения которых приборами обсерваторий ГРАНАТ и МИР-КВАНТ описаны выше, два – Новая в созвездии Мухи (раздел 3.2) и KS1730-312 (раздел 3.3) принадлежат к первому типу, а рентгеновские Новые 1992 г. в созвездии Персея (раздел 3.4) и 1993 г. в созвездии Змееносца (раздел 3.5) – ко второму.

Как показали оптические наблюдения, природа объектов обоих типов по всей вероятности связана с эпизодической аккрецией на черную дыру в маломассивных двойных системах. В обоих случаях важной составляющей рентгеновского излучения является жесткая спектральная компонента, хорошо видимая до энергий $\sim$ несколько сотен кэВ, и связанная скорее всего с комптонизацией мягких фотонов на горячих электронах с температурой $\sim$ несколько десятков кэВ. В то же время существует ряд хорошо заметных различий в поведении рентгеновского излучения от объектов разных типов. Среди наиболее важных следует отметить:

1. *Наличие/отсутствие мягкой спектральной компоненты (рис. 3.1, 3.29).*

Фактически, это основное наблюдательное отличие, положенное в основу определения двух типов. Рентгеновские Новые первого типа имеют на ранних стадиях эволюции ярко выраженную мягкую спектральную компоненту, которая вносит от 70% до 95% в рентгеновскую светимость источника. Форма спектра мягкой компоненты хорошо описывается моделью излучения чернотельного диска. Примечательно, что, согласно данным спутника ГИНГА (см., например, Танака, 1989; Ебисава и др., 1994), эволюция мягкой компоненты в рамках модели чернотельного диска соответствует экспоненциальному спадающему характерной температуры диска (отражающему падение темпа аккреции) при практически постоянном внутреннем радиусе диска.

Объекты второго типа не имеют заметной мягкой спектральной компоненты – их спектры на энергиях $\lesssim 10 - 20$ кэВ имеют степенную форму с наклоном $\approx 1.3 - 1.7$

вплоть до энергий несколько кэВ, когда становится существенным поглощение (межзвездное, либо внутри компактного источника).

2. В момент появления рентгеновской Новой *время нарастания жесткого рентгеновского потока* для объектов первого типа чрезвычайно мало, $\lesssim 1$ дня, в то же время поток в стандартном рентгеновском диапазоне нарастает плавно в течение ~ 7 дней. В случае рентгеновских Новых второго типа наблюдается плавный рост рентгеновского потока как в стандартном, так и в жестком рентгеновском диапазоне, длящийся ~ 7 дней (рис. 3.29).
3. *Жесткий рентгеновский поток* (по крайней мере, в период между основным и вторичным максимумом кривой блеска) в случае Новых первого типа *демонстрирует сильную переменность* (~ 2 раза) на масштабах часов, в то же самое время поток в стандартном рентгеновском диапазоне изменяется достаточно плавно. Кривая блеска рентгеновских Новых второго типа является гладкой как в стандартном, так и в жестком рентгене (рис. 3.29, 3.30).

Суммируя пункты (2) и (3), можно отметить, что кривые блеска рентгеновских Новых второго типа и в стандартном и в жестком рентгеновском диапазонах подобны кривым блеска в Новых первого типа в стандартном рентгеновском диапазоне.

4. Поведение в районе вторичного максимума

Как уже упоминалось, в большинстве случаев кривые блеска рентгеновских Новых обоих типов имеют вторичные максимумы, однако их поведение в этот период различно. В случае Новых первого типа в районе вторичного максимума наблюдаются спектральные переходы из сверхвысокого в высокое и далее в низкое состояние (такие переходы хорошо исследованы по крайней мере для двух объектов: рентгеновская Новая 1989 г. в созвездии Лисички (Танака, 1989) и 1991 г. в созвездии Мухи (раздел 3.2, рис. 3.2, 3.6)). В случае рентгеновских Новых второго типа не было сообщений о детектировании каких-либо существенных изменений формы спектра в районе вторичного максимума кривой блеска.

Очевидно, что классификация рентгеновских Новых, описанная выше, носит чисто феноменологический характер (хотя и подтверждается многочисленными наблюдениями этих объектов различными обсерваториями). Также очевидно, что существует единственная причина всех вышеперечисленных различий. Однако в настоящее время не существует ясного понимания происхождения этих различий. Перечислим некоторые из возможных вариантов.

Оптические наблюдения дали значения функции масс для рентгеновских Новых обоих типов. И в том и в другом случае существуют объекты, для которых функция масс (т.е. нижний предел на массу компактного объекта) превышает $2.7 - 3.0 M_{\odot}$.

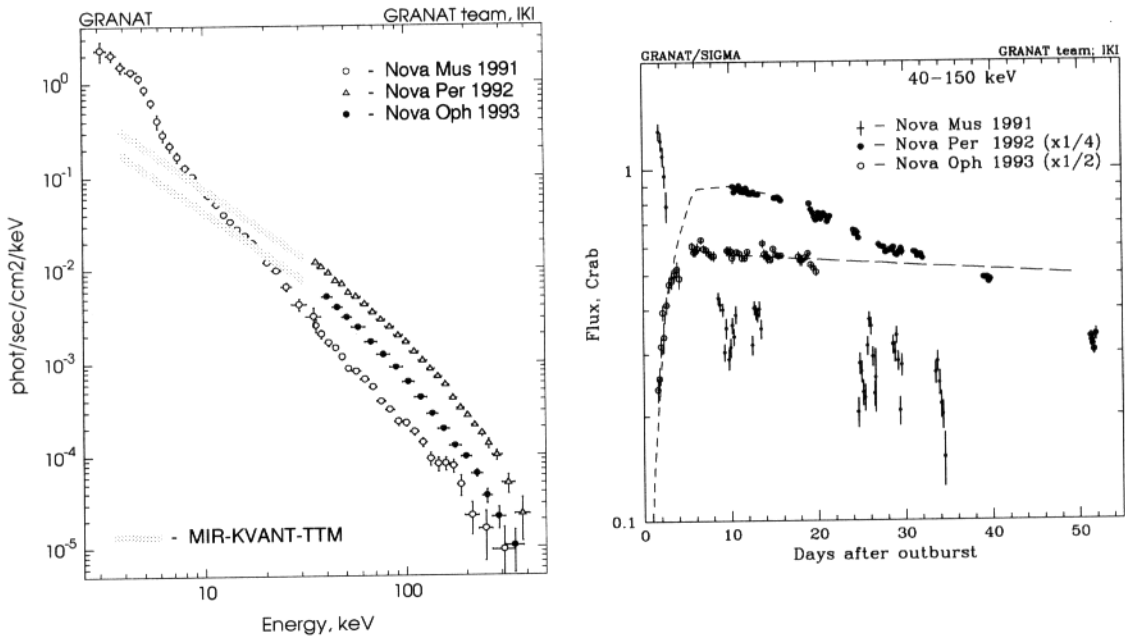


Рисунок 3.29. Широкополосные спектры и рентгеновские кривые блеска трех рентгеновских Новых, наблюдавшихся обсерваториями ГРАНАТ и МИР-КВАНТ в 1991–1993 гг.: в созвездии Мухи, Персея и Змееносца. Штриховой линией на правом рисунке схематично представлены результаты прибора BATSE обсерватории Гамма-Лучей (Пачейсис и др., 1993; Хармон и др., 1993).

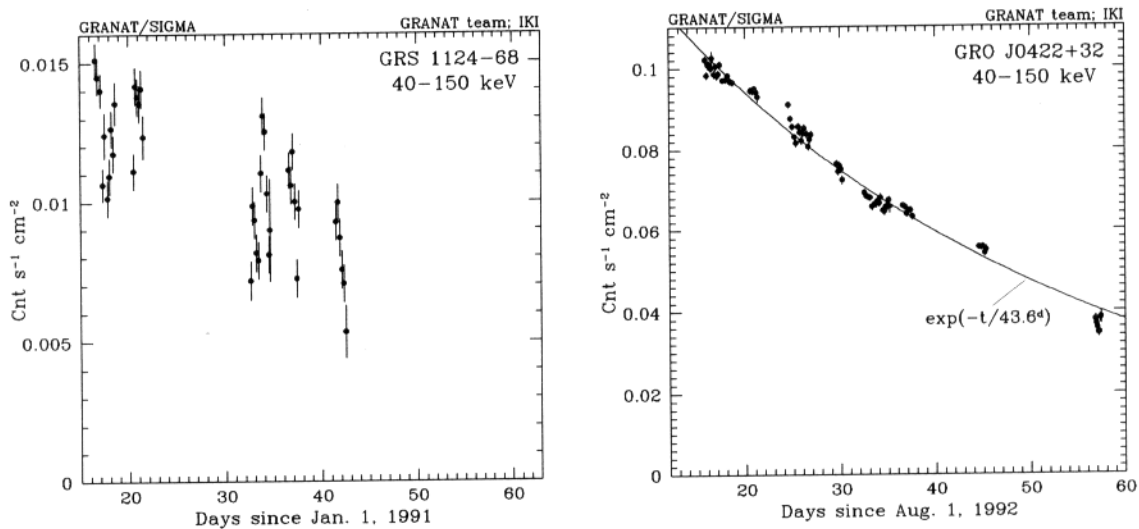


Рисунок 3.30. Кривые блеска в диапазоне 40–150 кэВ для двух рентгеновских Новых, полученные телескопом СИГМА: Новой в созвездии Мухи и Новой в созвездии Персея. Каждая точка получена усреднением по интервалу времени от 3 до 6 часов. Масштаб горизонтальной оси одинаков на обоих рисунках, начало соответствует 7-му дню с момента начала вспышки.

Т.о. природа компактного объекта (черная дыра — нейтронная звезда) не может быть определяющим параметром. Более того, на основании свойств жесткого рентгеновского излучения от рентгеновских Новых можно предположить, что все они содержат черную дыру в качестве компактного объекта.

В качестве параметра, определяющего рентгеновские свойства рентгеновских Новых, мог бы выступать угол наклона двойной системы. В этом случае рентгеновские Новые второго типа соответствовали бы большим углам наклона — мягкая компонента поглощена нейтральным или слабоионизованным веществом внешней части аккреционного диска. С одной стороны это предположение подкреплено результатами наблюдений рентгеновской Новой 1989 г. в созвездии Лебедя, в которой наблюдалось большое (свыше 10^{23} см^{-2}) и переменное низкочастотное поглощение. С другой стороны, эта гипотеза предполагает вполне определенную относительную частоту появления рентгеновских Новых 1-го и 2-го типов — объектов 2-го типа должны встречаться чаще, чем 1-го типа, что противоречит наблюдениям — число объектов обоих типов, известных в настоящее время, примерно одинаково. Наконец, наблюдения рентгеновских Новых в созвездиях Змееносца и Персея спутником АСКА (Глава 5) зафиксировали достаточно низкое поглощение в спектрах этих источников $N_H L \sim (1 - 4) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, что примерно соответствует межзвездному поглощению в направлениях на источники, известному из наблюдений в линии 21 см водорода.

Наиболее вероятным, с точки зрения автора, объяснением является то, что рентгеновские Новые разных типов различаются величиной отношения темпа аккреции к критическому (Эддингтоновскому) значению — $\dot{M}/\dot{M}_{crit}$. В этом случае объекты 1-го типа соответствуют большему значению $\dot{M}/\dot{M}_{crit}$ — выше некоторого порогового значения — нижней границы области, соответствующей сверхвысокому спектральному состоянию (см. Главу 6), а объекты 2-го типа — меньшим значениям $\dot{M}/\dot{M}_{crit}$. Отметим, что т.к. $\dot{M}_{crit} \propto M_{BH}$ (массе компактного объекта), это не означает различие в абсолютной величине темпа аккреции $\dot{M}$ в той же степени и, более того, того же знака.

Литература к Главе 3

- [1] Агаронян Ф.А., Атоян А.М. и Сюняев Р.А. Препринт Физического института. Ереван. 1980. N 432(39)-80.
- [2] Агаронян Ф.А., Атоян А.М. и Сюняев Р.А. *Astrophys and Space Sci.* 1983. V.93. P.229.
- [3] Агаронян Ф.А. и Сюняев Р.А. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 1984. V.210. P.257.
- [4] Ахиезер А.И. и Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969.
- [5] Балле и др. (Ballet J. *et al.*) 1993, IAU Circ. 5874
- [6] Балли и Левенталь (Bally J., Leventhal M.) IAU Circ. 1991. N.5228.
- [7] Бороздин и др. (Borozdin K. *et al.*) 1994, IAU Circ. 6083
- [8] Бороздин и др. (Borozdin K. *et al.*) 1995a, IAU Circ. 6141
- [9] Бороздин и др., 1995, Писма в Астрон.Журн., т.21, N 4, с.243
- [10] Буше и др. (Bouchet L., Mandrou P., Roques J.-P. *et al.*) *Astrophys.J.* 1991.
- [11] Вагнер и др. (Wagner R. *et al.*) 1992, IAU Circ. 5589
- [12] Вайт и др. (White N., Kaluzienski J., Swank J.) *High Energy Transients in Astrophysics. AIP Conf. Proc.* N 115, Ed. Woosley S.E. 1984. P.31.
- [13] Ван Парадайз и Ван дер Клис (Van Paradijs J. & Van der Klis M.), 1994, *Astron. and Astrophys.*, v.280, L17
- [14] Вест (West R.) IAU Circ. 1991. No. 5165.
- [15] Вилсон и Ротшильд (Wilson C.K., Rothschild R.E.) *Astrophys. J.* 1983. V.274. P.717.
- [16] Галеев и др. (Galeev A., Rosner R., Vaiana G.) *Astrophys. J.* 1979. V.229. P.318.
- [17] Гарсиа и др. (Garcia M. *et al.*) 1994, *Bull. American Astron. Soc.*, 185, #11.04

- [18] Гонзалес и Шрадер (Gonzales R., Shrader C.) Proc. of Workshop on Nova Muscae. 1991.
- [19] Гребенев С., Сюняев Р., Павлинский М. и др. Proc. of Workshop on Nova Muscae. 1991a.
- [20] Гребенев С., Сюняев Р., Павлинский М. и др. Письма в Астрон. журн. 1991б. Т.17. С.
- [21] Грейнер и др. (Greiner J., Egger R., Hartner G. et al.) Proc. of Workshop on Nova Muscae. 1991.
- [22] Делла Валле и др. (Della Valle M. *et al.* 1994) 1994, Astron and Astrophys. v. 290, p. 803
- [23] Ебисава и др. (Ebisawa K. et al.) Publ. of the Astronomical Society of Japan, 1994, vol. 46, no. 4, p. 375-394
- [24] Зельдович Я.Б. и Левич Е.В. Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики. 1970. Т.11. С.35.
- [25] Каниовский и др. (Kaniovsky A. *et al.*) 1993, IAU Circ. 5878
- [26] Кастро-Тирадо и др. (Castro-Tirado A. *et al.*) 1992, IAU Circ. 5588
- [27] Келли (Kellett B.) Proc. of Workshop on Nova Muscae, 1991.
- [28] Кестевен (Kesteven M.) Proc. of Workshop on Nova Muscae, 1991.
- [29] Китамото и др. (Kitamoto S. et al.) The Astrophysical Journal, 1992, vol. 394, no. 2, p. 609-614.
- [30] Кое и др. (Coe M.J., Engel A.R., Quenby J.J. et al.) Nature. 1976. V.259. P.544.
- [31] Кочаров Г.Е. Итоги науки и техники. серия Астрономия. М.: 1987. Т.32. С.43.
- [32] Лайтман и Дзярски (Lightman A., Zdziarski A.) Astrophys.J. 1987. V.319. P.643.
- [33] Лапшов И., Дремин В., Сюняев Р. и др. Proc. of Workshop on Nova Muscae. 1991.
- [34] Лебран (Lebrun F.) Second optics of SIGMA telescope. SIGMA team internal report. 1991.
- [35] Левич Е.В. и Сюняев Р.А. Астрон. журн. 1971. Т.48. С.461.
- [36] Линг и др. (Ling J.C., Mahoney W.A., Wheaton W.A. et al.) Astrophys.J. (Letters). 1987. V.321, L117

- [37] Лингенфельтер и Хуа (Lingenfelter R., Hua X.-M.) *Astrophys.J.* 1991.
- [38] Лунд и Брандт (Lund N., Brandt S.) *IAU Circ.* 1991. No. 5161.
- [39] Мазец Е.П. и Голенецкий С.В. *Astrophys.and Space Phys.Rev.* 1981. V.1. P.205.
- [40] Макино (Makino F.) *IAU Circ.* 1991. No. 5161.
- [41] Макишима и др. (Makishima et al.), 1986, *ApJ*, v.308, p.635
- [42] МакКлинток и Ремиллард (McClintock J.E., Remillard R.A.) *Astrophys.J.* 1986. V.308. P.110.
- [43] Мотч и др. (Motch C., Ricketts M., Page C. et al.) *Astron. and Astrophys.* 1983. V.119. P.177.
- [44] Огавара и др. (Ogawara Y., Mitsuda F., Masai K. et al.) *Nature.* 1982. V.295. P.675.
- [45] Ороз и др. (Orosz, J. A. et al.) *Bull. American Astron. Soc.*, 1994, 185, #102.02
- [46] Пачейсас и др. (Paciesas A. *et al.*) 1992, *IAU Circ.* 5580
- [47] Поль и др. (Paul J., Mandrou P., Roques J.P. et al.) *Adv.Space Res. Proc. COSPAR.* Pergamon Press. Oxford. 1990.
- [48] Рамати и Мезарош (Ramaty R., Meszaros P.) *Astrophys.J.* 1981. V.250. P.389.
- [49] Ремиллард и др. (R.Remillard, J.McClintoc and C.Bailyn) *Astrophys. J. Letters* 1992. V.399. L145.
- [50] Свенссон и Дзярски (Svensson R., Zdziarski A.) *Ultra-Hot Plasmas and Electron-Positron Pairs in Astrophysics* / Eds. Zdziarski A., Kazanas D. *Space Tel. Sci. Inst.* Baltimore, USA.. 1989. P.1.
- [51] Сюняев Р., Лапшов И., Каниовский А. и др. *Письма в Астрон. журн.* 1988. Т.14. N.9. С.771.
- [52] Сюняев Р., Чуразов Е., Гильфанов М. и др. *Proc. of Int. Symp. on Gamma-ray line Astrophysics.* Saclay. 1990.
- [53] Сюняев Р. *IAU Circ.* 1991. No. 5179.
- [54] Сюняев и др. (Sunyaev R., Jourdain E., Laurent P.) *IAU Circ.* 1991a. No. 5176.
- [55] Сюняев и др. (Sunyaev R. *et al.*) 1993, *Astron. and Astrophys.* v.280, L1.
- [56] Сюняев и др., 1994, *Писма в АЖ*, т.20, #12, с.890

- [57] Сюняев Р., Каниовский А., Ефремов В. и др. Письма в Астрон. журн. 1991б. Т.17. С.291.
- [58] Сюняев Р., Чуразов Е., Гильфанов М. и др. Astron. and Astrophys. 1991в. V.247. L29.
- [59] Сюняев Р., Чуразов Е., Гильфанов М. и др. Astrophys. J. 1991г.
- [60] Танака (Tanaka Y.) Proc. 23rd ESLAB Symp., Eds. Hunt J., Battrock B. ESA Publications Division. 1989. V.1. P.3.
- [61] Танака и др. (Tanaka Y., Makino F., Dotani T. et al.) Proc. of Workshop on Nova Muscae. 1991.
- [62] Танака (Tanaka Y) 1993, IAU Circ. 5877
- [63] Финогенов и др. (Fenoguenov A. *et al.*) 1992, COSPAR Proceedings
- [64] Хармон и др. (Harmon B.A. *et al.*) 1993а, IAU Circ. 5874
- [65] Хармон и др. (Harmon B.A. *et al.*) 1993б, IAU Circ. 5900
- [66] Хармон и др. (Harmon B.A. *et al.*) 1993в, IAU Circ. 5913
- [67] Чуразов и др. (Churasov E. *et al.*) 1995, IAU Circ. 6083
- [68] Шакура Н.И. и Сюняев Р.А. Astron. and Astrophys. 1973. V.24. 337.
- [69] Шредер и др. (Shrader C. *et al.*) 1992, IAU Circ. 5591
- [70] Шредер и др. (Shrader C. *et al.*) 1994, ApJ, v.434, p.698

Глава 4

Спектральные свойства источника Лебедь X-1 в рентгеновском и мягком гамма-диапазонах.

4.1 Введение.

Лебедь X-1 является массивной двойной системой, состоящей из сверхгиганта спектрального класса O9.7 и компактного объекта, являющегося на сегодняшний день одним из наиболее надежных кандидатов в черные дыры. Нижний предел на массу компактного объекта, следующий из значения функции масс двойной системы, известной из оптических наблюдений, и факта отсутствия рентгеновских затмений, равен $9.5 M_{\odot}$ (Пачинский, 1974). Надежно установлено существование двух периодичностей в источнике: орбитальный период 5.6 дня известный из оптических наблюдений (Джиз и Болтон, 1982) и периодичность 294 дня, наблюдаемая в рентгеновском диапазоне и интерпретируемая как результат прецессии аккреционного диска (Предгорский, 1983).

Из многочисленных наблюдений в рентгеновском диапазоне хорошо известно, что существует два сильно различающихся спектральных состояния источника – высокое и низкое – названных в соответствии с поведением потока в диапазоне 2–10 кэВ. С точки зрения изменения широкополосных спектров источника эти два состояния можно было бы охарактеризовать как мягкое (высокое) и жесткое (низкое). В низком состоянии спектр источника в диапазоне энергий $\sim 1 - 100$ кэВ спадает в соответствии со степенным законом с наклоном ≈ 1.7 , значительно укрупняясь на более высоких энергиях (100 кэВ – 1 МэВ). Переход в высокое состояние сопровождается появлением мягкой спектральной компоненты, примерно соответствующей чернотельному излучению с температурой ≈ 1 кэВ – что приводит к многократному увеличению потока ниже ~ 10 кэВ. Поток на более высоких энергиях при этом значительно ослабляется, а спектр становится круче – наклон $\approx 2.0 - 2.5$. В целом рентгеновская светимость источника при этом возрастает. Большую часть времени Лебедь X-1 находится в низком

спектральном состоянии. За всю историю рентгеновской астрономии было зафиксировано три случая высокого состояния источника — в 1971, 1975 и 1980 гг. (Ода, 1977; Лианг и Нолан, 1984 и ссылки в этой работе).

Спектр источника в низком состоянии в целом хорошо описывается моделью комптонизированного излучения с температурой электронов $T_e \approx 25 - 60$ кэВ и оптической толщиной по Томпсоновскому рассеянию $\tau_T \approx 1 - 5$ (см., например, Лианг и Нолан, 1984 и ссылки в этой работе). Более детальный анализ данных наблюдений обсерваторий EXOSAT (Дон и др., 1992) и GINGA (Ебисава, 1991) выявил более сложное поведение спектра между $\sim 5 - 6$ кэВ и ~ 100 кэВ, что можно объяснить, например, как вклад излучения, отраженного от холодного вещества, подобно наблюдаемому в спектрах ядер активных галактик.

На низких энергиях, $\lesssim 1$ кэВ, в спектре низкого состояния, по-видимому, присутствует мягкая спектральная компонента, соответствующая чернотельному излучению с температурой ~ 150 эВ (Предгорский, 1979; Балучинска и Хайзингер, 1991; Балучинска и др., 1995). Наиболее очевидно это следует из несоответствия между величиной $N_H L$, получаемой из анализа низкочастотного завала рентгеновских спектров, и Галактическим значением межзвездного поглощения, известным из оптических наблюдений нормальной звезды.

4.2 Наблюдения в жестком рентгеновском диапазоне (телескоп СИГМА).

Проанализирована вся совокупность данных наблюдений кандидата в черные дыры Лебедь X-1 в жестком рентгеновском диапазоне телескопом СИГМА с целью поиска возможных корреляций между основными характеристиками жесткого рентгеновского излучения (40–400 кэВ) – светимостью источника L_X , жесткостью спектра (которая характеризовалась температурой kT тормозного спектра, наилучшим образом описывающего данные) и амплитудой (rms) короткомасштабных аperiодических вариаций жесткого рентгеновского потока.

Обнаружено, что на диаграмме $kT - L_X$ существует два различных режима поведения источника. При низкой светимости в жестком рентгеновском диапазоне – ниже уровня, примерно соответствующего светимости в состоянии γ_1 (Линг и др., 1987) – жесткость спектра возрастает с увеличением светимости. Количественно, это соответствует увеличению kT от ≈ 70 кэВ при $L_X \approx 0.5L_{\gamma_1}$ до ≈ 150 кэВ при $L_X \approx 1.2L_{\gamma_1}$. При светимости выше уровня $\approx 1.2L_{\gamma_1}$ жесткость спектра практически не зависит от светимости источника и соответствует тормозной температуре ≈ 150 кэВ. Примечательно, что в точности такое же поведение было обнаружено в случае другого галактического кандидата в черные дыры 1E1740.7–2942 (Кузнецов и др., 1996).

Зависимость подобного типа наблюдается между жесткостью спектра и относительной амплитудой короткомасштабных вариаций рентгеновского потока. Увеличение kT , соответствующее возрастающей ветви на диаграмме $kT - L_X$, сопровождается увеличением rms от уровня, не превышающего несколько % до $\approx 10 - 15\%$. Дальнейшее увеличение rms не приводит к изменению жесткости спектра и не коррелирует с вариациями светимости источника.

4.2.1 Наблюдения.

Лебедь X-1 наблюдался телескопом СИГМА в режиме спектроскопия/изображения в 34 сеансах. Расписание наблюдений приведено в табл.4.1. Напомним, что временное разрешение детальной спектральной информации в этом режиме равно нескольким часам (в данном случае оно варьировалось от 4 до 8 часов). Скорость счета, регистрируемая детектором в четырех широких энергетических каналах с временным разрешением 4 сек., позволяет производить более подробный временной анализ для ярких источников, каким является Лебедь X-1.

Таблица 4.1. Расписание наблюдений Лебеда X-1 телескопом СИГМА в 1990–1994 гг. в режиме спектроскопия/изображения.

# набл.	Дата наблюдения (UT)		Экспозиция (часов)
	день	мес./год	
0062	23.477 – 24.548	03/90	20.48
0207	10.556 – 11.459	12/90	18.01
0252	11.614 – 12.567	03/91	18.96
0263	4.419 – 5.373	04/91	18.98
0264	5.494 – 6.551	04/91	21.01
0373	1.534 – 2.298	12/91	15.08
0375	5.633 – 6.596	12/91	19.00
0428	21.495 – 22.511	03/92	20.01
0429	22.631 – 23.637	03/92	20.01
0430	25.454 – 26.507	03/92	20.91
0431	26.634 – 27.507	03/92	17.27
0535	26.572 – 27.255	11/92	13.65
0536	27.395 – 28.194	11/92	16.00
0537	30.475 – 31.255	11/92	15.54
0538	31.378 – 32.228	11/92	17.00
0542	16.635 – 17.589	12/92	18.98
0543	17.647 – 18.602	12/92	19.00
0544	20.607 – 21.589	12/92	19.45
0618	19.437 – 20.463	06/93	20.35
0619	20.585 – 21.333	06/93	15.00
0620	23.446 – 23.335	06/93	3.46
0621	24.591 – 25.340	06/93	15.00
0623	28.582 – 29.381	06/93	16.00
0624	1.444 – 2.343	07/93	18.00
0687	4.543 – 6.256	12/93	34.00
0688	8.565 – 10.281	12/93	33.84
0689	12.478 – 13.785	12/93	26.00
0761	18.799 – 19.442	06/94	12.88
0762	19.561 – 19.905	06/94	7.00
0763	20.572 – 21.271	06/94	14.00
0764	22.794 – 23.138	06/94	7.00
0765	23.544 – 24.442	06/94	17.97
0766	24.578 – 25.124	06/94	11.00
0767	27.418 – 28.296	06/94	17.50

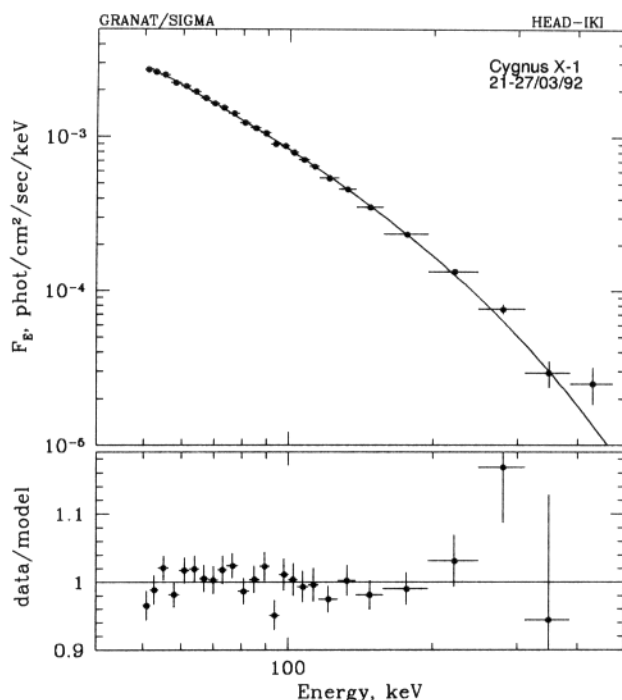


Рисунок 4.1. Спектр Лебедя X-1, полученный в одной из серий наблюдений источника. Сплошной линией показана аппроксимация данных спектром тормозного излучения оптически тонкой плазмы. На нижнем графике показано отношение измеренного потока к модели, характеризующее точность аппроксимации измеренного спектра.

4.2.2 Изменение характеристик рентгеновского излучения со временем.

Интересно проследить изменение свойств рентгеновского излучения со временем. Можно условно выделить три параметра, характеризующие основные свойства рентгеновского излучения. Это светимость источника в наблюдаемом диапазоне энергий, форма спектра и характеристика переменности рентгеновского потока.

Для количественной характеристики формы спектра удобно воспользоваться температурой тормозного спектра, наилучшим образом описывающего данные. Хотя модель тормозного излучения оптически тонкой плазмы по всей вероятности не имеет отношения к происхождению жесткого рентгеновского излучения в компактных источниках, она удивительно хорошо описывает спектры, наблюдаемые в жестком рентгеновском диапазоне. На рис.4.1 в качестве примера показана аппроксимация этой моделью спектра Лебедя X-1, полученного СИГМой в одном из наблюдений. Видно, что тормозной спектр описывает данные в диапазоне энергий от 50 до $\sim 200 - 300$ кэВ с точностью лучше $\sim 5 - 10\%$. Поэтому можно рассматривать температуру, полученную при аппроксимации данных тормозным спектром, как количественную характеристику формы спектра в диапазоне 50–200 кэВ. Это позволяет также использовать тормозной

спектр, наилучшим образом описывающий данные, для оценки светимости источника.

Для характеристики короткомасштабной аperiодической переменности потока воспользуемся относительной амплитудой вариаций рентгеновского потока (rms) вычисляемой как интеграл от спектра мощности в интервале частот от 0.002 до 0.125 Hz, что соответствует временным масштабам от 8 до 500 сек.

На рис.4.2 показано изменение энергетического потока, тормозной температуры и величины rms за все время наблюдений источника Лебедь X-1 телескопом СИГМА (1990–1994 гг.). Как видно, рентгеновский поток от источника в диапазоне 50–400 кэВ, усредненный за интервал ≈ 20 часов, во время наблюдений СИГМы менялся более чем в 4 раза. Также варьировались в широких пределах тормозная температура – от $\sim 70 - 80$ кэВ до $\sim 150 - 160$ кэВ – и величина rms – от недетектируемого значения, ниже нескольких %, до 35 – 40%.

Обращает внимание чрезвычайно низкие значения потока от источника, зафиксированные в двух последовательных сериях наблюдений 4–10 декабря 1994 г. и 18–19 июня 1994 г. В феврале 1994 г. (т.е. между двумя наблюдениями СИГМы) спектрометр OSSE обсерватории GRO также зафиксировал рекордно низкое значение потока от источника, $\approx (0.2 - 0.3) \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см² (Флипс и др., 1994). Можно предположить, что источник находился в состоянии с низким потоком в жестком рентгеновском диапазоне, $\sim 1/3 - 1/6$ от обычно наблюдаемого уровня, в течение всего этого времени, т.е. в течение ~ 200 дней в 1993–1994 гг. После июня 1994 г., по данным инструмента BATSE/GRO, поток от источника вернулся к своему обычному значению.

4.2.3 Корреляция между основными характеристиками рентгеновского излучения.

Группирование данных.

С целью поиска корреляции между различными характеристиками рентгеновского излучения, исходные данные, полученные СИГМой, были перегруппированы следующим образом. Весь диапазон изменений рентгеновского потока в диапазоне 40–150 кэВ был разбит на 16 интервалов одинаковой ширины. Усредненные энергетический спектр и спектр мощности вычислялись для каждого интервала потока путем усреднения по всем индивидуальным экспозициям (продолжительностью от 4 до 8 часов – максимально возможное временное разрешение, при котором доступна и спектральная и временная информация), попадающим в данный интервал по потоку. Далее для каждого интервала были получены значения kT , L_X и rms .

Результаты.

Зависимость тормозной температуры kT от энергетического потока в диапазоне 40–200 кэВ, пересчитанного в светимость L_X , предполагая расстояние до источника 2.5

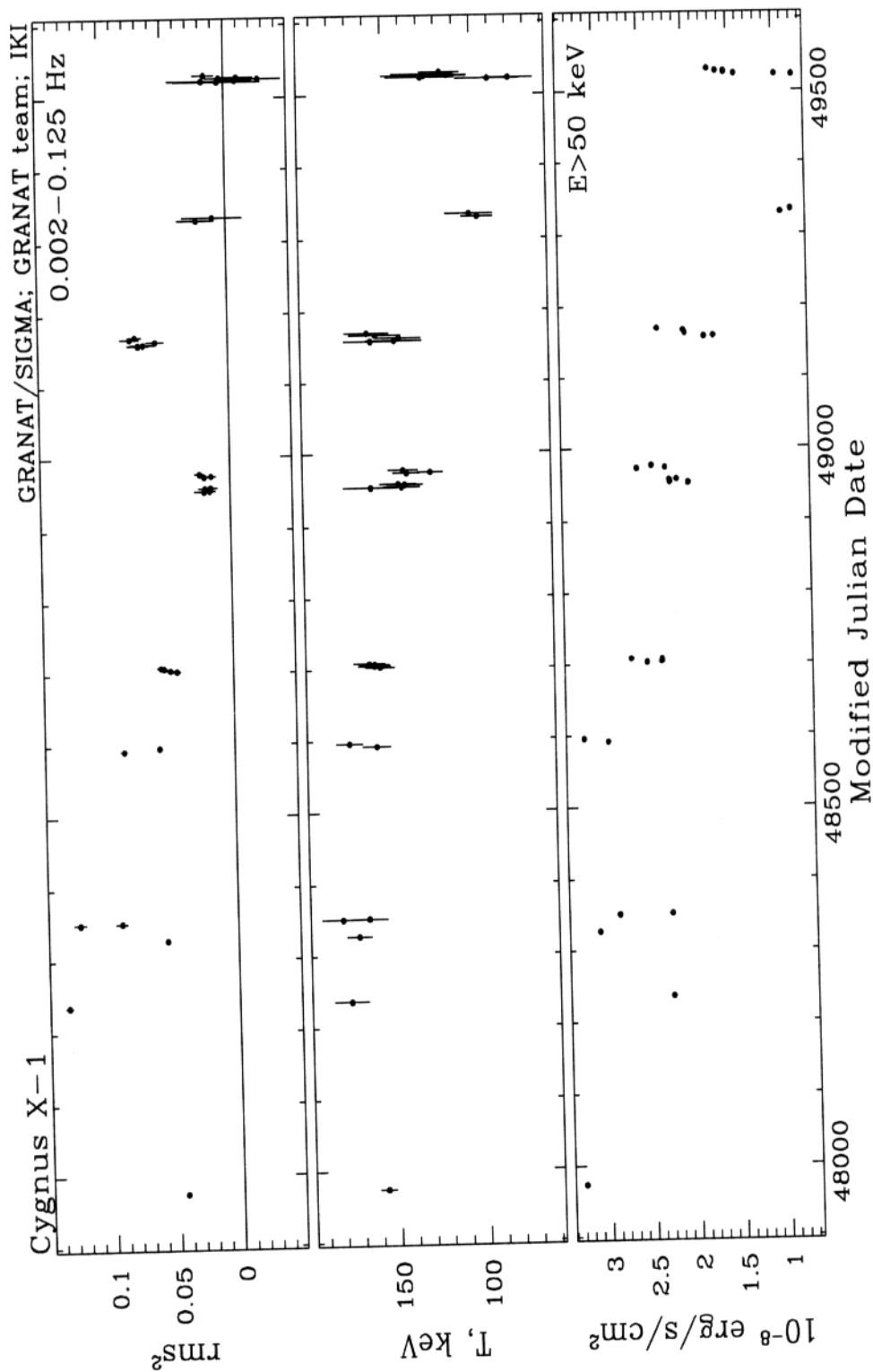


Рисунок 4.2. Изменение со временем основных характеристик рентгеновского излучения от источника Лебедь X-1 – энергетический поток в диапазоне 50–400 кэВ, тормозная температура, и относительная амплитуда короткопериодических вариаций рентгеновского потока. Каждая точка соответствует индивидуальному наблюдению (типичная продолжительность ≈ 20 часов).

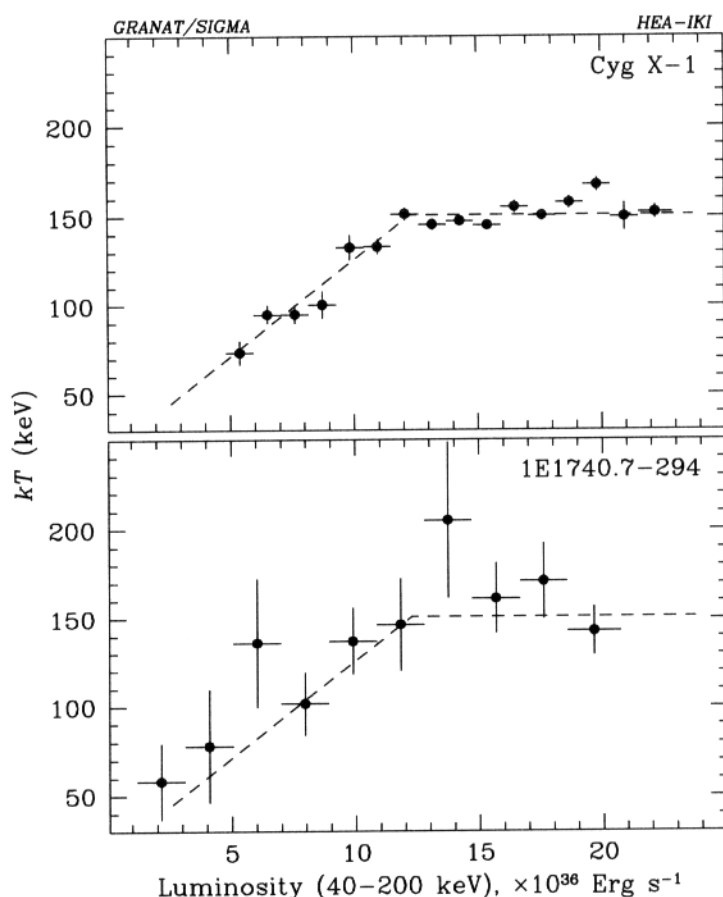


Рисунок 4.3. Зависимость жесткости спектра (характеризуемой тормозной температурой – см. в тексте) от светимости в диапазоне 40–200 кэВ для Лебеда X-1 (верхний график) и 1E1740.7–2942 (нижний график, из работы Кузнецова и др., 1996). Результат аппроксимации данных для Лебеда X-1 константой с изломом показан на обоих графиках штриховой линией. Расстояние до источников было принято равным 2.5 и 8.5 кпк соответственно.

кпк, показана на рис.4.3. На диаграмме $kT - L_X$ можно выделить два заметно отличающихся режима поведения источника. При низкой светимости в жестком рентгеновском диапазоне – ниже $\approx 1.2 \cdot 10^{37}$ эрг/сек. – жесткость спектра возрастает с увеличением светимости. Количественно, это соответствует увеличению kT от ≈ 70 кэВ до ≈ 150 кэВ. Заметим, что пороговое значение светимости примерно соответствует светимости в состоянии γ_1 (Линг и др., 1987). При дальнейшем увеличении светимости выше уровня $\approx 1.2 \cdot 10^{37}$ эрг/сек. жесткость спектра практически не зависит от светимости источника и соответствует тормозной температуре $\approx 150 - 160$ кэВ. Примечательно, что в точности такое же поведение было обнаружено СИГМой в случае другого галактического кандидата в черные дыры 1E1740.7–2942 (Кузнецов и др., 1996). Результаты, полученные Кузнецовым и др. (1996) приведены для сравнения на нижнем графике на рис.4.3. Как видно из рисунка, аппроксимация данных для Лебеда X-1 константой с изломом замечательно описывает данные для источника 1E1740.7–2942.

На рис.4.4 показана зависимость тормозной температуры kT от rms – отно-

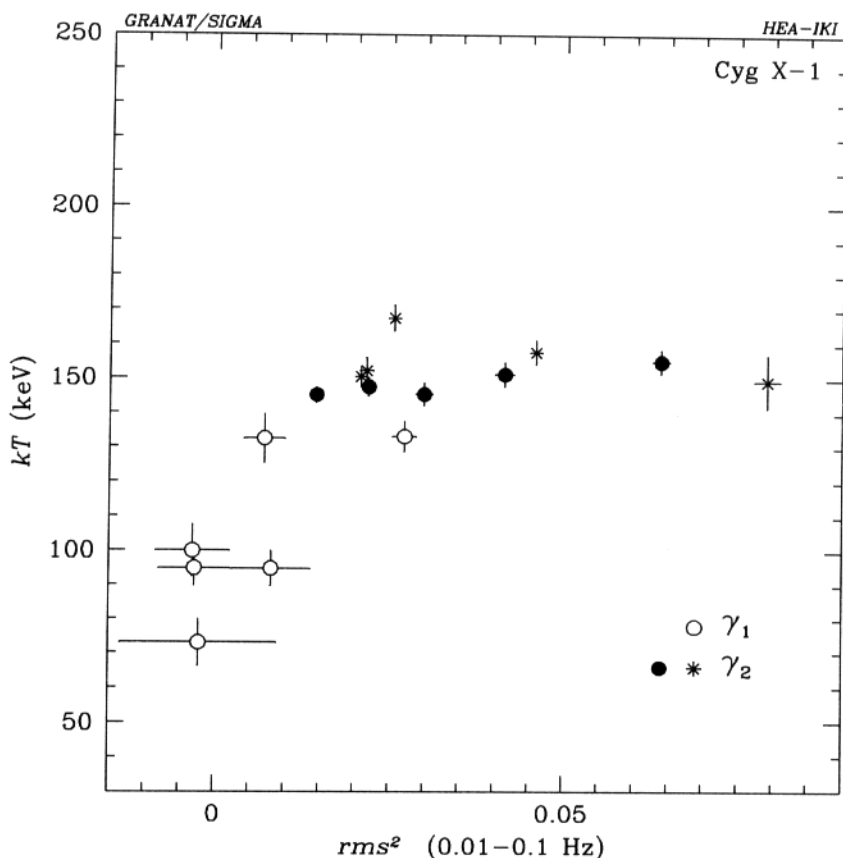


Рисунок 4.4. Зависимость жесткости спектра (характеризуемой тормозной температурой – см. в тексте) от квадрата относительной амплитуды короткомасштабных аperiodических флуктуаций рентгеновского потока для источника Лебедь X-1. Данные перегруппированы в точности таким же образом, что и на рис.4.3. Открытые кружки соответствуют светимости ниже уровня γ_1 , закрашенные кружки – между γ_1 и γ_2 , звездочки – выше γ_2 .

сительной амплитуды короткомасштабных аperiodических флуктуаций рентгеновского потока. Видно, что между этими параметрами существует корреляция такого же типа, что и между kT и L_X . Увеличение kT , соответствующее возрастающей ветви на диаграмме $kT - L_X$, сопровождается увеличением rms от уровня, не превышающего несколько % до $\approx 10 - 15\%$. Дальнейшее увеличение rms не приводит к изменению жесткости спектра и не коррелирует с вариациями светимости источника. Отметим, что положение изломов на обеих диаграммах ($kT - L_X$ и $kT - rms$) соответствует одному и тому же значению светимости.

Следует отметить, что зависимости, показанные на рис.4.3 и 4.4, были получены на основе *усредненных* энергетических спектров и спектров мощности, а ошибки, указанные на этих рисунках отражают только статистическую неопределенность средних значений. Анализ спектров, полученных в индивидуальных экспозициях выявил заметный разброс значений, превышающий уровень статистических флуктуаций. Этот разброс составляет $\approx 20\%$ от значения температуры на рис.4.3. Поэтому зависимости

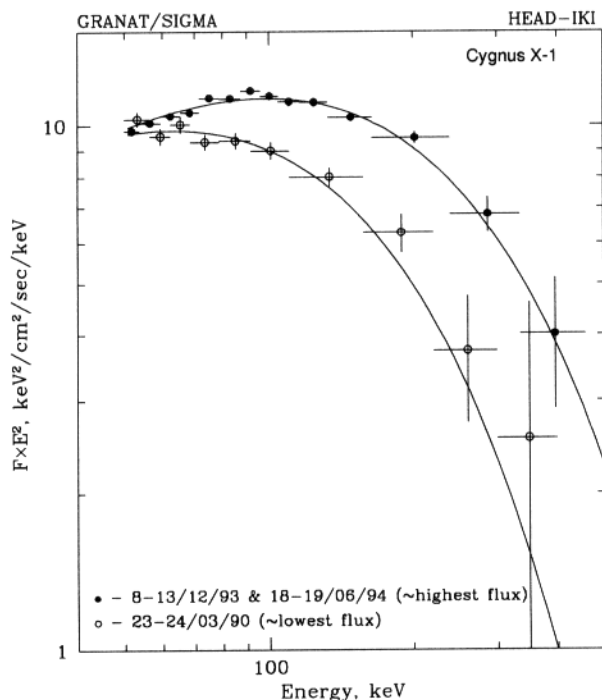


Рисунок 4.5. Спектры Лебедя X-1 (в единицах $F_E \times E^2$) в состояниях с потоком, близким к минимальному и к максимальному из наблюдавшихся значений. Спектр, соответствующий минимальному потоку, домножен на произвольный коэффициент.

на рис.4.3 и 4.4 не следует рассматривать как точные и однозначные корреляции.

4.2.4 Обсуждение.

Существует два принципиально различных объяснения наблюдаемого поведения Лебедя X-1. Во-первых, возможно, что уменьшение жесткости спектра при уменьшении светимости источника в жестком рентгене соответствует началу перехода источника в мягкое (высокое) спектральное состояние, что, как известно, время от времени наблюдается у кандидатов в черные дыры. Известно также, что относительная амплитуда короткомасштабных аperiодических вариаций рентгеновского потока намного меньше в мягком состоянии, чем в жестком (см., например, Миямото и др., 1993), что объясняет поведение точек на рис.4.4. Заметим, что в таком случае уменьшение светимости, наблюдавшееся в жестком рентгеновском диапазоне вовсе не отражает изменение общей рентгеновской светимости источника, которая растет.

Другое возможное объяснение заключается в том, что наблюдавшееся изменение жесткости источника с уменьшением светимости отражает изменение условий в области формирования жесткой спектральной компоненты, никак не связанное с переходом в мягкое спектральное состояние. В этом случае, зависимость, показанная на рис.4.4 указывает на существование связи между жесткостью спектра и переменностью

жесткого излучения на коротких временных масштабах. Однако следует отметить, что в этом случае специального объяснения требует существование прямо противоположной зависимости между жесткостью спектра и светимостью источника, наблюдавшейся у ряда рентгеновских Новых, также являющихся кандидатами в черные дыры (разделы 3.4 и 3.5).

В заключение отметим важность того факта, что изменение характера поведения источников Лебедь X-1 и 1E1740.7–2942 на диаграмме $kT - L_X$ происходит при одном и том же пороговом значении светимости. Т.к., в соответствии с современной картиной аккреции и формирования жесткой спектральной компоненты, ключевым параметром является не абсолютное значение светимости, а отношение светимости к критической Эддингтоновской, это означает, что эти два источника имеют примерно одинаковые значения критической Эддингтоновской светимости. Следовательно, массы компактных объектов, на которые происходит аккреция вещества, примерно равны, что служит дополнительным подтверждением того, что компактный объект в 1E1740.7–2942 является черной дырой.

4.3 Наблюдения в стандартном рентгеновском диапазоне 0.3–10 кэВ (спутник АСКА).

4.3.1 Наблюдения.

Источник Лебедь X-1 наблюдался телескопами спутника АСКА более 10 раз в ноябре 1993 г. и в ноябре 1994 г. Данные этих наблюдений находятся в настоящее время в “public domain”, т.е. общедоступны и были получены автором из архива данных астрофизики высоких энергий HEASARC (Центр Космических полетов им. Годдарда). Для анализа, изложенного ниже, были выбраны два наблюдения источника, выполненные 11–12 ноября 1993 г. и 25–26 ноября 1994 г. Продолжительность наблюдений (время экспозиции) составила 35.3 ксек и 17.6 ксек соответственно. Для анализа были использованы данные газового пропорционального счетчика (GIS2 в стандартных обозначениях). Анализируемые спектры содержали $\approx 2 \cdot 10^6$ и $\approx 0.7 \cdot 10^6$ фотонов от источника.

4.3.2 Мягкая компонента в спектре Лебеда X-1 в низком состоянии.

Аппроксимация данных АСКИ в диапазоне энергий 0.3–9.0 кэВ степенным законом (что является хорошим приближением к комптонизационному спектру на этих энергиях) с низкочастотным завалом, соответствующим межзвездному поглощению (+ возможное поглощение внутри компактного источника) дает значение $N_H L \sim (2 - 3) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ для обоих наблюдений (табл.4.2). Учет отраженной компоненты (см. раздел 4.1) не меняет этого результата. В то же время, из межзвездного покраснения в направлении на источник и из независимых наблюдений в линии 21 см нейтрального водорода известно, что Галактическое межзвездное поглощение в направлении на источник соответствует $N_H L \approx 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Если зафиксировать $N_H L$ на уровне $6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, невозможно получить сколь-нибудь приемлимое качество аппроксимации данных (рис.4.6). Для объяснения этого несоответствия требуется предположить, что в спектре Лебеда X-1 в низком состоянии присутствует мягкая компонента. Добавление чернотельного излучения с характерной температурой $\sim 150 \text{ эВ}$ (либо излучения оптически непрозрачного аккреционного диска) в качестве второй компоненты модели позволяет согласовать между собой данные, полученные в оптическом и рентгеновском диапазонах (рис.4.6).

На рис. 4.7 приведены результаты аппроксимации данных моделью, состоящей из степенного спектра с добавлением отраженной компоненты (отражение от холодного вещества) и излучения оптически непрозрачного аккреционного диска, с межзвездным поглощением, зафиксированным на уровне $N_H L = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Обращает внимание высокое качество аппроксимации данных такой моделью. Не смотря на чрезвычайно высокую статистическую достоверность данных — полное число фотонов в анализиро-

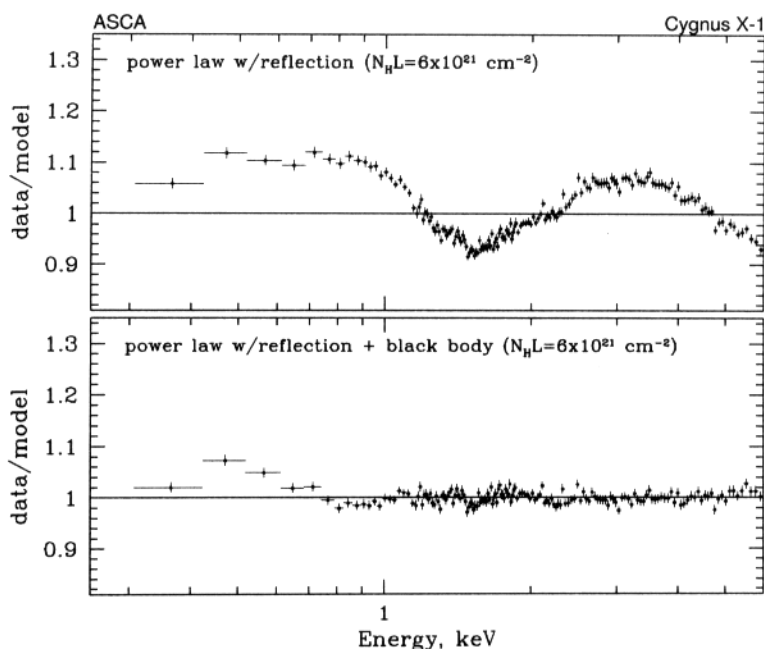


Рисунок 4.6. Отношение измеренного спектра к модели для двух разных спектральных моделей: степенной спектр с отраженной компонентой (верхний рисунок) и то же самое + чернотельный спектр с температурой 130 эВ (нижний рисунок). Значение $N_H L = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ было зафиксировано в обоих случаях.

Таблица 4.2. Параметры мягкой спектральной компоненты, следующие из аппроксимации данных обсерватории АСКА различными спектральными моделями.

Параметры	11-12/11/93	25-26/11/94
<i>Степенной спектр (0.3–5.0 кэВ)</i>		
$N_H L, 10^{21} \text{ см}^{-2}$	2.36 ± 0.02	3.62 ± 0.04
фот.инд. α	1.99 ± 0.01	1.64 ± 0.01
χ^2 (dof)	1279 (395)	535 (395)
<i>Степенной спектр с отражением + черное тело (0.3–9.0 кэВ)¹</i>		
$T_{\text{body}}, \text{ эВ}$	131 ± 1	118 ± 3
χ^2 (dof)	982.1 (734)	837.5 (734)
$F_{\text{total}}[0.3 - 9.0]^2$	0.81 (2.6)	0.88 (1.9)
$F_{\text{disk}}[0.3 - 9.0]^2$	0.052 (0.94)	0.020 (0.51)
<i>Степенной спектр с отражением + изл.диска (0.3–9.0 кэВ)¹</i>		
$T_{\text{in}}, \text{ эВ}$	156 ± 2	136 ± 5
$R_{\text{in}}, \text{ км}^3$	420 ± 15	440 ± 60
χ^2 (dof)	977.2 (734)	837.3 (734)
$F_{\text{total}}[0.3 - 9.0]^2$	0.81 (2.9)	0.88 (2.1)
$F_{\text{disk}}[0.3 - 9.0]^2$	0.056 (1.3)	0.021 (0.72)

¹Значение $N_H L = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ было зафиксировано.

²Энергетический поток, $10^{-8} \text{ эрг/сек/см}^2$; в скобках приведено значение потока, откорректированное на межзвездное поглощение.

³Предполагая расстояние до источника 2.5 кпк, угол наклона диска 70 градусов

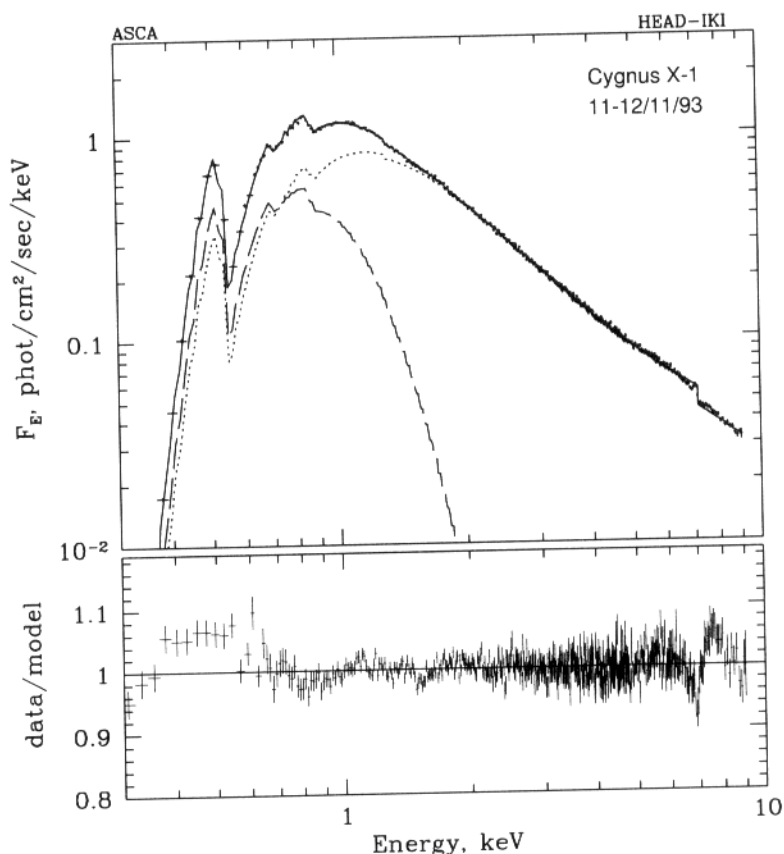


Рисунок 4.7. Результаты аппроксимации данных обсерватории АСКА моделью, состоящей из степенного спектра с добавлением отраженной компоненты (отражение от холодного вещества) и излучения оптически непрозрачного аккреционного диска, с межзвездным поглощением, зафиксированным на уровне $N_H L = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Штриховой линией показан вклад излучения диска, пунктирной – степенной спектра.

вавшихся спектрах составило $\approx 2 \cdot 10^6$ и $\approx 0.7 \cdot 10^6$ соответственно, а статистическая значимость измерения потока в индивидуальных каналах была $\sim 100\sigma$ – значения χ^2 равны 977.2 и 837.2 на 735 степеней свободы для первого и второго наблюдений соответственно. Некоторые остаточные отклонения данных от модели, присутствующие на рис.4.6 и 4.7, могут быть связаны с неточностью матриц отклика детекторов АСКИ и, несомненно, с тем, что несмотря на свою сложность, использовавшаяся модель является упрощенным приближением к реальному спектру.

Заметим, что исключение чернотельной компоненты из модели, помимо того, что дает значение межзвездного поглощения $N_H L \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (для первого наблюдения), заметно ухудшает качество аппроксимации данных: $\chi^2 = 1164$ на 737 степеней свободы.

Наилучшие параметры мягкой компоненты приведены в табл.4.2

4.3.3 Спектр Лебеда X-1 от 0.3 кэВ до 500 кэВ.

Первое наблюдение АСКИ (11–12/11/93) отстоит на ≈ 25 дней от наблюдений СИГМы 4–10/12/93. По данным инструмента BATSE/GRO поток от источника

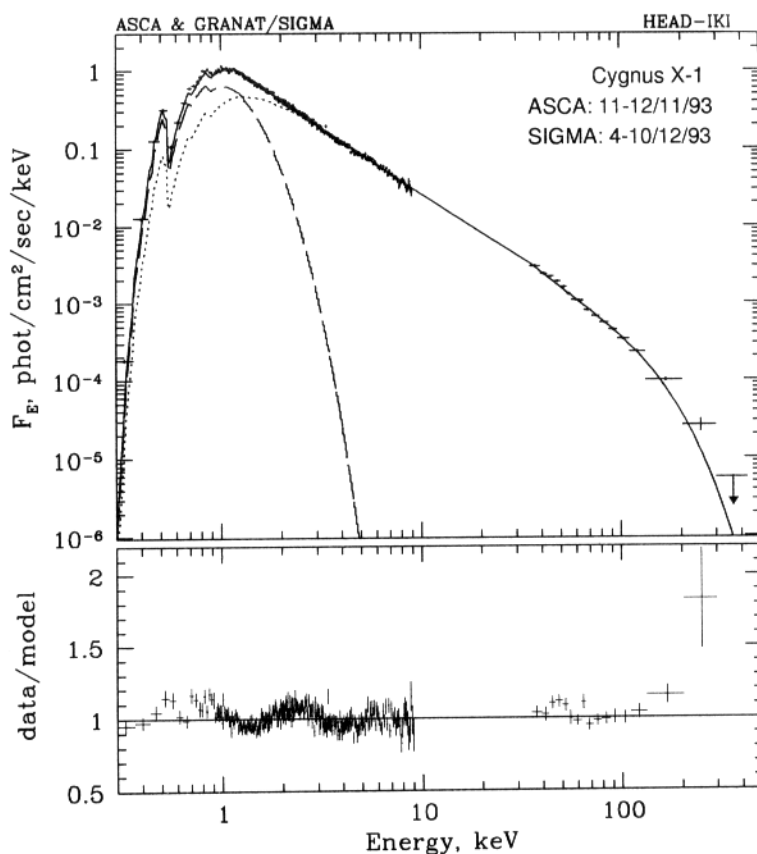


Рисунок 4.8. Результаты аппроксимации данных обсерватории АСКА и телескопа СИГМА (наблюдения в ноябре-декабре 1993 г.) моделью, состоящей из спектра комптонизированного излучения ($T_e = 39$ кэВ, $\tau_T = 2.7$) и излучения оптически непрозрачного аккреционного диска (см. табл. 4.2) с межзвездным поглощением, зафиксированным на уровне $N_H L = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Штриховой линией показан вклад излучения диска, пунктирной — комптонизационного спектра.

в жестком рентгеновском диапазоне в ноябре — декабре 1994 г. (второе наблюдение АСКИ) примерно соответствовал уровню, зафиксированному СИГМой в наблюдениях в марте 1992 г. Это значение потока лежит на плоской части зависимости $kT - L_X$, показанной на рис. 4.3, т.е. форма спектра на энергиях $\gtrsim 35$ кэВ практически не зависит от конкретного значения потока. Т.о. можно использовать данные, полученные СИГМой 21–27/03/92 для качественного анализа широкополосного спектра источника. Это дает нам возможность сравнить спектральные свойства источника в состоянии с минимальным потоком, наблюдавшимся СИГМой, и в состоянии с типичным для этого источника значением потока в жестком рентгеновском диапазоне.

Результат совместной аппроксимации данных двух обсерваторий приведен на рис. 4.8. В качестве модели был использован комптонизированный спектр (аппроксимация, предложенная в работе Титарчука (1994), которая практически не зависит от конкретной геометрии области комптонизации) с добавленным излучением оптически непрозрачного аккреционного диска. Межзвездное поглощение было зафиксировано на уровне $N_H L = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

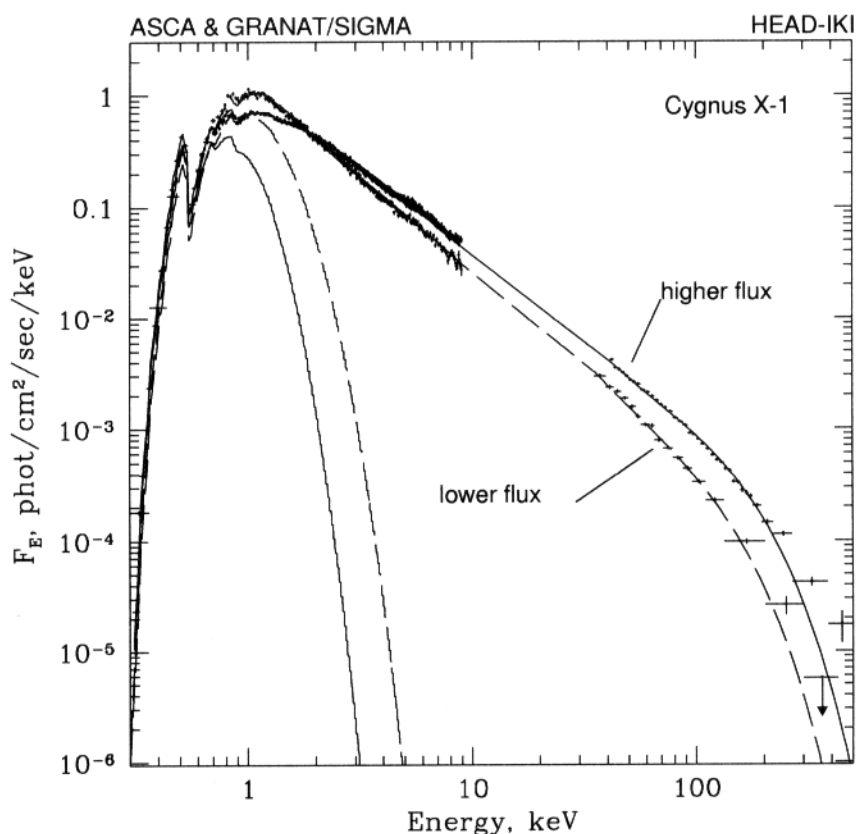


Рисунок 4.9. Спектры Лебедя X-1 в диапазоне энергий от 0.3 кэВ до 500 кэВ, полученные по данным наблюдений обсерваторий АСКА и ГРАНАТ, соответствующие состояниям с низким и высоким потоком в жестком рентгеновском диапазоне. Отдельно для каждого спектра показан вклад излучения диска, определенный по данным АСКИ.

Тем не менее, конкретные параметры комптонизационной модели достаточно чувствительны даже к небольшим несоответствиям в относительной нормировке точек на малых и больших энергиях. Т.к. наблюдения обсерватории АСКА и СИГМЫ далеко не одновременны, а источник отличается сильной переменностью как в стандартном так и в жестком рентгене, на основе данных АСКИ и СИГМЫ нельзя получить надежные оценки параметров комптонизационной модели. Поэтому, ограничимся лишь качественным сравнением полученных спектров.

На рис.4.9 и 4.10 приведены оба спектра источника, полученные в состоянии с низким и высоким потоком в жестком рентгеновском диапазоне. Там же показан вклад мягкой компоненты, полученной в результате аппроксимации данных АСКИ (табл.4.2).

Полученные результаты позволяют утверждать, что изменение формы спектра источника при изменении его светимости в жестком рентгеновском диапазоне, обнаруженные СИГМОй (рис. 4.3) распространяются и на спектр источника в стандартном рентгене - заметно меняется наклон комптонизированного спектра в интервале энергий от 1 кэВ до $\sim 50-100$ кэВ. Несомненно, что это является следствием изменения физических параметров в зоне формирования комптонизированного излучения — температуры

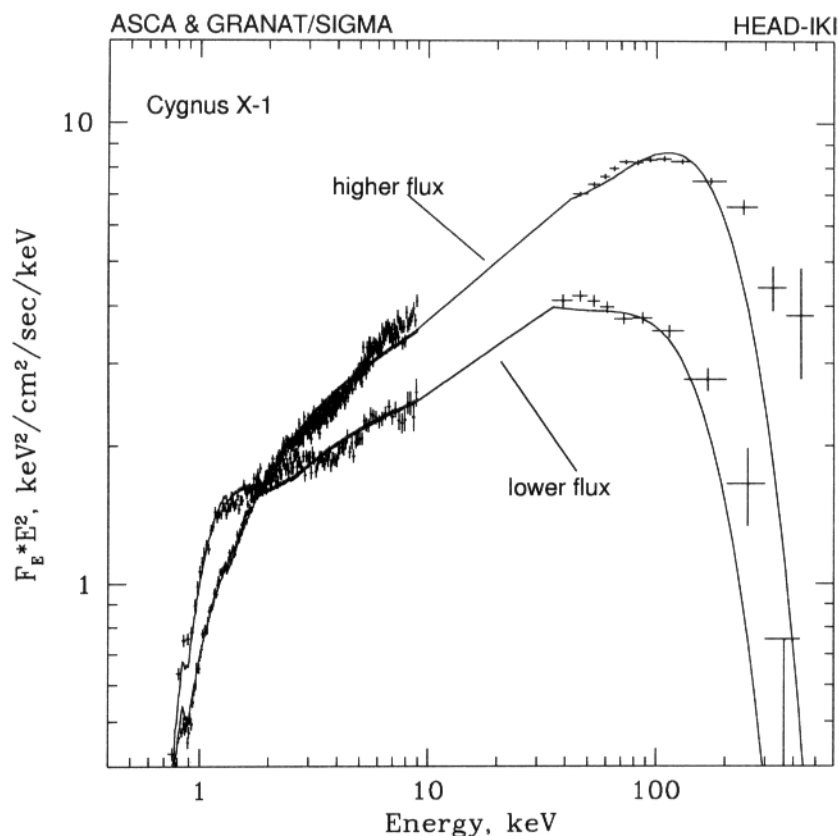


Рисунок 4.10: То же, что и на рис.4.9, в единицах $F_E \times E^2$.

горячих электронов и оптической толщи.

Важно отметить, что вместе с этим изменяются также параметры в области, где формируется мягкая спектральная компонента (оптически непрозрачная часть аккреционного диска?). Из данных АСКИ с достаточной степенью достоверности следует, что температура мягкой спектральной компоненты и ее светимость растут с понижением светимости в жестком рентгеновском диапазоне (табл.4.2). Однако, на основании имеющихся экспериментальных данных трудно сделать надежный вывод о характере изменения общей рентгеновской светимости источника, отражающей темп аккреции. Основная проблема связана с коррекцией наблюдаемого значения потока на межзвездное поглощение, что сильно зависит от конкретного вида спектра на низких энергиях $\lesssim$ нескольких сотен электрон-Вольт. Что касается наблюдаемой (т.е. без коррекции на межзвездное поглощение) светимости источника, то она составила $\approx 2.6 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см² (низкий поток выше $\gtrsim 35$ кэВ) и $\approx 4.1 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см² (высокий поток), т.е. изменялась также как и поток на энергиях $\gtrsim 35$ кэВ. Отметим, что в терминах светимости это соответствует $\approx 2.0 \cdot 10^{37}$ эрг/сек и $\approx 3.1 \cdot 10^{37}$ эрг/сек.

Как известно из теории дисковой аккреции (см., например Сюняев и Шакура, 1973), температура в диске пропорциональна $\dot{M}^{1/4}$. Т.о., изменение температуры от $\approx$

156 эВ (в состоянии с низким потоком на энергиях $\gtrsim 35$ кэВ) до ≈ 136 эВ ("стандартный" уровень потока) соответствует, в рамках стандартной теории аккреции, возрастанию темпа аккреции (и, следовательно, болометрической светимости источника) в ≈ 1.7 раза.

Литература к Главе 4

- [1] Балучинска и Хайзингер (Balucinska M. & Hisinger G.) 1991, A&A, 241, 439
- [2] Балучинска и др. (Balucinska M. et al.) 1995, A&A, в печати
- [3] Джиз и Болтон (Gies D. & Bolton C.) 1982, ApJ, 260, 240
- [4] Дон и др. (Done C. et al.) 1992, ApJ, 395, 275
- [5] Ебисава (Ebisawa K.) 1991, PhD thesis
- [6] Кузнецов и др., 1995, ApJ, готовится к печати
- [7] Линг и др. (Ling J.C., Mahoney W.A., Wheaton W.A. et al.) Astrophys.J.(Letters 1987. V.241. L117.
- [8] Миямото и др., 1993, ApJ, 403, L39
- [9] Пачинский (Paczynski B.) 1974, A&A, 34, 161
- [10] Предгорский и др. (Priedhorsky W. et al.) 1979, ApJ, 233, 350
- [11] Титарчук (Titarchuk L.) 1994, ApJ, 434, 313
- [12] Флипс и др. (Phlips et al.), 1994, IAUC 5930

Глава 5

Мягкая спектральная компонента и переменность жесткого рентгеновского потока.

Рассматривается связь между присутствием мягкой компоненты в спектре аккрецирующей черной дыры и характером переменности жесткого рентгеновского потока на масштабах часов.

Раздел 5.1 посвящен поиску мягкой спектральной компоненты в спектрах аккрецирующих черных дыр в жестком (низком) состоянии на основе данных обсерватории АСКА. Показано, что для согласования результатов измерения межзвездного покраснения в направлении на Лебедь X-1 и рентгеновских данных требуется существование мягкой спектральной компоненты в спектре источника в низком (жестком) состоянии. Мягкая спектральная компонента соответствует чернотельному излучению с температурой ~ 120 эВ и светимостью $\sim 10-30\%$ от общей рентгеновской светимости источника. Обсуждается возможность присутствия аналогичной мягкой компоненты в спектре источника 1E1740.7-2942. В то же время не обнаружено сравнимых по температуре и вкладу в светимость мягких компонент в спектрах рентгеновских Новых в созвездиях Персея и Змееносца. В рамках модели чернотельного диска получено ограничение на вклад мягкой спектральной компоненты в светимость рентгеновской Новой в созвездии Змееносца.

В разделе 5.2 предложено объяснение различий в амплитуде переменности жесткого рентгеновского потока от аккрецирующих черных дыр на масштабах часов.

5.1 Поиск мягкой компоненты в спектрах черных дыр в низком (жестком) состоянии.

5.1.1 Мягкая компонента в разных спектральных состояниях.

Хорошо известно, что в спектрах кандидатов в черные дыры, наблюдаемых в высоком и сверхвысоком спектральных состояниях (см., например, рис.3.1, 3.6; подробнее см. Главу 6), присутствует ярко выраженная мягкая спектральная компонента. Мягкая спектральная компонента, проявляющая себя на энергиях ниже $\approx 8 - 10$ кэВ, вносит основной вклад в наблюдаемую рентгеновскую светимость, $\sim 75 - 95\%$. Форма спектра мягкой компоненты хорошо описывается моделью излучения чернотельного диска с характерной температурой диска $\approx 1 - 2$ кэВ. Согласно данным спутника ГИНГА (см., например, Танака, 1989; Ебисава и др., 1994), в случае рентгеновских Новых эволюция мягкой компоненты в рамках модели чернотельного диска соответствует экспоненциальному спаданию характерной температуры диска (отражающему падение темпа аккреции) при практически постоянном внутреннем радиусе диска. Этот факт, по-видимому, является свидетельством в пользу такой модели.

С другой стороны, спектры кандидатов в черные дыры в низком состоянии следуют степенному закону (с примерно постоянным наклоном) вплоть до самых малых энергий, где становится существенным низкочастотное поглощение — не наблюдается сколь-либо заметной мягкой компоненты. Возможны два объяснения этому факту: (1) в низком состоянии основная доля гравитационной энергии аккрецирующего вещества преобразуется в жесткую спектральную компоненту и (2) мала характерная температура мягкой компоненты (вследствие малого темпа аккреции либо большой массы компактного объекта), так что она сильно ослаблена за счет межзвездного поглощения. Ниже, по данным наблюдений обсерватории АСКА, исследуется низкочастотная часть спектров нескольких кандидатов в черные дыры с целью поиска мягкой спектральной компоненты в низком спектральном состоянии.

5.1.2 Наблюдения.

Для анализа были использованы данные наблюдений Лебеда X-1, и рентгеновских Новых в созвездиях Персея и Змееносца спутником АСКА в 1993–1994 гг. Параметры наблюдений приведены в табл. 5.2. Данные этих наблюдений находятся в настоящее время в “public domain”, т.е. общедоступны и были получены автором из архива данных астрофизики высоких энергий HEASARC (Центр Космических полетов им. Годдарда). Для анализа были использованы данные газового пропорционального счетчика. Источник Лебедь X-1 во время наблюдений АСКИ находился с низким спектральном состоянии с потоком в жестком рентгеновском диапазоне, примерно соответствующим уровню γ_2 . Рентгеновская Новая в созвездии Змееносца наблюдалась вскоре после по-

Таблица 5.1: Список наблюдений спутника АСКА, использовавшихся для анализа.

Источник	Дата набл.	Экспозиция, ксек	Число фотонов
Лебедь X-1	25–26 ноября 1994	17.6	$7.0 \cdot 10^5$
Новая в Змееносце	5 октября 1993	11.2	$7.9 \cdot 10^5$
Новая в Персее	25–26 августа 1993	16.3	$1.1 \cdot 10^4$
1E1740.7–2942	26–27 сентября 1993	16.3	$2.9 \cdot 10^4$

явления источника, на "плато" рентгеновской кривой блеска (см.раздел 3.5). Имеются практически одновременные наблюдения источника телескопом СИГМА. Рентгеновская Новая в созвездии Персея наблюдалась примерно через год после вспышки источника (см.раздел 3.4).

5.1.3 Результаты.

Лебедь X-1.

Как уже обсуждалось в предыдущей главе, имеются основания предполагать наличие мягкой спектральной компоненты в спектре Лебеда X-1 в низком состоянии. Наиболее явно это следует из несоответствия между формой низкочастотного завала рентгеновского спектра и величиной межзвездного поглощения, известной из наблюдений в оптике и в линии 21 см (табл.5.2). Этот вывод достаточно устойчив к небольшим изменениям предполагаемой формы спектра источника на энергиях ниже 10 кэВ. Напомним, что спектры кандидатов в черные дыры, полученные инструментами с высокой чувствительностью, не вполне описываются простым степенным законом, который ожидается на этих энергиях для комптонизированного спектра. Следующей по точности аппроксимации данных является модель, учитывающая эффект отражения комптонизированного излучения от холодного нейтрального (или частично ионизованного) вещества (см.главу 4). Учет эффекта отражения несколько изменяет наклон степенного спектра (и, следовательно, параметры, получаемые в рамках комптонизационной модели), но не позволяет избавиться от несоответствия между данными, получаемыми на разных длинах волн (табл.5.2).

Мягкая компонента, обнаруженная в спектре Лебеда X-1, имеет характерную чернотельную температуру ~ 120 кэВ (табл.5.3). Из-за того, что энергетический диапазон детекторов АСКИ ограничен снизу энергией 300 эВ, трудно достаточно надежно оценить болометрическую светимость мягкой компоненты и ее вклад в болометрическую светимость источника. Предполагая, что форма мягкой компоненты описывается спектром излучения абсолютно черного тела, получаем (табл.5.3), что ее доля в светимости источника на энергиях ниже 10 кэВ составляет $\sim 50 - 60\%$. Учитывая, что светимость Лебеда X-1 на энергиях выше 10 кэВ составляла в это время, по-видимому,

Таблица 5.2. Сравнение величины $N_H L$, следующей из рентгеновских данных (данная работа), и известной из независимых наблюдений на других длинах волн (Делла Валле и др., 1994; Шредер и др., 1995; Балучинска и др., 1995).

Параметры	Cyg X-1	Nova Per	Nova Oph	1E1740.7-2942
<i>Галактическое значение</i>				
$N_H L$, 10^{21} , см^{-2}	6.5	1.1 – 1.9	4.5	-
<i>Степенной спектр</i>				
$N_H L$, 10^{21} , см^{-2}	2.77 ± 0.03	0.9 ± 0.2	3.44 ± 0.04	89.7 ± 1.3
α	1.57 ± 0.01	1.80 ± 0.03	1.63 ± 0.01	1.30 ± 0.03
χ^2 (dof)	1256(819)	692(819)	1421(819)	1807(1641)
<i>Степенной спектр с отражением</i>				
$N_H L$, 10^{21} , см^{-2}	3.42 ± 0.05	1.6 ± 0.3	4.38 ± 0.06	94.5 ± 1.4
α	1.74 ± 0.01	2.00 ± 0.09	1.87 ± 0.01	2.1 ± 0.1
χ^2 (dof)	984(818)	686(818)	883(818)	1731(1640)

$\sim (3 - 5) \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см², можно оценить вклад мягкой компоненты в общую рентгеновскую светимость источника: $\sim 15 - 30\%$. Еще раз подчеркнем, что эти оценки являются достаточно приблизительными. Однако несомненно, что вклад мягкой спектральной компоненты не был пренебрежимо мал. Заметим также, что более модельно зависимые оценки в рамках модели оптически непрозрачного диска дают близкие значения (см. ниже).

Рентгеновские Новые в созвездиях Змееносца и Персея.

В отличие от источника Лебедь X-1, низкочастотный завал спектра рентгеновских Новых в созвездиях Змееносца и Персея прекрасно согласуется со значением $N_H L$, следующим из оптических наблюдений нормальной звезды в этих двойных системах, а также с результатами независимых измерений в линии 21 см нейтрального водорода и линии CO(1 $\rightarrow$ 0) (табл.5.2). Предполагая, тем не менее, что в наблюдаемых спектрах присутствует мягкая компонента той же формы, что и в спектре Лебедя X-1 (излучение черного тела с температурой ~ 100 эВ), можно получить ограничения на светимость мягкой компоненты, совместимую с рентгеновскими (низкочастотный завал спектра) и оптическими и радио- (галактическое значение $N_H L$ в направлении на источник) данными (табл.5.3). Следует отметить, что существует некоторая неопределенность в матрице отклика детектора GIS обсерватории АСКА на энергиях ниже 0.5–0.7 кэВ, поэтому формально статистически значимое значение потока мягкой компоненты, получившееся для рентгеновской Новой в созвездии Змееносца, $\sim 3\sigma$, может быть обусловлено систематическими ошибками (вклад мягкой компоненты, получаемый в случае Лебедя X-1 существенно превышает возможные систематические ошибки). Далее мы бу-

Таблица 5.3. Параметры мягкой спектральной компоненты в спектрах черных дыр в низком состоянии, следующие из аппроксимации данных обсерватории АСКА в диапазоне 0.3–10.0 кэВ.

Параметры	Cyg X-1	Nova Per	Nova Oph	1E1740.7–2942
<i>Степенной спектр с отражением + черное тело</i> ¹				
$N_H L$, 10^{21} , см ⁻²	6.5	1.6	4.5	121 ± 4
T_{bbody} , эВ	117 ± 2	100 ⁴	100 ⁴	199 ± 10
K ² , 10^5 км ²	79 ± 10	0.16 ± 0.09	8 ± 3	6.3 ± 1.5
χ^2 (dof)	950(817)	690(818)	880(818)	1607(1638)
$F_{total}[0.3 - 10.0]$ ³	2.7	$7.7 \cdot 10^{-3}$	1.25	— ⁵
$F_{bbody}[> 0.01]$ ³	1.6 ± 0.2	$(1.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-3}$	0.09 ± 0.03	— ⁵

¹Значение $N_H L$ было зафиксировано на значении, известном из независимых наблюдений на других длинах волн (см. в тексте).

²Нормировка, $(R/1km)^2/(D/10kpc)^2$

³Энергетический поток, 10^{-8} эрг/сек/см², откорректированный на межзвездное поглощение.

⁴Зафиксировано на указанном значении (см. в тексте).

⁵Из-за большого значения $N_H L$ коррекция потока на поглощение имеет большую неопределенность

дем рассматривать его как верхний предел на возможный вклад мягкой спектральной компоненты.

Заметим также, что данные АСКИ не позволяют получить абсолютный верхний предел на светимость мягкой компоненты. Если характерная температура мала, ~ 10 –50 эВ, то с рентгеновскими данными совместима практически сколь угодно яркая мягкая компонента. Более строгие ограничения на светимость можно получить в рамках модели оптически непрозрачного диска (см. ниже).

1E1740.7–2942

Анализ спектра этого источника, подобный приведенному выше, затруднен из-за сильного низкочастотного завала, соответствующего $N_H L \sim 10^{23}$ см⁻². Однако гипотеза о возможном присутствии мягкой спектральной компоненты является привлекательной по двум причинам. Наблюдения телескопа СИГМА в 1990–1994 гг. выявили поведение жесткой спектральной компоненты (корреляция между жесткостью спектра и светимостью), практически идентичное тому, что наблюдалось для источника Лебедь X-1 (см.Главу 4, рис.4.3). Было показано, что в случае Лебедя X-1, по-видимому, большую роль играет излучение мягкой спектральной компоненты. Во-вторых, спектр источника 1E1740.7–2942, наблюдаемый телескопом АСКА, не досаточно хорошо описывается простой моделью степенного закона (с учетом или без отраженной компоненты) с низкочастотным поглощением. Одним из возможных объяснений наблюдае-

мой формы спектра является модель включающая два разных значения поглощения: $F_E = \text{abs}(N_H L_1) a_1 \cdot I_E + \text{abs}(N_H L_2) a_2 \cdot I_E$ (Чуразов, 1995). Другая возможность объяснить наблюдаемую форму спектра источника – присутствие мягкой спектральной компоненты (табл.5.3). Как видно из табл. 5.3 это позволяет заметно улучшить качество аппроксимации данных. Параметры мягкой компоненты, при этом, подобны параметрам, полученным для Лебеда X-1, хотя из-за большого (и точно не известного) значения $N_H L$ и существенно меньшей статистики в случае 1E1740.7–2942 они имеют большую неопределенность. Заметим, что характерный размер излучающей области в обоих случаях практически одинаков, ~ 700 км (предполагая расстояние до источника 2.5 и 8.5 кпк соответственно)

5.1.4 Ограничения в рамках модели "чернотельного диска".

Рассмотрим полученные параметры мягкой спектральной компоненты в рамках модели оптически непрозрачного аккреционного диска (Шакура и Сюняев, 1973, 1976; Макишима и др., 1986).

Аппроксимация спектра мягкой компоненты, наблюдавшейся в спектре Лебеда X-1, моделью излучения оптически непрозрачного аккреционного диска дает температуру на внутренней границе диска $kT_{in} \approx 136$ эВ. Радиус внутренней границы диска равен $R_{in} 440 \pm 60$ км (раздел 4, табл.4.2, что соответствует $\approx 15R_g$ для черной дыры массой $10M_\odot$ и заметно превышает $3R_g$ – радиус последней устойчивой Кеплеровской орбиты. Это может означать, что приближение чернотельного диска неприменимо для описания наблюдаемой мягкой спектральной компоненты. Другое возможное объяснение – приближение чернотельного диска применимо лишь до некоторого значения радиуса, внутри которого оно нарушается и внутренняя область не вносит существенного вклада в наблюдаемое мягкое рентгеновское излучение.

В этом случае, воспользовавшись зависимостью температуры диска от радиуса

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \left(1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right)^{1/4}$$

(Шакура и Сюняев, 1973) и зная, что $T(R = 440 \text{ км}) = 136$ эВ, получаем оценку темпа аккреции: $\dot{M} \sim (2 - 3) \cdot 10^{17}$ г/сек (предполагая расстояние до источника 2.5 кпк, массу черной дыры $10M_\odot$). С другой стороны, зная общую рентгеновскую светимости источника $F_X(E > 300 \text{ эВ}) \sim (6 - 8) \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см², (откорректировано на поглощение) и предполагая эффективность аккреции на черную дыру $\eta \sim 0.1$, получаем независимую оценку темпа аккреции $\dot{M} \sim (5 - 7) \cdot 10^{17}$ г/сек. Принимая во внимание приближенный характер оценок, можно рассматривать полученные значения как согласующиеся между собой. Заметим, что эти значения темпа аккреции соответствуют $\frac{1}{50} - \frac{1}{20}$ от критического Эддингтоновского значения.

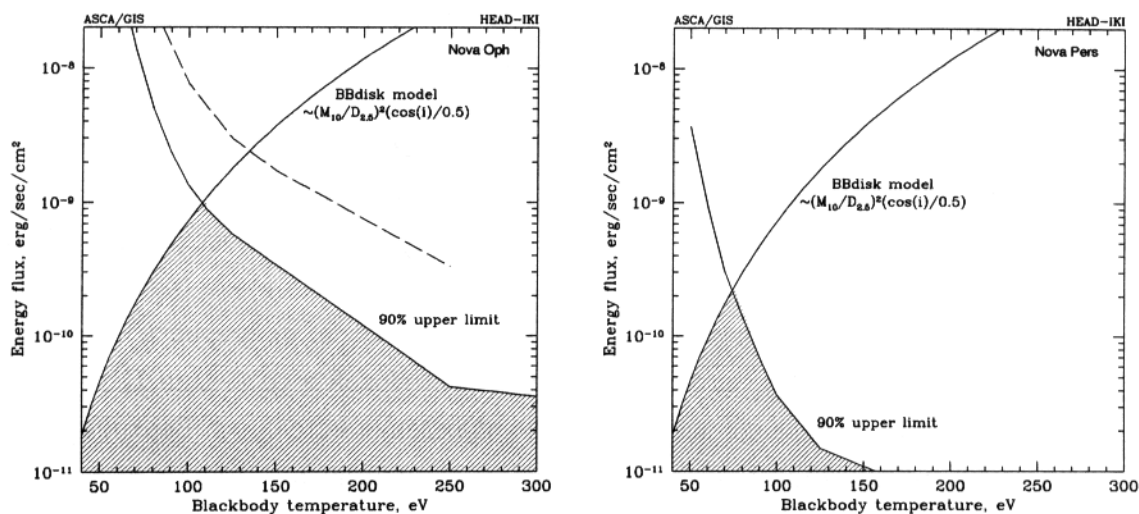


Рисунок 5.1. Ограничения на светимость мягкой компоненты в рамках модели оптически непрозрачного диска. Показаны: верхний предел, следующий из данных телескопа АСКА и светимость оптически непрозрачного диска в зависимости от максимальной температуры диска. Разрешенная область заштрихована. Пунктирной линией на левом рисунке показано ограничение на светимость, следующее из рентгеновских данных, предполагая величину $N_H L = 5.4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, т.е. на 20% большую, чем следует и оптических и радио-наблюдений.

Как уже упоминалось выше, рентгеновские данные не позволяют получить абсолютное ограничение на вклад мягкой компоненты в рентгеновских Новых в созвездиях Персея и Змееносца — верхний предел на светимость быстро растет с уменьшением предполагаемой температуры. С другой стороны, в рамках модели оптически непрозрачного диска светимость и температура мягкой компоненты подчиняются соотношению: $L_{BBdisk} = \frac{4}{3} \pi R_{in}^2 \sigma T_{in}^4$, $T_{in} \approx 2T_{max}$, где T_{max} — максимальная температура в диске (Шакура и Сюняев, 1973, см., также, Гребенев, 1995). Возпользовавшись этим соотношением, можно получить более серьезные ограничения на светимость мягкой компоненты (правда, модельно-зависимые) — рис.5.1. Из рис.5.1 следует, что в рамках этих предположений верхний предел на поток в мягкой спектральной компоненте рентгеновской Новой в созвездии Змееносца равен $\sim 10^{-9}$ эрг/сек/см² (предполагая массу компактного объекта $10M_{\odot}$, расстояние 2.5 кпк и угол наклона двойной системы 60°). Полный поток от источника в диапазоне 0.3-500 кэВ составлял в это время $\approx 3 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек/см², следовательно, вклад мягкой компоненты в светимость источника не превышал нескольких процентов. Небольшие вариации предполагаемой величины величины $N_H L$ не меняют существенно этот результат (штриховая линия на рис.5.1). К сожалению, в случае рентгеновской в созвездии Персея, которая наблюдалась обсерваторией АСКА через год после вспышки, не удастся получить существенных ограничений на светимость мягкой компоненты (рис.5.1).

5.2 Природа переменности жесткого рентгеновского потока на масштабах часов.

С точки зрения поведения жесткого рентгеновского потока на промежуточных временных масштабах ($\sim 10^{-4}$ Гц, т.е. $\sim$ часов) все источники, наблюдавшиеся СИГ-МОЙ можно разделить на две группы. Два примера показаны на рис.5.2. Жесткое рентгеновское излучения от рентгеновской Новой в созвездии Мухи (раздел 3.2) характеризовалось сильной переменностью на масштабах часов, примерно в 1.5–2 раза. В противоположность этому, поток от рентгеновской Новой в созвездии Персея (раздел 3.4) плавно спадал в течение всего времени наблюдения источника. Верхний предел на среднеквадратичные вариации составил несколько процентов.

Очевидно, что наблюдаемые в ряде случаев сильные вариации жесткого рентгеновского потока нельзя объяснить как суперпозицию (типа случайных блужданий) вариаций потока на более коротких масштабах. Действительно, типичное значение спектра мощности на частотах $\sim 0.01 - 1$ Гц составляет 0.3 Гц^{-1} (рис. 7.1). Предполагая, что это значение складывается из независимых событий (т.е. спектр мощности является плоским в сторону более низких частот), ожидаемые относительные среднеквадратичные вариации на масштабах $\sim 10^{-4}$ Гц составят менее 1%.

Сравнивая энергетические спектры источников, характеризующихся разной амплитудой переменности на промежуточных временных масштабах, можно заметить интересную закономерность (рис.5.3). В тех случаях, когда в спектре источника присутствует ярко выраженная мягкая спектральная компонента, наблюдается сильная переменность на масштабах часов. В то же время, из наблюдений в стандартном рентгеновском диапазоне хорошо известно (см., напрмер, Танака, 1989), что светимость мягкой компоненты меняется в этих случаях существенно более плавно. Если же мягкая спектральная компонента отсутствует, то жесткий рентгеновский поток от источника изменяется плавно.

Несомненно, что источником энергии и для жесткой и для мягкой спектральных компонент является, в конечном итоге, гравитационная энергия аккрецирующего вещества. Определенная доля этой энергии, $L_{hard} = \eta_{hard} \dot{M} c^2$, преобразуется в наблюдаемой жесткое излучение, а оставшаяся часть, $L_{soft} = \eta_{soft} \dot{M} c^2$ – в излучение мягкой спектральной компоненты. Можно предположить, что величина $\dot{M}$ и, следовательно полная светимость $L_{tot} = \eta_{tot} \dot{M} c^2$, меняются достаточно плавно, а вариации рентгеновского потока обусловлены перераспределением энергии аккрецирующего вещества между мягкой и жесткой спектральными компонентами, т.е. изменением отношения $\frac{\eta_{soft}}{\eta_{hard}}$ при условии постоянства $\eta_{tot} = \eta_{soft} + \eta_{hard}$. При этом если $\eta_{soft} \gg \eta_{hard}$, относительно небольшие вариации этого отношения могут приводить сильным изменениям светимости жесткой спектральной компоненты, и почти не отражаться на светимости

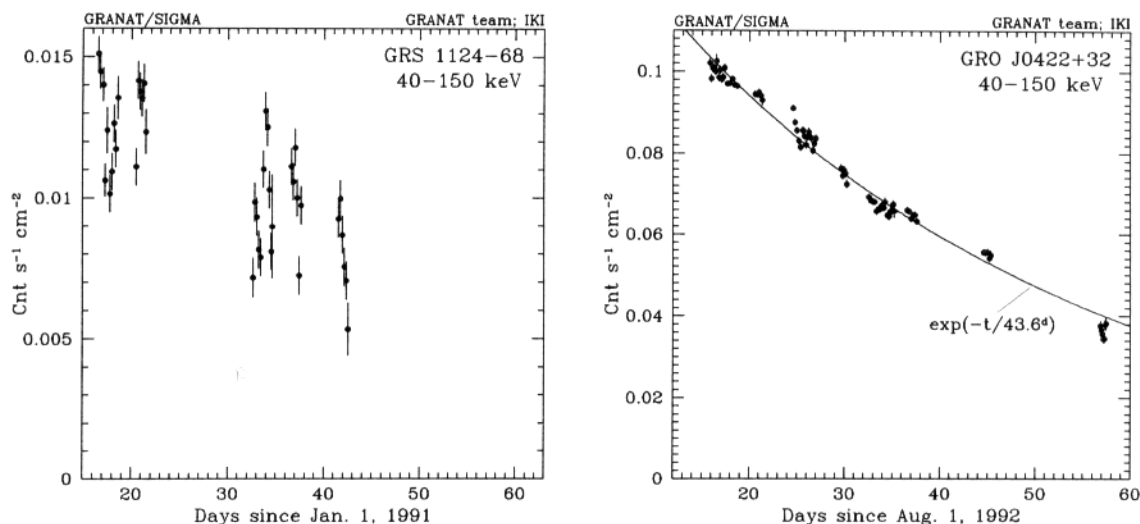


Рисунок 5.2. Кривые блеска в диапазоне 40–150 кэВ для двух рентгеновских Новых, полученные телескопом СИГМА: Новой в созвездии Мухи и Новой в созвездии Персея. Каждая точка получена усреднением по интервалу времени от 3 до 6 часов. Масштаб горизонтальной оси одинаков на обоих рисунках, начало соответствует 7-му дню с момента начала вспышки.

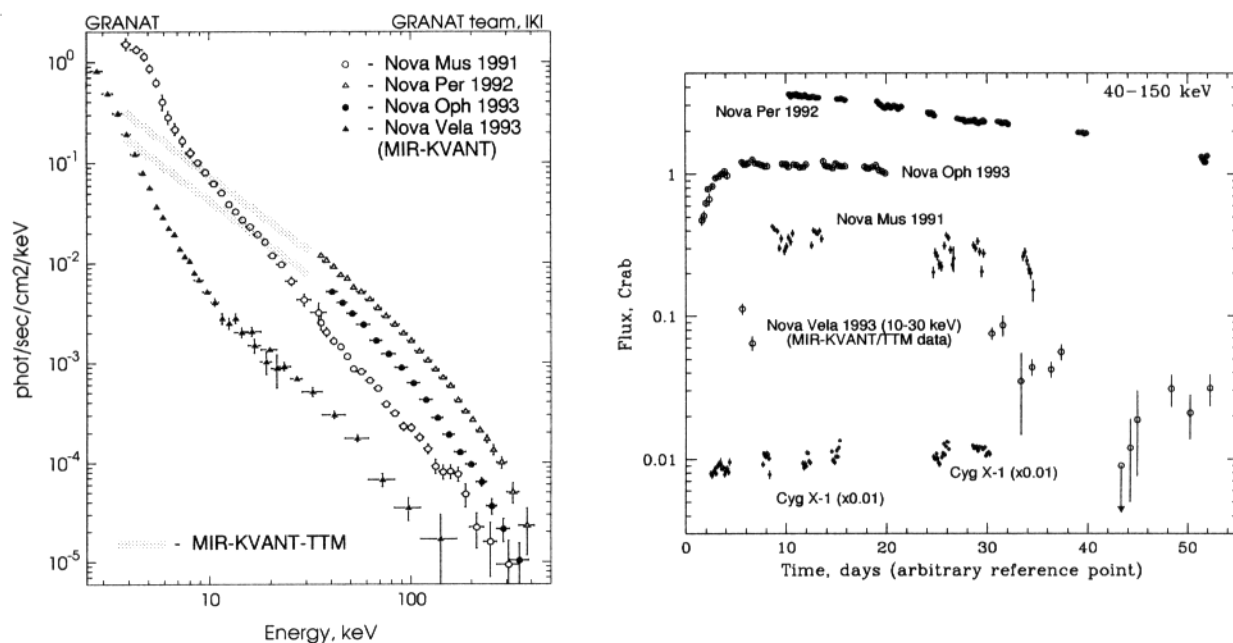


Рисунок 5.3. Широкополосные спектры и рентгеновские кривые блеска нескольких источников, наблюдавшихся обсерваториями ГРАНАТ и МИР-КВАНТ в 1991–1994 гг. Данные обсерватории МИР-КВАНТ взяты из работы Бороздиев и др., 1993. Каждая точка на кривых блеска соответствует усреднению по временному интервалу несколько часов.

мягкой компоненты. В обратном случае, когда лишь малая доля полной светимости излучается в виде мягкой спектральной компоненты, жесткое рентгеновское излучение изменяется плавно, отражая изменение темпа аккреции. Очевидно, что существует ряд следствий такого объяснения, допускающих простую экспериментальную проверку. Во-первых, должна существовать антикорреляция между светимостью мягкой и жесткой компонент. Во-вторых, соотношение между амплитудами переменности мягкой и жесткой спектральной компонент должно меняться с изменением соотношения их светимостей. Для проверки этих следствий необходимы достаточно продолжительные одновременные наблюдения в диапазоне энергий от сотен эВ до сотен кэВ. К сожалению, в настоящее время такие данные отсутствуют.

Литература к Главе 5

- [1] Балучинска и др. (Balucinska M. et al.) 1995, A&A, в печати
- [2] Гребенев, 1995, Докторская диссертация.
- [3] Делла Валле и др. (Della Valle M. et al. 1994) 1994, Astron and Astrophys. v. 290, p. 803
- [4] Ебисава и др. (Ebisawa K. et al.) Publ. of the Astronomical Society of Japan, 1994, vol. 46, no. 4, p. 375-394
- [5] Танака и др. (Tanaka Y., Makino F., Dotani T. et al.) Proc. of Workshop on Nova Muscae. 1991.
- [6] Чуразов, 1995, Докторская диссертация.
- [7] Шакура Н.И. и Сюняев Р.А. Astron. and Astrophys. 1973. V.24. 337.
- [8] Шредер и др. (Shrader C. et al.) 1994, ApJ, v.434, p.698

Глава 6

Свойства жесткой спектральной компоненты.

Целью этой главы не является описание всех свойств жесткой компоненты, наблюдаемой в спектрах кандидатов в черные дыры. На основе результатов, полученных обсерваториями МИР-КВАНТ и ГРАНАТ, рассмотрены лишь некоторые из них, важные для обсуждений в последующих главах этой работы. Исследуется зависимость общей формы спектра жесткого излучения от светимости источника и различие спектральных свойств жесткой компоненты в разных спектральных состояниях кандидатов в черные дыры.

6.1 Широкополосные спектры аккрецирующих черных дыр.

Одним из наиболее удивительных (см. обсуждение в Главе 10) свойств жесткой спектральной компоненты является слабая зависимость общей формы спектра от светимости источника. Наиболее наглядно это подтверждается наблюдениями рентгеновских Новых, которые предоставляют возможность увидеть источник в состояниях с сильно различающейся светимостью за сравнительно короткий промежуток времени.

В случае рентгеновской Новой в созвездии Мухи (раздел 3.2) светимость источника выше 3 кэВ в течение месяца наблюдений обсерватории ГРАНАТ упала более чем в два раза. Учитывая более быстрое падение светимости мягкой спектральной компоненты, основной вклад которой лежит на энергиях ниже 3 кэВ, падение общей рентгеновской светимости за этот период составило как минимум 4 раза (Ебисава и др., 1994). При этом наклон спектра в диапазоне 35–300 кэВ слабо менялся, оставаясь в интервале 2.4–2.6 (рис.3.5, 3.9). Наблюдения этого источника обсерваторией ГИНГА, показали, что с января по май 1991 поток от источника в диапазоне 1–30 кэВ упал более чем в 10 раз, при этом наклон спектра изменялся в интервале 2.3–2.7 (Ебисава и др., 1991). Аналогичное поведение наблюдалось в случае рентгеновской Новой в созвездии Персея (раздел 3.2, рис.3.19) – диапазон изменения светимости в ходе наблюдений

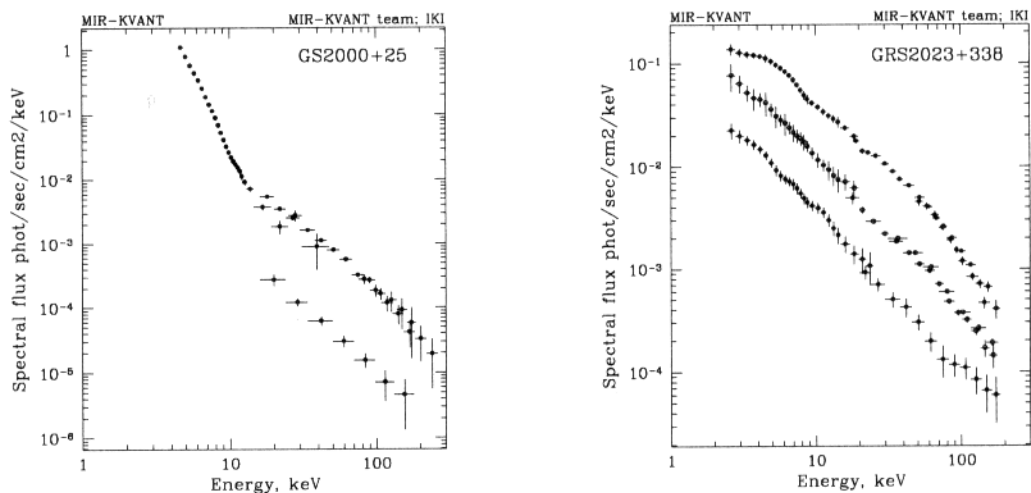


Рисунок 6.1. Широкополосные спектры рентгеновских Новых в созвездиях Лисички (слева) и Лебедя (справа) в состояниях с разной светимостью. Результаты обсерватории МИР-КВАНТ, взяты из работ Сюняева и др., 1988, 1991.

СИГМЫ составил около 3 раз.

Наиболее впечатляющие примеры дали наблюдения рентгеновских Новых в созвездиях Лисички и Лебедя обсерваторией МИР-КВАНТ (рис.6.1). Изменение светимости источников составило в обоих случаях как минимум 10 раз.

Следует отметить, что практически для всех источников, в низком спектральном состоянии наблюдаются слабые изменения формы спектра, скоррелированные с изменением светимости (рис.3.19, 3.26, 4.3). На первый взгляд, источники Лебедь X-1 и 1E1740.7–2942, с одной стороны, и рентгеновские Новые в созвездиях Змееносца и Персея, с другой, демонстрируют совершенно различное поведение. Напомним, что все эти источники находились в низком спектральном состоянии во время наблюдений СИГМЫ. Однако, как было показано в Главах 4 и 5, они отличаются ролью мягкой спектральной компоненты, и в случае Лебедя X-1 изменение светимости в жестком рентгеновском диапазоне, скорее всего, не отражает характера изменения общей светимости (темпа аккреции) источника. По-видимому, общим свойством кандидатов в черные дыры в низком состоянии является увеличение жесткости спектра при уменьшении болометрической светимости источника (темпа аккреции).

Интересно отметить, что в тех случаях, когда яркость источника позволила произвести детальный временной анализ данных СИГМЫ, наблюдалась корреляция между жесткостью спектра и относительной амплитудой аperiодических вариаций на коротких временных масштабах — относительная среднеквадратичная амплитуда вариаций растет с увеличением жесткости спектра, независимо от характера изменения наблюдаемого жесткого рентгеновского потока (рис.3.21 и 4.4).

Аналогичная корреляция между жесткостью спектра и светимостью была об-

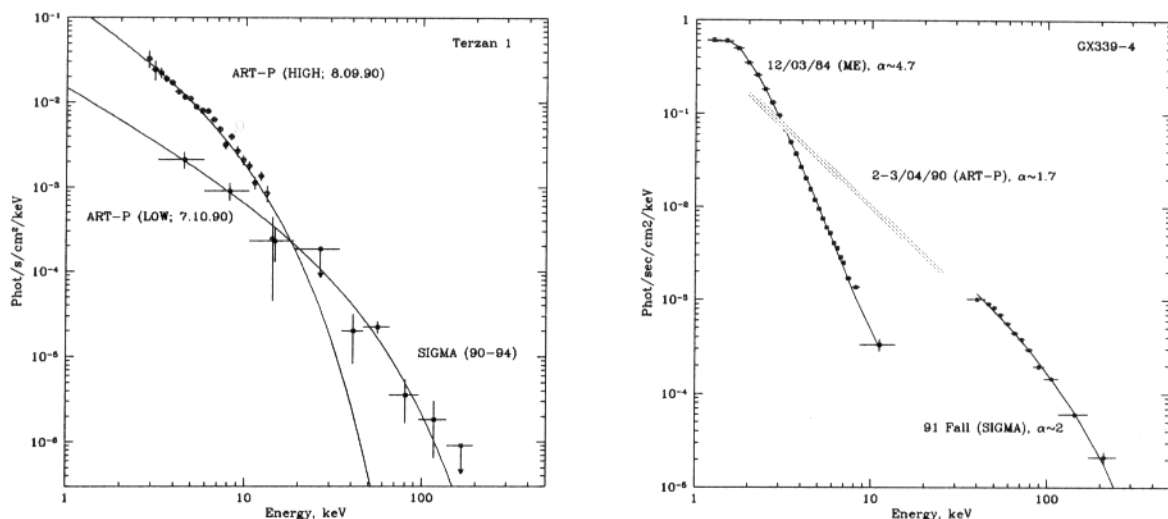


Рисунок 6.2. "Жесткие" и "мягкие" состояния рентгеновского барстера в шаровом скоплении Terzan 1 (слева) и кандидата в черные дыры GX339-4 (справа).

наружена и для слабозамагниченных нейтронных звезд (Ван Парадайз и Ван дер Клис, 1994). Можно предположить, что это является универсальным свойством аккреционного диска, независимо от природы компактного объекта. Сделаем еще одно предположение: с точки зрения формирования жесткого рентгеновского излучения, единственным отличием двойных систем со слабозамагниченными нейтронными звездами от систем с черными дырами, является в несколько раз меньшая масса компактного объекта. Следствием этого является большее значение величины $\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}}$ при одном и том же значении $\dot{M}$. Если свойства аккреционного диска универсальны, независимо от природы компактного объекта, то этот факт объясняет различие в жесткости рентгеновского излучения между аккрецирующими нейтронными звездами и черными дырами (Глава 9). Вспышки жесткого рентгеновского излучения от рентгеновских барстеров, наблюдавшиеся СИГМОЙ (Глава 9), аналогичны низкому состоянию кандидатов в черные дыры, а обычно наблюдаемые, сравнительно мягкие спектры рентгеновских барстеров – высокому состоянию кандидатов в черные дыры (рис.6.2).

6.2 Жесткая компонента в разных спектральных состояниях.

Хорошо известно, что наблюдаются три разных спектральных состояния кандидатов в черные дыры: сверхвысокое, высокое (или мягкое) и низкое (или жесткое). Наиболее явно эти состояния различаются соотношением между мягкой и жесткой спектральными компонентами (см. пример на рис. 6.3). В низком состоянии в наблюдаемом спектре источника существенно преобладает жесткая спектральная компонента, детек-

Таблица 6.1. Характеристики рентгеновского излучения кандидатов в черные дыры в разных спектральных состояниях.

Состояние	Nova Mus	KS1730-312	GX339-4
<i>Светимость в диапазоне 1-300 кэВ¹</i>			
низкое	$\approx 5 \cdot 10^{35}$	$\approx 4.4 \cdot 10^{37}$	
высокое	$\approx 3 \cdot 10^{36}$		
сверхвысокое	$\approx 2 \cdot 10^{37}$	$\approx 1.2 \cdot 10^{38}$	
<i>Наклон жесткой спектральной компоненты</i>			
низкое	≈ 2.0	≈ 2.0	≈ 2.2
сверхвысокое	≈ 2.5	≈ 2.9	≈ 2.9

¹ Без коррекции на низкочастотное поглощение, предполагая расстояние 1 кпк (Новая в созвездии Мухи) и 8.5 кпк (KS1730-312)

тируемая до энергий несколько сотен кэВ. В высоком состоянии жесткая компонента практически не наблюдается, присутствует лишь мягкая спектральная компонента. В сверхвысоком состоянии в спектре хорошо заметны обе спектральные компоненты, но основной вклад в светимость ($\sim 80 - 95\%$) вносит мягкая компонента.

Вышеперечисленные спектральные состояния получили свои названия в соответствии с поведением потока в стандартном рентгеновском диапазоне. Большой интерес представляет соотношение болометрических светимостей. Очевидно, что для ответа на этот вопрос необходимы одновременные наблюдения источников несколькими инструментами, покрывающими интервал энергий от ~ 1 кэВ до нескольких сотен кэВ. Наблюдения обсерваторий МИР-КВАНТ и ГРАНАТ дали возможность исследовать широкополосные спектры нескольких источников в разных спектральных состояниях. Среди них рентгеновская Новая в созвездии Мухи (раздел 3.2) и KS1730-312 (раздел 3.3).

По данным совместных наблюдений телескопов АРТ-П и СИГМА светимость (3–300 кэВ) рентгеновской Новой в созвездии Мухи составила в разных спектральных состояниях составила: $\approx (59 \pm 1) \cdot 10^{35}$ (в максимуме кривой блеска - сверхвысокое состояние), $(2.5 \pm 0.6) \cdot 10^{35}$ (высокое состояние) и $(3.3 \pm 0.4) \cdot 10^{35}$ (низкое спектральное состояние) эрг/сек. Несомненно, что светимость источника в сверхвысоком состоянии превышала светимость в высоком и низком состояниях, однако соотношение светимостей двух последних не вполне ясно. С другой стороны, известно, что значительная доля светимости мягкой спектральной компоненты (описываемой излучением черного тела с температурой ~ 1 кэВ) излучается на энергиях ниже 3 кэВ. Воспользовавшись данными почти одновременных наблюдений обсерватории ГИНГА (Ебисава и др., 1994), можно уточнить значения светимости (табл.6.1): $\sim 2 \cdot 10^{37}$, $\sim 3 \cdot 10^{36}$, $\sim 5 \cdot 10^{35}$ эрг/сек соответственно (все значения даны для расстояния 1 кпк). В случае источника

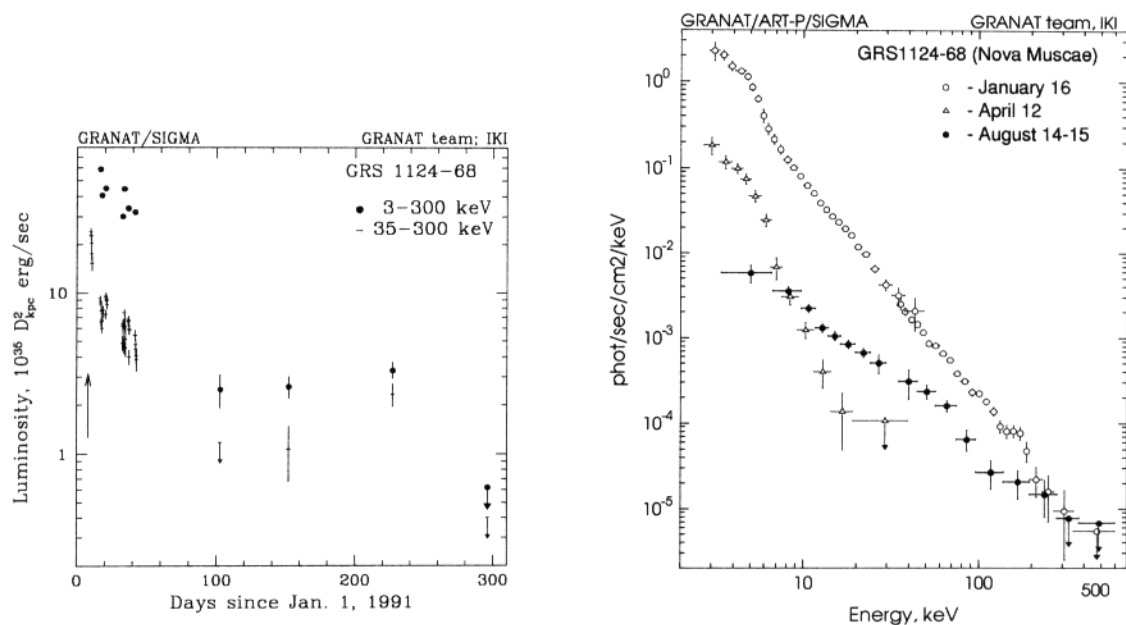


Рисунок 6.3. Кривая блеска и спектры в разных спектральных состояниях рентгеновской Новой в созвездии Мухи.

KS1730-312 телескопы ТТМ и СИГМА наблюдали два различных состояния — низкое и высокое или сверхвысокое (рис.3.12). Энергетический поток, детектировавшийся от источника в диапазоне 2–300 кэВ, составил $\sim 0.5 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек в низком состоянии и $\sim 1.4 \cdot 10^{-8}$ эрг/сек в сверхвысоком. Из этих результатов следует, что последовательность спектральных состояний — низкое, высокое, сверхвысокое — соответствует возрастанию светимости. Этот вывод подтверждается результатами наблюдений источника GX339-4 обсерваториями ГРАНАТ (Гребенев, 1995) и ГИНГА (Ебисава и др., 1994).

Как уже упоминалось выше, жесткая спектральная компонента присутствует в сверхвысоком и низком спектральных состояниях. Однако ее свойства различны. Для всех источников, наблюдавшихся обсерваторией ГРАНАТ в обоих спектральных состояниях, было обнаружено, что появление мягкой спектральной компоненты сопровождается заметным увеличением наклона жесткой компоненты (табл.6.1) и смещением экспоненциального завала в сторону более высоких энергий (см., например, рис.3.12 3.14). Принимая во внимание радикальное изменение характера короткомасштабной переменности (амплитуды и формы спектра мощности) жесткого рентгеновского потока (см., например, Миямото и др., 1991; Ебисава и др., 1994), это может свидетельствовать о различном происхождении жесткой компоненты в разных спектральных состояниях.

Литература к Главе 6

- [1] Ван Парадайз и Ван дер Клис (Van Paradijs J. & Van der Klis M.), 1994, *Astron. and Astrophys.*, v.280, L17
- [2] Гребенев, 1995, Докторская диссертация
- [3] Ебисава и др. (Ebisawa K. et al.) *Publ. of the Astronomical Society of Japan*, 1994, vol. 46, no. 4, p. 375-394
- [4] Миямото и др. (Miyamoto et al.) *ApJ*, 383, 784
- [5] Сюняев и др., 1988, *Письма в АЖ*, 14, 771
- [6] Сюняев и др., 1991, *Письма в АЖ*, 17, 291

Глава 7

Квазипериодические осцилляции жесткого рентгеновского излучения от черных дыр.

7.1 Основные экспериментальные результаты.

После открытия квазипериодических осцилляций (QPO) рентгеновского излучения от ряда ярких галактических маломассивных рентгеновских двойных (LMXB) (van der Klis et al. 1985, Hasinger et al. 1986, Middleditch & Priedhorski 1986) присутствие QPO рассматривалось как один из характерных признаков нейтронных звезд. Этой точке зрения немало способствовал успех модели "биений", связывающей возникновение квазипериодических осцилляций с процессами, происходящими на границе магнитосферы слабо замагниченной нейтронной звезды (Beat Frequency model) (Alpar & Shaham 1985, Lamb et al. 1985, Lamb 1986, Shibazaki & Lamb 1987). Эта модель, связывающая частоту QPO с разницей угловых частот вращения нейтронной звезды и кеплеровского вращения на границе магнитосферы, оказалась способной объяснить некоторые особенности наблюдательных проявлений QPO, таких как зависимость центральной частоты и ширины пика от интенсивности источника.

Новым элементом в нашем представлении о свойствах аккрецирующих черных дыр стало открытие обсерваториями ГИНГА, ГРАНАТ и ГРО квазипериодических осцилляций рентгеновского потока, в частности от Лебедя X-1. В сравнении с маломассивными рентгеновскими двойными спектры мощности этих источников характеризуются систематически более низкой частотой квазипериодических осцилляций и более высоким значением среднеквадратичных вариаций рентгеновского потока. Очевидно, что "классическая" теория возникновения QPO, весьма успешно объяснявшая квазипериодические осцилляции, открытые обсерваторией EXOSAT в маломассивных двойных с нейтронными звездами, в данном случае не применима.

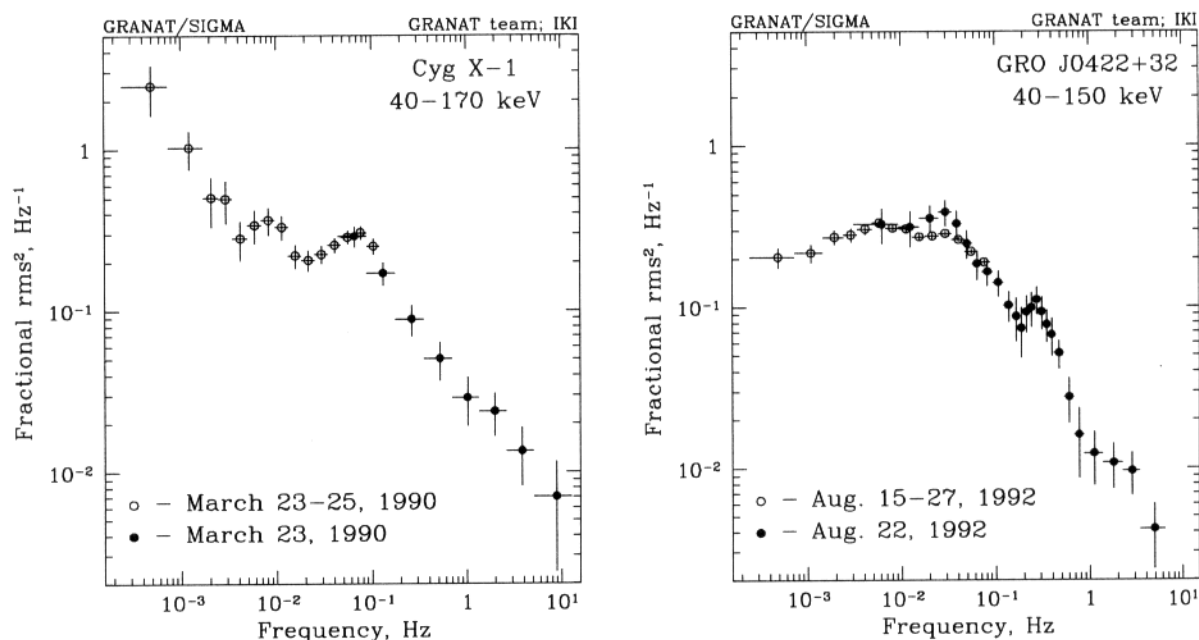


Рисунок 7.1. Спектры мощности Лебедя X-1 и рентгеновской Новой в созвездии Персея, полученные телескопом СИГМА.

Среди результатов телескопа СИГМА по исследованию короткомасштабной переменности кандидатов в черные дыры в рентгеновском диапазоне основными являются:

1. Открытие QPO жесткого рентгеновского потока от Лебедя X-1 (рис.7.1). Характерная частота осцилляций составила несколько сотых Гц, собственная ширина пика была того же порядка (т.е. отношение $\Delta\nu/\nu \sim 1$), среднеквадратичная амплитуда осцилляций жесткого рентгеновского потока $\approx 10 - 15\%$. Это открытие было подтверждено обсерваторией ГРО и при анализе архивных данных европейского спктника ЭКЗОСАТ.
2. Наблюдения QPO жесткого рентгеновского потока от рентгеновской Новой в созвездии Персея на частоте 0.3 Гц с шириной $FWHM \approx 0.15$ Гц (рис.7.1).
3. Обнаружение необычного поведения спектра мощности рентгеновской Новой в созвездии Персея (рис.7.1). Спектр мощности этого источника спадал в сторону низких частот на частотах $\nu \lesssim 0.01$ Гц. Наличие такого понижения спектра мощности в сторону низких частот требует специального объяснения, т.к. неперенным свойством любого стохастического процесса, состоящего из независимых случайных событий является плоский или растущий в сторону низких частот спектр мощности.

Подробно эти результаты описаны в работах Вихлинина и др., 1994а, 1995.

7.2 Возникновение квазипериодических осцилляций в модели "shot noise"

Предложен механизм возникновения квазипериодических осцилляций (QPO) рентгеновского излучения от кандидатов в черные дыры. Показано, что такие осцилляции естественным образом возникают в модели вспышек (shot noise model), если предположить наличие слабого взаимодействия между индивидуальными вспышками. Существования взаимодействия между вспышками можно ожидать во многих физических моделях формирования жесткой спектральной компоненты. Действительно, независимо от конкретной физической природы неустойчивостей во внутренних областях аккреционного диска, приводящих к возникновению наблюдаемой короткомасштабной аперриодической переменности жесткого рентгеновского излучения, эти неустойчивости развиваются в условиях существенно более медленно изменяющегося внешнего притока энергии, определяемого величиной темпа аккреции $\dot{M}$. Этот факт имеет многочисленные наблюдательные подтверждения, а также и теоретическое обоснование – внешние области диска, несомненно, устойчивы по отношению к короткопериодическим возмущениям. В этих условиях неизбежно взаимодействие между индивидуальными вспышками – появление сильной вспышки влияет на амплитуду и/или вероятность появления следующей вспышки. Предсказаны формы спектра мощности при наличии такого взаимодействия между вспышками и показано, что таким образом можно объяснить QPO, обнаруженные в спектрах мощности Лебедя X-1 и рентгеновской Новой 1992 г. в созвездии Персея. Попутно получена точная формула для искажения спектров мощности из-за наличия "мертвого времени" у детектора рентгеновского излучения.

7.2.1 Введение.

В конце 80-х – начале 90-х годов спутниками ГРАНАТ, ГИНГА и ГРО были открыты квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения пяти кандидатов в черные дыры: Лебедь X-1 (см. раздел 7.1), рентгеновских Новых в созвездиях Мухи и Персея (Танака и др. 1991, Гребенев и др. 1991, Кувелиотоу и др. 1992б, Вихлинин и др. 1992б), LMC X-1 (Эбисава и др. 1989), GX 339-4 (Миямото и др. 1990). В сравнении с маломассивными рентгеновскими двойными спектры мощности этих источников характеризуются систематически более низкой частотой квазипериодических осцилляций и более высоким значением среднеквадратичных вариаций рентгеновского потока.

Большинство моделей, развитых в применении к QPO в LMXB (см., например, обзор Льюина и др., 1988) оказываются неспособными объяснить наличие осцилляций рентгеновского потока от аккрецирующих черных дыр. Более того, их сравнительно большая среднеквадратичная амплитуда – около 10% всей рентгеновской светимости источника – является достаточно сильным аргументом в пользу того, что QPO возникают

в зоне основного энерговыделения в аккреционном диске ($r \lesssim 10 - 15r_g$), где характерные частоты, такие как кеплеровская частота $\Omega_K = (GM/r^3)^{1/2}$ и частота звуковых колебаний $\Omega_A \approx c_s/h \approx \Omega_K/\sqrt{3}$, намного выше, чем наблюдаемые у QPO. С другой стороны, во внутренней зоне аккреционного диска могут развиваться различные нестационарные процессы, обусловленные, например, тепловой неустойчивостью (Шакура и Сюняев 1976) или пересоединением хаотических магнитных полей (Галеев, Рознер и Вайана 1979). Вопрос состоит в том, возможно ли "заставить" эти процессы происходить более или менее регулярным образом, чтобы производить квазипериодические осцилляции.

7.2.2 Модель вспышек.

Для описания хаотической переменности рентгеновских источников широко используется т.н. модель вспышек (shot noise model) (см. например Террел и др., 1972). Эта модель была впервые предложена как феноменологическая интерпретация переменности рентгеновского излучения Лебедя X-1, спектр мощности которого в состоянии без QPO спадает $\sim$ степенным образом ($\propto f^{-1}$) на частотах выше 0.1 Гц и уплощается в сторону более низких частот. Такая форма спектра мощности объясняется как результат последовательности независимых происходящих случайным образом вспышек с характерной длительностью $\sim 0.1 - 10$ секунд. Отдельные вспышки можно наблюдать непосредственно с помощью высокочувствительных инструментов, таких как LAC на борту японского спутника ГИНГА (Негоро и др 1989). Для объяснения сравнительно медленного ($\propto f^{-1}$) спада спектра мощности в сторону высоких частот требуется ввести в модель распределение вспышек по длительностям.

Если индивидуальные вспышки независимы и возникают случайным образом, спектр мощности такого процесса пропорционален квадрату модуля преобразования Фурье формы индивидуальной вспышки (пренебрегая распределением вспышек по длительностям). В этом случае квазипериодические осцилляции могут возникнуть только из-за модулированной формы вспышек, например, $h(t) = \theta(t) \exp(-t/\tau)(1 + m \cdot \sin(\Omega t))$. Подобные модулированные вспышки логичным образом возникали в т.н. модели биений (Альпар и Шахам 1985), тем не менее они не могут дать наблюдаемой ширины QPO пика даже в случае сравнительно высокочастотных осцилляций в маломассивных рентгеновских двойных. Ситуация усугубляется в случае QPO от черных дыр; например, если характерная продолжительность вспышек составляет ~ 0.2 секунды то должна существовать "фазовая память" модуляции, распространяющаяся на ~ 50 последовательных вспышек для того чтобы обеспечить наблюдаемую относительную ширину пика QPO.

Ниже предложено альтернативное объяснение, сформулированное в терминах математической модели вспышек, однако применимое в самом общем случае сильных неустойчивостей, развивающихся в условиях постоянного (или медленно меняющегося)

внешнего источника энергии.

Переменная компонента составляет значительную долю общей рентгеновской светимости кандидатов в черные дыры: относительные среднеквадратичные вариации потока излучения часто превышают 20%, поэтому закон сохранения энергии приводит к появлению взаимодействия между индивидуальными вспышками независимо от их конкретной физической природы. Предположим, например, что все они имеют общий (ограниченный) источник энергии, который определяется (например) темпом аккреции, который постоянен вне зоны формирования вспышек. В этом случае сильная вспышка должна в течение некоторого времени уменьшить вероятность возникновения и/или амплитуду последующих. В соответствии с этим, можно выделить два основных типа взаимодействия – вероятностное (или эффект "мертвого времени") и амплитудное, которые будут рассмотрены далее.

7.2.3 Модель вспышек с взаимодействием.

Общий подход к математическому описанию.

Рассмотрим последовательность вспышек одинаковой формы $h(t)$. Взаимодействие между ними влияет на вероятность их появления и/или амплитуду. В этом случае временной ряд представляется в виде свертки:

$$n(t) = h(t) \otimes \sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k \cdot \delta(t - t_k) \quad (7.1)$$

где на величины A_k и t_k оказывает влияние взаимодействие между вспышками (другими словами, они зависят от параметров предшествовавших вспышек). Спектр мощности функции $n(t)$ ($N(\omega)$) представляется, следовательно, произведением квадратов модулей преобразований Фурье формы вспышек ($H(\omega)$) и последовательности δ -функций $\sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k \cdot \delta(t - t_k)$ ($X(\omega)$):

$$|N(\omega)|^2 = |X(\omega)|^2 \cdot |H(\omega)|^2 \quad (7.2)$$

Очевидно, что если имеет место распределение вспышек по форме и длительности, и взаимодействие оказывает влияние лишь на время появления и амплитуду вспышек (а не на вид их распределения), формула (7.2) продолжает быть верной, необходимо лишь вместо $H(\omega)$ использовать спектр мощности "неискаженного" (т.е. без взаимодействия) процесса. Таким образом, задача сводится к вычислению преобразования Фурье последовательности δ -функций с взаимодействием.

Вероятностное ("dead time") взаимодействие.

Этот вид взаимодействия заключается в уменьшении вероятности возникновения вспышек в течение некоторого времени после появления каждой из них; в предельном случае это эквивалентно хорошо известному эффекту "мертвого времени" ("dead

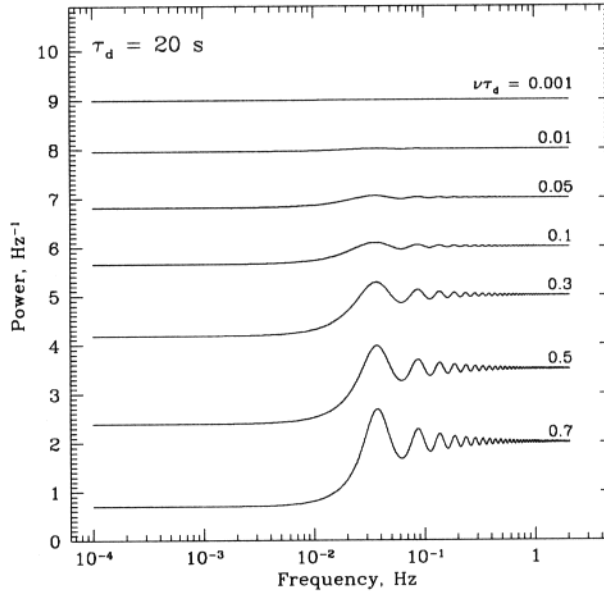


Рисунок 7.2. Спектры мощности (квадрат преобразования Фурье) последовательности δ -функций, с "вероятностным" взаимодействием. $\tau_d = 20$ сек, $\nu\tau_d$ меняется в пределах от 0.001 до 0.7.

time" effect) в детекторах, работающих в режиме счета фотонов (после детектирования фотона в течение "мертвого времени" τ_d все последующие фотоны, попавшие на детектор, не регистрируются). В этом случае распределение вероятностей разниц во временах прихода между двумя последовательными δ -функциями подчиняется:

$$P(\tau) = \begin{cases} 0 & \tau < \tau_d \\ \nu^{-1} \exp(-\nu(\tau - \tau_d)) & \tau \geq \tau_d \end{cases} \quad (7.3)$$

где ν - средний темп появления событий. Опуская промежуточные вычисления (их можно найти в статье Вихлинина, Чуразова и Гильфанова, 1994), приведем конечную формулу для преобразования Фурье последовательности δ -функций, распределенных в соответствии с (7.3):

$$|X(\omega)|^2 = 2 \left(1 - 2 \frac{\nu^2 [1 - \cos(\omega\tau_d)] + \nu\omega \sin(\omega\tau_d)}{\nu^2 [1 - \cos(\omega\tau_d)]^2 + [\nu \sin(\omega\tau_d) + \omega]^2} \right) \quad (7.4)$$

множитель 2 за скобками введен для получения общепринятого уровня 2 для "чистого" белого шума. Форма спектров мощности для различных значений ν показана на рисунке 7.2. Формула (7.4) также может быть непосредственно применена к описанию искажений спектра мощности, вызванных наличием "мертвого времени" в детекторе рентгеновского излучения.¹

¹Для практического применения этой формулы необходимо учесть, что часто в память прибора записывается скорость счета, усредненная по интервалу времени Δt . В этом случае формула 7.4 преобразуется в ряд:

$$P(\omega) = 2 + \sin(\omega\Delta t/2)^2 \cdot \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{x(\omega + 2\pi k/\Delta t)}{(\omega\Delta t/2 + \pi k)^2}$$

где, $x(\omega) = |X(\omega)|^2 - 2$. Этот ряд достаточно быстро сходится.

Положение пика на спектре мощности определяется величиной "мертвого времени" и соответствует частоте $1/\tau_d$. Амплитуда пика пропорциональна отношению "мертвого времени" τ_d к усредненному времени между событиями $1/\nu$, т.е. величине $\nu\tau_d$. Чем больше значение $\nu\tau_d$, тем более ярко выражен пик на спектре мощности. В пределе $\nu\tau_d \rightarrow \infty$ скорость счета будет строго периодической с периодом $T = \tau_d$.

Выше рассмотрен простейший вариант вероятностного взаимодействия, который в таком "чистом" виде реализуется разве что в рентгеновских детекторах. Более реалистичным представляется случай, когда не происходит полного подавления следующей вспышки в течении времени $\tau < \tau_d$ после предыдущей (формула 7.1), а лишь понижается вероятность ее появления, т.е. вместо $P(\tau) = 0$ при $\tau < \tau_d$ (формула 7.1) имеем $P(\tau) = 1 - p$ при $\tau < \tau_d$, где p характеризует вероятность взаимодействия. Нетрудно показать, что в этом случае будут применимы все предыдущие результаты при замене ν на $p\nu$. Так, например амплитуда пика будет определяться величиной $p\nu\tau_d$, т.е. уменьшится в $1/p$ раз.

Амплитудное взаимодействие.

Легко можно представить себе другой механизм взаимодействия, когда амплитуда вспышек пропорциональна задержке во времени между моментами их возникновения. Такая зависимость установлена для амплитуды вспышек II типа от Быстрого Барстера (МХВ 1730-335, Басинка и др. 1980). Нетрудно показать, что форма спектра мощности в случае такого взаимодействия описывается формулой:

$$|X(\omega)|^2 = \frac{2}{\nu^2} - \frac{2}{\nu^2 + \omega^2} \quad (7.5)$$

Особенность спектра мощности в этом случае является уменьшение до нуля при уменьшении частоты. Такая форма спектра мощности понятна из простых физических соображений: если амплитуда вспышки пропорциональна интервалу между событиями, то светимость, усредненная по большому промежутку времени (много больше, чем средний интервал между вспышками) будет почти постоянна.

Реальные спектры мощности.

Как уже упоминалось выше, наблюдаемые спектры мощности описываются в рамках модели "shot noise" в предположении распределения вспышек по длительностям. Взаимодействие между вспышками, рассмотренное выше, влияет лишь на амплитуду и время появления вспышек, но не влияет на форму и продолжительность каждой отдельной вспышки. Поэтому, результирующий спектр мощности при наличии взаимодействия можно получить простым домножением спектра мощности, невозмущенного взаимодействием, ($\sim$ плоский на частотах ниже 0.1 Гц и спадающий $\propto \nu^{-1}$ на более высоких

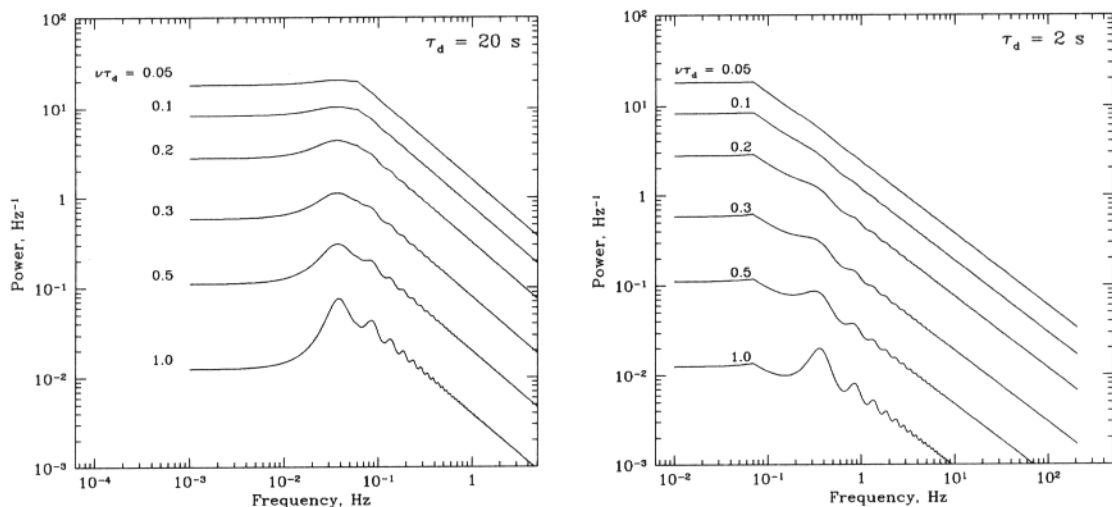


Рисунок 7.3. Спектр мощности в модели вспышек с вероятностным взаимодействием. Слева: $\tau_d = 20$ сек, $\nu\tau_d$ меняется в пределах от 0.05 до 1. Справа: $\tau_d = 2$ сек, $\nu\tau_d$ меняется в пределах от 0.05 до 1

частотах) на спектр мощности совокупности "взаимодействующих" δ -функций (формулы 7.4 и 7.5).

Результирующие спектры мощности для различных значениях параметра $\nu\tau_d$, показанные на рис. 7.3, демонстрируют возможность получения мощных QPO пиков и на плоской, и на спадающей части спектра мощности (в зависимости от соотношения "мертвого времени" и характерной продолжительности вспышек). Следует отметить, что QPO пик становится заметным даже при достаточно малых значениях параметра взаимодействия $\nu\tau_d$.

На рис. 7.4 приведены примеры спектров мощности "shot noise" процесса, подверженного амплитудному взаимодействию. Как видно из рисунка, этот вид взаимодействия приводит к падению спектральной плотности на низких частотах.

7.2.4 Возникновение QPO в аккреционных дисках черных дыр.

Анализ быстрой переменности рентгеновского излучения Лебедя X-1 и рентгеновской Новой в созвездии Персея показал, что их кривая блеска, скорее всего, состоит из многочисленных довольно сильных вспышек продолжительностью приблизительно от 0.1 до нескольких секунд с амплитудой, достигающей 10–70% от средней интенсивности, причем доля переменной компоненты в общей светимости превышает 10–20% (Микинс и др. 1984, Локхнер и др. 1990, Вихлинин и др. 1993). Так как доля вспышек в общей светимости достаточно велика (и они наблюдаются в жестком рентгеновском излучении), скорее всего, они возникают в самой внутренней зоне аккреционного диска, где высвобождается основная часть гравитационной энергии падающего на черную дыру вещества. Эта зона аккреционного диска, где доминирует давление излучения, как известно, подвержена тепловой и динамической неустойчивости (Шакура и Сюняев 1976,

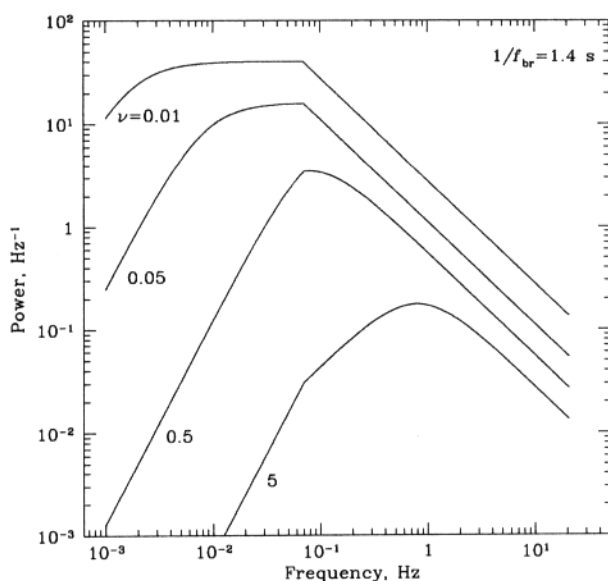


Рисунок 7.4. Спектры мощности последовательности вспышек (вспышки с характерной продолжительностью 1.5 сек), подверженных "амплитудному" взаимодействию. Частота повторения вспышек ν меняется в пределах от 0.01 до 5 сек.

Лайтман и Эрдли 1974). При условии стабильности внешнего аккреционного потока в зону основного энерговыделения можно ожидать появления взаимодействия между индивидуальными сильными вспышками вследствие закона сохранения энергии. Хотя математическое описание взаимодействия зависит от конкретного механизма возникновения вспышечной активности, представляется вероятным, что во многих случаях оно может быть приближено описанными выше вероятностным и/или амплитудным механизмами.

Верхняя граница характерного времени взаимодействия τ_d соответствует времени пролета падающего вещества через эту неустойчивую зону. Оценка времени падения вещества с радиуса r до радиуса последней устойчивой орбиты $3r_g$ в радиационно-доминированной части стандартного α -диска (Шакура и Сюняев, 1973) может быть дана в форме:

$$\tau_f = 4.5 \cdot 10^{-5} \alpha^{-1} \left(\dot{M} / \dot{M}_{crit} \right)^{-2} (r / 3r_g)^{7/2} \text{ sec.} \quad (7.6)$$

Радиус, на котором аккреционный диск становится неустойчивым, определяется из условия $\beta = p_r / (p_g + p_r) = 3/5$ (Шакура и Сюняев, 1973).

На рис. 7.5 показана зависимость времени падения от радиуса, полученная точным интегрированием уравнений стационарной дисковой аккреции для двух значений $\dot{M} / \dot{M}_{crit}$ (0.1 и 0.5) и α (сплошные и пунктирные линии на обоих рисунках соответствуют $\alpha = 0.1$ и $\alpha = 0.7$ соответственно). Аппроксимация (7.6) находится в хорошем соответствии с точным решением для $r \gtrsim 10 - 15 r_g$. Радиусы, на которых диск становится нестабильным, показаны вертикальными линиями. Время падения (оно же время взаимодействия вспышек, оно же период QPO) варьируется от нескольких секунд до

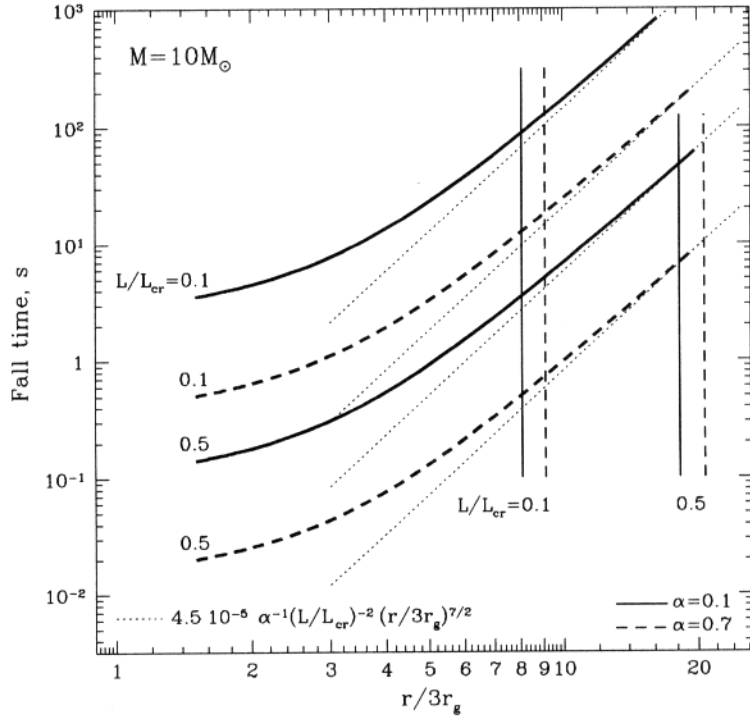


Рисунок 7.5. Зависимость времени падения вещества аккреционного диска от радиуса для черной дыры массой $10M_{\odot}$ при светимости равной 0.1 и 0.5 от критической Эддингтоновской для двух значений параметра α (сплошные линии соответствуют $\alpha = 0.1$, пунктирные - $\alpha = 0.7$). Вертикальными кривыми показан радиус, внутри которого диск становится неустойчив. Пунктирной линией показана аналитическая аппроксимация (см. в тексте).

нескольких десятков секунд в зависимости от значения α .

Можно сделать простые оценки ожидаемой амплитуды квазипериодических осцилляций, возникающих из-за наличия взаимодействия. Предположим, что все вспышки имеют одинаковую энергию ϵ , их доля в общей светимости φ , а средняя светимость неустойчивой зоны диска - L . После каждой вспышки в течение "мертвого времени" τ_d темп появления вспышек будет в $(1 - \epsilon/L\tau_d)$ раз меньше, если постоянная и переменная компоненты излучения имеют общий источник энергии; соответствующий множитель равен $(1 - \epsilon/L\varphi\tau_d)$, если источник энергии переменной компоненты в действительности ограничен значением φL . Следовательно, вероятность взаимодействия $\epsilon/L\tau_d < p < \epsilon/L\varphi\tau_d$. Подставляя в это условие выражение для среднего темпа прихода вспышек $\nu = L\varphi/\epsilon$, получаем, что параметр $p\nu\tau_d$, определяющий относительную амплитуду QPO, подчиняется условию: $\varphi < p\nu\tau_d < 1$.

На рисунке 7.6 показан пример QPO в Лебеде X-1 (см. раздел 7.1) в сравнении с предсказываемым в рамках модели вспышек с вероятностным взаимодействием ($\tau_d = 20$ сек и $p\nu\tau_d = 0.3$).

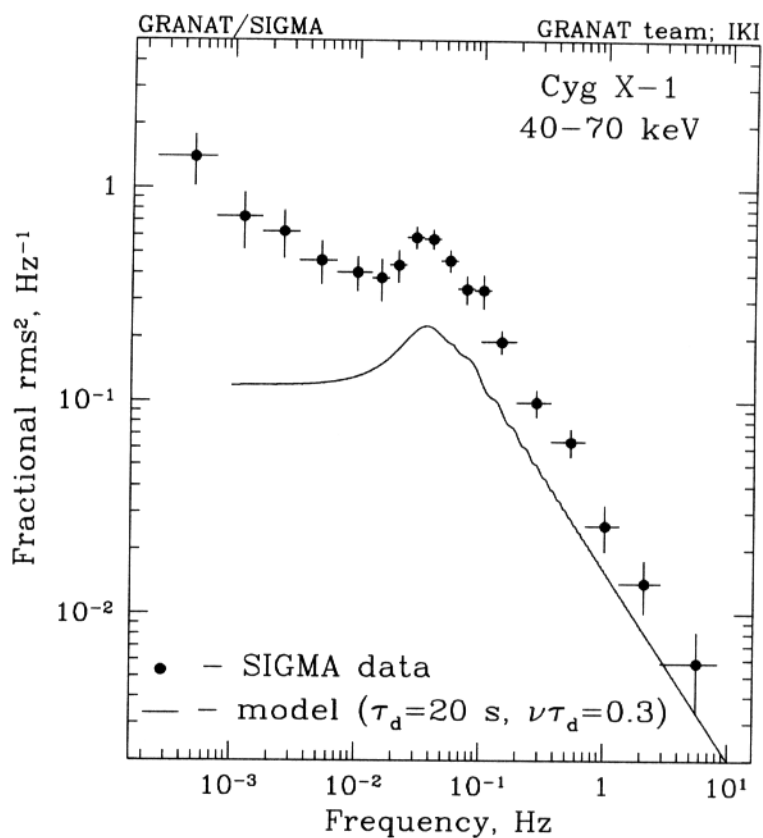


Рисунок 7.6. Спектр мощности Лебедя X-1, полученный по данным СИГМЫ, и предсказанный в рамках модели вспышек с "вероятностным" взаимодействием. Нормировка модельного спектра произвольна. Параметры модели: $\tau_d = 20$ сек, частота вспышек $\nu = 1.5 \cdot 10^{-2}$ сек⁻¹.

Литература к Главе 7

- [1] Анжелини и др. (Angelini, L., White, N.E., and Stella, L.) 1992, IAUC 5580.
- [2] Беллони и Хазингер (Belloni, T., and Hasinger, G.), Astron.Astrophys.,227, L33.
- [3] ван дер Клис (van der Klis), 1989 in Timing of Neutron Stars
- [4] Вихлинин и др 1992a (Vikhlinin, A., Sunyaev, R., Churazov, E., Gilfanov, M., et al.) IAUC 5576
- [5] Вихлинин и др 1992b (Vikhlinin, A., Finoguenov, A., Sitdikov, A., Sunyaev, R., et al.) IAUC 5608
- [6] Вихлинин и др 1995 (Vikhlinin, A., Churazov, E., Gilfanov, M., Sunyaev, R., et al.), ApJ, 441, 779
- [7] Вихлинин и др 1994a (Vikhlinin, A., Churazov, E., Gilfanov, M., Sunyaev, R., et al.), ApJ, 424, 395
- [8] Вихлинин и др 1994b (Vikhlinin, A., Churazov, E., Gilfanov, M.), A&A, 287, 73
- [9] Гребенев и др. (Grebenev, S., Sunyaev, R., Pavlinsky, M., and Dekhanov, I.), 1991, Sov.Astron.Letters, v. 17, n. 11, p.985
- [10] Гребенев и др. (Grebenev, S., Sunyaev, R., and Pavlinsky, M.) 1992, Sov.Astron.Letters, v.18
- [11] Кувелиоту и др. Kouveliotou, C., Finger, M.H., Fishman, G.J. 1992a), IAUC 5592.
- [12] Кувелиоту и др. (Kouveliotou, C., Finger, M.H., Fishman, G.J.) 1992b, IAUC 5576.
- [13] Лехи и др. (Leahy, D.A., Darbro, W., Elsner, R.F., Weisskopf, M.C., Stherland, P.G., Kahn, C., Grindlay, J.E.) 1983, Ap.J., 266, 160.
- [14] Линг и др. (Ling J. et al.), 1987, ApJ. 321, L117
- [15] Льюин и др. (Lewin W.H.G. et al.) 1988, Sp.Sci.Rev., 46, 273.

- [16] Лэмб и др. (Lamb, F.K., Shibazaki, N., Alpar, M.A., and Shaham, J.) 1985, *Nature*, 317, 681.
- [17] Лэмб и др. (Lamb, F.K.) 1986, in *The Evolution of Galactic X-ray Binaries*, ed. J.Trumper, W.H.G.Lewin, and W.Brinkmann (Dordrecht: Reidel), p.151.
- [18] Мидледитч и Придгорский (Middleditch & Priedgorsky), 1986, *ApJ*. 306, 230
- [19] Микинс и др. (Meekins, J.F., Wood, K.S., Hedler, R.L., Bryam, E.T., Yentis, D.J., Chubb, T.A., and Friedman, H.) 1984, *Ap.J.*, 278, 288.
- [20] Миямото и др (Miyamoto, S., Kitamoto, S., and Kimura, K.) 1990, *Proc. 23rd ESLAB Symp. on Two-Topics in X-ray Astronomy*. ESA SP-296. v.1, p.531
- [21] Миямото и Китамото (Miyamoto, S., and Kitamoto, S.) 1989, *Nature*, 342, 773
- [22] Мотч и др. (Motch, C., Ricketts, M.J., Page, C.G., Ilovaisky, S.A., and Chevalier), C. 1983, *Astron.Astrophys.*, 119, 177
- [23] Нолан и др. (Nolan, P.L., Gruber, D.E., Matteson, J.L.), et al. 1981, *Ap.J.*, 246, 494
- [24] Поль и др. (Paul et al.), 1990, *Advances in Space Research*, 11, 289
- [25] Танака и др. (Tanaka, Y., Makino, F., Dotani, T. et al.) 1991, in *Proc. of Workshop on Nova Muscae*, ed. Lund, N., (Lingby).
- [26] Фронтера и др. (Frontera, F., and Fuligni, F.) 1975, *Ap.J.*, 198, L105.
- [27] Хазингер и др. (Hasinger, G., Langmeier, A., Sztajno, M., Trumper, J.)
- [28] Шакура и Сюняев (Shakura & Sunyaev) 1973, *Astron.Astrophys.* 24, 337
- [29] Шакура и Сюняев (Shakura & Sunyaev) 1975, *Month.Not.Roy.Astr.Soc.*, 175, 613
- [30] Эбисава и др. (Ebisawa, K., Mitsuda, K., Inoue, H.) 1989, *Publ.Astron.Soc.Japan*, 41, 159.

Глава 8

Открытие аннигиляционных линий в спектрах черных дыр и нейтронных звезд.

В результате пяти лет работы обсерватории ГРАНАТ было продемонстрировано, что появление транзиентных эмиссионных деталей на энергиях $\approx 0.4 - 0.5$ МэВ в спектрах аккрецирующих черных дыр не является уникальным событием. В 1990–1994 гг. такие детали были обнаружены в спектрах двух галактических кандидатов в черные дыры (1E1740.7–2942 и рентгеновская Новая 1991 г. в созвездии Мухи). Аналогичная особенность была обнаружена телескопом СИГМА также в спектре источника в Крабовидной Туманности, однако этот случай выходит за рамки данной диссертационной работы, посвященной аккрецирующим черным дырам и нейтронным звездам. Происхождение эмиссионных линий связано, по всей видимости, с аннигиляцией электрон-позитронных пар в компактном источнике, хотя не исключены и альтернативные интерпретации.

8.1 "Великий аннигилятор" 1E1740.7-2942

Источник 1E1740.7-2942 известен как ярчайший источник жесткого рентгеновского излучения вблизи динамического центра нашей Галактики. Во время наблюдений области Галактического Центра (ГЦ) обсерваторией ГРАНАТ в 1990 г. были обнаружены два совершенно различных спектральных состояния этого источника. Почти во всех наблюдениях 1990 года источник имел спектр, подобный спектру известного кандидата в черные дыры Лебедь X-1, и практически неизменный поток в жестком рентгеновском диапазоне. Во время наблюдения 13–14 октября 1990 г. было зафиксировано иное, жесткое, спектральное состояние этого источника, характеризовавшееся ярко выраженной спектральной особенностью в районе ≈ 400 кэВ, вероятно связанной с процессами аннигиляции в сравнительно холодной электронно-позитронной плазме.

8.1.1 Введение.

В многочисленных баллонных полетах в 70–80 гг. было обнаружено необычайно жесткое рентгеновское и гамма-излучение от области Галактического Центра (Маттесон, 1982). Это излучение имело степенной спектр, близкий к спектрам активных галактических ядер, и связывалось со сверхмассивной черной дырой с массой $10^6 \odot$, расположенной в Центре Галактики, гипотеза о существовании которой неоднократно высказывалась (Ласи и др., 1980). Наблюдения с использованием германиевых детекторов высокого разрешения (см. Левенталь и др., 1989; Лингенфельтер и Рамати, 1989) обнаружили мощное переменное излучение в узкой несмещенной линии 511 кэВ, а также жесткий рентгеновский континуум, аналогичный наблюдавшемуся ранее в баллонных полетах.

Первые изображения области Галактического Центра в диапазоне 3–30 кэВ были получены в 1985 г. при помощи телескопа с кодирующей маской XRT (Скиннер и др., 1987). Эти наблюдения показали, что на энергиях $\approx 20 - 30$ кэВ, ярчайшим источником среди десятка источников, наблюдаемых в области Галактического Центра на меньших энергиях, является источник 1E1740.7-2942, открытый ранее обсерваторией им. Эйнштейна (Ватсон и др., 1982; Герц и Гриндлэй, 1984). Наблюдения телескопа GRIP в балонном полете 1988 г. (Кук и др., 1990) и первые наблюдения телескопа SIGMA обсерватории ГРАНАТ весной 1990 г. (Мандру, 1990; Поль и др., 1990б; Сюняев и др., 1990б, 1991а,в) показали, что 1E1740.7-2942 является единственным ярким источником вблизи Галактического Центра на энергиях выше 35 кэВ. Ближайшим источником со сравнимой светимостью в жестком диапазоне является GRS1758-258, открытый обсерваторией ГРАНАТ, расположенный вблизи источника GX5-1 и в 5 градусах от Галактического Центра. В контексте предположения о связи "сверхжесткого" состояния источника с аннигиляцией электрон-позитронных пар 1E1740.7-2942 полу-

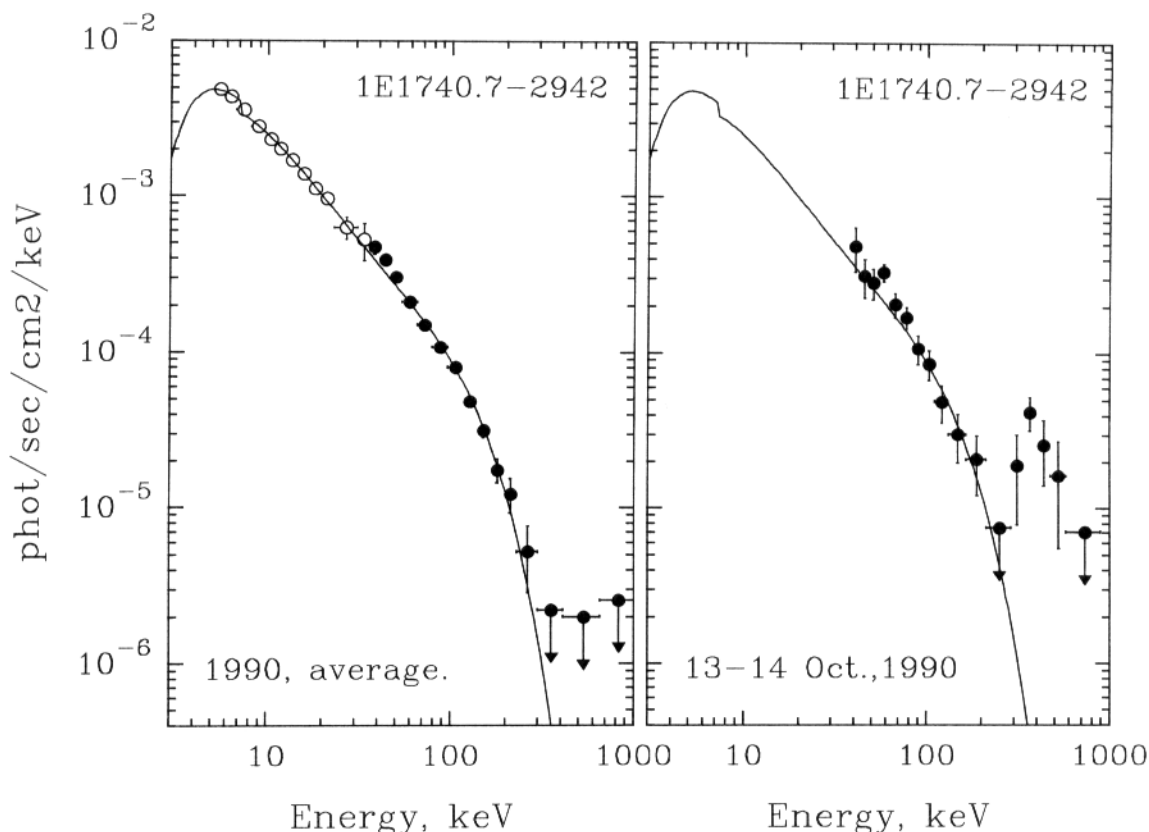


Рисунок 8.1. Спектры источника 1E1740.7-2942, полученные телескопами АРТ-П и СИГМА: усредненный спектр 1990 г. (за исключением наблюдения 13-14 октября) — слева и спектр, полученный 13-14 октября 1990 г. — справа. Сплошной линией на обоих рисунках показан спектр комптонизированного излучения, наилучшим образом описывающий усредненные данные 1990 г. Точки, имеющие значимость детектирования потока ниже 1σ , заменены 1σ верхними пределами.

чил название "Великий Аннигилятор".

Источник 1E1740.7-2942, расположенный в $\approx 50'$ от Центра Галактики, неоднократно наблюдался СИГМой во время девяти обзоров области Галактического Центра, выполнявшихся обсерваторией ГРАНАТ в 1990–1995 гг. (см., например, Чуразов и др., 1993, 1994; Чуразов, 1995). На основании его свойств в жестком рентгеновском диапазоне было выдвинуто предположение, что источник является черной дырой (Чуразов, 1995; см. также Главы 6, 9). Наблюдения 1E1740.7-2942 телескопом СИГМА в 1990–1995 гг. выявили сложное поведение источника в жестком рентгене, которое на временных масштабах ~ 1 года характеризуется изменением жесткой рентгеновской светимости в ~ 10 раз.

1E1740.7-2942

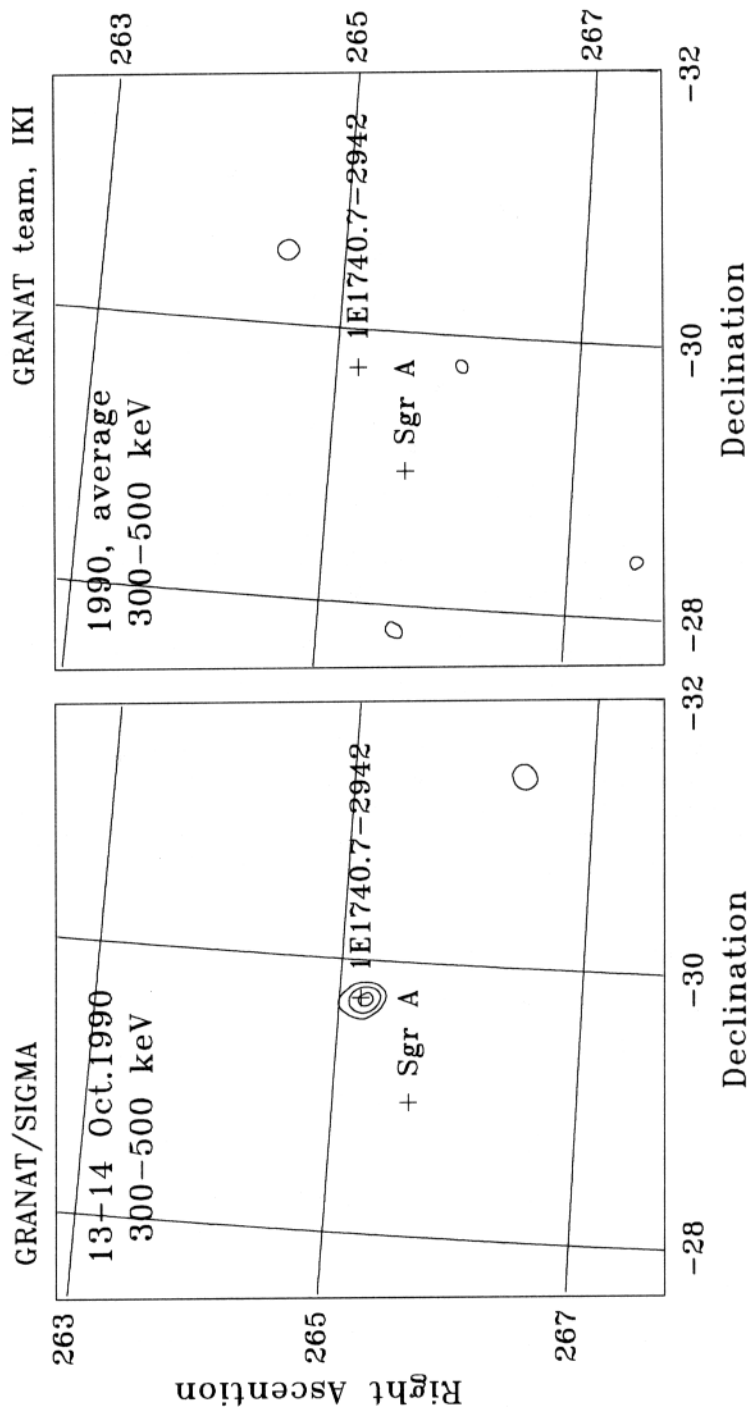


Рисунок 8.2. Изображения области Центра Галактики в мягком гамма-диапазоне 300–500 кэВ, полученное телескопом СИГМА 13–14 октября 1990 г. (левый рисунок) и результат суммирования всех данных 1990 г. за исключением наблюдений 13–14 октября (правый рисунок). Контуры соответствуют значимости детектирования потока 3,4... стандартных отклонений. Величина 1σ равна $\approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ и $\approx 3.7 \cdot 10^{-4}$ фот/сек/см² соответственно.

8.1.2 Наблюдения в 1990 г.

В течение всех наблюдений в 1990 г. (за исключением одного) источник находился в стандартном состоянии: его спектр (рис.8.1) и светимость были подобны спектру и светимости Лебеда X-1 в состоянии γ_2 (Линг и др., 1987). Аппроксимация спектра в диапазоне 35–300 кэВ моделью комптонизированного излучения требует температуру электронов $kT_e \approx 45$ кэВ и полутолщину диска по томпсоновскому рассеянию $\tau_T \approx 1.1$. Во всех наблюдениях 1990 г., кроме одного, источник не детектировался на энергиях выше $\approx 200 - 300$ кэВ (рис. 8.1, 8.2) с верхним пределом (3σ) на поток в диапазоне 300–500 кэВ $\approx (3 - 4) \cdot 10^{-3}$ фот/сек/см² (1 день наблюдений) и $\approx 1 \cdot 10^{-3}$ фот/сек/см² (усредненные данные 1990 г.).

Спектр 1E1740.7–2942, полученный телескопом СИГМА 13–14 октября 1990 года сильно отличается от спектра стандартного состояния. Наиболее примечательной является спектральная особенность в диапазоне 300–500 кэВ. (рис. 8.1, 8.2). Пик, имеющий статистическую значимость $\approx 5.5\sigma$ хорошо виден на изображении в диапазоне энергий 300–500 кэВ, полученном в этом наблюдении. Положение пика хорошо совместимо с положением источника 1E1740.7–2942. Поток, зафиксированный в диапазоне 300–500 кэВ соответствует значению $\approx 6 \cdot 10^{-3}$ фот/сек/см².

8.1.3 Анализ наблюдения 13–14 октября 1990 г.

Аппроксимация спектра, полученного 13–14 октября, моделью комптонизированного диска в диапазоне энергий 35–700 кэВ дает достаточно большое значение $\chi^2 = 34.6$ для 22 степеней свободы. Наилучшие параметры модели при этом сильно отличаются от полученных в остальных наблюдениях 1990 г.: $T_e \approx 850$ кэВ, $\tau \ll 1$. В то же время поведение спектра на энергиях ниже 200 кэВ вполне описывается моделью комптонизированного излучения с параметрами, равными усредненным значениям 1990 г.: значение χ^2 , посчитанное в диапазоне 35–200 кэВ с зафиксированными значениями температуры и толщи $kT_e = 45$ кэВ, $\tau_T = 1.1$, равно 10.8 для 12 степеней свободы. Это значение незначительно превышает значение χ^2 в минимуме (который достигается в точке $kT_e = 35$ кэВ, $\tau_T = 1.3$) – на величину $\Delta\chi^2 = 1.7$, что лежит внутри 60% контура для двух параметров.

Характерными особенностями спектра, наблюдавшегося СИГМой 13–14 октября 1990 г., является изменение знака наклона выше ≈ 200 кэВ, максимум на энергии ≈ 400 кэВ и крутой завал на более высоких энергиях. Простейшим объяснением появления жесткой компоненты в спектре является предположение о существовании горячей области в аккреционном диске с достаточной оптической толщиной (производящей спектр, близкий к Виновскому), так что максимум излучения из этой области приходится на ≈ 400 кэВ. Отклик детектора телескопа СИГМА на Виновский спектр с температу-

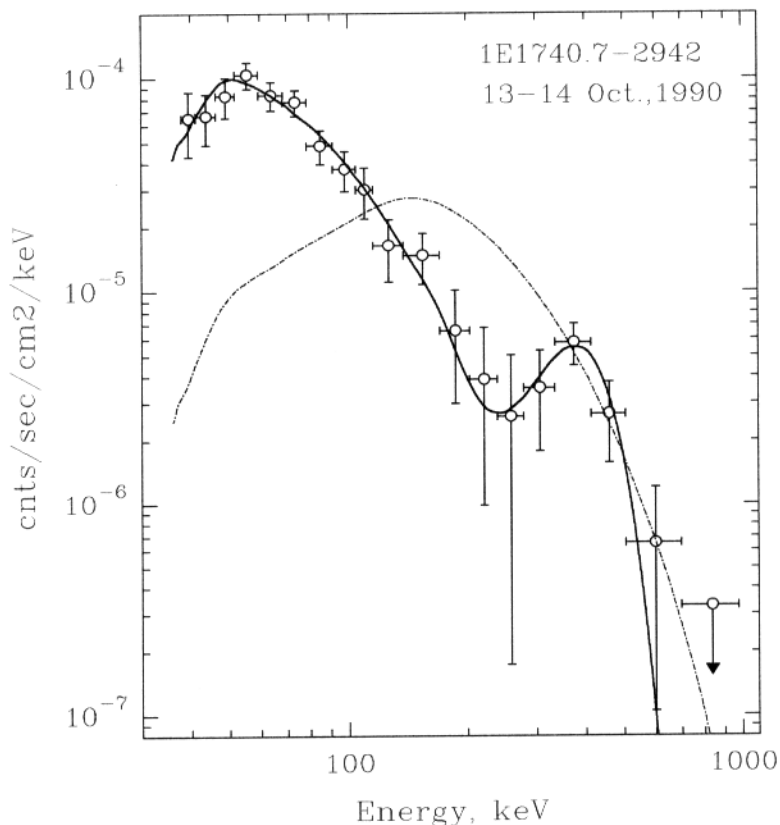


Рисунок 8.3. Спектр отсчетов источника 1E1740.7–2942, полученный 13–14 октября 1990 г. Показан отклик детектора на различные модельные спектры: спектр излучения комптонизированного диска + линия излучения с гауссовым профилем (сплошная кривая) и виновский спектр с температурой 100 кэВ.

рой 100 кэВ показан на рис.8.3. Видно, что Виновский спектр значительно шире, чем наблюдаемая жесткая особенность в спектре.

Принимая это во внимание, данные в диапазоне 35–700 кэВ были аппроксимированы двухкомпонентной моделью, состоящей из комптонизированного спектра с параметрами, равными усредненным значениям 1990 г., и эмиссионной линии с гауссовым профилем линии. Наилучшие значения параметров в такой модели и их ошибки (на уровне достоверности (68%)) равны: положение линии $E_0 = 385^{+30}_{-25}$ кэВ, ширина линии на полувысоте $FWHM = 110^{+60}_{-40}$ кэВ, поток в линии $F_0 = (6.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-3}$ фот/сек/см² при значении $\chi^2 = 19.1$ на 21 степень свободы. Если включить параметры комптонизированного спектра (температуру и толщю) в число варьируемых параметров, то получаются несколько отличные значения для параметров линии, равные тем, что были приведены в работе Сюняева и др., 1991.

На рис.8.4 показаны двумерные доверительные области на ширину и положение линии. Заметим, что доверительные области, приведенные на этом и на последующих рисунках, следуя методу Авни, 1976, являются однопараметрическими оценками, т.е. 68% доверительный интервал соответствует значению $\chi^2 = \chi^2_{min} + 1$, 95% интервал – $\chi^2 = \chi^2_{min} + 4$ и т.д. Также необходимо отметить, что такой метод оценки довери-

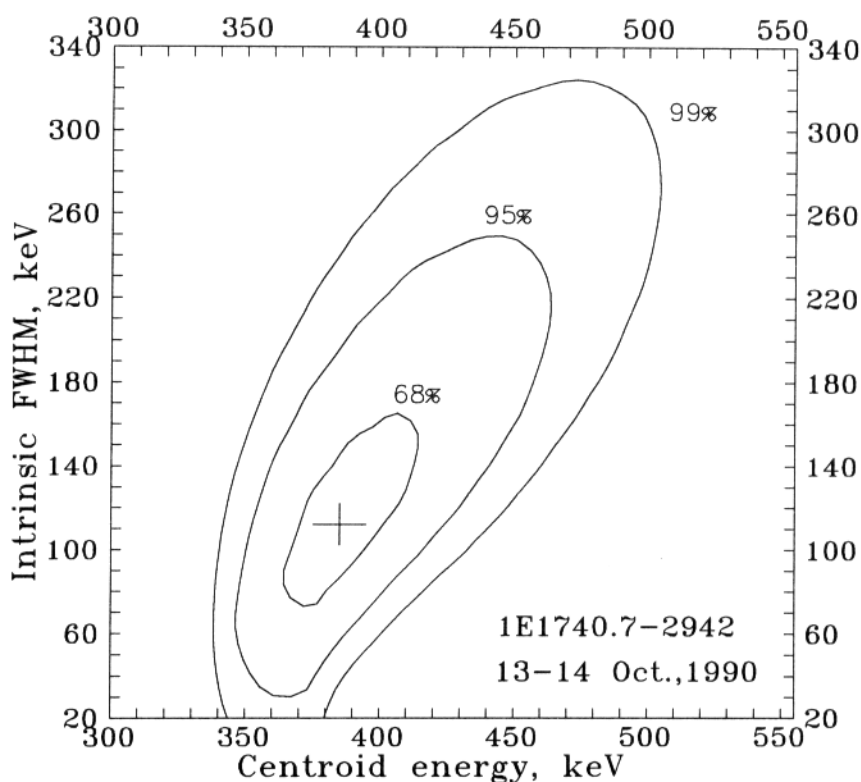


Рисунок 8.4. Двумерные доверительные области на положение и ширину линии, наблюдавшейся в спектре источника 1E1740.7-2942 13-14 октября 1990 г. Контуры соответствуют вероятности 68%, 95% и 99% (однопараметрическая оценка - см. в тексте). Заметим, что при определении доверительных интервалов параметры комптонизированного диска (T_e и τ) были зафиксированы на усредненных значениях 1990 г.

тельных интервалов на значения параметров, используя приращения χ^2 , строго говоря верен только для линейных моделей. Очевидно, что модель, использовавшаяся выше, линейной не является. Однако, интенсивное моделирование методом Монте-Карло (подобное описанному в работе Вихлинина и др., 1994) показало, что тем не менее, для использовавшихся спектральных моделей и для матрицы отклика телескопа СИГМА линейное приближение дает практически правильный результат.

8.1.4 Переменность потока в линии.

В течение наблюдения 13-14 октября 1990 г. не было обнаружено статистически значимых вариаций потока в линии, при этом временное разрешение спектральных данных составило 6 часов. В предыдущем (10-11 октября) и в последующем (18-19 октября) наблюдениях не было задетектировано статистически значимого потока в диапазоне 300-500 кэВ. Т.о., время жизни линии лежит в интервале $\gtrsim 1$ дня и $\lesssim 8$ дня, а время нарастания и падения потока в линии может быть ограничено $\lesssim 3 - 5$ дней.

8.1.5 Статистическая достоверность детектирования линии.

Наилучшая модель (комptonизированный спектр с параметрами равными усредненным значениям 1990 г. + линия) дает значение $\chi^2 = 19.1$ для 21 степени свободы. Исключение линии из модели приводит к значительному ухудшению качества аппроксимации данных моделью: $\chi^2 = 40.6$ для 24 степеней свободы. Согласно тесту $\Delta\chi^2$, вероятность получить такое изменение величины χ^2 из-за статистических флуктуаций равно $\sim 8 \cdot 10^{-5}$. Статистическая достоверность факта обнаружения эмиссионной линии в спектре источника подробно обсуждается в разделе 8.3).

8.2 Рентгеновская Новая 1991 г. в созвездии Мухи (GRS1124-684)

Наблюдения рентгеновской Новой 1990 г. в созвездии Мухи телескопами АРТ-П и СИГМА обсерватории ГРАНАТ позволили получить спектральные данные в энергетическом диапазоне от 3 до 1300 кэВ. Спектр источника характеризуется наличием двух ярко выраженных компонент: мягкой - ниже 8 кэВ и жесткой, почти степенной компоненты, обнаруженной до энергий 200-300 кэВ (раздел 3.2).

20-21 января 1991 г. телескоп СИГМА обнаружил в спектре источника сравнительно узкую эмиссионную линию вблизи ≈ 500 кэВ с потоком $\approx 6.3 \cdot 10^{-3}$ фот/с/см², происхождение которой, по-видимому, связано с процессами аннигиляции электрон-позитронных пар. Аннигиляционной линии сопутствовала спектральная особенность вблизи ≈ 200 кэВ.

8.2.1 Введение.

Рентгеновская Новая 1991 г. в созвездии Мухи (GRS1124-684) была открыта рентгеновскими приборами, обзорающими все небо, на борту обсерваторий ГРАНАТ (Лунд и Брандт, 1991; Сюняев, 1991) и ГИНГА (Макино, 1991) 8 января 1991 г. После этого открытия программа наблюдений обсерватории "Гранат" была немедленно изменена и Новая в созвездии Мухи наблюдалась телескопами АРТ-П и СИГМА одиннадцать раз в период с января по август 1991 г. (см. табл.3.1).

Оптическая фотометрия и спектроскопия, выполненные в 1992 г., когда источник был в спокойном состоянии (рентгеновская светимость была по крайней мере на 3 порядка ниже наблюдавшейся в максимуме) дали значение функции масс двойной системы $3.01 \pm 0.15 M_{\odot}$ (Ремиллард и др., 1992; Ороз и др., 1994), что соответствует абсолютному нижнему пределу на массу компактного объекта. Даже при сравнительно консервативных предположениях о наклоне двойной системы и массе оптической звезды масса компактного объекта должна превышать $4 - 6 M_{\odot}$, что свидетельствует о том, что компактный объект является черной дырой (Ремиллард и др., 1992; Ороз и др., 1994).

Рентгеновская Новая наиболее интенсивно наблюдалась телескопами обсерватории ГРАНАТ в течение первого месяца после открытия (см. табл.3.1). Во всех наблюдениях, выполненных в этот период, СИГМА детектировала жесткое рентгеновское излучение от источника до энергий ≈ 300 кэВ. Спектр источника имел две ярко выраженные компоненты: мягкую - ниже ~ 8 кэВ - и жесткую степенную компоненту с наклоном ≈ 2.5 детектировавшуюся до энергий ≈ 300 кэВ. Основной вклад в светимость источника вносила мягкая спектральная компонента (подробнее см. раздел 3.2).

MUSCAE NOVA (GRS1124-684)

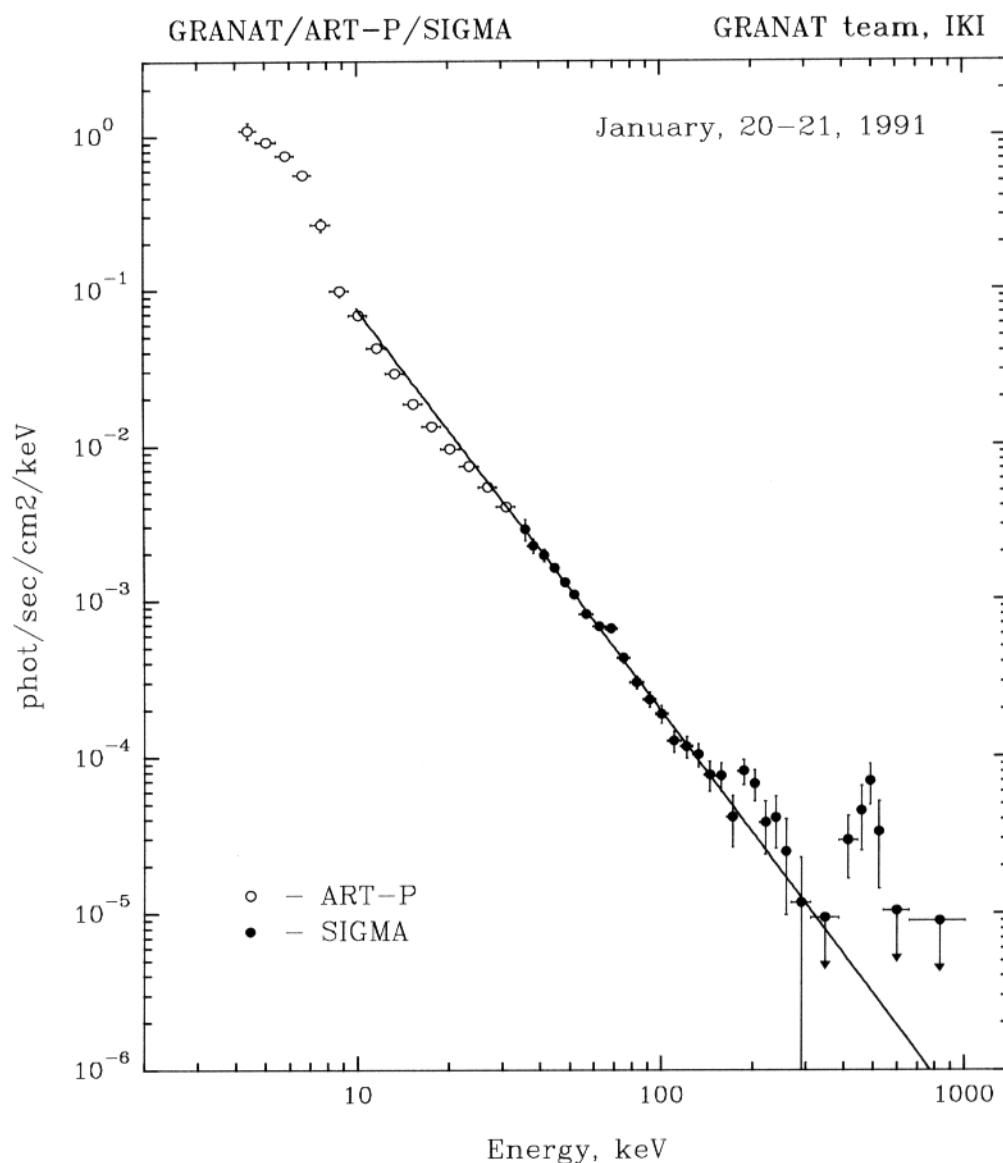


Рисунок 8.5. Спектр рентгеновской Новой 1991 г. в созвездии Мухи, полученный 20-21 января 1991 г. Точки выше 35 кэВ (данные СИГМЫ) были получены в течение последних 13 часов сеанса наблюдения (UT 20.8-21.6); точки ниже 30 кэВ (данные АРТ-П) - на несколько часов раньше (UT 20.4-20.9). Сплошной линией показан степенной спектр с наклоном 2.54. Точки, имеющие значимость детектирования потока ниже 1σ , заменены 1σ верхними пределами.

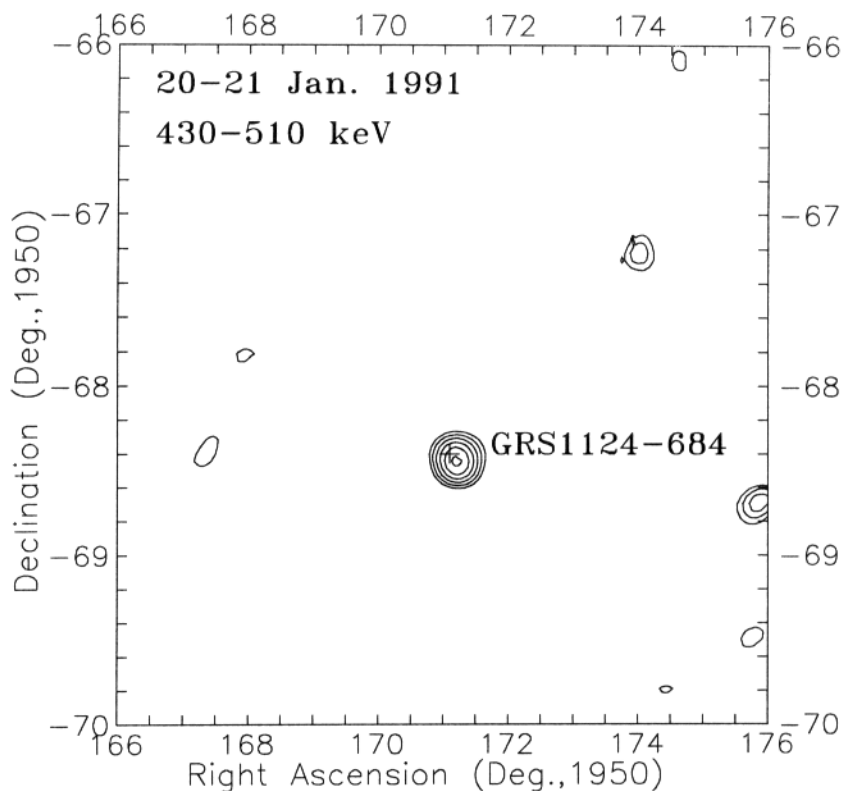


Рисунок 8.6. Изображение участка неба, содержащего рентгеновскую Новую в созвездии Мухи в диапазоне 430–510 кэВ, полученное телескопом СИГМА в течение последних 13 часов наблюдения 20–21 января 1991 г. Контуры соответствуют значимости детектирования потока 2.5, 3.0, 3.5, ... стандартных отклонений.

8.2.2 Открытие эмиссионных деталей в спектре.

Во время наблюдений 20–21 января 1991 г. телескоп СИГМА обнаружил радикальное изменение спектра источника: в течение последних 13 ч наблюдений была обнаружена яркая эмиссионная деталь вблизи 500 кэВ (рис.8.5). Пик, имеющий статистическую значимость 5.1σ , хорошо виден на изображении, полученном СИГМОй в диапазоне 430–510 кэВ (рис.8.6). Положение пика согласуется в пределах ошибки ($\approx 4'$) с положением рентгеновской Новой.

Аппроксимация спектра степенным законом в диапазоне 35–700 кэВ дает значение $\chi^2 = 54.9$ на 36 степеней свободы с наилучшим значением наклона (фотонный индекс) $\alpha = 2.49 \pm 0.06$ и спектрального потока на энергии 100 кэВ $F_{100} = (2.05 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$ фот/сек/см²/кэВ. Введение эмиссионной линии с гаусовым профилем в качестве второй компоненты модели приводит к значительному уменьшению значения χ^2 — до 34.3 на 33 степени свободы (рис.8.7). Согласно тесту $\Delta\chi^2$, вероятность получить такое уменьшение величины χ^2 из-за статистических флуктуаций равна $\approx 1.3 \cdot 10^{-4}$. Наилучшие значения параметров в этой модели равны: наклон степенного спектра $\alpha = 2.54 \pm 0.07$, спектральный поток на энергии 100 кэВ $F_{100} = (1.98 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$ фот/сек/см²/кэВ,

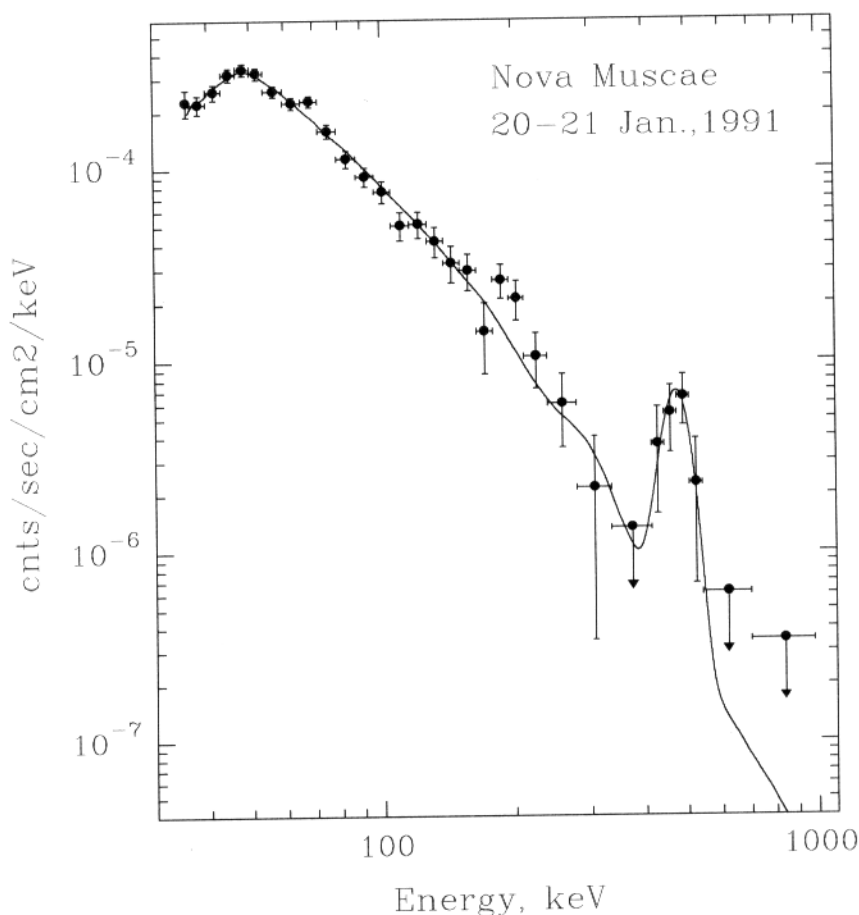


Рисунок 8.7. Спектр отсчетов рентгеновской Новой 1991 г. в созвездии Мухи, полученный телескопом СИГМА в течение последних 13 часов наблюдения 20–21 января 1991 г. Сплошной линией показан отклик детектора на степенной спектр + линия с гауссовым профилем, наилучшим образом описывающий данные. Точки, имеющие значимость детектирования потока ниже 1σ , заменены 1σ верхними пределами.

положение линии $E_{line} = 476 \pm 15$ кэВ, ширина на полувысоте $FWHM = 58 \pm 34$ кэВ, поток в линии $F_{line} = (6.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-3}$ фот/сек/см². Двумерные контуры, ограничивающие доверительную область на положение и ширину линии, приведены на рис.(8.8).

На рис.8.9 показан спектр отсчетов в диапазоне 350–600 кэВ (вклад степенного континуума вычтен) в узких детекторных каналах $\Delta E \sim 15-20$ кэВ. На том же рисунке показан результат аппроксимации спектра двумя моделями: гауссова линия конечной ширины ($\chi^2 = 14.2$, 12 степеней свободы) и две узкие линии одинаковой интенсивности ($\chi^2 = 9.84$, 12 степеней свободы). Для модели, состоящей из двух узких линий, были получены следующие параметры: поток $F = (3.5 \pm 1.8) \cdot 10^{-3}$ фот/с/см² (каждая линия), положения линий $E_1 = 443 \pm 18$ кэВ и $E_2 = 502 \pm 21$ кэВ.

Заметим, что спектр аннигиляции позитрония несовместим с данными СИГМы, так как в этом случае в результате аннигиляции ортопозитрония должен возникать сильный континуум на энергиях ниже энергии узкой линии с интегральным потоком в 4.5 раз превосходящим поток в узкой линии, т.е. $3 \cdot 10^{-2}$ фот/с/см². Никаких свидетельств существования ортопозитронного континуума в данных СИГМы нет.

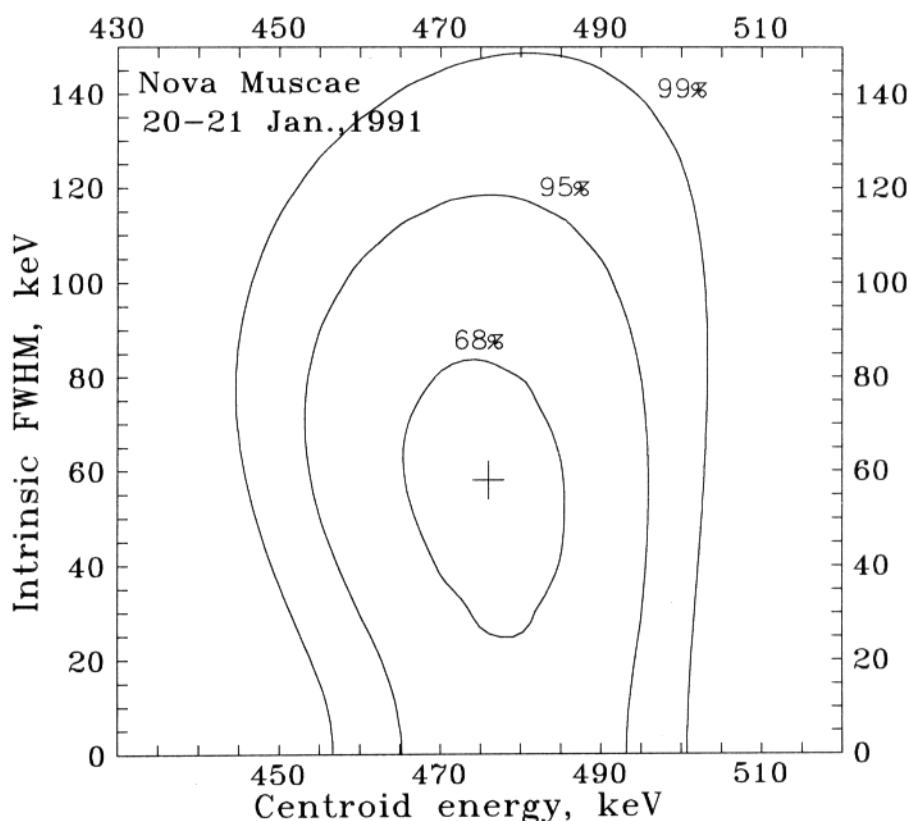


Рисунок 8.8. Двумерные доверительные области на положение и ширину линии, наблюдавшейся в спектре рентгеновской Новой 1991 г. в созвездии Мухи, полученном 20–21 января 1991 г. Контуры соответствуют вероятности 68%, 95% и 99% (однопараметрическая оценка - см. раздел 8.1). Заметим, что при определении доверительных интервалов параметры степенного спектра были зафиксированы на наилучших значениях.

Аппроксимация спектра моделью, включающей степенную компоненту, узкую линию и ортопозитронный континуум, дает значение доли аннигиляций происходящих через образование позитрония 0.1 ($0.0 \div 0.2$ — 1σ доверительный интервал).

Другая особенность спектра, приведенного на рис.8.5 и 8.7, — это превышение над степенным спектром вблизи ≈ 200 кэВ, которое наблюдалось одновременно с линией вблизи ≈ 500 кэВ. Статистическая значимость этого превышения (полный поток в диапазоне 180–210 кэВ минус поток, ожидаемый от степенного спектра) равна 3.8σ . Детальное исследование матрицы отклика телескопа СИГМА показало, что возможность связи этой особенности в спектре с комптоновским рассеянием фотонов с энергией ~ 500 кэВ на подстилающем материале детектора полностью исключена. Общая форма спектра отсчетов (за вычетом вклада степенной компоненты и широкой линии 476 кэВ) совместима с узкой линией, расположенной на энергии 194 ± 13 кэВ с потоком $F_{line} = (1.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ фот/с/см² (приведенный $\chi^2 = 1.06$ на 19 степеней свободы). Верхний предел на ширину линии (1σ) составил $FWHM \lesssim 50$ кэВ.

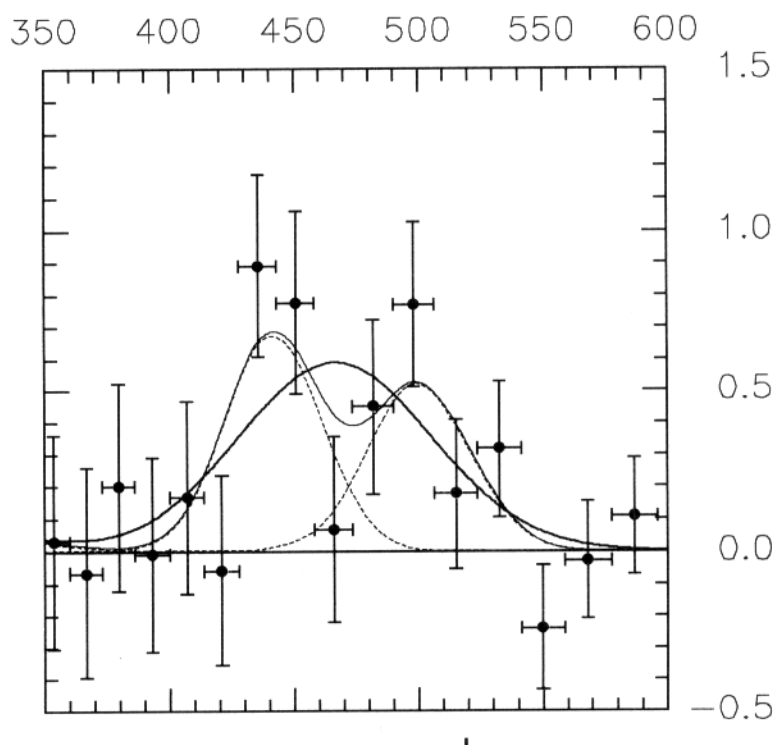


Рисунок 8.9. Те же данные, что изображены на рис.8.7, но за вычетом степенной компоненты и представленные в узких детекторных каналах. Показан отклик детектора на гауссову линию с шириной 58 кэВ (сплошная кривая - те же параметры линии, что и на рис.8.7) и на две узкие линии с одинаковой интенсивностью, расположенные на энергиях 443 кэВ и 502 кэВ. По горизонтальной оси отложена энергия, кэВ; по вертикальной - поток, отсч./сек/см²/кэВ.

8.2.3 Переменность эмиссионных деталей.

В течение первых 8 ч наблюдений 20–21 января статистически значимый поток от источника в диапазоне 430–510 кэВ не был обнаружен, хотя ожидаемая статистическая значимость детектирования (в предположении постоянства потока в линии в течении всего сеанса) равна 4σ . Таким образом, характерное время нарастания потока в линии не превышает нескольких часов. В последующем наблюдении источника, проведенном 1–2 февраля (см. табл.3.1), также не было зафиксировано значимого потока в этом диапазоне с верхним пределом $3 \cdot 10^{-3}$ фот/с/см² (3σ). Таким образом, время спадания потока может быть ограничено ~ 10 днями. Такой же верхний предел на поток в линии относится к каждому из индивидуальных сеансов наблюдений, проведенных между 9 января и 11 февраля 1991 г., исключая, естественно, сеанс 20-21 января. Анализ всех наблюдений, выполненных за этот период, дает верхний предел на усредненный поток в линии, равный $1 \cdot 10^{-3}$ фот/с/см² (3σ).

8.2.4 Обсуждение.

Открытие переменной эмиссионной линии вблизи 500 кэВ в спектре Новой в созвездии Мухи явилось новым элементом в нашем представлении о наблюдательных проявлениях черных дыр. Наиболее естественное объяснение появления линии вблизи 500 кэВ имеет в рамках процессов аннигиляции электрон-позитронных пар, происходящих в источнике.

Красное смещение аннигиляционной линии.

В рамках аннигиляционного сценария наблюдавшаяся линия с энергией $E_{line} = 476 \pm 15$ кэВ имеет заметное красное смещение. Интерпретируя это как гравитационное красное смещение, получаем оценку расстояния от зоны аннигиляции до компактного объекта: $R \sim 7.6_{-2.2}^{+5.4} R_g$ (для метрики Шварцшильда). Несомненно, что электрон-позитронные пары могут рождаться в пределах нескольких гравитационных радиусов вблизи черных дыр (см., например, Лайтман и Дзярский, 1987; Свенссон и Дзярский, 1989). Однако, следует отметить, что серьезные ограничения на механизм образования линии налагает ее малая собственная ширина (см. ниже).

В принципе, в ситуации аномально жесткого спектра излучения центральной зоны диска, простирающегося до энергий порядка 1 МэВ, пары могут образовываться над диском в результате $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ процесса, имеющего сечение порядка томсоновского (Ахиезер и Берестецкий, 1969). Отметим, что плотность плазмы над диском может быть очень малой. Пары при этом должны выдуваться давлением излучения на большие расстояния от области рождения, так как эдингтоновская светимость для пар в тысячу раз ниже чем для газа состоящего из электронов и тяжелых протонов. Однако, это, по всей видимости, противоречит наблюдаемому красному смещению линии.

Красное смещение линии было бы гораздо легче понять в рамках моделей с нейтронной звездой в качестве центрального объекта, как это впервые было сделано для космических гамма-всплесков Мазецом и Голенецким (1981). Возникновение эмиссионной детали вблизи 200 кэВ в этом случае просто интерпретируется как обратное рассеяние фотонов линии на поверхности нейтронной звезды. Заметим, что возникновение спектральных деталей вблизи 170–200 кэВ, связанных с комптоновским рассеянием фотонов с энергией 511 кэВ на холодном газе, возможно также и в случае дисковой аккреции на черную дыру (Лингенфельтер и Хуа, 1991).

Светимость в аннигиляционной линии.

В отличие от жесткого состояния источника 1E1740.7-2942 (раздел 8.1), спектральная деталь вблизи 500 кэВ содержит лишь малую долю светимости источника в диапазоне 3–600 кэВ, $\approx 6 - 7\%$ (для 1E1740.7-2942 это значение в ~ 10 раз больше:

$\sim 60\%$). Однако, следует отметить, что основной вклад в рентгеновскую светимость Новой в созвездии Мухи в этот период вносила мягкая спектральная компонента — доля излучения в линии в светимости жесткой спектральной компоненты соответствует $\sim 40 - 50\%$.

Постоянство спектра на меньших энергиях.

Важной особенностью и Новой в созвездии Мухи и 1E1740.7-2942 является то, что спектр и светимость источников на энергии ниже ≈ 200 кэВ оставались практически неизменными в момент появления эмиссионных линий. Это свидетельствует о том, что процессы, приводящие к возникновению линии в спектре не затрагивают область формирования "стандартной" жесткой спектральной компоненты и, в случае Новой в Мухе, мягкой компоненты. Т.е. линия формируется в геометрически отличной области.

Зона эмиссии в аннигиляционной линии.

Ряд важных следствий вытекает из относительно малой собственной ширины линии.

Принимая $\approx 50 - 70$ кэВ в качестве характерного значения ширины (FWHM) линии или ее верхнего предела, получаем ограничение на температуру аннигилирующих частиц $\approx 3 - 4$ кэВ (Агаронян и др., 1983; Рамати и Мезарош, 1981). Уширение линии происходит вследствие эффекта Доплера из-за тепловой скорости аннигилирующих частиц. Очевидно, что в зоне, где возможно столкновительное рождение пар, температура плазмы должна быть намного выше, чем 3–4 кэВ, т. е. пары скорее всего аннигилируют вне зоны горячей плазмы, где они могли бы родиться. Линия, рождающаяся во внутренних областях аккреционного диска, должна была бы также уширяться за счет кеплеровского вращения. Наблюдаемая ширина линии дает ограничение на возможное доплеровское уширение линии вследствие вращения диска $v/c \cdot \sin(i) \lesssim 0.1$, т.е. линия может излучаться лишь на расстоянии от центрального объекта $r \gtrsim 100 \cdot r_g \sin^2(i)$ (для кеплеровского диска). Здесь $r_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус аккрецирующего объекта массы, а i — угол наклона двойной системы. Таким образом, если не предполагать малых углов наклона орбиты ($i \lesssim 10^\circ$), можно сделать однозначный вывод, что если рождение и аннигиляция пар происходит внутри аккреционного диска, то эта область расположена вне зоны основного энерговыделения в аккреционном диске $\sim (5 \div 15)r_g$. Очевидно, что это противоречит наблюдаемому красному смещению линии.

Оптическая толща области аннигиляции для фотонов ~ 500 кэВ должна быть меньше единицы, так как в противном случае линия была бы сильно уширена вследствие суммарного действия Комптон-эффекта и эффекта Доплера.

Временная переменность спектральных деталей вблизи 500 и 200 кэВ, в особенности время нарастания, позволяет ограничить размер зоны аннигиляции $\sim 10^{14}$ см.

С другой стороны, время жизни линии $\gtrsim 10$ ч, на много порядков величины превышает характерные времена любых процессов во внутренних областях аккреционного диска. Состояние источника с аннигиляционной линией в спектре можно рассматривать как квазистационарное.

Механизмы охлаждения позитронов.

Заметим, что существует эффективный механизм охлаждения пар — комптоновское охлаждение. Предполагая, что пары находятся в поле излучения со спектром, изображенным на рис.8.5, можно вычислить равновесную температуру пар при комптонизации на собственном излучении источника (т.е. температуру пар, при которой комптоновские потери энергии электронов и позитронов вследствие эффекта Доплера сравниваются с нагревом вследствие эффекта отдачи (Зельдович и Левич, 1970; Левич и Сюняев, 1971):

$$kT_e = \frac{\int I(E)E^2 dE}{4 \int I(E)E dE} \sim 1 \text{ keV}$$

Эта оценка предполагает, что поле излучения близко к изотропному. Интересно отметить, что для спектра излучения, подобного спектру источника 1E1740.7–2942, равновесная температура ~ 10 кэВ. При этом эмиссионная линия, наблюдавшаяся в спектре 1E1740.7–2942 имеет несколько большую ширину, чем в случае Новой в созвездии Мухи ($FWHM \sim 110$ кэВ), что ограничивает температуру аннигилирующих частиц $\lesssim 10$ кэВ.

Характерное время охлаждения пар

$$t \sim \frac{m_e c}{\sigma_T \epsilon_r} \sim \frac{4\pi r^2 m_e c^2}{\sigma_T L}$$

меньше характерного времени $r/(0.1c)$ пролета зоны размером $\sim r$ нескольких сот гравитационных радиусов объекта звездной массы. При этой оценке мы приняли, что плотность энергии излучения $\epsilon_r = L/(4\pi r^2 c)$, светимость источника $L \sim 10^{37}$ эрг/с, а скорость убегания пар $\sim 0.1c$.

Отсутствие ортопозитронного континуума.

В предельном случае охлаждения до температур ниже $\sim 10^6$ процесс образование атома позитрония становится доминирующим при попадании позитронов в облако газа сравнимой или более низкой температуры. Отсутствие в спектре источника сильной компоненты, связанной с трехфотонной аннигиляцией ортопозитрония, может означать, что либо температура пар не опускается ниже $\sim 10^6$, (и аннигиляция происходит на лету) либо существенную роль играют процессы разрушения ортопозитрония до аннигиляции. Принимая во внимание время жизни ортопозитрония до аннигиляции $\sim 10^{-7}$ с, легко получить нижнюю оценку на плотность холодных электронов, $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$,

или фотонов с $h\nu \sim 7$ эВ, $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$, необходимую для ионизации ортопозитрония до аннигиляции и, следовательно, подавления трехфотонной компоненты в спектре. По данным спутника IUE поток от источника в ультрафиолете в этот период составлял $\sim 3 \cdot 10^{-25}$ эрг/с/см 2 /Гц (Гонзалес и Шрадер, 1991). Таким образом, фотоионизация ортопозитрония становится существенной, если расстояние от зоны аннигиляции до области, ответственной за излучение в экстремальном ультрафиолете не превышает $\sim 10^{10} D$ см, где D - расстояние до источника в кпк.

Альтернативное объяснение спектральной детали.

Широко известно (см. например обзор Кочарова, 1987), что ярчайшими линиями в спектре гамма-излучения солнечных вспышек являются линия 2.2 МэВ, образующаяся при синтезе дейтерия, линия 4.44 МэВ (возбуждение уровней ядра С) и линии от возбужденных состояний ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$, возникающих при столкновениях альфа-частиц ($\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Be} + n + \gamma(0.431\text{MeV})$ и $(\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Li} + p + \gamma(0.478\text{MeV})$). Тот факт, что и в 1E1740.7-2942, и в Новой в Мухе спектральная деталь, возможно, смещена в сторону меньших энергий, заставляет задуматься о возможном объяснении этих деталей спектром, подобным солнечному. Наблюдения солнечных вспышек показывают, что ядерные линии ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ намного ярче, чем аннигиляционная линия 511 кэВ. К сожалению, линии 2.2 и 4.44 МэВ находятся за пределами диапазона чувствительности детектора СИГМы.

В сценарии "дейтериевого котла" Агаронян и Сюняев (1987) предположили, что при определенных условиях вещество в аккреционном диске может разогреваться до очень высоких температур. В этой ситуации при столкновениях альфа-частиц должна идти реакция синтеза ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ (рождающихся в возбужденном состоянии). Таким образом, в определенных условиях, внутренняя область диска может стать источником излучения в ядерных гамма-линиях с энергией меньше 511 кэВ. Тепловые скорости тяжелых ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ могут быть не очень велики, но кеплеровское вращение вещества в аккреционном диске будет приводить к существенно более сильному уширению линии (если не предполагать экстремально малых углов наклона орбиты).

Основным аргументом против объяснения наблюдаемой линии ядерными реакциями мог бы быть вопрос энергетики. Максимальный выход энергии равен 0.25 МэВ на одно ядро гелия, эффективность аккреции на Шварцшильдовскую черную дыру 5.7%. Таким образом, максимум $\sim 0.05\%$ от интегральной светимости источника может излучаться в ядерных гамма-линиях, в то время как наблюдаемое значение на два порядка выше. Однако, в модели "дейтериевого котла" Агароняна и Сюняева (1987) главным механизмом потери энергии в диске являются не радиационные потери, а испарение нейтронов из диска. При этом, в принципе, можно получить различные соотношения между наблюдаемой жесткой рентгеновской светимостью и эмиссией ядерных

гамма-линий. Конечно, для обеспечения наблюдаемой светимости в линии, необходимо предположить значительное увеличение темпа аккркции во время эмиссии в ядерных гамма-линиях, что, по-видимому, противоречит наблюдавшейся неизменности спектра на энергиях ниже $\sim 200 - 400$ кэВ.

8.3 Статистическая достоверность спектральных деталей

8.3.1 Статистический анализ изображений.

Важным преимуществом рентгеновских телескопов, способных, подобно СИГМе, наряду с получением спектров строить изображения, является возможность непосредственно убедиться в правильности ошибок, приписываемых измерениям потока. Финальным этапом алгоритма анализа данных телескопа СИГМА предшествующим извлечению спектров, является оценка дисперсии на полученном изображении. Подробный анализ большого числа реальных изображений, полученных СИГМой в 1990–1994 гг., показал, что статистическое распределение потока, получаемого в любой заданной точке изображения (не содержащей источник) достаточно хорошо описывается гауссовым законом со средним нуль и дисперсией равной дисперсии, вычисленной по изображению.

Для статистического анализа были отобраны наблюдения, выполненные СИГМой в 1990–1994 гг. при номинальных фоновых условиях. Отбор наблюдений и восстановление изображений производились в соответствии со стандартной процедурой обработки данных СИГМы. Анализировалась область полного кодирования телескопа. Изображения были свернуты с функцией отклика телескопа на точечный источник. Для анализа были выбраны два энергетических диапазона: 300–500 кэВ и 430–510 кэВ, соответствующие линиям, обнаруженным в 1E1740.7–2942 и в рентгеновской Новой в созвездии Мухи. Два типа распределения были построены на основе анализа полученных изображений.

1. Для того, чтобы избежать трудностей, связанных с корреляцией значений потока в соседних пикселах, возникающей при свертке изображений с функцией отклика на точечный источник, на каждом полученном изображении случайным образом выбиралось 50 положений. Статистическое распределение потока, получившееся в результате, показано для двух диапазонов на рис.8.10 и 8.11. Как видно из рисунков, эти распределения хорошо описываются Гауссовым распределением со средним нуль и дисперсией 1.
2. На каждом изображении выбирались два положения, имеющих максимальный положительный и минимальный отрицательный поток. Статистическое распределение экстремальных значений, выраженных в единицах ошибки на поток, показано на рис.8.12 и 8.13. Т.к. не существует простого аналитического выражения для ожидаемого распределения, полученные значения сравнивались с результатами моделирования методом Монте-Карло с учетом реальных параметров функции отклика на точечный источник СИГМы. Также как и в предыдущем случае, видно хорошее согласие измерений с предсказанным распределением.

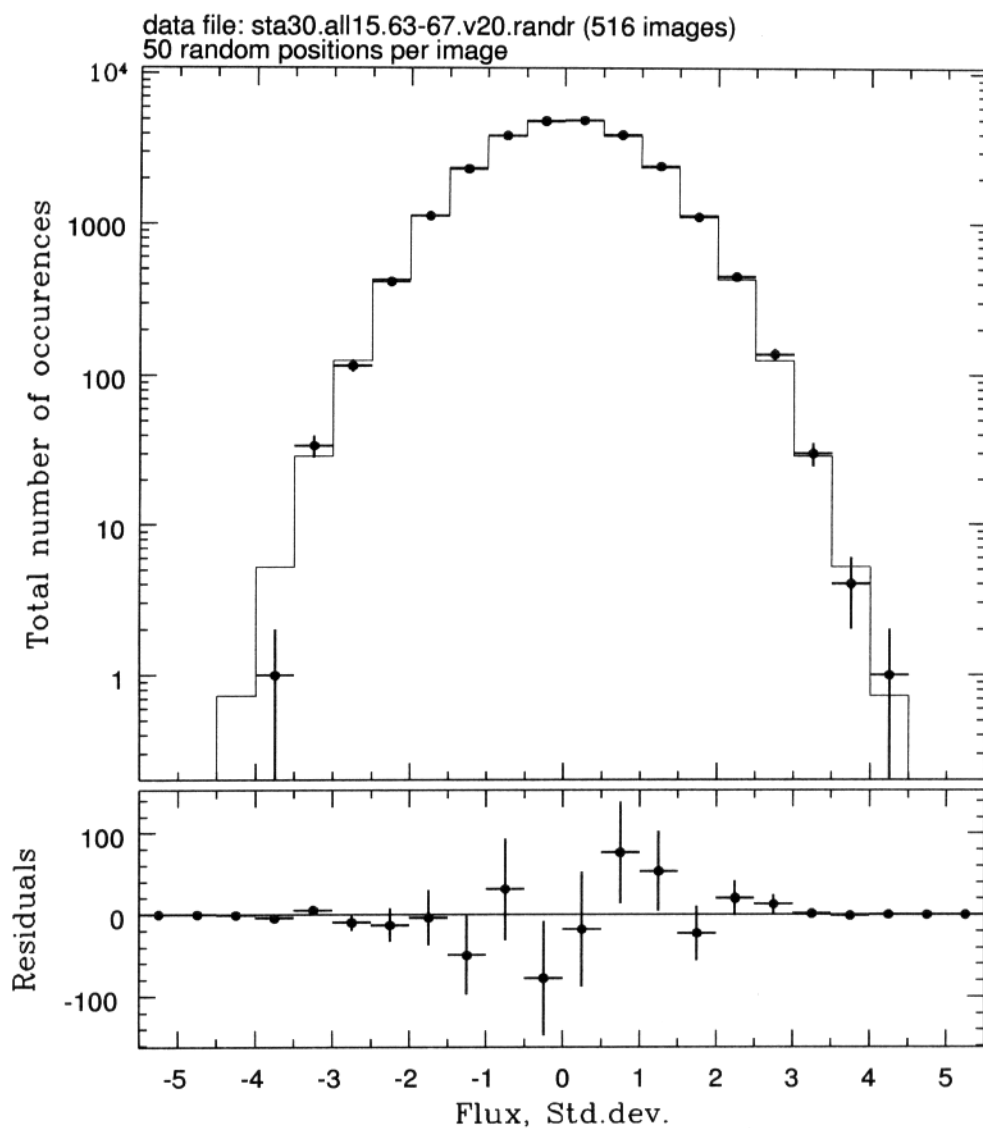


Рисунок 8.10. Результаты статистического анализа ≈ 500 изображений в диапазоне 430–510 кэВ (область полного кодирования), полученных СИГМой в 1990–1994 гг. Статистическое распределение потока в произвольно выбранных положениях (50 случайных положений на каждое изображение). Поток выражен в единицах ошибки, определенной в соответствии со стандартной процедурой, использующейся при обработке данных СИГМы. Сплошной линией показано Гауссово распределение со средним нуль и стандартным отклонением 1. На нижнем графике показано отклонение данных от Гауссова распределения.

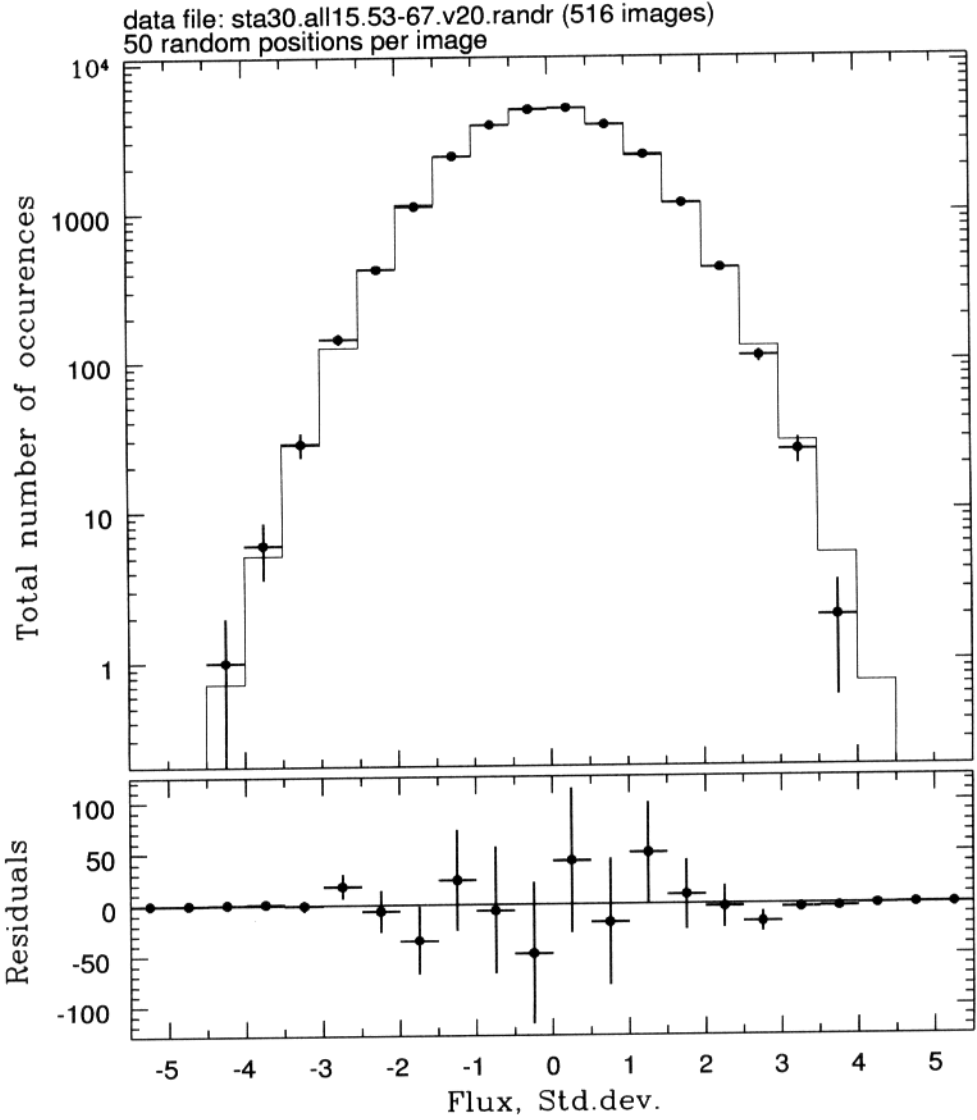


Рисунок 8.11: То, что и на рис. 8.10, для диапазона 300–500 кэВ.

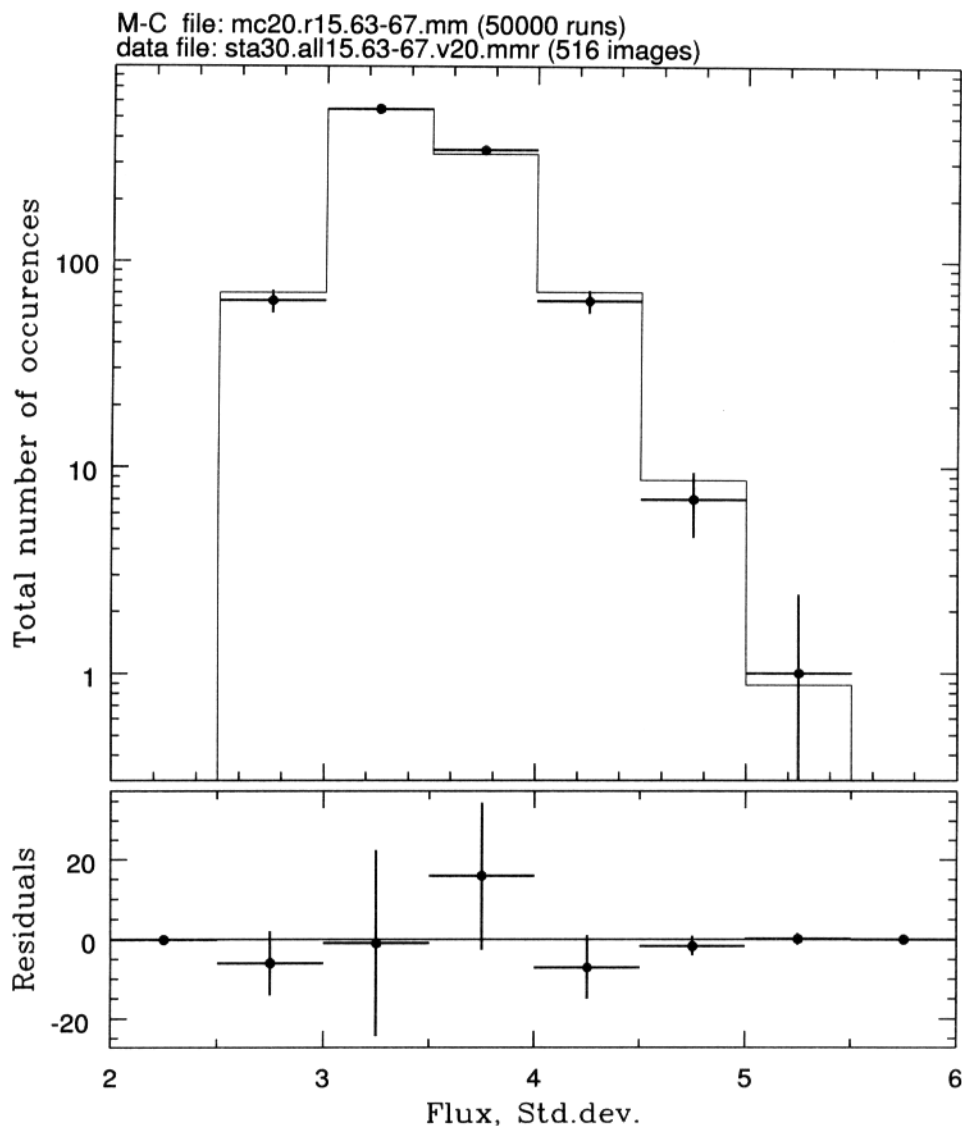


Рисунок 8.12. Результаты статистического анализа ≈ 500 изображений в диапазоне 430–510 кэВ (область полного кодирования), полученных СИГМой в 1990–1994 гг. Статистическое распределение экстремальных значений потока. Для каждого изображения учитывалось максимальное положительное и минимальное отрицательное значение потока. Поток выражен в единицах ошибки, определенной в соответствии со стандартной процедурой, использующейся при обработке данных СИГМы. Сплошной линией показан результат моделирования методом Монте-Карло с учетом реальных параметров функции отклика на точечный источник. Крайняя точка справа (одно событие в интервале $5.0 - 5.5\sigma$) соответствует наблюдению рентгеновской Новой в созвездии Мухи 20–21 января 1991 г., когда в спектре источника была обнаружена эмиссионная линия.

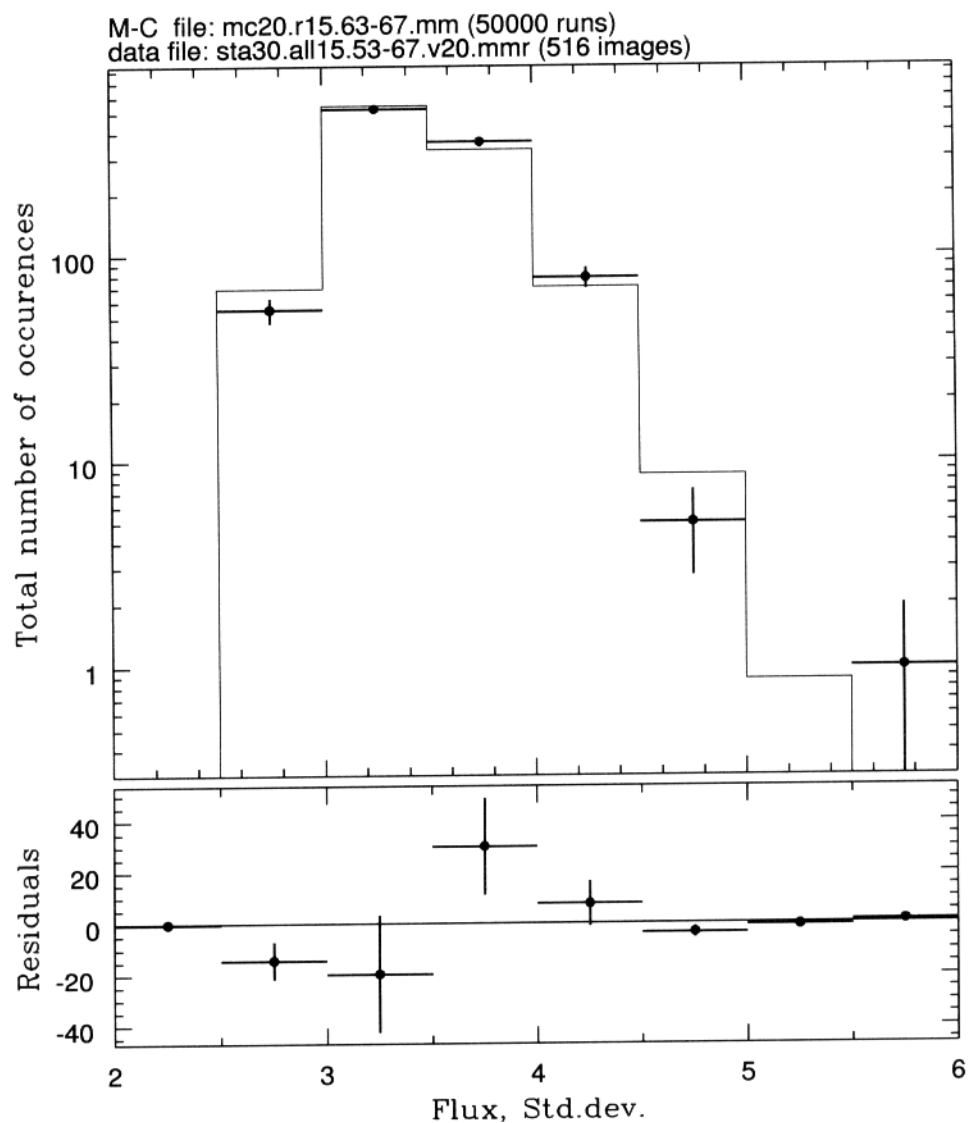


Рисунок 8.13. То, что и на рис. 8.12, для диапазона 300–500 кэВ. Крайняя точка справа (интервал $5.5-6.0\sigma$), отклоняющаяся от результата моделирования, соответствует наблюдению источника 1E1740.7–2942 13–14 октября 1990 г., когда в спектре источника была обнаружена эмиссионная линия.

8.3.2 Статистическая достоверность спектральных деталей.

Результаты исследования, проведенного выше позволяют использовать Гауссову статистику для оценки статистической достоверности обнаружения спектральных деталей, обсуждавшихся в этой главе.

Можно сформулировать два вопроса, ответы на которые характеризуют статистическую достоверность факта обнаружения линии в спектре источника:

1. Какова достоверность утверждения о том, что в заданном интервале энергий $E_1 - E_2$ обнаружено превышение потока над "обычно наблюдающимся значением"¹?
2. Какова достоверность утверждения о том, что превышение потока, обнаруженное в заданном интервале энергий, соответствует появлению эмиссионной линии в спектре источника, а не является следствием "простого" ужесточения спектра?

Для ответа на первый вопрос достаточно оценить статистическую значимость детектирования потока в рассматриваемом интервале энергий. При этом, естественно, необходимо учитывать реальное число проведенных независимых испытаний. Для оценки количества испытаний необходимо принять во внимание число наблюдений данного источника, проведенных до момента обнаружения линии (количество проанализированных спектров), а также дополнительную степень свободы, связанную с тем, что положение линии не было предопределено заранее (например оно не равно в точности 511 кэВ). Отметим, что число независимых элементов изображения не вносит вклад в количество испытаний, т.к. положение источника известно заранее.

Проиллюстрируем это на примере рентгеновской Новой в созвездии Мухи (раздел 8.2). Статистическая значимость детектирования потока в диапазоне 430–510 кэВ равна 5.2σ . Аппроксимация обычно наблюдавшегося спектра источника степенным законом дает вклад, выраженный в единицах ошибки на поток в этом наблюдении, 0.4σ . Следовательно, превышение над "обычно наблюдающимся значением" равно 4.8σ . В соответствии с Гауссовым распределением вероятность получить такое превышение в результате статистической флуктуации равна $8 \cdot 10^{-7}$. Однако это значение не может быть использовано непосредственно, т.к. 4.8σ превышение не было обнаружено в предопределенном диапазоне энергий, наоборот, интервал 430–510 кэВ был выбран таким образом, чтобы значимость превышения была максимальна. Реальное значение вероятности проще всего оценить воспользовавшись моделированием методом Монте-Карло. При этом учтем, что интересующий нас энергетический диапазон, в котором мы "ожидали" обнаружить линию – 300–700 кэВ – разбит на 25 энергетических каналов, а

¹ Отметим, что принимая во внимание переменность источников понятие "обычно наблюдающегося значения" в общем случае не вполне определено. Однако в случае спектральных особенностей, обсуждавшихся в этой главе (расположенных на энергиях $\sim 300 - 500$ кэВ), "обычно наблюдающееся значение" равно нулю или близко к нему.

Таблица 8.1. Статистическая достоверность обнаружения спектральных деталей, описанных в данной главе. Приведены вероятности того, что наблюдавшиеся линии являются результатом статистической флуктуации, оцененные двумя способами, описанными в тексте. Количество независимых испытаний в каждом случае учтено согласно методу, описанному в тексте.

Источник	превышение потока	$\Delta\chi^2$ тест ¹
1E1740.7–2942	$1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$
Рентг.Новая в Мухе	$9 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$

¹описания спектральных моделей даны в соответствующих разделах этой главы.

энергетическое разрешение детектора на этих энергиях соответствует 3 каналам (т.е. будем учитывать только комбинации от 3 до 25 соседних каналов). Результаты такого моделирования показали, что реальная вероятность обнаружить 4.8σ превышение в любой части интервала энергий 300–700 кэВ равна $7 \cdot 10^{-5}$. Очевидно, это значение надо домножить на полное число исследовавшихся спектров источника полученных к моменту обнаружения линии, которое равно 12. Т.о. окончательное значение равно $\approx 9 \cdot 10^{-4}$ – это вероятность того, что превышение потока, обнаруженное в спектре рентгеновской Новой в созвездии Мухи 20–21 января 1991 г., является результатом статистической флуктуации.

Для ответа на второй вопрос можно воспользоваться тестом Фишера либо $\Delta\chi^2$, часто используемыми в рентгеновской астрономии. Эти тесты сводятся к сравнению значений χ^2 , достигаемых при аппроксимации данных спектральными моделями, включающими и не включающими эмиссионную линию. При этом, так же как и в предыдущем случае необходимо учесть количество наблюдений (исследовавшихся спектров) данного источника, выполненных к моменту обнаружения особенности в спектре.

Результаты анализа достоверности спектральных деталей, обнаружение которых описано в этой главе, приведены в табл.8.1.

8.3.3 Наблюдения источника 1E1740.7–2942 в сент.1992 г. – противоречие между телескопом СИГМА и спектрометром OSSE.

В работе Кордые и др. (1993) обсуждалось еще одно наблюдение телескопа СИГМА (19–20 сентября 1992 г), в котором было зарегистрировано излучение от источника 1E1740.7–2942 на энергиях выше ~ 300 кэВ. Аппроксимация данных моделью, включающей эмиссионную линию, дала значение положения и ширины линии близкие к зафиксированным в 1990 г. (раздел 8.1), оценка потока в линии дала значение $4.3^{+2.7}_{-1.5} \cdot 10^{-3}$ фот/сек/см².

Этот результат был получен группой обработки данных телескопа СИГМА в Центре ядерных исследований (Сакле, Франция). Напомним, что в обработке данных телескопа СИГМА участвуют три астрофизические группы, имеющие равные права на

данные и ведущие независимую обработку данных: в Центре ядерных исследований (Сакле, Франция), в Центре исследования космического излучения (Тулуза, Франция) и в ИКИ РАН. Результаты, полученные одной из групп, допускаются к опубликованию лишь после подтверждения двумя другими группами. При этом представители всех трех групп включаются в число соавторов публикации, а первыми авторами являются представители группы, первой получившей результат. В данном случае независимая обработка данных наблюдений 19–20 сентября 1992 г., проведенная в CESR и в ИКИ РАН, дала результаты, согласующиеся в пределах возможных ошибок с полученными в Сакле (хотя значение потока в линии, полученное в CESR и в ИКИ было несколько ниже). Поэтому, несмотря на невысокую статистическую достоверность факта обнаружения линии (см. ниже), было принято решение опубликовать полученный результат.

Одновременно с телескопом СИГМА область неба, включающая источник 1E1740.7–2942, наблюдалась прибором OSSE обсерватории Гамма–Лучей. Напомним, что спектрометр OSSE, в отличие от телескопа СИГМА, не способен строить изображение наблюдаемой области неба, а регистрирует суммарный поток от всех источников, включая диффузный рентгеновский фон, попадающих в поле зрения размером 3.8×11.4 град. (ширина на полувысоте) (Джонсон и др., 1993). При последующей обработке данных вклад фона определяется на основе наблюдений фоновых площадок, отстоящих от источника на несколько градусов. В данных наблюдений OSSE 19–20 сентября 1992 г. не было обнаружено свидетельств существования линии в спектре участка неба, содержащего источник 1E1740.7–2942 (Юнг и др., 1995). Верхний предел на поток в линии составил $(1.0 - 2.4) \cdot 10^{-3}$ фот/сек/см² (3σ) в зависимости от предполагаемой ширины линии.

Одним из возможных объяснений разногласия между результатами двух инструментов является то, что поток, зарегистрированный СИГМОЙ на энергиях выше 300 кэВ является результатом статистической флуктуации. Оценим вероятность этого, воспользовавшись данными, приведенными в работе Кордые и др. (1993).

В соответствии с результатами, изложенными в работе Кордые и др. (1993), статистическая значимость детектирования потока от источника в диапазоне 300–450 кэВ составила 4σ . Вероятность зарегистрировать такое значение в результате статистической флуктуации равна, с учетом произвольности выбора энергетического интервала (см. предыдущий параграф), $2.1 \cdot 10^{-3}$. Учитывая полное число наблюдений источника, выполненных к этому моменту (≈ 50), полная вероятность, в соответствии с биномиальным распределением ($P = C_n^k p^k (1-p)^{n-k}$, $n = 50$, $k = 1$, $p = 2.1 \cdot 10^{-3}$), составляет 9.4%. Спектральный анализ (сравнение значений χ^2 для моделей без линии и с линией) дал значение вероятности флуктуации 0.01. С учетом количества наблюдений это соответствует вероятности 30%.

Т.о. анализ, проведенный выше, свидетельствует о достаточно высокой веро-

ятности обнаружить особенность в спектре 1E1740.7–2942, подобную обсуждаемой в работе Кордые и др. (1993), вследствие статистической флуктуации. Значение вероятности, оцененное двумя методами, изложенными в предыдущем параграфе, составляет $\approx 10\%$ и $\approx 30\%$.

В заключение подчеркнем, что статистическая достоверность спектральных деталей, обнаружение которых изложено в предыдущих разделах этой Главы существенно (на два порядка) выше – вероятность статистической флуктуации в обоих случаях составляет $\approx 0.01 - 0.1\%$ с учетом дополнительных степеней свободы (табл.8.1).

Литература к Главе 8

- [1] Авни (Avni Y.) 1976, *ApJ*, 210, 642
- [2] Агаронян Ф.А., Атоян А.М. и Сюняев Р.А. *Astrophys and Space Sci.* 1983. V.93. P.229.
- [3] Агаронян Ф.А. и Сюняев Р.А. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 1984. V.210. P.257.
- [4] Ахиезер А.И. и Берестецкий В.Б. *Квантовая электродинамика*. М.: Наука, 1969.
- [5] Балли и Левенталь (Bally J., Leventhal M.) *IAU Circ.* 1991. N.5228.
- [6] Ватсон и др. (Watson M.G., Willingale R., Grindlay J.E. et al.) *Astrophys.J.* 1981. V.250. P.142.
- [7] Герц и Гриндлэй (Hertz P., Grindlay J. E.) *Astrophys.J.* 1984. V.278. P.137.
- [8] Гребенев и др., 1992, *Письма в АЖ*, 18(1), 7
- [9] Джонсон и др. (Jonson et al.) 1993, *ApJ Suppl.*, 86, 693.
- [10] Зельдович Я.Б. и Левич Е.В. *Письма в Журн. эксперим. и теорет. физики*. 1970. Т.11. С.35.
- [11] Кочаров Г.Е. *Итоги науки и техники. серия Астрономия*. М.: 1987. Т.32. С.43.
- [12] Кук и др. (Cook W.R, Grunsfeld J.M., Heindl W.A. et al.) *Astrophys.J.(Letters)*. 1991. V.372. L75.
- [13] Лайтман и Дзярски (Lightman A.,Zdziarski A.) *Astrophys.J.* 1987. V.319. P.643.
- [14] Ласи и др. (Lacy J.H., Townes C.H., Geballe T.R. et al.) *Astrophys.J.* 1980. V.241. P.132.
- [15] Левенталь (Leventhal M.) *Astrophys.J.(Letters)*. 1973. V.183. L147.
- [16] Левенталь и др. (Leventhal M., McCallum C., Barthelmy S. et al.) *Nature*. 1989. V.339. P.36.
- [17] Левич Е.В. и Сюняев Р.А. *Астрон. журн.* 1971. Т.48. С.461.

- [18] Линг и др. (Ling J.C. et al.) *Astrophys.J.(Letters)*. 1987. V.241. L117.
- [19] Лингенфельтер и Рамати (Lingenfelter R.E., Ramaty R.) *ApJ* 1989. V.343. P.686.
- [20] Ремиллард и др. (R.Remillard, J.McClintoc and C.Bailyn) *Astrophys. J. Letters* 1992. V.399. L145.
- [21] Мазец Е.П. и Голенецкий С.В. *Astrophys.and Space Phys.Rev.* 1981. V.1. P.205.
- [22] Мандру (Mandrour P.) *IAU Circ.* 1990. N.5032.
- [23] Маттесон (Matteson, J. L.) *The Galactic Center. AIP Conf.Proc. No.83./ Ed. Riegler G.R., Blandford R.D. New York. AIP. 1982. P.109.*
- [24] Ороз и др. (Orosz, J. A. et al.) *Bull. American Astron. Soc.*, 1994, 185, #102.02
- [25] Поль и др. (Paul, J. et al.) *Adv.Space Res. Pergamon Press. Oxford. 1990a.*
- [26] Поль и др (Paul, J. et al.) in the *Proc. of Int. Symp. on Gamma-ray line Astrophysics. Saclay. 1990b. in press.*
- [27] Рамати и Мезарош (Ramaty R., Meszaros P.) *Astrophys.J.* 1981. V.250. P.389.
- [28] Свенссон и Дзярски (Svensson R., Zdziarski A.) *Ultra-Hot Plasmas and Electron-Positron Pairs in Astrophysics / Eds. Zdziarski A., Kazanas D. Space Tel. Sci. Inst. Baltimore, USA.. 1989. P.1.*
- [29] Скиннер и др. (Skinner G.K., Willmore A.P. et al.) *Nature.* 1987. V.330. P.544.
- [30] Сюняев Р.А. и Титарчук Л.Г. *Astron. and Astrophys.* 1980. V.86. P.121.
- [31] Сюняев Р.А., Бабиченко С.И., Гоганов Д.А. и др. *Adv.Space Res. Pergamon Press. Oxford. 1990. V.10. No.2. P.(2)233.*
- [32] Сюняев Р., Чуразов Е., Гильфанов М. и др. *Proc. of Int. Symp. on Gamma-ray line Astrophysics. Saclay. 1990b. in press.*
- [33] Сюняев Р., Павлинский М., Гильфанов М. и др. *Письма в Астрон. журн.* 1991a. T.17. N.2. C.99.
- [34] Сюняев Р. и группа ГРАНАТ *IAU Circ.* 1991b. N.5201.
- [35] Сюняев Р., Чуразов Е., Гильфанов М. и др. *Astron. and Astrophys.* 1991b.
- [36] Чен и Гальперн (Chen W. and Halpern J.P.) 1989, *ApJ*, 344, 115
- [37] Чуразов Е., 1995, *Докторская диссертация*
- [38] Юнг и др. (Jung G. et al.) 1995, *A&A*, 295, 23

Глава 9

Спектры нейтронных звезд и черных дыр в жестком рентгеновском диапазоне.

9.1 Количественное сравнение спектров.

В течение пяти лет работы в 1990–1994 гг. телескоп СИГМА обсерватории ГРАНАТ зарегистрировал излучение в жестком рентгеновском диапазоне от более чем двух десятков галактических рентгеновских двойных.

Интересно провести количественное сравнение формы спектров этих источников на энергиях выше ≈ 40 кэВ. Как и раньше, воспользуемся для этого аппроксимацией данных спектром тормозного излучения. Хотя модель тормозного излучения оптически тонкой плазмы по всей вероятности не имеет отношения к происхождению жесткого рентгеновского излучения в компактных источниках, она удивительно хорошо описывает спектры, наблюдаемые в жестком рентгеновском диапазоне от ~ 40 кэВ до $\sim 200 - 300$ кэВ. Типичная точность аппроксимации – лучше $\sim 5 - 10\%$ (см., например, рис.4.1). Температура тормозного спектра, наилучшим образом описывающего данные является удобной количественной характеристикой жесткости наблюдаемого спектра. Другая величина характеризующая жесткость спектра – это наклон, получаемый при аппроксимации спектра степенным законом. При этом следует иметь ввиду, что в отличие от тормозного спектра, по крайней мере для наиболее ярких источников, наблюдаемые спектры в большинстве случаев имеют более сложную форму, чем степенной закон. Тем не менее, пользуясь этой аппроксимацией в диапазоне $\approx 40 - 100$ или $\approx 40 - 150$ кэВ, можно рассматривать получаемый фотонный индекс как величину, отражающую усредненный по энергиям наклон спектра.

Результаты применения этих двух аппроксимаций к спектрам рентгеновских двойных, наблюдавшихся СИГМой в 1990–1994 гг., показаны на рис.9.1, при этом отмечены двойные системы, для которых надежно установлена природа компактного объекта. Хотя общее количество источников не позволяет серьезно говорить о построении функции распределения источников по жесткости спектра, некоторое разделение

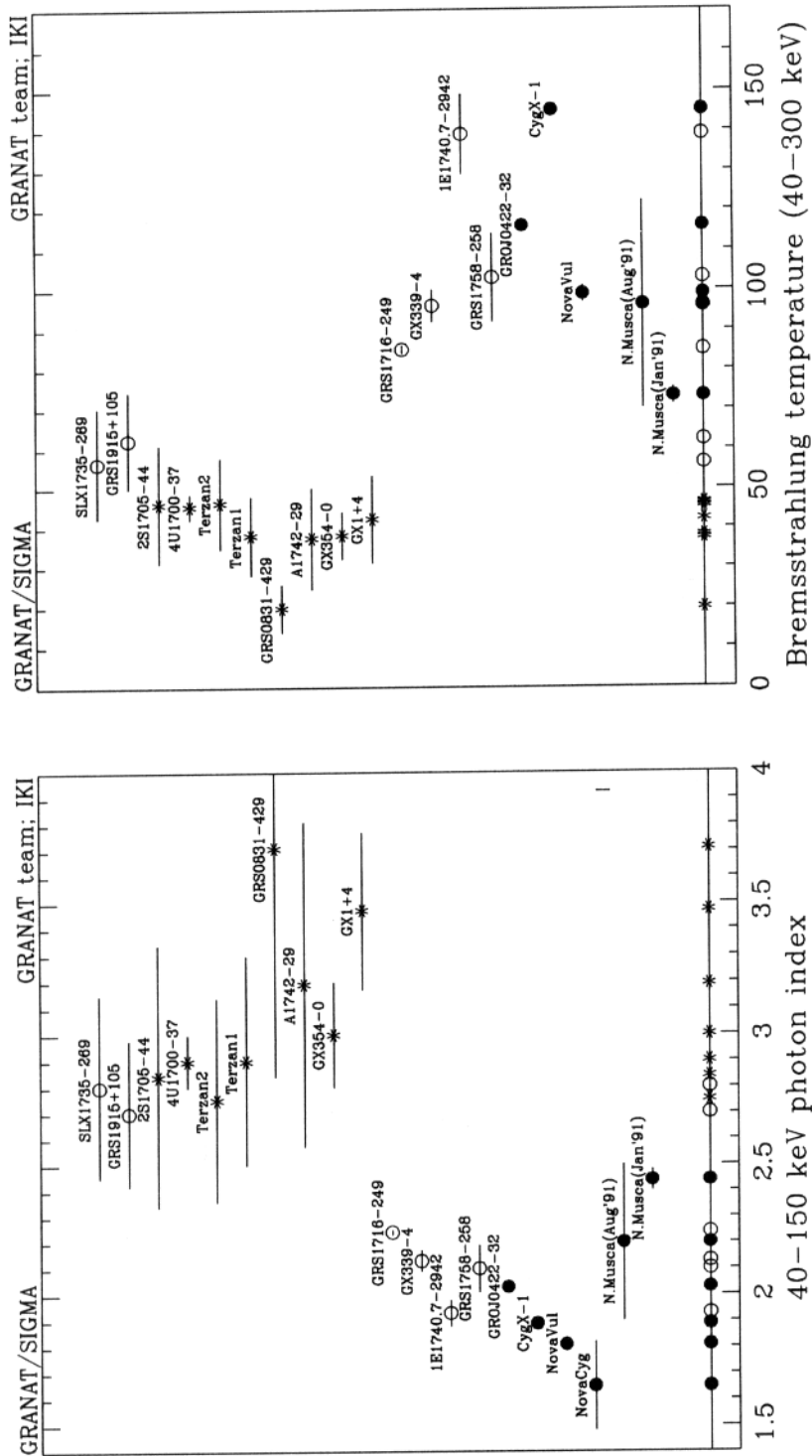


Рисунок 9.1. Жесткость спектров галактических рентгеновских двойных, наблюдавшихся телескопом СИГМА в 1990-1994 гг., выраженная через наклон спектра в диапазоне 40-150 кэВ (слева) и температуру тормозного спектра, наилучшим образом описывающего данные в диапазоне 40-300 кэВ (справа). Двойные системы с известной природой компактного объекта отмечены звездочками (нейтронные звезды) и закрашенными кружками (черные дыры). Для рентгеновской Новой в созвездии Мухи отдельно приведены значения параметров для сверхвысокого (SHS) и низкого (LS) спектральных состояний. Все точки спроецированы на горизонтальную линию внизу каждого рисунка. Результаты обсерватории МИР-КВАНТ для рентгеновских Новых в созвездии Лисички и Лебеда взяты из работ Сюняева и др. (1988, 1991б)

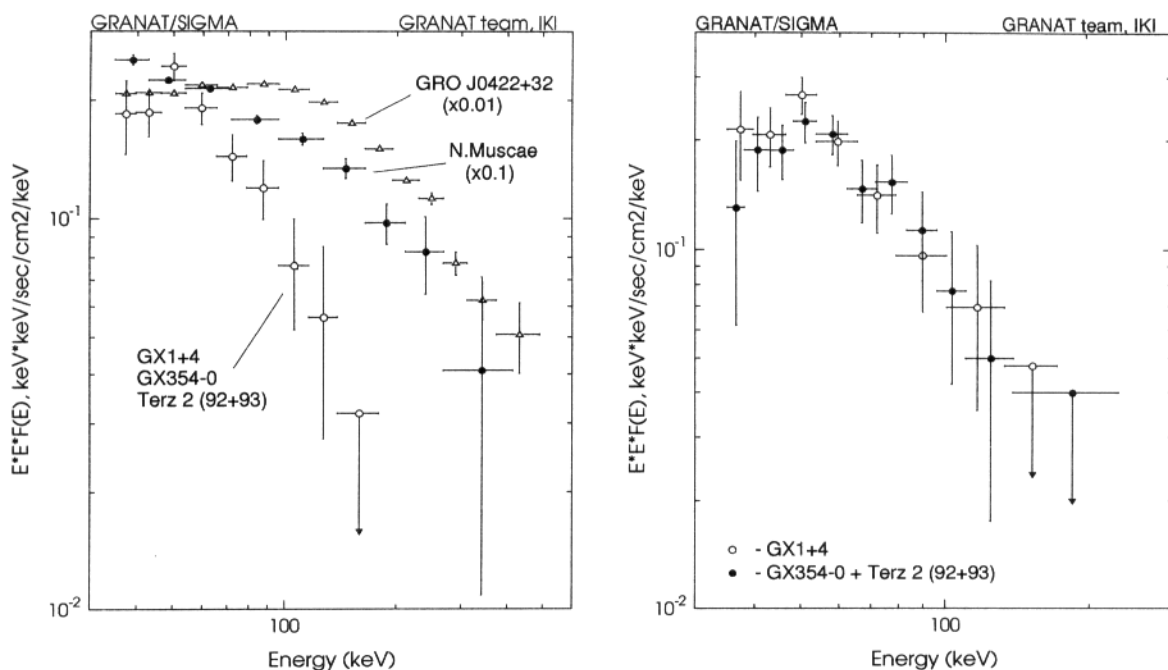


Рисунок 9.2. Спектры на энергиях выше 35 кэВ нескольких рентгеновских двойных с разной природой компактного объекта, наблюдавшихся СИГМой. Спектры представлены в виде $F_E \times E^2$.

источников хорошо видно на этих диаграммах. Можно заметить, что нейтронные звезды группируются вблизи значений фотонного индекса $\alpha \approx 2.8 - 3.5$ (температура тормозного спектра $kT \approx 30 - 60$ кэВ), в то время как кандидаты в черные дыры имеют типичные значения наклона спектра $\alpha \approx 2$. Различия в форме спектров разных типов источников, наблюдавшихся СИГМой хорошо видны из рис.9.2. На рис.9.3 сравниваются разные типы спектров в более широком диапазоне энергий на основе данных, полученных телескопами ТТМ и СИГМА и обсерваторией EXOSAT. Хотя эти наблюдения не были одновременными, этот рисунок позволяет качественно судить о различиях в форме спектра различных типов источников.

9.2 Связь между жесткостью спектра и природой компактного объекта.

Как это неоднократно обсуждалось в работах Сюняева и др. (1991a, 1991b), по видимому, существует связь между природой компактного объекта в двойной системе (нейтронная звезда или черная дыра) и общей формой спектра, в частности, жесткостью, в рентгеновском диапазоне. В настоящее время не существует полной самосогласованной картины происхождения жесткой компоненты, наблюдаемой в спектрах рентгеновских двойных. Тем не менее с феноменологической точки зрения это предположение полностью подтверждается наблюдениями, в частности результатами СИГМЫ. Ни для одного источника, в котором компактный объект является нейтронной звездой

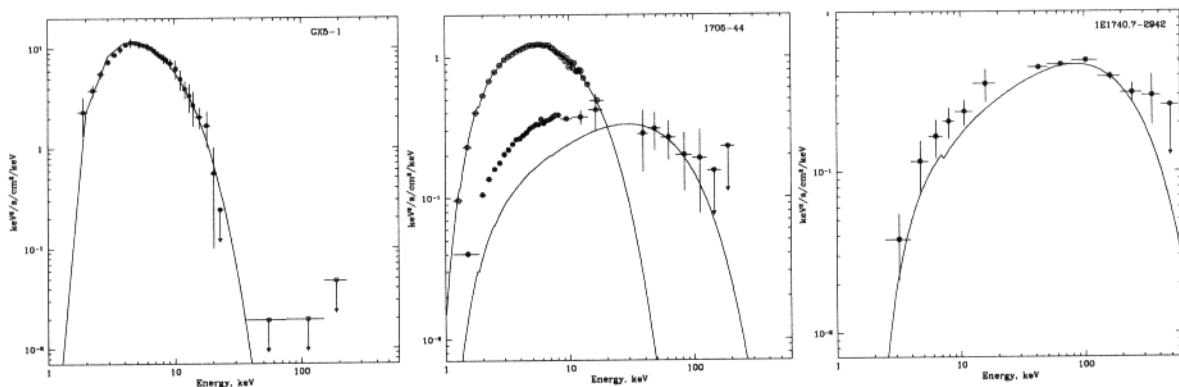


Рисунок 9.3. Распределение излучаемой энергии ($F_E \times E^2$) для источников GX5-1 (слева), 4U1705-44 (в центре) и 1E1740.7-2942 (справа). Точки выше 35 кэВ – данные СИГМы, точки ниже 30 кэВ – ТТМ (GX5-1 и 1E1740.7-2942) и детектор ME обсерватории EXOSAT (4U1705-44, данные получены из архива HEASARC и обработаны автором). Для сравнения, сплошной линией показаны спектры ($F_E \times E^2$) для тормозного излучения с температурой 5 кэВ (левый рисунок), 5 и 40 кэВ (в центре) и 130 кэВ (справа).

не был зафиксирован жесткий спектр, подобный наблюдаемому от черных дыр. Во всех случаях фотонный индекс (40-150 кэВ) для этих источников лежит в диапазоне $\alpha \gtrsim 2.5$ ($kT \lesssim 60$ кэВ), в то время как для черных дыр $\alpha \lesssim 2.5$ ($kT \gtrsim 60$ кэВ). Возможная интерпретация этого факта обсуждается в Главе 6.

Т.о., на основании жесткости наблюдаемых рентгеновских спектров можно утверждать, что компактный объект в источниках 1E1740.7-2942, GRS1758-258, GRS1716-249 (рентгеновская Новая 1993 г. в созвездии Змееносца), GX339-4 является черной дырой. Это утверждение прекрасно согласуется со всей совокупностью проявлений этих источников в рентгеновском диапазоне, а также с их свойствами в других диапазонах электромагнитного спектра (см. Главы 4 и 3, а также работу Чуразова (1995))

9.3 Жесткое излучение от рентгеновских барстеров.

Одним их результатов наблюдений области Центра Галактики телескопом СИГМА явилось детектирование жесткого ($E \gtrsim 35$ кэВ) рентгеновского излучения от рентгеновских барстеров (Чуразов, 1995) – KS1731-264, GX354-0, Terzan 1, Terzan 2, A1742-294, 2S1705-44, MX1608-52. Жесткое рентгеновское излучение от этих источников имеет крутые спектры, с наклоном $\alpha \approx 3$. Рентгеновские барстеры светят на энергиях $\gtrsim 40$ кэВ не всегда и в некоторых случаях излучение от них наблюдалось лишь в течение нескольких дней (например, KS1731-264 и A1742-294). Очевидно, спектры этих источников в жестком рентгеновском диапазоне, наблюдавшиеся СИГМой не соответствуют экстраполяции их спектров, обычно наблюдаемых в стандартном рентгене (см., например, средний график на рис.9.3). Это может означать, что определенную часть времени рентгеновские барстеры проводят в состоянии, в некотором смысле подобном жесткому состоянию кандидатов в черные дыры.

Следует отметить, что для 1E1740.7–2942, GRS1758–258, GRS1716-249 и других им подобных источников спектры, наблюдаемые СИГМой на энергиях выше 40 кэВ имеют хорошо заметный степенной участок, переходящий в районе $\sim 70 - 100$ кэВ в экспоненциальный завал. Что еще более важно, имеются многочисленные одновременные (или почти одновременные) с СИГМой наблюдения инструментов, работающих на энергиях ниже 30 кэВ, позволяющие сделать однозначный вывод об общей форме спектра (см. например Главы 3 и 4, рис.3.27, 4.9, 4.10). В то же время для рентгеновских барстеров и других источников, расположенных в "мягкой" части диаграмм на рис.9.1, практически отсутствуют одновременные наблюдения в диапазоне энергий от нескольких кэВ до нескольких сотен кэВ, а на основании данных одной только СИГМы нельзя однозначно судить о форме спектра. Во всех случаях данные СИГМы одинаково хорошо описываются как крутым степенным законом, так и тепловым (т.е. экспоненциально спадающим) спектром. По этой причине жесткое рентгеновское излучение, наблюдаемое СИГМой от этих источников, может быть, в принципе, как продолжением крутого (с наклоном ~ 3) степенного спектра, так и экспоненциально спадающей частью спектра, который на энергиях ниже ~ 40 кэВ имеет существенно меньший наклон (например $\sim 1.5 - 2$).¹ То, с каким именно вариантом мы в действительности имеем дело, играет чрезвычайно важную роль в интерпретации наблюдаемого различия в спектрах черных дыр и нейтронных звезд (подробнее см. Главу 6).

Тем не менее, несмотря на отсутствие одновременных широкополосных наблюдений рентгеновских барстеров, существуют многочисленные свидетельства в пользу того, что в состоянии, когда от этих источников наблюдается жесткое рентгеновское излучение на энергиях выше 30–40 кэВ, спектр на энергиях $\lesssim 10 - 20$ кэВ является достаточно пологим, $\alpha \approx 1.4 - 1.8$ – т.е. подобен спектрам черных дыр в низком состоянии. В частности, ряд интересных результатов по наблюдениям рентгеновских барстеров в разных спектральных состояниях был получен на основе анализа архивных данных обсерватории EXOSAT (см., например, Барре и др., 1995, а также, средний график на рис.9.3)).

Этот вывод подтверждается также результатами наблюдений телескопа АРТ-П. Проиллюстрируем это на примере рентгеновского барстера Terzan 1 (данные АРТ-П взяты из работы Павлинского и др. (1994)). Из данных СИГМы известно, что слабое жесткое рентгеновское излучение от этого барстера детектировалось почти во всех сериях наблюдений области Центра Галактики в 1990–1995 гг. (см. Чуразов, 1995) – т.е. доля времени, проводимая источником в состоянии с жестким спектром велика. Это

¹Это в равной степени относится и к рентгеновским пульсарам – двойным системам с сильно замагниченными нейтронными звездами. Однако относительно этого класса источников известно, что их спектры являются чрезвычайно пологими на энергиях ниже $\sim 10 - 15$ кэВ, с наклоном ~ 1.2 , и экспоненциально спадают на более высоких энергиях (см., например, Сюняев и др., 1991в). Т.е., излучение, наблюдаемое СИГМой в этом случае – это экспоненциально спадающий "хвост" спектра, существенно более пологого на меньших энергиях.

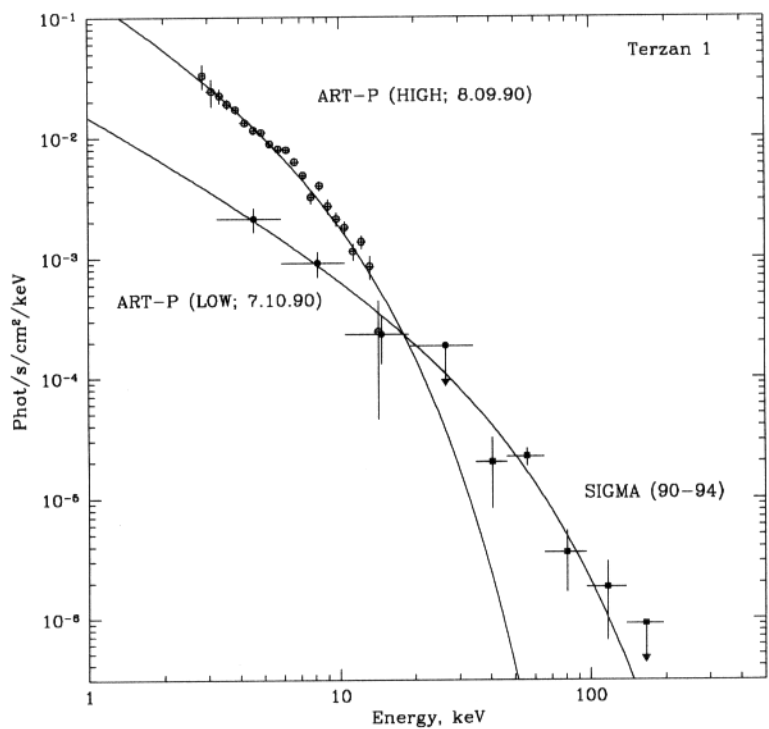


Рисунок 9.4. Спектр рентгеновского барстера Terzan 1 в "мягком" и "жестком" состоянии. Данные телескопа АРТ-П на энергиях ниже 30 кэВ взяты из работы Павлинского и др., 1994).

позволяет предположить, что спектр, наблюдавшийся АРТ-П 7 октября 1990 г. является типичным спектром источника в низком/жестком состоянии (рис.9.4). С другой стороны, в одном из наблюдений в 1990 г. телескоп АРТ-П обнаружил существенно более мягкий спектр (рис.9.4), подобный тому, что обычно наблюдается у рентгеновских барстеров.

В заключение подчеркнем, что, по-видимому, многократные детектирования рентгеновских барстеров СИГМой на энергиях выше 40 кэВ. соответствуют жесткому спектральному состоянию, наблюдаемому время от времени у многих рентгеновских барстеров в стандартном рентгеновском диапазоне. В этом случае, больший наклон спектров рентгеновских барстеров в энергетическом диапазоне СИГМы по сравнению со спектрами черных дыр не является следствием внутренне более крутого степенного спектра, а является проявлением экспоненциального завала, расположенного на меньших энергиях, чем в случае черных дыр.

Литература к Главе 9

- [1] Барре и др., 1995, в печати.
- [2] Павлинский и др., 1994, Труды COSPAR, симпозиум ME4
- [3] Сюняев и др., 1988, Письма в АЖ, 14, 771
- [4] Сюняев и др., 1991а, A&A, 247, L29
- [5] Сюняев и др., 1991б, Письма в АЖ, 17, 291
- [6] Сюняев и др., 1991в, Письма в АЖ, 17, 975
- [7] Чуразов, 1995, Докторская диссертация

Глава 10

Происхождение жесткой спектральной компоненты.

Обсуждается происхождение жесткой спектральной компоненты, наблюдаемой в спектрах аккрецирующих черных дыр и, в некоторых случаях, нейтронных звезд (в частности, рентгеновских барстеров).

Предложена двухфазная комптонизационная модель с обратной связью. Предложенный подход позволяет, не конкретизируя геометрию и физический механизм передачи энергии горячим электронам, сформулировать условия, необходимые для формирования жесткой спектральной компоненты, и объяснить некоторые наблюдаемые свойства жесткого рентгеновского излучения. В его основе лежит условное разделение "горячей" фазы (в которой формируется комптонизированный спектр) и "холодной" фазы (оптически непрозрачная область, поставляющая мягкие фотоны в зону комптонизации), в каждой из которых выделяется определенная доля гравитационной энергии аккрецирующего вещества. Показано, что для формирования жесткого спектра, с наклоном $\lesssim 2$, необходимо выполнение двух условий. Во-первых, $\frac{f_{C \rightarrow H} \cdot W_C}{W_H} \ll 1$, где W_C , W_H — энерговыделение в холодной и горячей фазах, $f_{C \rightarrow H}$ — геометрический фактор, определяющий долю мягких фотонов, излучившихся в холодной фазе и попавших в горячую фазу. Во-вторых, малость коэффициента обратной связи — геометрического фактора, равного доли светимости комптонизированного излучения, которая была переизлучена холодной оптически плотной фазой и возвращена в область комптонизации в виде мягких фотонов. При выполнении этих условий наклон комптонизационного спектра слабо зависит от абсолютных величин энерговыделения в горячей и холодной фазах (т.е. от светимости источника). Если же коэффициент обратной связи велик, $\sim 0.5 - 1$, прогрев холодной оптически плотной фазы комптонизированным излучением приведет к увеличению ее температуры, притока мягких фотонов в область комптонизации, и, следовательно, темпа комптоновского охлаждения горячих электронов, понижению их температуры и увеличению наклона комптонизационного спектра.

Обобщена модель вспышек применительно к формированию жесткой спектральной компоненты. Предполагая неоднородную в пространстве и во времени передачу энергии в зону комптонизации (горячую фазу – например, корону аккреционного диска), можно удовлетворить условиям формирования жесткого комптонизированного спектра. При этом усредненная по времени и по пространству доля энергии аккреции, выделяющейся в горячей фазе, может быть сравнительно невелика, $\frac{\langle W_H \rangle}{\langle W_C \rangle} \lesssim 1$, но мгновенное локальное значение будет сколь угодно большим, $\frac{W_H}{W_C} \gg 1$. Следствием такой модели является вывод о том, что 100% излучения жесткой спектральной компоненты формируется в результате вспышек. На примере рентгеновской Новой в созвездии Персея показано, что этот вывод подтверждается результатами телескопа СИГМА. Получены конкретные параметры индивидуальных вспышек.

10.1 Двухфазная комптонизационная модель с обратной связью.

Первые спектроскопические наблюдения жесткого рентгеновского излучения показали, что наблюдаемые спектры вполне могут быть объяснены в рамках комптонизации низкочастотного излучения на горячих электронах (Сюняев и Трюмпер, 1979; Сюняев и Титарчук, 1980). Впоследствии, в 80-х – начале 90-х годов, теория комптонизации успешно применялась для описания отдельных спектров индивидуальных источников. Общая форма спектров рентгеновского излучения кандидатов в черные дыры, наблюдавшихся телескопами обсерваторий ГРАНАТ и МИР-КВАНТ, сравнительно хорошо (отвлекаясь от деталей) описывается спектром комптонизированного излучения (см., например, Сюняев и др., 1991; Гребенев и др., 1993, Главы 3 и 4). Тем не менее, комптонизации, как общей концепции, недостаточно для объяснения всей совокупности наблюдаемых свойств рентгеновских источников. Как известно (см., например, Шапиро и др., 1976; Сюняев и Титарчук, 1980), наклон спектра комптонизированного излучения в интервале энергий между $h\nu_0$ и $3kT_e$ определяется величиной параметра комптонизации $y = 4 \frac{kT_e}{m_e c^2} \cdot \max(\tau, \tau^2)$, где $h\nu_0$ – характерная энергия низкочастотных фотонов, увеличивающих свою энергию за счет комптонизации на горячих электронах, T_e and τ – температура и оптическая толщина по Томсоновскому рассеянию горячих электронов. Слабая зависимость формы спектра (наклона и положения экспоненциального завала) от светимости источника, наблюдавшаяся телескопом СИГМА во многих случаях, означает относительное постоянство комбинации $kT_e \cdot \max(\tau, \tau^2)$ параметров области, где формируется жесткая спектральная компонента, в широком интервале светимостей, $\sim 1 - 2$ порядка.

Как правило, практическое применение концепции комптонизации к объяснению наблюдаемого жесткого рентгеновского излучения подразумевает (явно или не

явно), наряду с горячей разреженной средой, в которой происходит комптонизация, существование относительно холодного, оптически плотного вещества, поставляющего низкочастотные фотоны в зону комптонизации. Часть фотонов, излученных холодным веществом, попадает в горячую разреженную зону комптонизации, где в результате многократных рассеяний формируется жесткое излучение. В терминах светимости в области комптонизации происходит увеличение светимости мягкого излучения. Одной из характеристик зоны комптонизации является коэффициент усиления, определяющий, во сколько раз возрастает светимость мягкого излучения.

Сюняев и Титарчук (1989) подчеркнули, что присутствие холодного оптически плотного вещества вблизи области комптонизации может сильно влиять на параметры последней и, следовательно, на форму спектра комптонизированного излучения. Качественно, это можно пояснить следующим образом. Определенная доля комптонизированного излучения, падающая на холодное вещество приведет к увеличению его температуры, вследствие чего возрастет поток мягких фотонов в область комптонизации. Т.к. скорость комптоновского охлаждения пропорциональна потоку мягкого излучения, это приведет к уменьшению температуры горячих электронов (предполагая, что оптическая толщина постоянна), которая определяется равенством темпа комптоновских потерь и притока энергии аккрецирующего вещества. Следствием этого станет изменение формы спектра комптонизированного излучения (укручение и смещение экспоненциального завала в сторону меньших энергий). В работе Сюняева и Титарчука (1989) это было подтверждено результатами моделирования методом Монте-Карло самосогласованной задачи переноса излучения для плоской геометрии. Ниже предложен подход, позволяющий, не конкретизируя геометрию и физический механизм передачи энергии горячим электронам, сформулировать условия, необходимые для формирования жесткой спектральной компоненты, и объяснить ряд наблюдаемых свойств жесткого рентгеновского излучения. Аналогичный подход был независимо предложен в работах Хардта и Мараши (1991, 1993) применительно к ядрам активных галактик.

Условно выделим две фазы: "горячую", в которой в результате комптонизации мягких фотонов формируется наблюдаемое жесткое излучение, и "холодную" — оптически непрозрачная область, поставляющая мягкие фотоны в зону комптонизации. В каждой фазе выделяется определенная доля гравитационной энергии аккрецирующего вещества: W_H и W_C , соответственно. Часть гравитационной энергии, выделяющейся в холодной фазе, $f_{C \rightarrow H}^0$, попадает в горячую область в форме мягких фотонов. В свою очередь, часть излучения горячей фазы, преимущественно в форме жестких рентгеновских фотонов, попадает в холодную фазу, дополнительно нагревая ее и тем самым увеличивая приток мягкого излучения в зону комптонизации. Эта доля характеризуется коэффициентом обратной связи F ($F < 1$), определенным так, что полная светимость мягких фотонов, пересекающих границу горячей фазы равна $f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C + F \cdot L_H$, где

L_H – светимость горячей фазы. Предполагая стационарность, можно сформулировать условие энергетического баланса для горячей фазы:

$$L_H = W_H + f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C + F \cdot L_H$$

Используя это соотношение и определение коэффициента усиления (отношение светимости горячей фазы, L_H , к полной светимости мягких фотонов, попадающих в горячую фазу, $f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C + F \cdot L_H$), можно получить выражение для коэффициента усиления η .

$$\eta = \frac{1 + f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C / W_H}{F + f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C / W_H} = \frac{1 + R}{F + R}, \quad (10.1)$$

где $R = \frac{f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C}{W_H}$.

С другой стороны, известно, что наклон комптонизированного спектра определяется величиной коэффициента усиления и частотой мягких фотонов (Сюняев и Титарчук, 1980; Дермер и др., 1991). В нерелятивистском случае эта зависимость может быть аппроксимирована выражением: $\eta = 1 + \frac{1}{\alpha - 1} \cdot [1 - (\frac{h\nu_0}{3kT_e})^{\alpha - 1}]$, где α – спектральный индекс комптонизированного спектра, ν_0 – характерная частота мягких фотонов. Следовательно, чем больше величина коэффициента усиления, тем меньше наклон спектра. В частном случае спектра с фотонным индексом 2 ($\alpha = 1$) получаем $\eta = 1 + \ln \frac{3kT_e}{h\nu_0}$, т.е. $\eta \gtrsim 5 - 6$, т.к. для типичных наблюдаемых спектров $\frac{3kT_e}{h\nu_0} \gtrsim 50 - 100$. Меньшие значения коэффициента усиления приводят к более крутым спектрам.

Из выражения (10.1) для коэффициента усиления следует ряд важных выводов.

1. Коэффициент усиления зависит от энерговыделения только через величину отношения W_C / W_H , но не зависит от абсолютной величины энерговыделения, т.е. от светимости источника. Следствием этого является слабая зависимость наклона комптонизированного спектра от светимости источника – только через отношение $\frac{kT_e}{h\nu_0}$. Конкретная форма зависимости этого отношения от светимости определяется конкретной физической моделью горячей и холодной фаз. Заметим, что наиболее естественная форма зависимости температуры оптически плотной фазы от светимости – это $h\nu \propto L^{1/4}$.
2. Значение коэффициента усиления ($\sim$ наклон комптонизированного спектра) определяется значением двух параметров: $R = \frac{f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C}{W_H}$ и коэффициента обратной связи F . Параметр $R = \frac{f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C}{W_H}$, по сути, есть отношение доли гравитационной энергии аккрецирующего вещества, выделившейся в холодной фазе и попавшей в горячую фазу в форме мягких фотонов ($f_{C \rightarrow H}^0 \cdot W_C$) к доле гравитационной энергии, выделившейся в горячей фазе (W_H). При заданных значениях R и F , определяемых конкретным физическим механизмом образования горячей фазы, параметры горячей фазы – температуры и/или толщина – "подстраиваются" таким образом, чтобы получить "правильное" значение коэффициента усиления.

3. В предельном случае $R \gg 1$, т.е. когда доля энергии, передаваемой горячим электронам мала, коэффициент усиления равен $\eta = 1 + O(\frac{1}{R})$, т.е. близок к 1. Спектр комптонизированного излучения имеет большой наклон.
4. В противоположном случае, $R \ll 1$, коэффициент усиления равен $\eta \approx \frac{1}{F}$. Если при этом коэффициент обратной связи велик, $F \sim 1$, наклон комптонизированного спектра также будет велик – прогрев холодной оптически плотной фазы комптонизированным излучением приведет к увеличению ее температуры, притока мягких фотонов в область комптонизации, и, следовательно, темпа комптоновского охлаждения горячих электронов, понижению их температуры и увеличению наклона комптонизационного спектра. В частном случае плоской геометрии (однородный слой горячих электронов над холодным оптически плотным веществом, пренебрегая отражением) $F \approx 0.5$ (предполагая $\tau \gtrsim 1$), коэффициент усиления равен 2, и, следовательно, наклон спектра равен 3. Для того, чтобы сформировался жесткий спектр с наклоном $\lesssim 2$, необходимы меньшие значения коэффициента обратной связи F . Одна из возможностей удовлетворить условиям формирования жесткого спектра обсуждается в следующем разделе.

10.2 Жесткая спектральная компонента и короткомасштабная переменность.

Во всех известных случаях жесткая спектральная компонента, наблюдаемая в низком состоянии кандидатов в черные дыры, сопровождается сильной короткомасштабной переменностью жесткого рентгеновского потока. Типичные значения относительных среднеквадратичных вариаций составляют $\approx 10-40\%$ ($\sim 0.01-10$ Гц). В некоторых случаях удалось показать (например, наблюдения рентгеновской Новой в созвездии Персея телескопом СИГМА), что волновые формы сигнала в разных энергетических диапазонах практически совпадают, т.е. вариации потока на разных энергиях вызваны одними и теми же событиями, происходящими, возможно, с некоторой временной задержкой.

Предположим, что энергия аккрецирующего вещества преобразуется в тепловую энергию горячих электронов неоднородно в пространстве и непостоянно во времени. Это может происходить, например, из-за неустойчивостей, развивающихся в аккреционном диске или вследствие генерации магнитного поля в диске и последующего "всплывания" магнитных петель (Галеев и др., 1979). В этом случае каждому такому событию, локализованному в пространстве и ограниченному во времени будет соответствовать вспышка комптонизированного излучения. В целом будет наблюдаться усредненное во времени излучению нестационарной и неоднородной горячей фазы (например, нестационарной и неоднородной короны аккреционного диска). При этом для каждого локального события могут выполняться условия формирования комптонизированного излучения с наклоном $\lesssim 2$. В то же время усредненная по времени и по пространству доля энергии аккреции, выделяющейся в горячей фазе, может быть сравнительно невелика, $\frac{\langle W_H \rangle}{\langle W_C \rangle} \lesssim 1$. Напомним в связи с этим, что одним из главных возражений против модели формирования жесткой компоненты в короне аккреционного диска была необходимость преобразовать основную часть гравитационной энергии аккрецирующего вещества в тепловую энергию разреженной короны.

В рамках такого сценария модель всплесков (shot noise model) – математическая модель, успешно применяемая для описания короткомасштабной аperiодической переменности рентгеновского потока (подробнее см. раздел 7.2) – приобретает вполне конкретное физическое обоснование.

10.2.1 Параметры всплесков.

Наблюдения короткомасштабной переменности рентгеновского потока позволяют оценить параметры всплесков. Ниже изложены результаты, полученные телескопом СИГМА для рентгеновской Новой в созвездии Персея.

Обозначим через C полную скорость счета регистрируемую детектором, ϵ – полное число отсчетов от одной вспышки, A – скорость счета в максимуме вспышки, а

продолжительность вспышки определим как $\tau = \epsilon/A$ (такое определение подразумевает, естественно, достаточно гладкую форму вспышки). Предположим далее, что все вспышки имеют одинаковую форму и следуют с частотой λ . Тогда, очевидно, имеет место соотношение

$$A\lambda\tau \leq C$$

(скорость счета, обеспечиваемая вспышками, $A\lambda\tau$, не может превышать полную скорость счета C), т.е.

$$\frac{A}{C} \leq \frac{1}{\lambda\tau}$$

С другой стороны, используя определение относительных среднеквадратичных вариаций, можно показать, что

$$rms^2 \leq \left(\frac{A}{C}\right)^2 (\lambda\tau)$$

т.е.

$$\frac{A}{C} \geq \frac{rms}{\sqrt{\lambda\tau}}$$

Величина $\lambda\tau$, входящая в эти выражения, равна отношению характерной продолжительности одной вспышки к среднему интервалу между вспышками и определяет насколько индивидуальные вспышки перекрываются друг с другом. Т.о., на плоскости параметров относительная амплитуда вспышки A/C – параметр перекрытия вспышек $\lambda\tau$ область разрешенных параметров вспышек ограничена двумя кривыми:

$$\frac{rms}{\sqrt{\lambda\tau}} \leq \frac{A}{C} \leq \frac{1}{\lambda\tau}$$

Заметим, что эти ограничения не зависят от конкретной формы вспышек и определяются лишь одной наблюдаемой величиной – относительной rms . На рис. 10.1 показана область допустимых параметров, полученная этим методом для рентгеновской Новой в созвездии Персея на основе наблюдений СИГМЫ 22 августа 1992 г. Величина относительной rms жесткого рентгеновского потока в этот период составила $\approx 30\%$ (0.001–5 Гц), спектр мощности приведен на рис. 7.1.

Рассмотрим далее распределение числа регистрируемых фотонов. Это распределение определяется двумя факторами: (1) Пуассоновское распределение, обычное при регистрации случайных событий (рентгеновских фотонов) и (2) вариации потока, связанные с переменностью источника. Если отдельные вспышки сильно перекрываются, $\lambda\tau \gg 1$, внутренние вариации интенсивности будут подчиняться Гауссову распределению (центральная предельная теорема). Если вспышки редки, $\lambda\tau \ll 1$, то распределение будет сильно отличаться от Гауссова. Т.о. распределение числа регистрируемых фотонов позволяет получить дополнительные ограничения на параметры вспышек. Конкретные вычисления сводятся к моделированию ожидаемого распределения и сравнения с наблюдаемым для различных значений параметра $\lambda\tau$. Результат показан на рис. 10.1 (заштрихованная область между сплошной и штриховой кривыми).

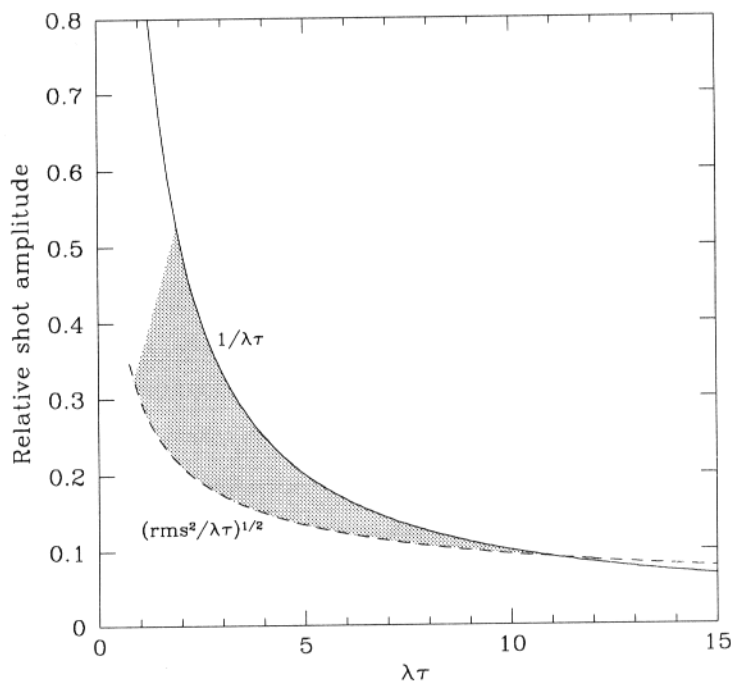


Рисунок 10.1. Рентгеновская Новая 1992 г. в созвездии Персея. Интерпретация данных телескопа СИГМА в рамках модели вспышек (наблюдения 22 августа 1992 г., наблюдавшийся спектр мощности показан на рис. 10.1). Ограничения на параметры вспышек. Сплошная и штриховая линии – ограничения, следующие из величины относительной rms , заштрихованная область между ними – из анализа статистического распределения регистрируемой скорости счета. Левая граница заштрихованной области соответствует достоверности 90%.

Т.о., анализ данных СИГМЫ ограничивает значения параметров перекрытия вспышек $1 \lesssim \lambda\tau \lesssim 11$, т.е. в каждый момент времени одновременно развиваются от ≈ 1 до ≈ 12 вспышек. С другой стороны, из формы спектра мощности (рис.7.1) следует, что характерная продолжительность вспышки составляет ~ 10 сек. Из этого следует, что частота возникновения вспышек лежит в интервале одна вспышка в ~ 10 сек. до одной вспышки в ~ 1 сек. Заметим, если параметр перекрытия $\lambda\tau$ превышает единицу, то это означает, что неустойчивости, ответственные за возникновение вспышек носят локальный характер, т.е. не развиваются когерентным образом сразу во всей области, ответственной за формирование жесткого излучения.

Важным параметром является доля светимости, излучаемой во вспышках, φ . Заметим, что она не равна наблюдаемой величине относительных среднеквадратичных вариаций потока rms . В случае перекрывающихся вспышек величина rms может быть намного меньше доли светимости, излучаемой во вспышках. В соответствии с определением,

$$\varphi = \frac{\epsilon\lambda}{C} = \frac{A\lambda\tau}{C}$$

Следовательно,

$$rms\sqrt{\lambda\tau} \leq \varphi \leq 1$$

Заметим, что $\varphi = 1$ соответствует сплошной линии на рис.10.1 – т.е. данные СИГМЫ совместимы с $\varphi = 1$. Ограничение на параметр перекрытия, $\lambda\tau \gtrsim 1$ (на уровне достоверности 90%), и наблюдаемое значение $rms \approx 0.3$, полученные по данным СИГМЫ (рис.10.1), позволяют получить нижний предел на долю светимости во вспышках: $\varphi \gtrsim 0.3$. Т.о. рентгеновские данные совместимы с предположением о том, что 100% жесткого рентгеновского излучения рождается во вспышках, а нижний предел на вклад вспышек в светимость равен 30%.

Как уже упоминалось (раздел 3.4), для Новой в Персее была обнаружена корреляция между светимостью в жестком рентгеновском диапазоне и величиной относительной rms (рис. 3.20), имеющая простую интерпретацию в рамках модели вспышек. Предполагая, что 100% жесткого рентгеновского излучения рождается во вспышках возможны два предельных случая изменения величины относительной rms при изменении светимости источника. (1) Если частота вспышек остается неизменной, а светимость падает за счет изменения энерговыделения в индивидуальной вспышке, относительная rms вариаций рентгеновского потока будет оставаться неизменной. (2) Если же, наоборот, энерговыделение в каждой отдельной вспышке остается неизменным, а светимость уменьшается за счет уменьшения частоты вспышек – относительная rms будет расти пропорционально $L^{-1/2}$ – что примерно и наблюдалось (рис. 3.20).

Литература к Главе 10

- [1] Галеев и др. (Galeev A.A., Rosner R., and Vaiana G.S.), 1979, ApJ, 229, 318
- [2] Гребенев и др. (Grebenev S. et al.) 1993, A&A Suppl.Ser., 97, 281
- [3] Дермер и др. (Dermer C.D., Liang E.P. & Canfield E.), 1991, ApJ, 369, 410
- [4] Сюняев и Трюмпер (Sunyaev R. & Truemper J.) 1979, Nature, 279, 506
- [5] Сюняев и Титарчук (Sunyaev R. & Titarchuk L.) 1980, A&A, 86, 121
- [6] Сюняев и Титарчук (Sunyaev R. & Titarchuk L.) 1989, Proceedings of "23rd ESLAB Symposium", ESA SP-296, Bologna, Italy, editors: J.Hunt & B.Battrick, vol. 1, p.627
- [7] Сюняев и др. (Sunyaev R. et al.) 1991, A&A, 247, L29
- [8] Хардт и Мараски (Haardt & Maraschi), 1991, ApJ, 380, L51
- [9] Хардт и Мараски (Haardt & Maraschi), 1993, ApJ
- [10] Шапиро и др.,(Shapiro S., Lightman A. & Eardley D.), 1976 ApJ, 204, 187