

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Сергей Владимирович Мольков

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ АККРЕЦИРУЮЩИХ
НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД ПО ДАННЫМ МИССИЙ
ГРАНАТ, RXTE и ИНТЕГРАЛ

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физ.-мат. наук С.А. Гребенев

Москва

Огромное спасибо моему научному руководителю Сергею Андреевичу Гребеневу за научную школу. Также хотелось бы отдельно поблагодарить Михаила Ревнищева, Александра Лутовина, Марата Гильфанова и Сергея Трудюлова, общение с которыми помогало в работе.

Диссертация является результатом работы в Отделе Астрофизики Высоких Энергий Института Космических Исследований РАН. Автор благодарен коллективу отдела и его научному руководителю, академику РАН Рашиду Алиевичу Сюняеву, за внимание к работе и неоценимую помощь.

Оглавление

Введение	5
I Инструментальная часть	7
1 Инструментальная часть	9
Инструментальная часть	9
1.1 Обсерватория ГРАНАТ	9
1.1.1 Телескоп АРТ-II обсерватории ГРАНАТ	9
1.2 Обсерватория Rossi X-Ray Timing Explorer	12
1.2.1 Детектор PCA	12
1.3 Орбитальная обсерватория ИНТЕГРАЛ	17
1.3.1 Телескоп IBIS	17
1.3.2 Телескоп JEM-X	17
1.3.3 Анализ данных	18
II Рентгеновские Барстеры	21
2 GX 3+1	23
GX 3+1	23
2.1 Введение	23
2.2 Наблюдения.	24
2.3 Спектры излучения GX3+1 и их анализ.	27
2.4 Рентгеновский всплеск	36
2.5 Обсуждение	37
3 Терзан 1	43
Терзан 1	43
3.1 Введение	43
3.2 Наблюдения	44

3.3	Спектр излучения	46
3.4	Обсуждение	48
4	X 1916-053	51
	X 1916-053	51
4.1	Введение	51
4.2	Наблюдения	52
4.3	Морфология всплесков и их спектральный анализ	52
4.4	Обсуждение	54
5	Гигантский рентгеновский всплеск в шаровом скоплении Терзан 2	59
	Терзан 2	59
5.1	Введение	59
5.2	Наблюдения	61
5.3	Профиль всплеска и прекурсоров	61
5.4	Временная спектроскопия рентгеновского всплеска	65
5.5	Интерпретация	67
III	Спектральная переменность ярких двойных рентгеновских систем	73
6	GX 340+0	75
	GX 340+0	75
6.1	Введение	75
6.2	Наблюдения и методика анализа	76
6.3	Временные и спектральные характеристики	79
6.4	Обсуждение	84
IV	Транзиентные рентгеновские источники	89
7	Aql X-1	91
	Aql X-1	91
7.1	Введение	91
7.2	Наблюдения	92
7.3	Спектральный анализ	93
7.4	Рентгеновские всплески	95
8	Пульсар X 1901+03	99

X 1901+03	99
8.1 Введение	99
8.2 Наблюдения	99
8.3 Спектры излучения	100
8.4 Временной анализ	101
Заключение	105

Введение

Нейтронные звезды были открыты "на кончике пера" в 30-е годы. Еще тогда теоретиками была выдвинута гипотеза о существовании небесных объектов с очень высокой плотностью вещества и с малыми радиусами. Однако обнаружить такие объекты не представлялось возможным, так как остаточное тепловое излучение данных объектов оказывалось очень слабым из-за их малой площади. Таким образом, стало очевидным, что нейтронные звезды могут обнаружить себя только косвенным образом, т.е. должен существовать какой-то более мощный механизм формирования излучения. Одним из таких механизмов может быть аккреция вещества (либо из окружающего пространства, либо со звезды-компаньона в двойной системе) на нейтронную звезду. Расчеты показывали, что эффективная температура такого излучения лежит в рентгеновской области спектра (2 – 10 кэВ). На тот момент астрономам для наблюдений были доступны только телескопы и приборы, базирующиеся на поверхности Земли. Так как подавляющее число рентгеновских лучей поглощается земной атмосферой, нейтронные звезды оставались вне поля зрения астрономов около тридцати лет. Ситуация кардинально поменялась в 60-е годы, когда получила развитие внеатмосферная рентгеновская астрономия и с баллонов были обнаружены первые внесолнечные источники рентгеновского излучения и существование нейтронных звезд было экспериментально подтверждено. Особенно бурно рентгеновская астрономия начала развиваться в 70-е годы, после того как в 1970 г. был запущен первый научный спутник-обсерватория UHURU (SAS-1), работающий в рентгеновской области спектра, приборами которого за два года работы было зарегистрировано 339 рентгеновских объектов.

Дальнейшие исследования показали, что большая часть источников рентгеновского излучения — двойные рентгеновские системы, в которых основное энерговыделение приходится на процесс аккреции — перетекание вещества от нормального звездного компаньона к компактному объекту (нейтронной звезде или черной дыре). При этом оказалось, что наблюдательные проявления двойных рентгеновских систем не одинаковы и зависят от параметров компактного объекта и самой двойной системы. Все двойные рентгеновские системы можно

условно разделить на две большие группы — маломассивные двойные рентгеновские системы (в англоязычной литературе принята аббревиатура LMXB) с массой оптической звезды-компаньона $M \sim 1 M_{\odot}$ и массивные двойные рентгеновские системы (НМХВ) с массой компаньона $M \geq 10 M_{\odot}$. Кроме того, свойства двойных систем сильно зависят и от величины магнитного поля нейтронной звезды. Подавляющее большинство систем с сильнозамагниченным компактным объектом (молодые нейтронные звезды, $B \sim 10^{12}$ Гс) относится к классу НМХВ и проявляет когерентные пульсации в собственном рентгеновском излучении, то есть является пульсарами. Значительная часть двойных систем с массивным оптическим компаньоном является транзиентами, то есть время от времени переходит из своего обычного состояния в состояние с высокой светимостью. Такие переходы у одних систем довольно регулярны, а у других крайне редки, а длительность пребывания в высоком по светимости состоянии может варьироваться от часов до месяцев. Двойные системы со слабозамагниченным компактным объектом (старые нейтронные звезды, $B \sim 10^9$ Гс) составляют большую часть всех LMXB. Этот тип объектов очень разнообразен. Излучение, регистрируемое от таких объектов, может характеризоваться различными наблюдательными проявлениями: рентгеновскими всплесками, вызванными термоядерными взрывами на поверхности нейтронной звезды (всплески I-го типа, их длительность от нескольких секунд до часов) или кратковременными изменениями темпа аккреции (всплески II-го типа, их длительность порядка секунд); мощными продолжительными вспышками (длящимися дни и даже месяцы); резкими провалами на кривой блеска — дипами, вызванными затмениями излучающей области оптическим компаньоном или аккреционным диском; квазипериодическими осцилляциями потока; а также от таких объектов были обнаружены килогерцевые квазипериодические и когерентные пульсации, свидетельствующие о том, что нейтронные звезды в этих системах вращаются со скоростью несколько сот оборотов в секунду.

Детальное исследование временных историй и спектральных характеристик излучения дает возможность понять, какие процессы происходят в этих системах, где вещество находится в экстремальных условиях (при высоких температурах и высоких давлениях), не достижимых в лабораторных условиях. В частности, очень интересным представляется исследование двойных рентгеновских систем в переходные периоды, когда темп аккреции меняется в несколько раз, либо во время пекулярных событий, таких как термоядерные взрывы, во время которых в системе может быть даже нарушен процесс аккреции.

Часть I

Инструментальная часть

Глава 1

Инструментальная часть

При выполнении этой работы были использованы данные целого ряда рентгеновских инструментов с различных рентгеновских орбитальных обсерваторий. В этой главе мы дадим краткое описание рентгеновских миссий ГРАНАТ, RXTE и ИНТЕГРАЛ и инструментов, на данных которых основывается данная работа.

1.1 Обсерватория ГРАНАТ

Первого декабря 1989 г. ракетой-носителем ПРОТОН была выведена на высокоапогейную орбиту, – период 96 ч, апогей 200000 км, перигей 2000 км, наклонение 51.6° , – международная астрофизическая обсерватория ГРАНАТ. В ее состав входило несколько научных приборов, основными из которых были два – рентгеновский телескоп АРТ-П, разработанный в СССР, и французский телескоп СИГМА, предназначенный для работы в жестком диапазоне энергий 30 – 1500 кэВ. Именно эти два прибора предназначались для выполнения основной задачи миссии – длительному (24 часа и более) наблюдению источников рентгеновского и гамма-излучения в широчайшем диапазоне энергий с угловым разрешением несколько угловых минут и временным разрешением порядка миллисекунды. На рис.1.1 показан общий вид обсерватории ГРАНАТ.

1.1.1 Телескоп АРТ-П обсерватории ГРАНАТ

На рис.1.1 стрелочкой показан телескоп АРТ-П. Телескоп состоит из четырех сонаправленных, полностью идентичных модулей, каждый из которых имеет геометрическую площадь 625 см^2 и включает в себя многопроволочную пропорциональную камеру, коллиматор, блок электроники и маску, поддерживае-

Табл. 1.1. Основные технические характеристики телескопа АРТ-II

диапазон для спектрометрии и временного анализа	2.5-100 кэВ
диапазон для построения изображения	2.5-60 кэВ
поле зрения	$3^{\circ}4 \times 3^{\circ}6$
угловое разрешение	$5.2'$
точность локализации	$\sim 1'$
эффективная площадь каждого детектора	$625/2=312.5 \text{ см}^2$
расстояние между маской и детектором	1320 мм
давление	1.2–1.5 атм
газовая смесь	85%Xe+10%Ar+5%CO ₂
энергетическое разрешение	25% на 5.9 кэВ
временное разрешение	$\sim 3.9 \text{ мс}$
мертвое время	580 $\mu\text{с}$

мую легкой фермой из углепластика. Маска сделана из меди толщиной 1.5 мм и состоит из 16 одинаковых мотивов размером 43×41 элемент, построенных на основе URA-последовательностей. Телескоп АРТ-II имеет канал для обмена информацией с телескопом СИГМА. По этому каналу осуществляется передача научной информации из АРТ-II в долговременную память на цилиндрических магнитных доменах телескопа СИГМА. Кроме того, по этому же каналу принимаются данные от французского звездного датчика, определяющего мгновенную ориентацию космического аппарата с точностью $\leq 1'$.

Наблюдения проводились в режиме "поток фотонов", при котором для каждого фотона в буферную память прибора записывались его координаты на детекторе (с точностью ~ 0.5 мм), энергия (1024 канала) и время прихода (с точностью $1/256$ с). Такой режим позволял проводить как временной, так и спектральный анализ излучения каждого рентгеновского источника, находящегося в поле зрения телескопа.

Передача данных в основную память проводилась после заполнения буфера (один раз за 100-200 сек) в течении ~ 30 сек, в результате чего записанная информация имеет вид отдельных экспозиций с разрывами между ними. Космический аппарат стабилизирован с точностью порядка ± 30 мин. дуги. В результате его качания в этих пределах поток от источника модулируется с характерным временем 900–1100 с функцией пропускания коллиматора. При анализе данных телескопа АРТ-II вводились поправки на этот эффект.

Основные технические характеристики телескопа АРТ-II приведены в таблице 1.1.

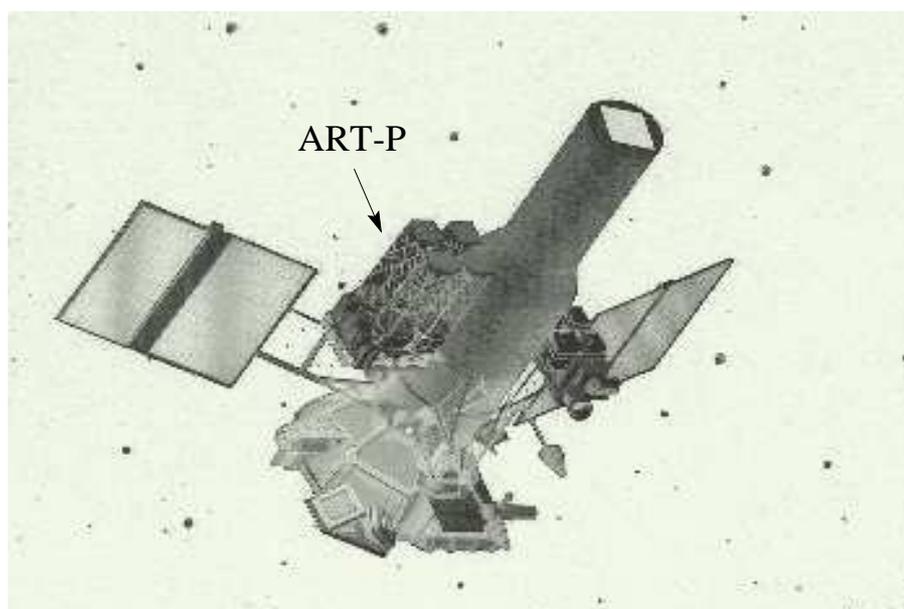


Рис. 1.1. Орбитальная астрофизическая обсерватория ГРАНАТ. Стрелочкой показан телескоп АРТ-П.

Для хранения научной информации телескопа АРТ-П между сеансами связи использовалась бортовая память емкостью 16 Мбайт. Эта же память использовалась для хранения информации с французских приборов СИГМА и ФЕБУС. Во время наземной отработки комплекса научной аппаратуры проекта ГРАНАТ была допущена ошибка в бортовой программе телескопа СИГМА – были перепутаны знаки осей этого телескопа и звездного датчика. Последующее перепрограммирование бортовой программы телескопа СИГМА с Земли позволило исключить эту ошибку, но при этом пришлось отказаться от режима сжатия информации на телескопе АРТ-П. Поэтому объем выделенной памяти для телескопа АРТ-П (примерно 6-7 Мбайт в сутки) был достаточен для работы, как правило, только одного из четырех модулей.

В первый год работы телескопа использовались попеременно первый и четвертый модули АРТ-П. После года работы на орбите, который пришелся на год активного Солнца, в этих модулях вышли из строя бортовые микропроцессоры. В дальнейшем наблюдения велись при помощи третьего модуля; второй модуль не использовался по причине выхода из строя одного из координатных каналов. В самом начале работы обсерватории ГРАНАТ, при проведении наблюдений в штатном положении, произошел перегрев высоковольтного источника пита-

ния третьего модуля, что привело к частичной потере управляемости питания на катодных плоскостях многопроволочной пропорциональной камеры данного модуля. Это в свою очередь привело к снижению координатного и энергетического разрешения детектора в мягкой области (3 – 8 кэВ) и, как следствие, к смещению рабочего диапазона детектора в более жесткую по сравнению с первым и четвертым модулями область. Это в дальнейшем затрудняло, или даже не позволяло проводить спектральный анализ излучения рентгеновских источников в мягком диапазоне энергий при наблюдении их третьим модулем телескопа. Подробное описание телескопа АРТ-II дано в работах Ямбуренко и др. (1988) и Павлинского (1991).

1.2 Обсерватория Rossi X-Ray Timing Explorer

Тридцатого декабря 1995 года ракетой-носителем Дельта II на круговую орбиту с радиусом 600 км была выведена рентгеновская астрофизическая обсерватория RXTE (Rossi X-Ray Timing Explorer, Bradt et al. 1993). Основными приборами миссии являются: система пропорциональных счетчиков PCA (Proportional Counter Array) и система твердотельных детекторов HEXTE (High Energy Timing Experiment), а также рентгеновский монитор всего неба ASM (All Sky Monitor) (см. Рис.1.2). Большая часть результатов, представленных в диссертационной работе получена на основе данных PCA, поэтому ниже приводится более детальное описание данного инструмента.

1.2.1 Детектор PCA

PCA представляет собой набор 5 коллимированных пропорциональных счетчиков, заполненных ксеноном. Диапазон чувствительности детекторов составляет $\sim 3 - 40$ кэВ. Сотовый коллиматор ограничивает поле зрения $\sim 1^\circ \times 1^\circ$. Несмотря на то, что спектрометр не имеет пространственного (углового) разрешения, он может использоваться для локализации ярких источников, работая в режиме сканирования. Такой режим нередко используется в наблюдениях обсерватории и в отдельных случаях позволяет локализовать яркие источники с точностью лучше 2 угл.мин.

Передний слой каждого детектора заполнен пропаном, прозрачным для рентгеновских фотонов с энергией выше 3 кэВ и используется для частичной фильтрации фоновых частиц (так называемый "вето-слой"). Основной объем детекторов занимает ксенон с малой примесью метана при давлении ~ 1.1 атм. Система, снимающая ток с каждого детектора состоит из трех слоев катодов, каждый из которых подразделен на две части — "правую" (R) и "левую" (L). В каждый из

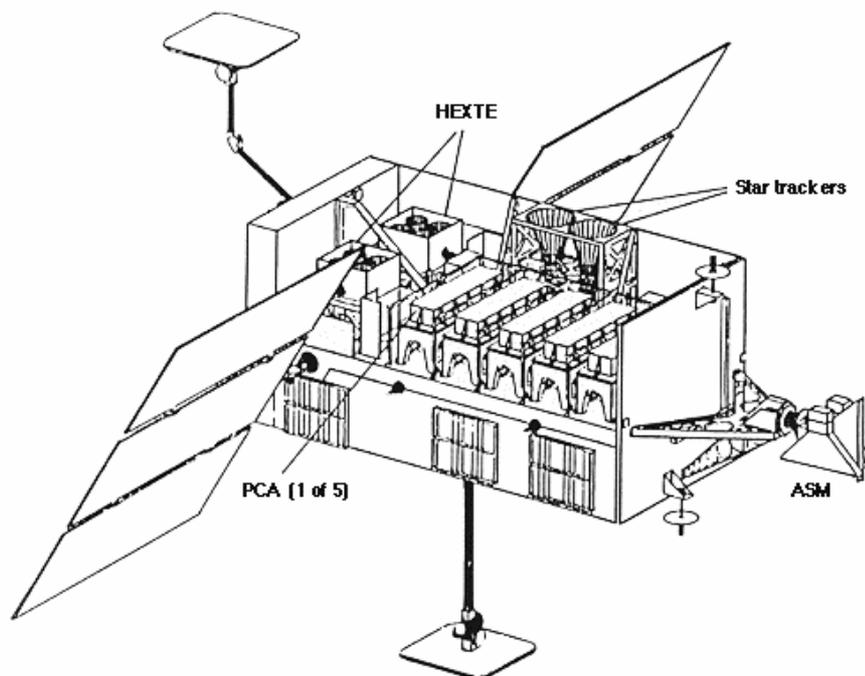


Рис. 1.2. Общий вид обсерватории RXTE

детекторов встроен калибровочный источник рентгеновского излучения Am^{241} (схема строения показана на Рис.1.3). Полная эффективная площадь детекторов PCA составляет $\sim 6500 \text{ cm}^2$ на энергии 6 кэВ, а энергетическое разрешение на той же энергии – 18%. Для наглядности и демонстрации великолепных возможностей данного прибора все его основные технические характеристики собраны в таблице 1.2.

Результаты счета детекторов PCA обрабатываются бортовой системой EDS (Experiment Data System), которая может работать в нескольких режимах: два стандартных режима, присутствующих во всех наблюдениях – Standard1 и Standard2, в которых фотоны записываются в один энергетический канал с временным разрешением 0.125 с и в 128 энергетических каналов с временным разрешением 16 с, соответственно; также есть несколько дополнительных режимов работы данной системы, которые могут быть включены в программу наблюдений дополнительно к стандартным, наиболее емкий из них позволяет за-

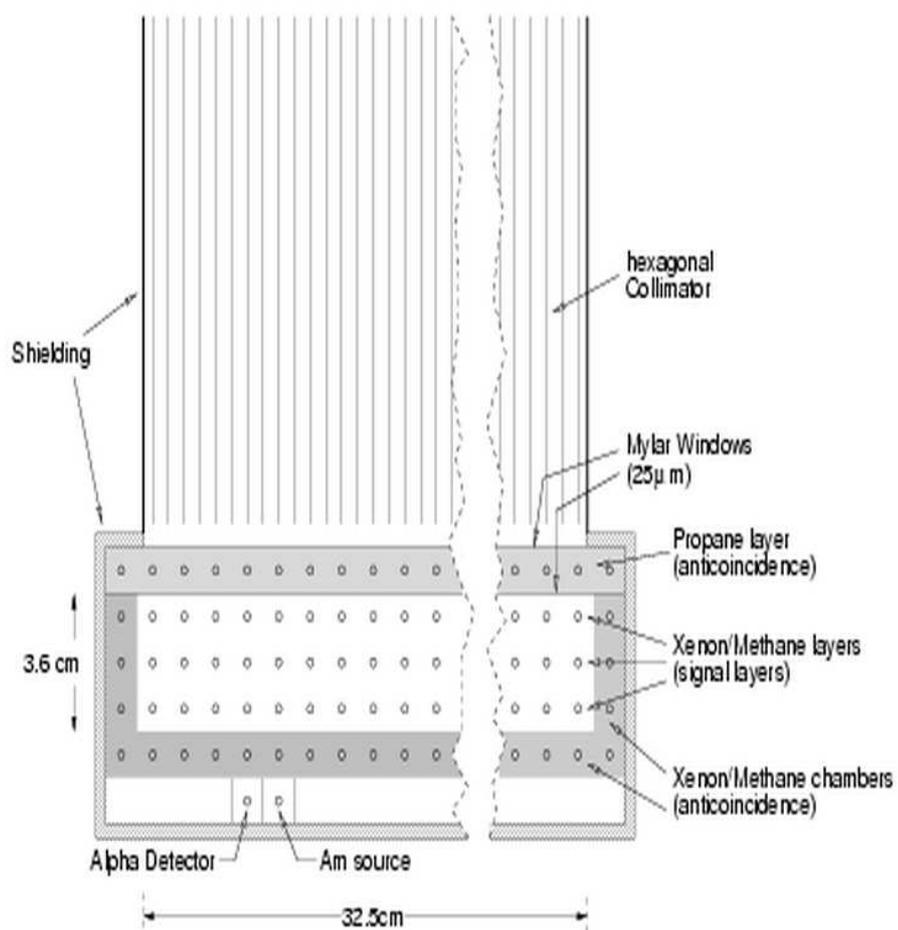


Рис. 1.3. Схема отдельного пропорционального счетчика

Табл. 1.2. Основные технические характеристики РСА

рабочий энергетический диапазон	2.5-60 кэВ
энергетическое разрешение	< 18% на 6 кэВ
временное разрешение	1 микросекунда
пространственное разрешение	1° на полувысоте ф.пропускания
эффективная площадь каждого детектора	~ 1250 см ²
количество детекторов	5
чувствительность	0.1 мКраб

писывать время прихода фотонов с разрешением ~ 1 микросекунда (2^{-20} с) в 256 энергетических каналах. Также есть режим, который срабатывает только на всплески так называемый Burst Catcher. Данный режим может быть включен в программу наблюдений барстеров и срабатывает только при обнаружении рентгеновского всплеска, чтобы записать информацию о всплеске с лучшим энергетическим и временным разрешением. Мертвое время прибора составляет ~ 10 микросекунд для каждого регистрируемого фотона (эта величина несколько растет с энергией фотона) и ~ 150 микросекунд на каждую высокоэнергичную частицу. Поток от Крабовидной туманности в диапазоне РСА составляет порядка 2500 отсчетов в секунду в одном детекторе. При очень больших потоках ($> 2 - 3$ Краб) существенным становится так называемый "эффект переполнения" ("pile-up effect"). Бортовой компьютер, обрабатывающий пришедший от детектора импульс, не успевает надлежащим образом записать всю информацию о событии до того как приходит новый импульс. Наложение двух импульсов приводит к тому, что компьютер записывает одно событие, но с энергией, соответствующей сложной энергии двух пришедших событий. Другой крайний случай когда бортовая память переполняется до того, как происходит сброс информации из нее. Такое возможно в случае, если темп генерации данных превосходит предельно допустимый для выбранной моды прибора. В этом случае часть информации теряется безвозвратно.

При обработке данных спектрометра РСА использовался стандартный пакет програм FTOOLS. Приборный фон моделировался при помощи программы *psbackest* (Stark 1999). Для того, чтобы учесть эволюцию параметров пропорционального счетчика РСА, для каждого наблюдения строилась своя матрица отклика (Jahoda 1999a, Jahoda 1999b). Все спектры корректировались на мертвое время по методу, описанному в работе Zhang&Jahoda, 1996.

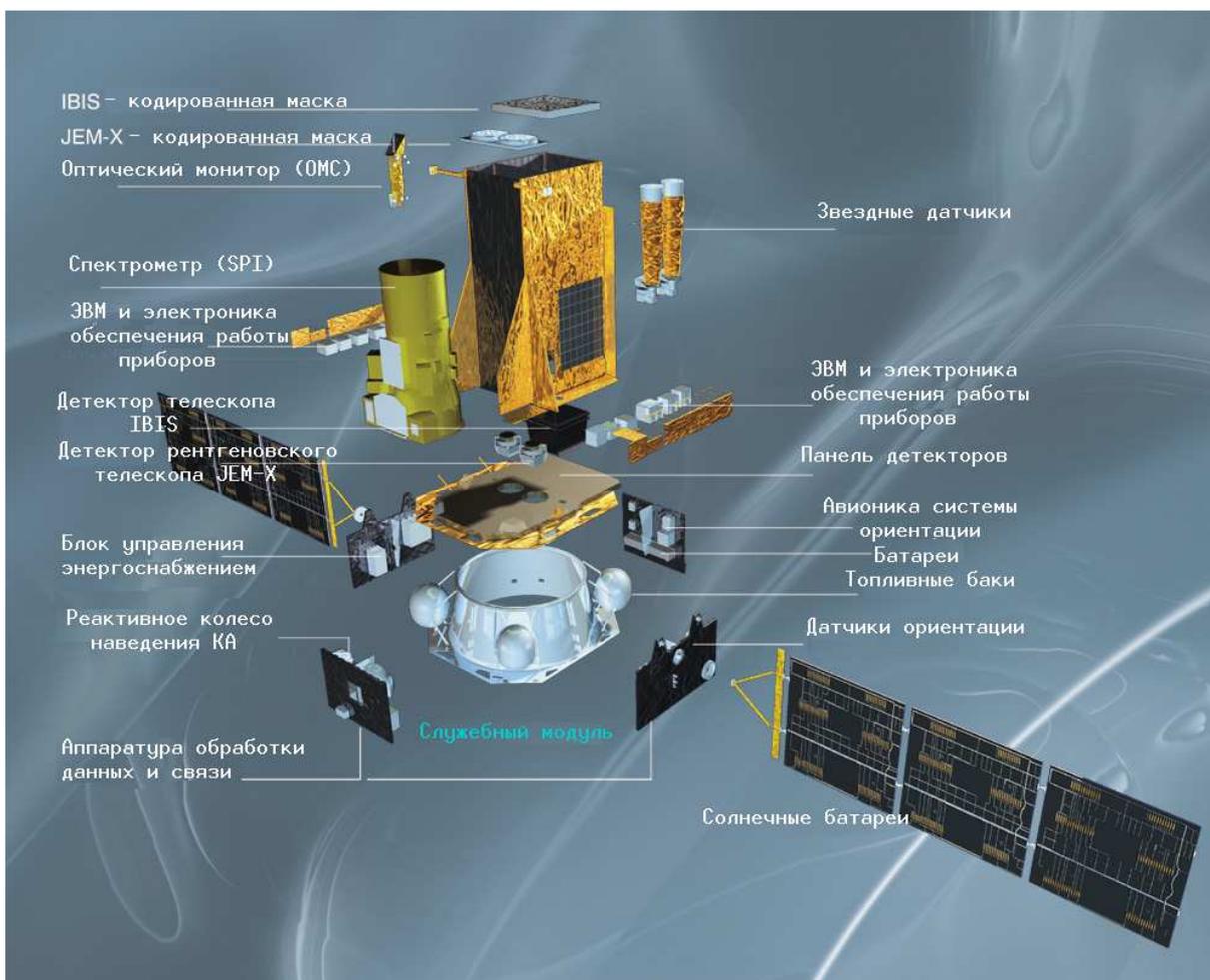


Рис. 1.4. Состав обсерватории ИНТЕГРАЛ

1.3 Орбитальная обсерватория ИНТЕГРАЛ

Семнадцатого октября 2002 г. ракетой-носителем ПРОТОН на высокоапогейную орбиту, – период 72 ч, апогей ~ 153000 км, перигей ~ 9000 км см. Eismont et al. 2003 – была выведена международная астрофизическая обсерватория гамма-лучей ИНТЕГРАЛ. Состав научной аппаратуры включает: телескоп и гамма-спектрометр SPI (SPectrometer on INTEGRAL) на охлаждаемых германиевых детекторах; телескоп IBIS (Imager on Board the INTEGRAL Satellite), работающий в жестком рентгеновском и гамма диапазонах; телескоп JEM-X (Joint European X-Ray Monitor), работающий в стандартном рентгеновском диапазоне и, как вспомогательный инструмент, оптическая камера ОМС (см. Рис.1.4) (Winkler et al. 2003). Все инструменты соосны. Основные телескопы используют принцип кодирующей апертуры. В диссертационной работе используются данные только двух рентгеновских телескопов этой миссии IBIS и JEM-X. Ниже приводятся краткие описания этих инструментов.

1.3.1 Телескоп IBIS

Французско-итальянский телескоп IBIS является одним из главных приборов на борту обсерватории ИНТЕГРАЛ (Ubertini et al. 2003). Этот уникальный телескоп работает в беспрецедентно широком энергетическом диапазоне 15 кэВ – 10 МэВ и при этом обладает хорошим пространственным разрешением. Телескоп работает по принципу кодированной апертуры. Маска с псевдослучайной последовательностью прозрачных и непрозрачных для фотонов рабочего диапазона детекторов элементов установлена над детекторами на высоте 3400 мм. Всего в маске более 25 тысяч элементов со стандартным отношением количества прозрачных элементов к количеству непрозрачных 1:1. Излучение принимается в двух детекторах, расположенных один под другим на расстоянии 94 мм. Верхний детектор, который называется ISGRI, представляет из себя матрицу 128×128 одинаковых кадмий-теллуритовых (CdTe) элементов. Их общая площадь ~ 2600 см². Рабочий диапазон ISGRI 15-200 кэВ. Нижний детектор (PICsIT) состоит из 64×64 цезий-йодовых (CsI) элементов с общей площадью ~ 2890 см². Общие характеристики телескопа сведены в таб.1.3.

1.3.2 Телескоп JEM-X

Телескоп JEM-X датской разработки и производства (Lund et al. 2003). На борту обсерватории ИНТЕГРАЛ установлены два идентичных модуля. Через несколько месяцев работы один из них был законсервирован. Телескоп очень похож на отечественный телескоп АРТ-П, описанный выше. Работает в том же

Табл. 1.3. Основные технические характеристики телескопа IBIS

Энергетический диапазон	15 кэВ -10 МэВ
Чувствительная площадь	2600 см ² CdTe, 2890 см ² CsI
Энергетическое разрешение на 100 кэВ и 1 МэВ	9% и 10%
Поле зрения полного кодирования и полное	9° и 19°
Чувствительность к континууму (3σ за 10^6 с), на 100 кэВ и на 1 МэВ (фот./с/см ²)	3.8×10^{-7} и 5×10^{-7}
Чувствительность в линии (3σ за 10^6 с), на 100 кэВ и на 1 МэВ (фот./с/см ²)	1.3×10^{-5} и 3.8×10^{-4}
Угловое разрешение	12'
Точность локализации	30''
Расстояние между маской и детектором	3400 мм
Временное разрешение	~ 3.9 мс

стандартном рентгеновском диапазоне энергий. Также работает по принципу кодирующей апертуры. Правда, в JEM-X была применена редкая схема для кодированной маски: в ней прозрачны только четверть элементов. Такой подход уменьшает космический фон телескопа и экономит телеметрию, но, очевидно, ухудшает чувствительность, так как мы теряем половину фотонов по сравнению со стандартной схемой, где соотношение прозрачных и непрозрачных элементов 1:1. В качестве детектора используется пропорциональная камера с катодами и анодами в виде металлических полосок, нанесенных на стеклянные пластинки. Принцип работы такой же как и у многопроволочной камеры, установленной на телескопе ART-P. Рабочий газ — смесь метана (10%) и ксенона (90%) под давлением 1.5 бар. Мы не будем останавливаться на этом подробнее, а просто приведем основные характеристики телескопа (табл.1.4).

1.3.3 Анализ данных

Обработка данных выполнялась программным пакетом IDAS 1.0, разработанным в Европейском Центре Научных Данных.

ISGRI

Данный пакет в текущей версии не включает в себя спектральный анализ по прибору ISGRI, но позволяет восстанавливать изображения в различных энергетических каналах. Поэтому, чтобы иметь возможность извлекать спектральную

Табл. 1.4. Основные технические характеристики телескопа JEM-X

Энергетический диапазон	3 кэВ -35 кэВ
Чувствительная площадь	500 см ² на каждый модуль
Энергетическое разрешение	$\frac{\Delta E}{E} = 0.40 \times \left(\frac{1}{E_{(keV)}} + \frac{1}{60} \right)^{1/2}$
Поле зрения	4.8° полное кодирование 7.5° 50% пропускания 13.2° полное
Чувствительность к континууму (3σ за 10 ⁶ с), на 6 кэВ и на 30 кэВ (фот./с/см ²)	1.2 10 ⁻⁵ и 1.3 10 ⁻⁵
Чувствительность в линии (3σ за 10 ⁶ с), на 6 кэВ и на 30 кэВ (фот./с/см ²)	1.9 10 ⁻⁵ и 8.5 10 ⁻⁵
Угловое разрешение	3.35'
Точность локализации	15'' для источника на 10σ
Временное разрешение	~ 122 микросекунды

информацию, мы использовали ряд выполненных на тот момент и находящихся в открытом доступе калибровочных данных наблюдений Крабовидной туманности. Известно, что ее спектр стабилен и имеет хорошо установленные параметры в рентгеновской части спектра. Путем сравнения измеренных спектров со спектром Крабовидной туманности мы смогли сконструировать матрицу отклика прибора. А опробацию провели при спектральном исследовании источника SAX J2103.5+4545 (Lutovinov et al. 2003). Мы получили удовлетворительные результаты, что говорит о том, что данный метод работает и позволяет измерять реальные спектральные параметры излучения источников с неопределенностью ~ 10%.

JEM-X

Исследование Крабовидной туманности по данным JEM-X показало, что текущие калибровки инструмента дают удовлетворительные результаты при спектральном анализе в диапазоне энергий 5 – 20 кэВ. Однако, было обнаружено, что несмотря на то, что форма спектра восстанавливается нормально, абсолютные потоки занижаются примерно в два раза. Чтобы скорректировать этот эффект, мы делали перенормировку всех спектров JEM-X, используя потоки, полученные в энергетическом диапазоне 5 – 12 кэВ монитором всего неба ASM/RXTE в одновременных наблюдениях.

Список литературы

1. *Bradt H.V., Rothschild R.E., and Swank J.H.*// *A&AS* 1993. v. 97. p. 355
2. *Eismont N.A., Ditrikh A.V., Janin G. et al.*// *A&A Special Issue* 2003, Vol. 411 No. 1, L37
3. *Zhang W., Jahoda K.* 1996//
<http://hea-www.gsfc.nasa.gov/users/keith/deadtime/deadtime.htm>
4. *Lund N., Budtz-Jorgensen C., Westergaard N.J. et al.*// *A&A Special Issue* 2003, Vol. 411 No. 1, L231
5. *Stark* 1999// <http://hea-www.gsfc.nasa.gov/users/stark/pca/pcabackest.html>
6. *Ubertini P., Lebrun F., DiCocco D. et al.*// *A&A Special Issue* 2003, Vol. 411 No. 1, L131
7. *Winkler C., Courvoisier T.J.-L., DiCocco D. et al.*// *A&A Special Issue* 2003, Vol. 411 No. 1, L7
8. *Yahoda* 1999 (a)// <http://hea-www.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf.html>
9. *Yahoda* 1999 (b)// <http://hea-www.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf.html>
10. *Лутовинов А., Мольков С., Ревнищев М.*// *Письма в Астрономический Журнал.* 2003. Т.29. С.803
11. *Павлинский М.Н.*// *Кандидатская диссертация, М: ИКИ РАН, 1991*
12. *Ямбуренко Н.С., Павлинский М.Н., Бабалян Г.Г. и др.*// *Астрономический рентгеновский телескоп с кодирующей апертурой. Препринт ИКИ, 1988*

Часть II

Рентгеновские Барстеры

Глава 2

GX 3+1

2.1 Введение

Маломассивная двойная рентгеновская система GX3+1 (4U 1744–26) является одним из самых ярких источников Галактического балджа. Этот источник был одним из первых объектов открытых на рентгеновском небе (Bowyer et al. 1965). Его светимость в стандартном рентгеновском диапазоне составляет примерно 0.5 Краб, что делает данную систему привлекательной для наблюдений. С момента открытия (1964 г.) GX3+1 наблюдался практически всеми рентгеновскими обсерваториями. В 1983 г. приборами обсерватории *NaKucho* от GX3+1 были зарегистрированы рентгеновские всплески I-го типа (Makishima et al. 1983), что позволило подтвердить предположение, что компактным объектом в данной двойной системе является нейтронная звезда. Вторым раз, от GX3+1 был зарегистрирован рентгеновский всплеск в 1990 году по данным телескопа АРТ-П обсерватории ГРАНАТ (Pavlinsky et al. 1994; Molkov et al. 1999). Затем, по данным миссий GINGA, RXTE и *VerroSAX* рентгеновские всплески наблюдались неоднократно и их общее количество исчисляется десятками. Интересным является тот факт, что в те периоды когда система проявляет всплесковую активность, темп аккреции на 30-50% ниже обычного уровня.

В данной работе представляется временной и спектральный анализ излучения системы GX3+1 по данным телескопа АРТ-П. На основе полученных данных, мы подробно исследовали поведение этого источника. Ниже представлены результаты спектрального и временного анализов рентгеновского излучения источника в спокойном состоянии и во время рентгеновского всплеска, зарегистрированного от системы в октябре 1990 г. Будут обсуждены возможные механизмы формирования излучения в пограничном слое между внутренним краем аккреционного диска и поверхностью нейтронной звезды.

Табл. 2.1. Наблюдения источника GX3+1 телескопом АРТ-П осенью 1990 г.

Номер сеанса	Дата начала сеанса (UT)	Длительность сеанса (с)	Экспозиция (с)	Число источников ^a	Средняя скорость счета ^b
188	сентябрь 13.57	28000	22285	1	77.7 ± 8.8
190	сентябрь 16.61	3770	2993	1	71.4 ± 8.4
207	октябрь 11.57	28000	22300	2	76.5 ± 8.7
209	октябрь 14.74	4400	3476	3	55.0 ± 8.3

^a число зарегистрированных в поле зрения источников

^b в энергетическом диапазоне 2.5–18 кэВ

2.2 Наблюдения.

В ходе обзора области Галактического центра орбитальной обсерваторией ГРАНАТ осенью 1990 г., система GX3+1 четыре раза оказывалась в поле зрения телескопа АРТ-П (см. табл.2.1).

На рис.2.1 для каждого сеанса наблюдений приведены графики зависимостей потока рентгеновского излучения GX3+1 в диапазоне энергий 2.5–18 кэВ от времени. Каждая точка на рисунке соответствует усредненной по периоду в двадцать секунд скорости счета фотонов от источника, зарегистрированной телескопом АРТ-П. Все зависимости построены с учетом эффективности наблюдения GX3+1 прибором (из-за коллиматора и качания спутника эффективность меняется в зависимости от положения источника внутри поля зрения и момента наблюдения) и с вычетом фона. Время отсчитывается от момента начала соответствующего сеанса наблюдений. Скорость счета на протяжении всех сеансов варьируется около постоянного значения (средняя скорость счета для каждого сеанса приведена в табл.2.1). Из рис.2.1 видно, что во время сеанса 14 октября наблюдался всплеск рентгеновского излучения. В поле зрения телескопа АРТ-П в этот день находились пять источников, от трех из которых был зарегистрирован поток излучения на значимом уровне. Изображение, полученное во время этого сеанса, приведено на левой панели рис.2.2. Среди зарегистрированных источников находился известный рентгеновский барстер A1742-294. Тем не менее, нам удалось достоверно установить, что вспышка произошла именно в системе

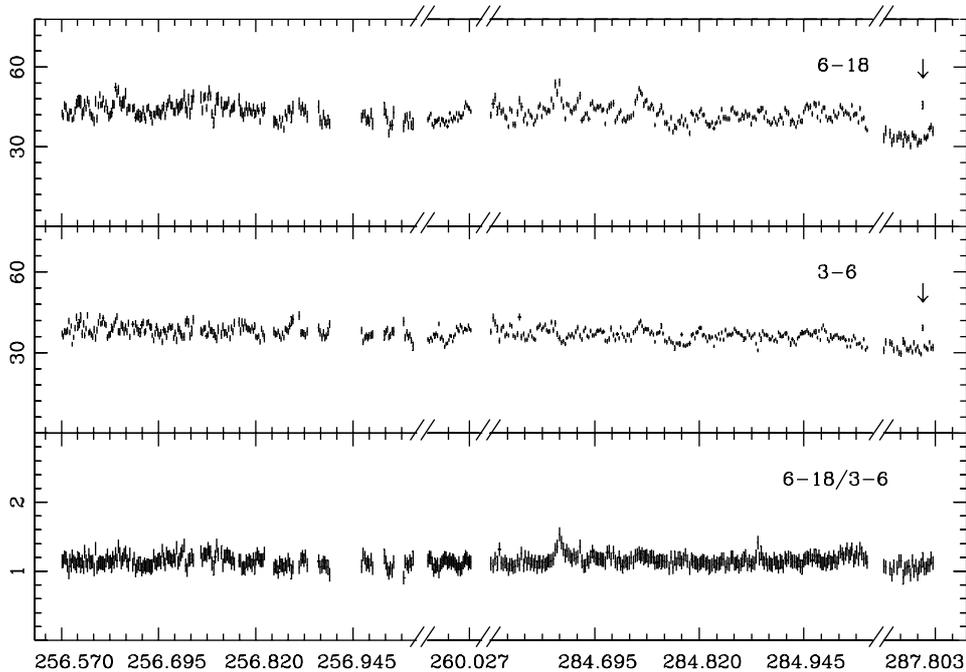


Рис. 2.1. Кривые блеска источника GX3+1 в рентгеновских лучах в диапазоне 2.5–18 кэВ по данным телескопа АРТ-П, полученным в 1990 г. Каждая точка соответствует усредненной по экспозиции скорости счета.

GX3+1. Для этого по данным телескопа АРТ-П было построено изображение наблюдавшегося участка неба, для трех последовательных интервалов времени длительностью 25 секунд каждый: один интервал был взят непосредственно перед всплеском, один – содержал всплеск и один – сразу после всплеска. Оказалось, что статистическая значимость детектирования GX3+1 во время всплеска приблизительно вдвое превышает его статистическую значимость в двух других случаях (соответственно, 12σ во время всплеска, 6.4 и 7.1σ – до и после всплеска). Источники A1742-294 и 1E1743.1-2843 во всех трех случаях вообще оказались за пределами чувствительности прибора. На рис.2.2 приведено изображение, наблюдавшееся во время всплеска 14 октября. Более подробно данные, относящиеся к рентгеновскому всплеску рассматриваются ниже.

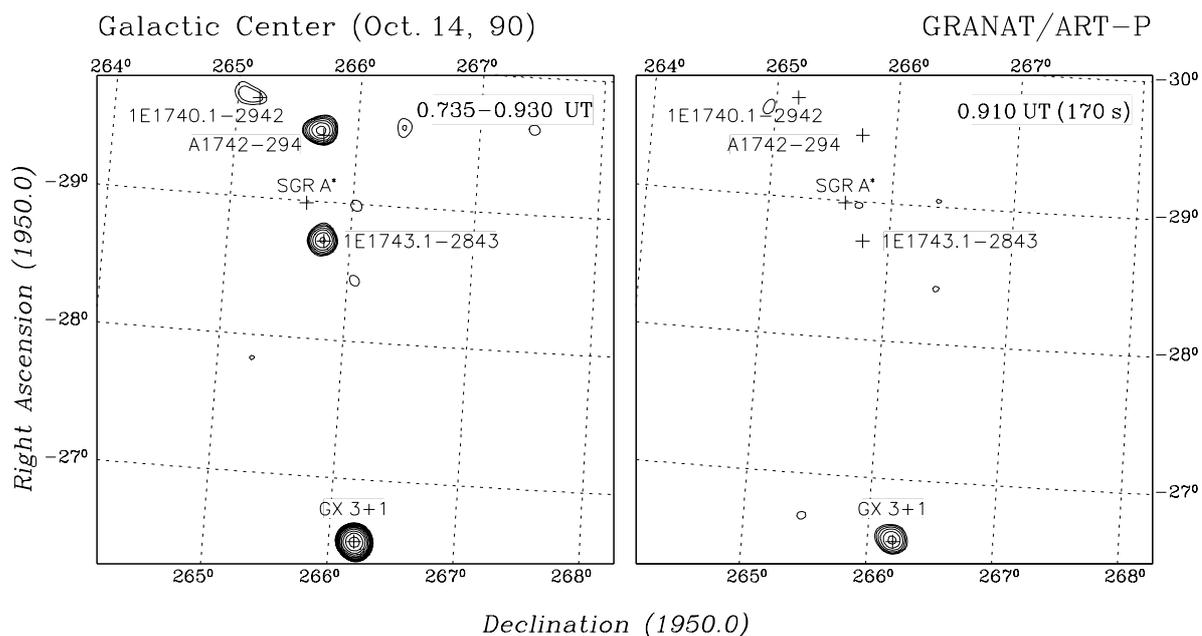


Рис. 2.2. На левой панели приведено изображение области неба в поле зрения телескопа АРТ-П, накопленное за весь сеанс наблюдения 14 октября 1990 г. — на правой панели — изображение за время всплеска. Контуры даны на уровне отношения сигнала к шуму $3, 3.9, 5.0, 6.6, 8.6, 11.1, \dots \sigma$ (даны по закону 3×1.3^i , $i=0, 1, 2, \dots$). Видно, что за время всплеска на значимом уровне зарегистрирован лишь источник GX3+1.

2.3 Спектры излучения GX3+1 и их анализ.

Рентгеновское излучение источника, наблюдавшееся в диапазоне телескопа АРТ-П, связано прежде всего с излучением плазмы в пограничном слое между внутренним краем аккреционного диска и поверхностью нейтронной звезды. Фотонные спектры излучения источника, измеренные телескопом АРТ-П в 1990 г., представлены на рис.2.3. Результаты их аппроксимации с помощью некоторых простых модельных спектров, которые могли бы формироваться в пограничном слое (спектра излучения абсолютно черного тела, спектра тормозного излучения оптически тонкой плазмы, комптонизированного спектра излучения и Больцмановского спектра), представлены в табл.2.2. Как видно из таблицы, спектры источника лучше всего описываются моделью комптонизации холодных фотонов на горячих электронах (Sunyaev&Titarchuk 1980) и законом Больцмана (степенным законом с экспоненциальным завалом на высоких энергиях). Наилучшие модельные спектры, полученные в рамках модели Сюняева-Титарчука для каждого сеанса наблюдения показаны на рис.2.3 сплошной линией. Отметим, что облако, в котором происходит процесс комптонизации излучения характеризуется очень большой толщиной по Томсоновскому рассеянию $\tau_T \sim 15$ и достаточно низкой температурой электронов $kT \sim 2.3$ кэВ (табл.2.2). В этих условиях важнейшую роль в формировании спектра излучения должны играть процессы тормозного излучения и поглощения, которые не учитываются в модели Сюняева-Титарчука. Более того, при рассмотрении процесса рассеяния фотонов на электронах важными оказываются не эффекты, связанные с изменением энергии фотона при рассеянии (эффект Доплера и эффект отдачи — именно их учитывает формула Сюняева-Титарчука), а чисто геометрические эффекты, связанные с запутыванием траекторий фотонов и заметным ($\sim \tau_T^2$) удлинением пути, который фотон в среднем проходит в облаке. Как следствие — вероятность того, что фотон будет поглощен в облаке тормозным образом заметно повышается. Спектр, формирующийся при этом в облаке плазмы, сильнейшим образом зависит от геометрии облака, а также распределения в нем плотности и температуры. Для двух наиболее часто встречающихся случаев — модели однородного изотермического полупространства и модели изотермической экспоненциальной атмосферы — формулы, описывающие форму спектра излучения, формирующегося в облаке плазмы, были получены в работах Зельдовича и Шакуры (1969) и Шакуры (1972) и имеют соответственно вид:

$$F(x) = \sqrt{\frac{3\kappa(x)n}{\sigma_T m_p}} B(x); \quad F(x) = \left(\frac{3\kappa(x)}{\sigma_T^2 H} \right)^{\frac{1}{3}} B(x)$$

где:

$$B(x) = \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 \frac{x^3}{e^x - 1}, \quad x = \frac{h\nu}{kT} -$$

чернотельное излучение, а

$$\kappa(x) = \frac{4.1 \cdot 10^{-23} (1 - e^{-x})}{T^{7/2} x^3} \text{ см}^5 -$$

спектральный коэффициент свободно-свободного поглощения (Зельдович и Райзер, 1966). В обоих случаях в диапазоне рентгеновских энергий спектры имеют степенной вид, экспоненциально обрываясь на высоких энергиях $I \sim E^{-\alpha} \exp(-E/kT)$, и отличаются лишь значениями показателя степени α . Не удивительно, что при использовании Больцмановского спектра, введенного чисто эмпирически, нам удалось достичь удовлетворительного согласия с данными наблюдений. В то же время нельзя не отметить, что фотонные индексы полученные при моделировании спектров, измеренных телескопом АРТ-П, лежат в диапазоне значений 0–0.5, тогда как для модели однородного изотермического полупространства $\alpha = -0.5$, а для модели изотермической экспоненциальной атмосферы $\alpha = -1$. Здесь мы должны вспомнить, что выше приведенные выражения для излучения однородного полупространства и экспоненциальной атмосферы были получены в рамках теории Крамерса. Если же мы хотим учесть отклонения от этой теории, то мы должны ввести в формулу для коэффициента поглощения множитель Гаунта g : $\kappa(x) = \kappa(x)_{\text{Крамерс}} \cdot g(x)$ (Зельдович и Райзер, 1966). В книге Zombeck (1990) приводится приближенное выражение для множителя Гаунта в мягком рентгене. Оно имеет степенной вид по x . Используя протабулированные значения Гаунт фактора, полученные в работе Karzas&Latter (1961), мы получили приближенное аналитическое выражение для множителя Гаунта в диапазоне электронной температуры плазмы $kT = 1 - 8.5$ кэВ и энергии фотонов $h\nu = 0.5 - 20$ кэВ: $g(x) = 0.76 x^{-0.39}$. Эта формула дает максимальное отклонение в 9% от табличных значений при температуре $kT = 1$ кэВ и энергии фотона $h\nu = 20$ кэВ. Таким образом, мы получили следующие формулы для энергетических спектров излучения для модели экспоненциальной атмосферы:

$$F(E) = 8.47 \cdot 10^{-3} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{R_{\text{KM}}^{\frac{4}{3}}}{D_{10\text{кпс}}^2} (kT)^{-0.37} \frac{E^{1.87} e^{-x}}{(1 - e^{-x})^{\frac{2}{3}}},$$

и для модели однородного полупространства:

$$F(E) = 4.11 \cdot 10^{-3} \sqrt{n} \frac{R_{\text{KM}}^2}{D_{10\text{кпс}}^2} (kT)^{-0.06} \frac{E^{1.31} e^{-x}}{(1 - e^{-x})^{\frac{1}{2}}}.$$

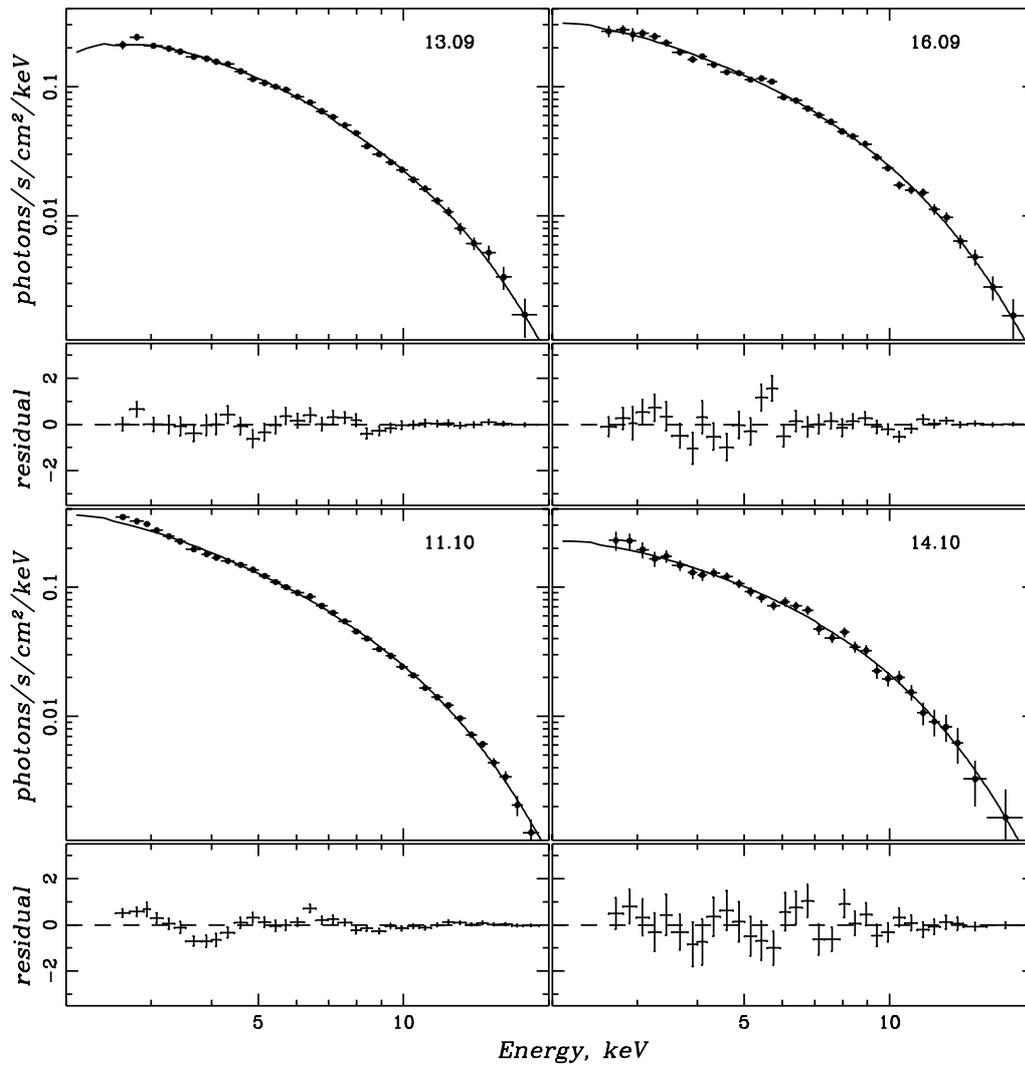


Рис. 2.3. Фотонные спектры излучения источника GX3+1 по данным телескопа АРТ-П. Сплошными линиями показан результат наилучшей аппроксимации измеренных спектров в рамках модели комптонизированного излучения Сюняева-Титарчука (1980).

Табл. 2.2. Результаты моделирования спектров излучения источника GX3+1 по данным наблюдений телескопа АРТ-II в 1990 г.

Параметры моделей	Дата наблюдения			
	13.09	16.09	11.10	14.10
<i>Общие параметры</i>				
Светимость ¹ , 10^{37} эрг/с	6.12 ± 0.16	6.33 ± 0.27	6.60 ± 0.15	5.42 ± 0.21
Поток на 10 кэВ, фот $\frac{\text{см}^2 \text{ с кэВ}}$	0.022 ± 0.001	0.023 ± 0.002	0.023 ± 0.001	0.19 ± 0.001
<i>Чернотельное излучение</i>				
kT, кэВ	1.65 ± 0.01	1.68 ± 0.02	1.66 ± 0.01	1.69 ± 0.03
R^1 , км	8.15 ± 0.14	8.09 ± 0.15	8.50 ± 0.08	7.33 ± 0.20
N_H^2	1.5фикс	1.5фикс	1.5фикс	1.5фикс
$\chi_N^2(N)^3$	6.61(31)	4.77(32)	29.41(34)	1.38(30)
<i>Тормозное излучение оптически тонкой плазмы</i>				
kT, кэВ	5.54 ± 0.17	5.39 ± 0.19	5.52 ± 0.09	5.72 ± 0.45
N_H^2	5.83 ± 0.67	6.06 ± 0.90	4.93 ± 0.34	6.26 ± 1.76
$\chi_N^2(N)^3$	1.25(30)	1.74(31)	5.39(33)	0.99(29)
<i>Комптонизация холодных фотонов на горячих электронах⁴</i>				
kT, кэВ	2.36 ± 0.12	2.26 ± 0.11	2.32 ± 0.05	2.18 ± 0.14
τ^5	13.98 ± 1.37	15.80 ± 2.04	14.82 ± 0.74	17.67 ± 2.34
N_H^2	3.42 ± 1.32	1.56 ± 1.78	1.47 ± 0.67	1.5фикс
$\chi_N^2(N)^3$	0.85(29)	1.25(30)	3.24(32)	0.68(29)
<i>Закон Больцмана⁶</i>				
Показатель, α	0.35 ± 0.13	0.31 ± 0.16	0.52 ± 0.06	0.07 ± 0.35
kT, кэВ	3.45 ± 0.22	3.38 ± 0.25	3.68 ± 0.12	3.14 ± 0.48
N_H^2	1.5фикс	1.5фикс	1.5фикс	1.5фикс
$\chi_N^2(N)^3$	0.77(30)	1.23(31)	3.24(33)	0.73(29)

¹ в предположении, что расстояние до источника составляет 8.5 кпк² эквивалентное число атомов водорода на луче зрения в единицах 10^{22} атомов/см²³ χ^2 на степень свободы, где N – число степеней свободы⁴ модель Сюняева и Титарчука (1980)⁵ оптическая толщина по Томсоновскому рассеянию $\tau = \sigma_T N_e R$, где R – радиус облака.⁶ степенной закон с экспоненциальным завалом $E^{-\alpha} \exp(-E/kT)$

Здесь энергия фотонов и температура плазмы берется в килоэлектронвольтах, M — масса нейтронной звезды в солнечных массах, R — радиус нейтронной звезды в километрах, D — расстояние до источника в десятках килопарсек и n — концентрация плазмы в граммах на кубосантиметр. Мы видим, что с учетом множителя Гаунта фотонные индексы для моделей экспоненциальной атмосферы и однородного полупространства приняли соответственно значения $\alpha = -0.87$ и $\alpha = -0.31$. И все же эти значения значительно отличаются от получаемых при аппроксимации данных степенной моделью с экспоненциальным завалом на высоких энергиях. По-видимому, это свидетельствует о более сложном законе распределения плотности и температуры вещества в пограничном слое вблизи поверхности нейтронной звезды, чем предполагается этими простыми моделями. Отметим, что комптонизированный спектр, описываемый формулой Сюняева-Титарчука (Sunyaev&Titarchuk 1980), также имеет подобный закону Больцмана вид — степенной в области $h\nu \ll kT$ и экспоненциально обрывающийся на более высоких энергиях.

Результаты аппроксимации полученных спектров моделями экспоненциальной и однородной атмосферы сведены в табл.2.3. Модель экспоненциальной атмосферы является не очень хорошим приближением, но она дает возможность получить более надежную, по сравнению со сделанной в модели чернотельного излучения, оценку радиуса нейтронной звезды и связанной с ним (в рамках этой модели) высоты пограничного слоя

$$H = \frac{kT}{gm_p} = \frac{kTR^2}{Mm_pG} \approx 7.2 \left(\frac{T}{1\text{кэВ}} \right) \left(\frac{R}{10\text{км}} \right)^2 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1} \text{ см.}$$

Здесь M — масса нейтронной звезды, а R — ее радиус. В этом месте мы должны акцентировать внимание на том, что значение радиуса сильно зависит от предположения о том, какую долю поверхности нейтронной звезды занимает пограничный слой, т.е. какова доля излучающей поверхности. В таблице приведен радиус при условии, что излучает вся поверхность нейтронной звезды. Если мы обозначим этот радиус через R_0 , а долю излучающей поверхности через $\xi = \frac{S}{4\pi R^2}$, где S — площадь излучающей поверхности и R — истинный радиус нейтронной звезды, то для нахождения истинного радиуса нам нужно просто воспользоваться формулой $R = R_0 \xi^{-\frac{3}{4}}$ (соответственно, чтобы получить новое значение высоты атмосферы H нужно подставить новое значение R в формулу для H). Заметим, что если бы мы рассматривали зависимость радиуса нейтронной звезды от доли излучающей поверхности для чернотельного излучения, то получили бы следующую формулу $R = R_0 \xi^{-\frac{1}{2}}$. Т.е. для закона излучения экспоненциальной атмосферы оценка истинного радиуса звезды зависит от предполагающейся доли излучающей поверхности значительно сильнее, чем для закона чернотельного

Табл. 2.3. Результаты моделирования спектров излучения источника GX3+1 для моделей с доминирующей ролью рассеяния в непрозрачности.

Параметры моделей	Дата наблюдения			
	13.09	16.09	11.10	14.10
Экспоненциальная атмосфера				
kT, кэВ	2.27 ± 0.02	2.30 ± 0.02	2.27 ± 0.01	2.34 ± 0.05
R^1 , км	11.22 ± 0.22	11.55 ± 0.29	12.19 ± 0.12	9.78 ± 0.47
N_H^2	1.5фикс	1.5фикс	1.5фикс	1.5фикс
$\chi_N^2(N)^3$	2.04(31)	1.94(32)	10.18(34)	0.79(30)
$h^{1,4,5}$, см	14.70 ± 0.70	15.79 ± 0.93	17.34 ± 0.42	11.56 ± 1.36
Однородное полупространство				
kT, кэВ	2.78 ± 0.02	2.79 ± 0.03	2.67 ± 0.01	2.86 ± 0.08
Плотность ^{1,4,6} , г/см ³	0.21 ± 0.01	0.24 ± 0.02	0.27 ± 0.01	0.15 ± 0.02
N_H^2	1.5фикс	1.5фикс	1.5фикс	1.5фикс
$\chi_N^2(N)^3$	0.97(31)	1.30(32)	4.99(34)	0.70(30)

¹ в предположении, что расстояние до источника составляет 8.5 кпк

² эквивалентное число атомов водорода на луче зрения в единицах 10^{22} атомов/см²

³ χ^2 на степень свободы, где N – число степеней свободы

⁴ предполагая, что масса нейтронной звезды равна $1.4 M_\odot$

⁵ в этой модели высота атмосферы h не является свободным параметром, а жестко связана с R

⁶ принимая радиус равным $3R_g$, где $R_g = 4.13$ км – гравитационный радиус с звезды массой $M = 1.4M_\odot$

излучения (рис.2.4).

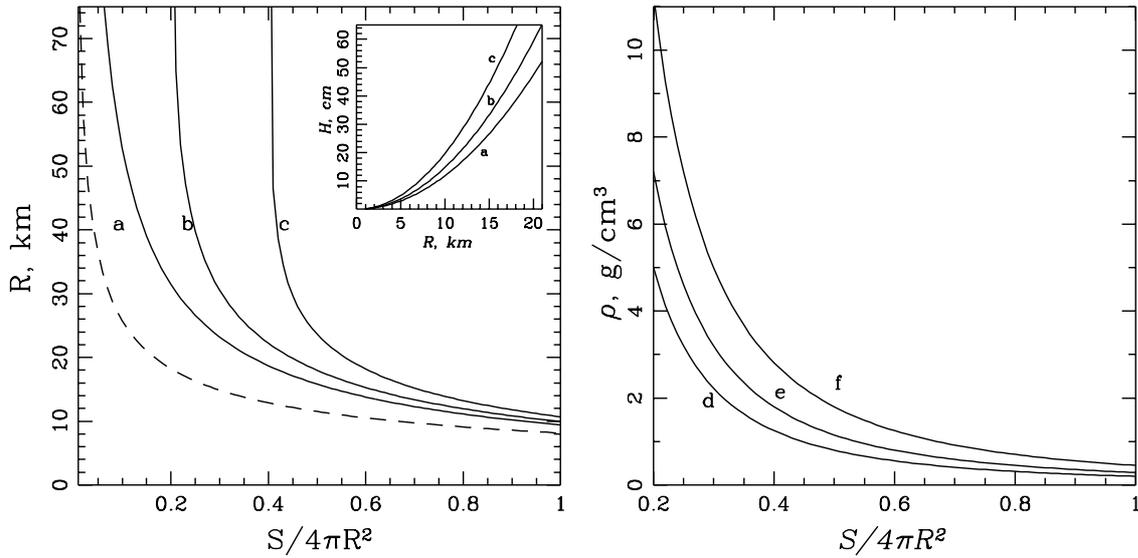


Рис. 2.4. Зависимости радиуса нейтронной звезды в системе GX3+1 и некоторых параметров ее атмосферы (высоты H и плотности ρ) от доли излучающей поверхности, полученные при аппроксимации данных наблюдения источника прибором АРТ-П, проведенного 13 сентября, моделями экспоненциальной атмосферы (слева) и однородного полупространства (справа). Для модели экспоненциальной атмосферы зависимость приведена для трех светимостей системы: а – $L \ll L_{\text{edd}}$, б – $L = 0.2L_{\text{edd}}$ и с – $L = 0.4L_{\text{edd}}$, а для модели однородного полупространства – для трех радиусов нейтронной звезды: д – $R = 3R_g$, е – $R = 2.5R_g$ и ф – $R = 2R_g$. Пунктирная кривая показывает зависимость R от доли излучающей поверхности в случае чернотельного излучения.

Другим немаловажным фактором, влияющим на значение R , является величина светимости источника, а именно – насколько она близка к эддингтоновской светимости. Дело в том, что стандартная модель экспоненциальной атмосферы получена для плазмы, находящейся в однородном гравитационном поле и не учитывает вклад излучения в давление плазмы. Это справедливо лишь для

светимостей $L \ll L_{edd}$. В случае GX3+1 это предположение не работает, т.к. светимость источника $L \sim 5 \times 10^{37}$ эрг/с, что составляет $\sim 40\%$ от эддингтоновской светимости ($L_{edd} = 1.38 \cdot 10^{38} M/M_{\odot}$ эрг/с). В таблице приведен радиус нейтронной звезды при условии, что $L \ll L_{edd}$. Чтобы получить истинный радиус, т.е. учесть поправку на то, что светимость порядка эддингтоновской, надо домножить радиус R_0 в таблице на коэффициент $(1 - \frac{L}{\xi L_{edd}})^{-\frac{1}{4}}$ (для нахождения соответствующего H нужно подставить новое значение R в формулу для H). Таким образом, формула, учитывающая обе вышеназванные поправки выглядит следующим образом:

$$R = R_0 \xi^{-\frac{3}{4}} \left(1 - \frac{L}{\xi L_{edd}}\right)^{-\frac{1}{4}}$$

. На левой панели рис.2.4 для сеанса наблюдений, проведенного 13 сентября, мы привели зависимость радиуса нейтронной звезды R от доли излучающей поверхности $\xi = \frac{S}{4\pi R^2}$ и зависимость высоты атмосферы (глубины пограничного слоя) от R для различных светимостей.

Модель изотермического однородного полупространства описывает спектры излучения источника GX3+1 намного лучше модели экспоненциальной атмосферы (см. табл.2.3). Если известна площадь излучающей поверхности (площадь пограничного слоя), модель позволяет найти плотность плазмы внутри слоя. В табл.2.3 приведена плотность в предположении, что радиус нейтронной звезды $R = 3R_g = 12.6M/1.4M_{\odot}$ км и при условии, что излучает вся поверхность звезды. На рис.2.4 (правая панель) для сеанса наблюдения, выполненного 13 сентября, приведена зависимость плотности плазмы в пограничном слое от отношения площади его поверхности к площади всей поверхности нейтронной звезды для некоторых фиксированных значений радиуса нейтронной звезды.

Большинство из рассмотренных выше моделей имеют общий математический вид — степенной закон с экспоненциальным завалом в области высоких энергий.¹ Чтобы более наглядно показать, чем они отличаются, на рис.2.5 для сеанса наблюдений, выполненного 13 сентября 1990 г., мы изобразили доверительные интервалы для различных моделей на параметрической плоскости фотонный индекс (α) — температура (кТ). Контурами обозначены доверительные интервалы для закона Больцмана, который имеет наиболее общий вид, на уровне достоверности 1, 2 и 3 σ .

В заключение этого пункта отметим, что спектр излучения, полученный во время сеанса наблюдений 11 октября, не удается как следует аппроксимировать ни одной из моделей. На рис.2.3 хорошо видно, что в области низких энергий вклад дает дополнительная компонента излучения, вероятно, связанная с излу-

¹ $I(E) = E^{-\alpha} \exp(-E/kT)$

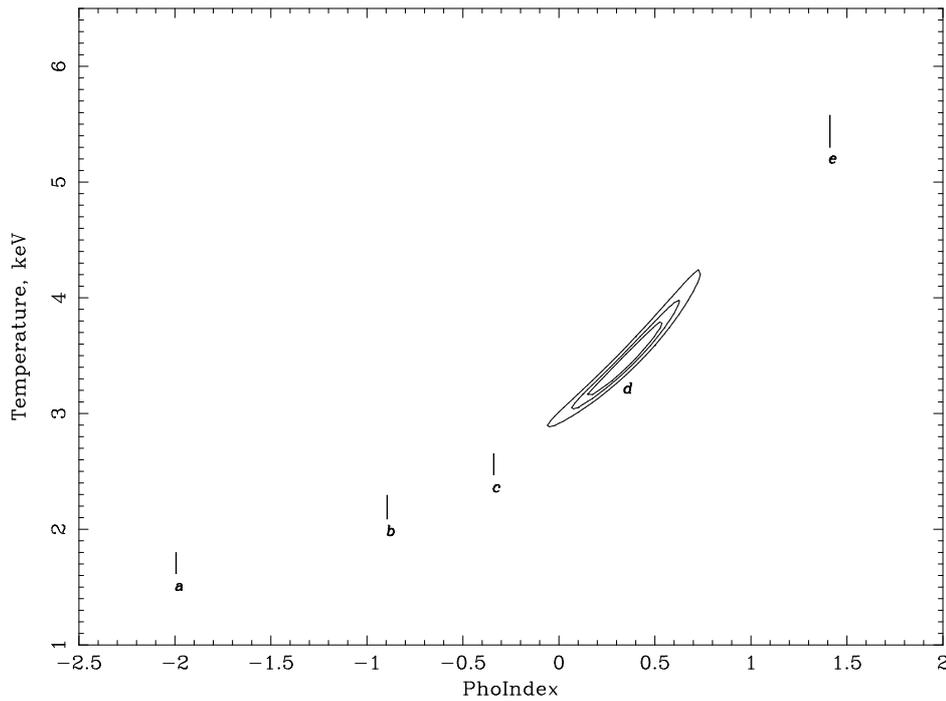


Рис. 2.5. Доверительные интервалы на уровне достоверной значимости 1, 2 и 3 σ для закона Больцмана и на уровне 3 σ для остальных моделей, приведенные для фотонного индекса α и температуры kT , характеризующей экспоненциальный завал спектра на высоких энергиях, для различных моделей, использовавшихся при аппроксимации спектра излучения источника GX3+1, измеренного телескопом АРТ-П 13 сентября 1990 г. Рассмотрены модели чернотельного излучения (а), излучения изотермической экспоненциальной атмосферы с доминирующей ролью рассеяния в непрозрачности (b), излучения изотермического однородного полупространства (с), степенного закона с экспоненциальным завалом — закона Больцмана (d) и тормозного излучения оптически тонкой плазмы (е).

чением холодного аккреционного диска. Поэтому этот спектр надо описывать с помощью, как минимум, двух-компонентной модели излучения.

2.4 Рентгеновский всплеск

Из рис.2.1 видно, что 14 октября 1990 г. телескопом АРТ-II был зарегистрирован мощный всплеск рентгеновского излучения. Выше мы показали, что это событие было связано именно с источником GX3+1. Детальные временные истории всплеска в трех разных энергетических диапазонах представлены на рис.2.6. Интегрирование проводилось с шагом в 2 сек. Из данных следует, что вспышка развивалась от момента первого увеличения скорости счета до максимума блеска в течении приблизительно двух секунд, затем в течение 6–10 секунд (в зависимости от диапазона) происходил спад интенсивности излучения до нормального уровня. Хотя максимум всплеска в жестком диапазоне был достигнут позже, чем в мягком, в целом жесткое излучение затухало быстрее мягкого, т.е. в целом во время всплеска спектр излучения постепенно смягчался. Согласно Hoffman et al. (1978), этот факт указывает на принадлежность всплеска к классу рентгеновских всплесков первого рода, что означает, что вспышка, почти наверняка, произошла в результате взрывообразного сгорания гелия на поверхности нейтронной звезды. Нам удалось построить усредненный спектр вспышки. Из-за ее малой длительности спектр содержит только пять рабочих точек в диапазоне 2.5–13 кэВ с достаточно большими ошибками. Для аппроксимации данных использовалась модель излучения чернотельной сферы с фиксированным межзвездным поглощением ($N_H = 1.5 \times 10^{22}$ атомов/см²). В предположении, что расстояние до источника равно 8.5 кпк и что излучает он сферически симметрично, мы получили для радиуса черного тела значение 7.2 ± 1.2 км и для температуры поверхности — значение 2.43 ± 0.23 кэВ. Такой радиус является типичным для нейтронной звезды. Полученное значение в пределах ошибок совпадает со значением радиуса компактного объекта системы GX3+1, приведенным в работе Inoue et al. (1981). Совпадает оно и со значением радиуса, полученным при анализе непрерывного излучения источника (см. табл.2.2,2.3). Фотоновый спектр всплеска и его аппроксимация моделью чернотельного излучения (сплошная линия) показаны на рис.2.7. В рамках данной модели средний поток, обусловленный вспышкой (с учетом поглощения), в диапазоне 2.5–13 кэВ составляет $\sim 1.6 \times 10^{-8}$ эрг/с/см², что соответствует светимости $L \simeq 2.4 \times 10^{38}$ эрг/с в предположении расстояния до источника 8.5 кпк. Он более чем в 6 раз превосходит поток от источника, наблюдавшийся в сеансе 14 октября в этом же энергетическом диапазоне во время спокойного состояния GX3+1. Стоит отметить, что постоянный поток от источника GX3+1 14 октября был примерно на

20–30% ниже, чем в предыдущих сеансах наблюдений (см. табл.2.2). На рис.2.6 вместе со спектром вспышки, измеренным 14 октября, и его наилучшей аппроксимацией для сравнения приведена также наилучшая модельная аппроксимация спектра непрерывного излучения источника, измеренного в тот же день (пунктирная линия). На том же рисунке штрих-пунктирной линией показан результат аппроксимации спектра, измеренного 11 октября, как типичного для спокойного состояния источника (см. раздел 2). На рисунке хорошо видно соотношение потоков от источника в зависимости от его состояния.

Исходя из полученных выше данных, попытаемся оценить частоту появления вспышек. Предположим, что между вспышками излучается гравитационная энергия аккрецируемого нейтронной звездой вещества, а во время вспышки – ядерная энергия от сгорания гелия. Тогда учитывая, что отношение гравитационной энергии вещества на поверхности нейтронной звезды к энергии, выделяемой при термоядерном горении гелия $\nu \sim 100$, из соотношения светимостей в спокойном состоянии L_x и во время всплеска L_B получим, что вспышки должны происходить приблизительно раз в $\delta t \sim L_B/L_x \tau \nu \simeq 10000$ с, где $\tau \simeq 16$ с длительность всплеска. Это время, как легко видеть, более чем вдвое превосходит продолжительность сеанса наблюдений 14 октября. Поэтому, не трудно объяснить наблюдение в этом сеансе только одной вспышки. Отметим, что по результатам спутника *Hakucho* (Makishima et al. 1983) оценили средний интервал рекуррентности всплесков от этого источника в 5–8 часов, что вдвое превышает нашу оценку. Сеансы наблюдений 13 сентября и 11 октября по продолжительности заметно превышали 10000 с. Тем не менее, никаких всплесков излучения во время них не наблюдалось. Следовательно можно сделать предположение о существовании антикорреляции между светимостью источника (темпом, с которым на него идет аккреция) и его всплесковой активностью.

2.5 Обсуждение

Долгое время GX3+1 считался типичным представителем класса ярких рентгеновских источников Галактического балджа, не проявляющих вспышечной активности. Лишь в 1980 г. с японского спутника *Hakucho*, а затем в 1990 г. с борта космической обсерватории ГРАНАТ, от него были зарегистрированы рентгеновские всплески I-го рода. Любопытно, что во во время и первого и второго периодов наблюдений для GX3+1 была характерна достаточно низкая постоянная светимость в рентгеновских лучах. Это может служить указанием на то, что временами двойная система претерпевает глобальные изменения, в результате которых она на некоторое время переходит в другое состояние, характеризующее вышеназванными признаками.

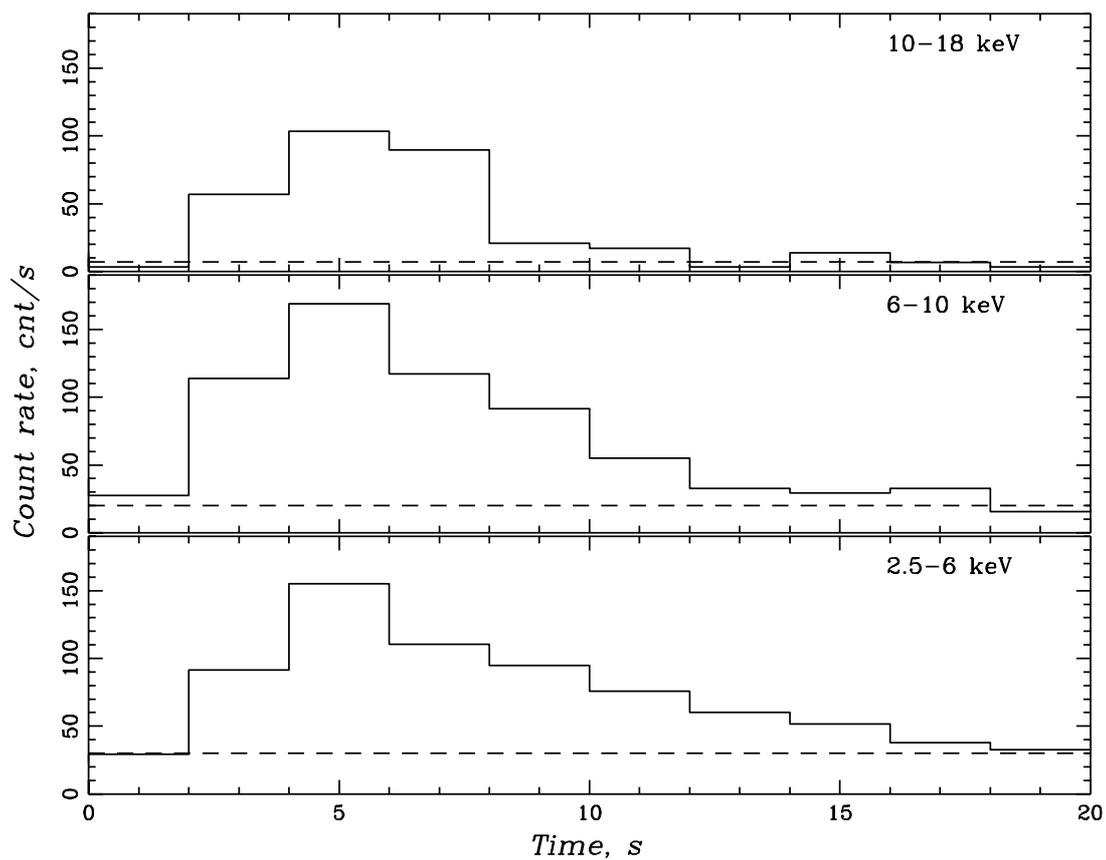


Рис. 2.6. Временная история всплеска рентгеновского излучения зарегистрированного от источника GX3+1 телескопом АРТ-П 14 октября 1990 г. Представлена скорость счета в трех энергетических диапазонах. Интегрирование проводилось с окном 2 с. Пунктиром показан уровень непрерывного излучения.

Интересно, что рентгеновские вспышки и низкое состояние источника всегда сопутствуют друг другу. В обычное время светимость источника бывает выше в 1.5–2 раза. Одним из возможных объяснений такого поведения системы можно считать уменьшение темпа аккреции на нейтронную звезду, в результате чего приток вещества (и соответственно давление и плотность вещества, выпавшего на поверхность нейтронной звезды) уменьшается и оказывается недостаточными для поддержания постоянного горения гелия. Аккрецирующее вещество накапливается на поверхности нейтронной звезды в течение определенного времени до достижения критической массы, когда из-за увеличения давления в нижних слоях выпавшего вещества вновь возникают условия для возгорания гелия. В условиях вырожденной оболочки гелий горит взрывообразно. Исчезновение вспышек при повышении средней яркости источника, а следовательно, и скорости аккреции, объясняется снятием вырождения вещества оболочки и установлением стационарного горения гелия.

Поведение GX3+1 очень неплохо описывается в рамках указанной выше модели. Во-первых, мы регистрировали от источника в спокойном состоянии постоянную светимость на уровне $(6 - 7) \times 10^{37}$ эрг/с, что согласуется с многочисленными предыдущими наблюдениями. Например, светимость GX3+1 по данным наблюдений со спутника *EXOSAT*, проведенных в марте 1985 г., составила $\sim (7 - 8) \times 10^{37}$ эрг/с (Lewin и др. 1987). При наблюдении источника телескопом АРТ-II во всплесковом состоянии его постоянная светимость была зарегистрирована на уровне $\sim 5.4 \times 10^{37}$ эрг/с. Подобную же картину наблюдали (Makishima et al. 1983), правда по их данным светимость была еще ниже $\sim 4.0 \times 10^{37}$ эрг/с. Во-вторых, есть несколько факторов, указывающих на то, что вспышка произошла в результате термоядерного взрыва на поверхности нейтронной звезды. Одним из таких факторов является принадлежность всплеска к классу вспышек I-го рода. Кроме того, из данных, приведенных в работе (Makishima et al. 1983), следует, что всплески наблюдаются через неравные промежутки времени и амплитуда всплеска тем меньше, чем меньший интервал времени ей предшествовал. Это можно объяснить тем, что за меньший промежуток времени на поверхности накапливается меньшее количество топлива. Очевидно, что выпавшее вещество растекается по поверхности нейтронной звезды. Вопрос в том, как быстро это происходит. Всплеск начинается, когда в каком-то месте толща вещества достигает критического значения. После этого фронт пламени быстро распространяется по поверхности звезды и во вспышку вовлекается весь объем накопленного вещества.

Сейчас существует мнение, что барстеры отличаются от других ярких источников Галактического балджа только состоянием системы. А именно, темпом аккреции на компактный объект (и как следствие, величиной рентгеновской све-

тимости). Основная особенность GX3+1 заключается в его способности находиться как в стадии яркого рентгеновского источника, так и в стадии барстера. По накопленным на сегодняшний день данным трудно сказать, как часто система GX3+1 переходит в состояние барстера и как долго может в нем находиться. Можно лишь сказать, что переход всегда сопровождается падением интенсивности излучения, а вспышки начинают регистрироваться при светимости источника $< 5 \times 10^{37}$ эрг/с.

Список литературы

1. *Boeyer S., Byram E.T., Chubb T.A. et al. // Science, 1965, v.147, p.394*
2. *Hoffman J.A., Marshall H.L., and Lewin W.H.G. // Nature, 1978, v.271, p.630*
3. *Inoue, H.; Koyama, K.; Makishima, K. et al. // Astrophys. J. 1981, v.250, L71*
4. *Karzas & Latter // ApJS, 1961, v.6, p.167*
5. *Makishima K., Mitsuda K., Inoue H. et al. // Astrophys. J. 1983, v.267, p.310*
6. *Molkov S.V., Grebenev S.A., Pavlinsky M.N., Sunyaev R.A. // Astrophys. Lett. & Commun. 1999. v.38. p.141-144*
7. *Pavlinsky M.N., Grebenev S.A., Sunyaev R.A. // Astrophys. J. 1994, v.425, p.110*
8. *Shakura N.I. // Soviet Astronomy-AJ, 1972, v.16, p.532*
9. *Sunyaev R., Titarchuk L.G. // Astron. Astrophys., 1980, v.86, p.121*
10. *Zombeck M. // Handbook of Astronomy and Astrophysics, Second Edition (Cambridge, UK: Cambridge University Press)*
11. *Я.Б. Зельдович, Н.И. Шакура // Астрон. Журн, 1969, т.46, с.225*
12. *Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер // Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 1966, Наука, Москва*

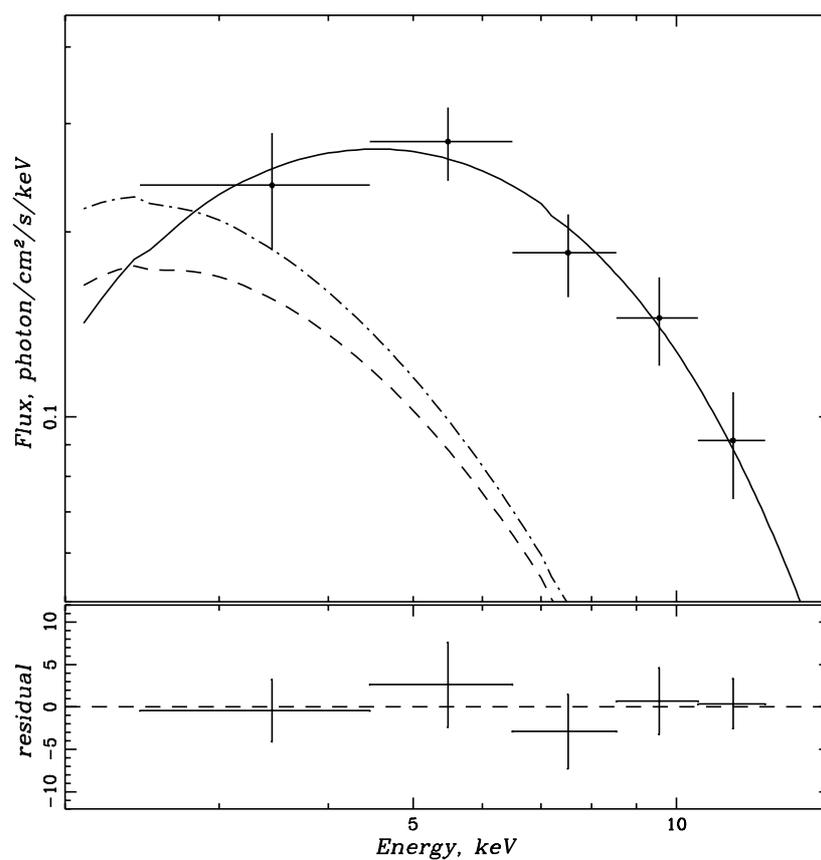


Рис. 2.7. Спектр рентгеновского всплеска, зарегистрированный телескопом АРТ-II 14 октября 1990 г. Сплошной линией показано его аналитическое приближение моделью чернотельного излучения. Пунктирная линия показывает модельный спектр излучения источника в этом же сеансе, но в спокойном состоянии, штрих-пунктирная – спектр излучения источника в обычном (не вспыхивающем) состоянии.

Глава 3

Терзан 1

3.1 Введение

Шаровые скопления выделяются из звездного населения Галактики высоким содержанием маломассивных двойных систем, одним из компонентов которых является релятивистский вырожденный объект – нейтронная звезда или белый карлик. Источники рентгеновского излучения обнаружены уже в двенадцати скоплениях (Hut и др., 1992). От большинства из них наблюдались рентгеновские всплески 1-го типа, что указывает на природу их компактного объекта – нейтронную звезду со слабым магнитным полем.

Из области шарового скопления Терзан 1 рентгеновское излучение было впервые зарегистрировано спутником НАКУСНО именно во время всплесков (Makishima и др., 1981; Inoue и др., 1981). Идентификация двух обнаруженных всплесков с источником постоянного рентгеновского излучения произошла позднее, в 1985 г., когда с помощью телескопа XRT космической лаборатории SPACELAB-2 были получены первые рентгеновские изображения этой области (Skinner и др., 1987). Поток излучения от источника, названного SLX1732-304, находился на уровне 1.8×10^{-10} эрг см⁻² с⁻¹ в диапазоне энергий 3-30 кэВ. Последующие наблюдения ряда рентгеновских миссий показали, что излучение источника сильно переменено по интенсивности. Наиболее катастрофическое падение потока было отмечено в 1999 г. по данным обсерватории ВерроSAX. В диапазоне энергий 2-10 кэВ поток упал до уровня 4.8×10^{-13} эрг см⁻² с⁻¹ (Guainazzi и др., 1999). Важными с точки зрения исследования переменности источника стали данные, полученные осенью 1990 г. рентгеновским телескопом АРТ-П обсерватории ГРАНАТ (Павлинский и др., 1995, 2001). Источник был обнаружен в двух разных состояниях интенсивности – “низком”, подобном тому, что наблюдался телескопом XRT, и “высоком” с потоками в диапазоне 3-20 кэВ, рав-

Табл. 3.1. Наблюдения источника SLX1732-304 прибором RXTE/РСА в 1997 г.

Наблюдение	Дата	Время начала (UT)	Экспозиция, с	Средний поток, мКраб ^а
20071-10-01-00	18.04	06:02:08:	5300	2.59 ± 0.06
20071-10-01-01	18.04	20:37:04:	9200	2.70 ± 0.04
20071-10-01-02	19.04	17:20:16:	10800	2.75 ± 0.04
20071-10-01-03	20.04	01:04:48:	3500	2.80 ± 0.09

^а Поток в диапазоне 3-20 кэВ.

ными 1.6×10^{-10} и 7.0×10^{-10} эрг см⁻² с⁻¹ соответственно. Изменение в интенсивности, по-видимому, сопровождалось изменением жесткости излучения: если во время “высокого” состояния источник имел типичный для ярких мало-массивных рентгеновских двойных тепловой спектр с четко выраженным экспоненциальным завалом на высоких энергиях, то во время “низкого” состояния его спектр мог быть удовлетворительно аппроксимирован степенным законом с фотонным индексом $\alpha \simeq 1.7$. В данной работе мы продолжаем исследовать спектральные состояния источника SLX1732-304 на основе данных его наблюдений спутником RXTE.

3.2 Наблюдения

Прибор РСА на борту орбитальной рентгеновской обсерватории RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer) состоит из пяти одинаковых пропорциональных счетчиков с общей площадью 6500 см², рабочим диапазоном энергий 2-60 кэВ и энергетическим разрешением $\sim 18\%$ на 6 кэВ (Bradt и др., 1993). Благодаря большой площади, прибор обладает высокой чувствительностью, достаточной для спектрального анализа излучения даже слабых рентгеновских источников. Поле зрения РСА ограничено коллиматором с полной шириной на полувысоте (FWHM) равной 1°. В зависимости от особенностей предполагаемого исследования данные измерений в ходе первичной обработки на борту могут записываться в разных телеметрических форматах. В наблюдениях, обсуждаемых в настоящей работе, используются данные в трех форматах с временным разрешением 0.125 с, 16 с и 1 мкс и энергетическим разбиением на 1, 129 и 256 каналов, соответственно. До 1998 года источник SLX1732-304 попадал в поле зрения прибора РСА четыре раза (табл. 3.1). Полная экспозиция составила восемь часов.

Из табл. 3.1 видно, что в течение двух дней наблюдений поток излучения

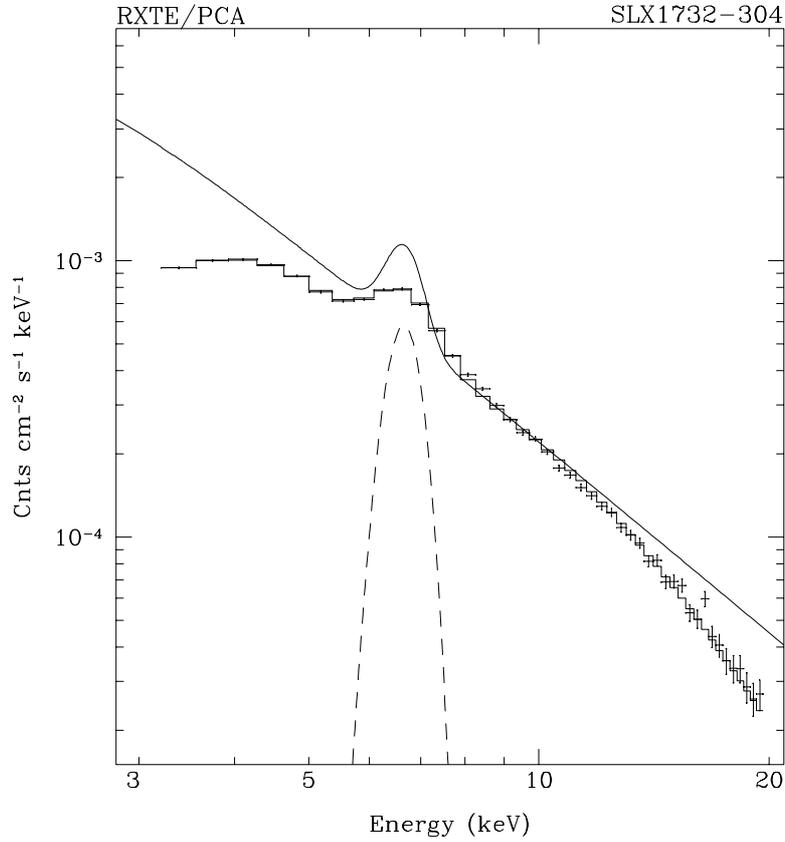


Рис. 3.1. Приборный спектр излучения, зарегистрированный прибором PCA от источника SLX1732-304 в 1997 г. Гистограммой показан результат его наилучшей аппроксимации, а сплошной линией – соответствующий фотонный спектр излучения. Линия на 6.7 кэВ связана с диффузным излучением горячей плазмы в области галактического центра.

от источника находился приблизительно на одном уровне с незначительным ($\sim 10\%$) трендом в сторону его увеличения. Средний поток был равен 6.7×10^{-11} эрг $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ в диапазоне 3-20 кэВ, т.е. был почти в два раза ниже потока, заре-

гистрированного телескопом АРТ-II в 1990 г. во время низкого состояния источника. Для приведенной оценки из измеренного потока был вычтен вклад линии 6.7 кэВ диффузного излучения горячего газа, находящегося в галактическом балдже (см. ниже). Анализ кривых блеска источника показал отсутствие сколько-нибудь заметной переменности его излучения на масштабах в десятки и сотни секунд, а анализ спектров мощности, полученных с помощью данных, записанных с хорошим временным разрешением, показал отсутствие переменности и на частотах 1-1000 Гц (3σ предел на интегральную мощность в этом диапазоне частот был равен 15%).

3.3 Спектр излучения

Измеренные в разных сеансах наблюдений спектры излучения источника были близки по форме, поэтому детальный анализ был выполнен для среднего спектра. Использовались данные, записанные с 16-секундным временным разрешением в диапазоне 3-20 кэВ. На более низких и более высоких энергиях матрица отклика прибора известна с большой неопределенностью. Приборный спектр источника представлен на рис. 3.1 вместе с результатами его аппроксимации степенной моделью (гистограмма). Параметры аппроксимации: фотонный индекс $\alpha = 2.332 \pm 0.007$, интенсивность на 10 кэВ $I_{10} = (2.236 \pm 0.023) \times 10^{-4}$ фот см $^{-2}$ с $^{-1}$. Величина межзвездного поглощения (поверхностная плотность атомов водорода) была зафиксирована на значении $N_{\text{H}} = 1.8 \times 10^{22}$ атом см $^{-2}$, измеренном обсерваторией ROSAT в предположении солнечного обилия элементов (Johnston et al., 1995). В диапазоне прибора PCA такое поглощение практически сказывается слабо. Из рисунка видно, что в полученном спектре присутствует мощная линия излучения с энергией ~ 6.7 кэВ. Эта линия, скорее всего, не имеет отношения к самому источнику SLX1732-304, а является суперпозицией диффузных линий излучения 6.64, 6.67, 6.68 и 6.7 кэВ ионов железа Fe XXV, рекомбинирующих в облаках горячей плазмы вблизи галактического центра. Используя результаты наблюдений прибора LAC спутника GINGA (Yamauchi et al., 1993), мы оценили ожидаемую интенсивность излучения в линии железа $F_{6.7 \text{ кэВ}}^* \simeq (6 - 8) \times 10^{-4}$ фот см $^{-2}$ с $^{-1}$ по направлению к скоплению Терзан 1. Прямое измерение интенсивности линии в полученном спектре дало $F_{6.7 \text{ кэВ}} \simeq (4.92 \pm 0.22) \times 10^{-4}$ фот см $^{-2}$ с $^{-1}$. Линия имеет центр на энергии 6.662 ± 0.011 кэВ и ширину 339 ± 21 эВ (σ в гауссовом профиле). Таким образом наблюдаемую линию можно полностью объяснить диффузным излучением ионизованного железа.

Рис.3.2 показывает, что отмеченный выше легкий тренд в потоке излучения источника во время наблюдений прибором PCA, сопровождался определенны-

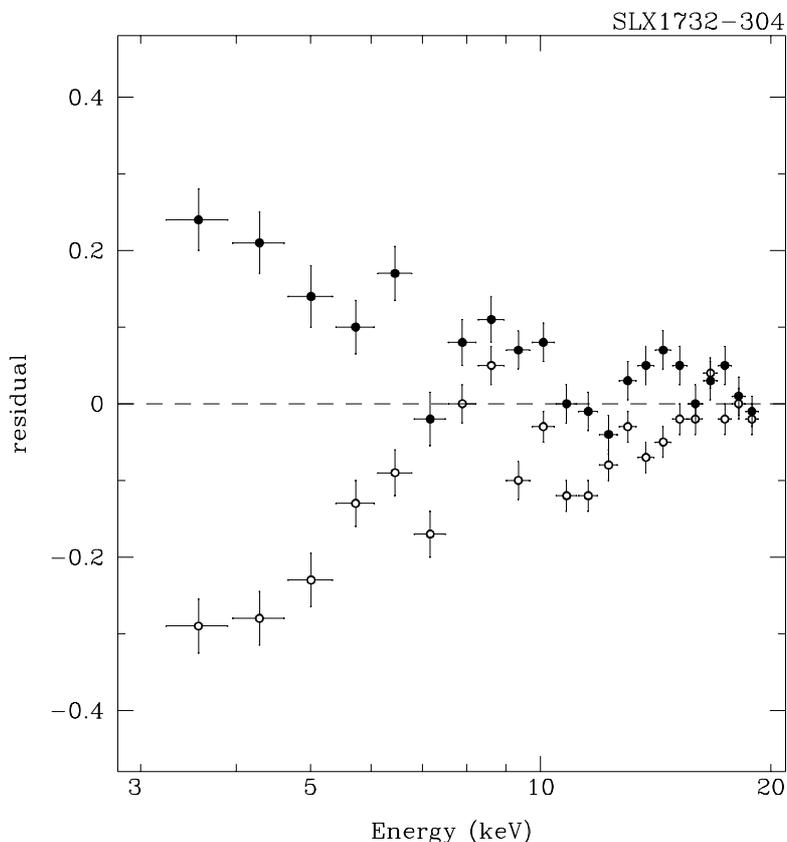


Рис. 3.2. Отношение приборных спектров, измеренных от источника SLX1732-304 18 и 20 апреля 1997 г., к результату степенной аппроксимации среднего спектра. Рисунок иллюстрирует эволюцию спектра источника на масштабе трех дней его наблюдений прибором РСА.

ми изменениями в его спектре. На рисунке представлено отношение спектров, измеренных утром 18 апреля (незаштрихованные точки) и 20 апреля (заштрихованные точки), к результату наилучшей аппроксимации среднего спектра. Видно, что максимальные изменения (до 40%) имели место в мягкой области на энергиях ниже 7 кэВ. Видно также, что в обоих спектрах на энергиях ~ 8 кэВ существует небольшой избыток (или на энергиях ~ 10 кэВ – недостаток) фотонов

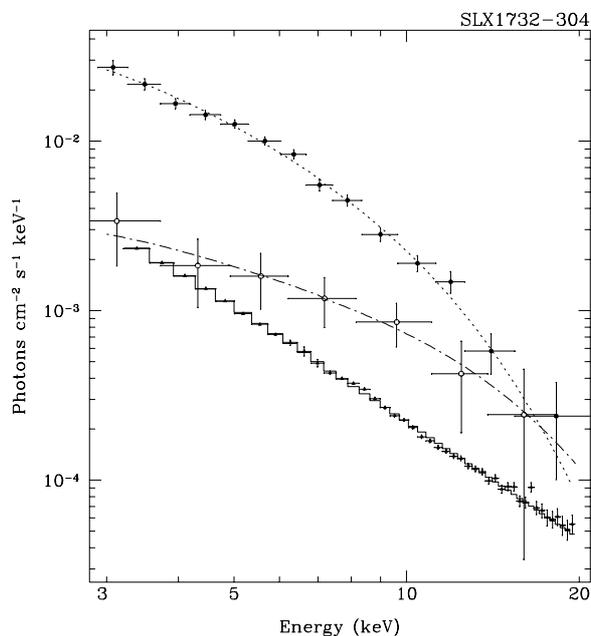


Рис. 3.3. Фотонный спектр постоянного рентгеновского излучения (треугольники), зарегистрированный прибором PCA от источника SLX1732-304 в 1997 г. во время его “низкого” состояния. Для сравнения приведены спектры источника во время “низкого” (пустые кружки) и “высокого” (заштрихованные кружки) состояний, измеренные в 1990 г. телескопом АРТ-II обсерватории “Гранат” (Павлинский и др., 2001). Сплошными кривыми показаны результаты наилучшей аппроксимации этих спектров аналитическими моделями.

по сравнению со степенной аппроксимацией среднего спектра.

3.4 Обсуждение

На рис.3.3 приведен фотонный спектр рентгеновского излучения источника SLX1732-304, реконструированный по данным прибора PCA. Компонента, связанная с фоновым диффузным излучением в линии 6.7 кэВ, была удалена. Этот спектр получен во время “низкого” состояния источника, в котором он проводит большую часть времени. Показательно, что наблюдавшийся спектр не про-

сто очень жесткий, он хорошо описывается степенным законом во всем диапазоне прибора РСА без каких-либо признаков завала на высоких энергиях. Поток рентгеновского излучения находился на уровне в ~ 2 раза меньшем того, что был зарегистрирован телескопом АРТ-П в 1990 г., также во время “низкого” состояния источника. В то же время спектр был более крутым: наклон спектра характеризовался фотонным индексом $\alpha \simeq 2.3$, тогда как спектр, полученный телескопом АРТ-П, имел наклон $\alpha \simeq 1.7$. Расхождения в спектрах хорошо видны на рис.3.3, на котором открытыми и заштрихованными кружками показаны спектры, наблюдавшиеся телескопом АРТ-П от источника в 1990 г. во время его “низкого” и “высокого” состояний. В частности, видно, что спектр, измеренный телескопом АРТ-П во время “низкого” состояния, лучше согласуется с предположением о жестком комптонизированном спектре излучения, чем о просто степенном. Это может служить указанием на то, что этот спектр сформировался в оптически более непрозрачной плазме, чем спектр, наблюдавшийся телескопом РСА. Он намного ближе к спектру “высокого” состояния источника. В целом же, надо сказать, что данные телескопа РСА вносят свой заметный вклад в исследование разнообразия спектральных состояний этого источника.

Список литературы

1. *Bradt H.V., Rothschild R.E., Swank J.H.* // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1993, *v. 97*, *p. 355*
2. *Guainazzi M., Parmar A., Oosterbroek T.* // *Astron. Astrophys.*, 1999, *v. 349*, *p. 819*.
3. *Hut P., McMillan S., Goodman J., et al.* // *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1992, *v. 104*, *p. 681*.
4. *Inoue H., Koyama K., Makishima K., et al.* // *Astrophys. J.*, 1981, *v. 250*, *p. L7*.
5. *Johnston H.M., Verbunt F., Hasinger G.* // *Astron. Astrophys.*, 1995, *v. 298*, *p. L21*.
6. *Makishima K., Ohashi T., Inoue H., et al.* // *Astrophys. J.*, 1981, *v. 247*, *p. L23*.
7. *Pavlinsky M., Grebenev S., Finogenov A., Sunyaev R.* // *Adv. Space Res.*, 1995, *v. 16*, *p. (3)95*.
8. *Skinner G., Willmore A., Eyles C., et al.* // *Nature*, 1987, *v. 330*, *p. 540*.
9. *Yamauchi S., Koyama K.* // *Astrophys. J.*, 1993, *v. 404*, *p. 620*.
10. *Павлинский М.Н., Гребенев С.А., Лутовинов А.А. и др.* // *Письма в Астрон. журн.*, 2001, *в печати*.

Глава 4

X 1916-053

4.1 Введение

Рентгеновская система X 1916-053 (или 4U 1915-05 или V1405 Aql) была открыта по рентгеновскому всплеску I-го типа (Becker et al. 1977, Doxsey et al. 1977). Наличие всплесков указывает на то, что компактным объектом в данной системе является нейтронная звезда. Впоследствии, на рентгеновской кривой блеска данной системы были обнаружены провалы (дипы) встречающиеся примерно раз в ~ 3000 секунд (White и Swank 1982; Walter и др. 1982). Вероятно данные затмения связаны с орбитальным периодом двойной системы, то есть затмениями центральной излучающей области внешним краем аккреционного диска. И действительно, в 1988 году был обнаружен оптический компаньон данной системы — звезда V1405 Aql 21 величины, — а также, по оптическим данным обнаружен орбитальный период системы, который, однако, примерно на один процент отличался от периода полученного в рентгеновских лучах (Schmidke 1988; Grindlay и др. 1988). С тех пор дебаты о природе данного расхождения в периодах не прекращаются, однако окончательного ответа на этот вопрос пока нет. Кроме того, по данным обсерватории RXTE в рентгеновском излучении X 1916-053 был обнаружен ряд квази-периодических осцилляций — низкочастотная на 20-40 Гц и пара высокочастотных, разница между которыми ~ 340 Гц (Boirin и др. 2000). По тем же данным во время одного из рентгеновских всплесков были обнаружены когерентные осцилляции в излучении на частоте 270 Гц, которые могут быть напрямую связаны с собственным вращением нейтронной звезды (Galloway и др. 2001). Интересно, что разница между высокочастотными квазипериодическими осцилляциями близка к частоте вращения нейтронной звезды.

В данной работе приведен временной и спектральный анализ только рентге-

новских всплесков, зарегистрированных от системы прибором РСА.

4.2 Наблюдения

При анализе были использованы данные наблюдений проведенных в феврале-сентябре 1996 года и в июне-августе 1998 года. Наблюдения состояли из 40 отдельных наведений с общей экспозицией превышающей 300 килосекунд. За это время было зарегистрировано 11 рентгеновских всплесков. Но, после предварительного анализа выяснилось, что один всплеск был порожден солнечной вспышкой, излучение от которой проникло через защиту приборов и было зарегистрировано детекторами. Остальные 10 всплесков, 4 в 1996 году и 6 в 1998 году, произошли в результате термоядерных взрывов на поверхности нейтронной звезды двойной системы 4U 1915-05. Кривые блеска сеансов во время которых были зафиксированы рентгеновские всплески приведены на Рис.4.1.

4.3 Морфология всплесков и их спектральный анализ

На рис.4.2 представлены кривые блеска рентгеновских всплесков в полном энергетическом диапазоне РСА с временным разрешением 0.125 с. Средняя продолжительность всплесков 20-30 секунд. Все профили имеют типичный вид для рентгеновских всплесков I-го типа. Однако, на кривых блеска части рентгеновских всплесков наблюдаются излом во время нарастания всплеска и провалы в скорости счета во время затухания. Такие особенности характерны для рентгеновских всплесков с фотосферным расширением. Для того чтобы прояснить ситуацию мы провели временную спектроскопию всех всплесков. Для этого мы разбили всплески на однасекундные интервалы времени и в каждом из них восстановили спектры излучения. Затем спектры были аппроксимированы моделью чернотельного излучения с введенным межзвездным поглощением. Полученные параметры аппроксимации позволили нам утверждать, что большинство всплесков сопровождается фотосферным расширением, т.к. получаемый из аппроксимации радиус излучающей поверхности увеличивается при уменьшении чернотельной температуры. Интересно, что во время всплеска 1 июня 1996 года также наблюдаются провалы в скорости счета на стадии затухания, но они не связаны с изменением радиуса атмосферы, а являются следствием поглощения излучения (показатель поглощения в эти периоды увеличился более чем на порядок). И действительно, данный всплеск произошел в середине "W"-образного затмения в данной системе. Исходя из того, что сам всплеск не является поглощенным, можно предположить, что система вышла из затмения на короткий

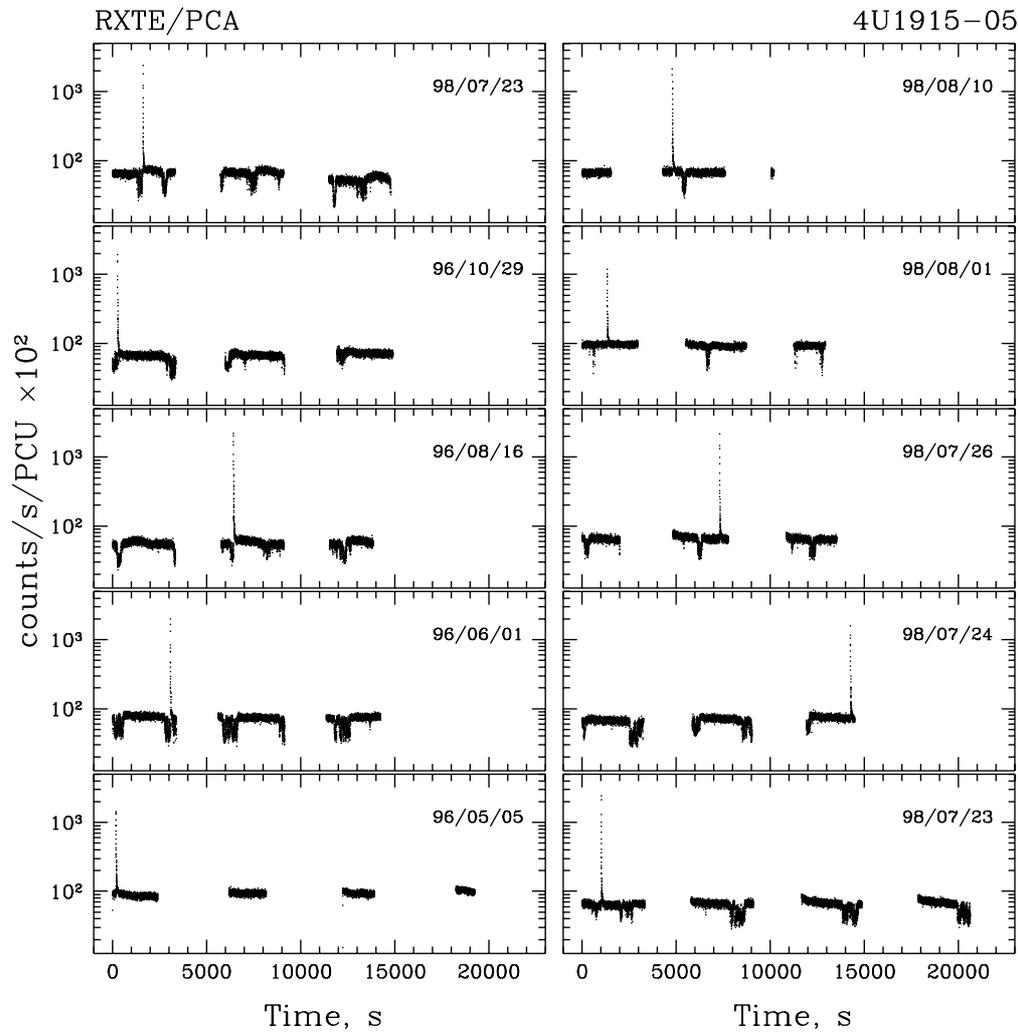


Рис. 4.1. Кривые блеска 4U 1915-053 в энергетическом диапазоне 2 – 60 кэВ с временным разрешением 1 секунда.

промежуток времени, однако излучения временами затмевается малопрозрачными структурами короны аккреционного диска.

4.4 Обсуждение

Анализ 10 рентгеновских всплесков от источника X 1916-053 показал, что все они относятся к всплескам I-го типа и что большинство из них сопровождается небольшим фотосферным расширением, модельный радиус увеличивается в 2-3 раза. Были определены некоторые стандартные параметры рентгеновских всплесков такие как: время нарастания всплеска, характерное время затухания, пиковый поток, средний поток во время всплеска (см. Табл.4.1). В частности, используя средние потоки в спокойном состоянии и во время всплесков и предполагая, что эффективность переработки энергии при аккреции вещества на нейтронную звезду в 100 раз больше чем эффективность переработки энергии при термоядерном горении той же массы вещества можно оценить рекуррентное время генерации вспышек как $\tau_{rec} = \tau_{bst} (\bar{F}_{bst} - \bar{F}_{pst}) 100 / \bar{F}_{pst}$. Оценки рекуррентного времени для каждого всплеска приведены в Табл.4.1. Если мы усредним все рекуррентные времена, то получим, что всплески должны в среднем происходить раз в ~ 20 килосекунд. Учитывая, что общее время экспозиции составляло ~ 300 килосекунд, мы имеем некоторый дефицит всплесков. Одним из объяснений данного дефицита может быть занижение нами рекуррентного времени, оцениваемого из потоков по причине простоты используемой модели (в частности мы берем гелиевый термоядерный всплеск). Однако, 23 июля 1998 года были зарегистрированы два последовательных всплеска с интервалом 6.2 часа, а рекуррентное время полученное для этих всплесков 5.6 и 6.8 часа, что хорошо согласуется с прямым измерением. Поэтому, вероятнее всего объяснением дефицита всплесков может быть тот факт, что часть всплесков приходится на затмения и в таком случае излучение просто не доходит до наблюдателя. В пользу последнего говорит также и тот факт, что мы наблюдали один из всплесков в середине затмения, когда диск на короткое время открыл область генерации излучения, то есть всплески продолжают генерироваться и во время затмений.

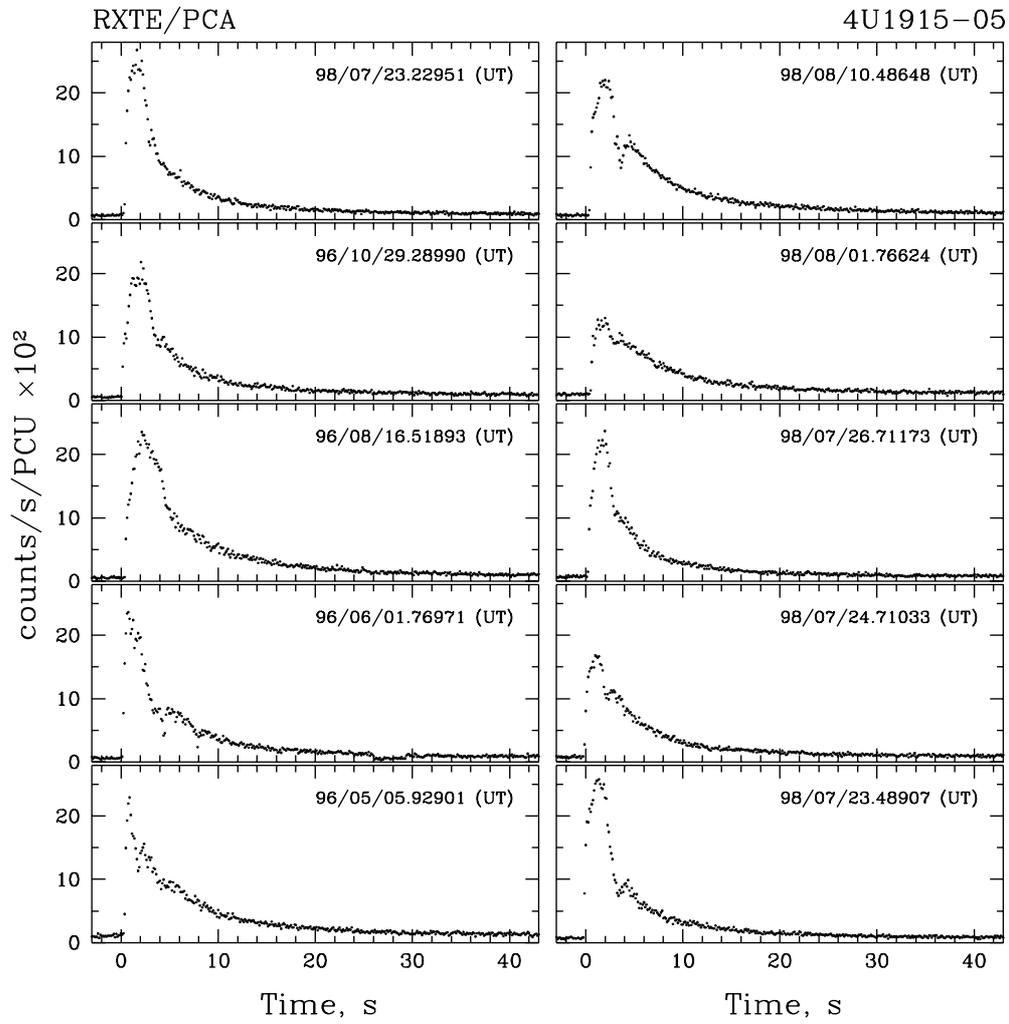


Рис. 4.2. Профили рентгеновских всплесков задетектированных PCA от 4U 1916-053 в энергетическом диапазоне 2 – 60 кэВ с временным разрешением 0.125 секунды.

Табл. 4.1. Основные параметры рентгеновских всплесков 4U 1916-053 по данным RXTE/РСА.

Дата UT	Время достиже- ния максимума потока, с	Время падения потока в е-раз с	$F_{peak}^{a,b}$ $\frac{erg}{s\ cm^2} \times 10^{-8}$	$\bar{F}_{bst}^{a,c}$ $\frac{erg}{s\ cm^2} \times 10^{-9}$	$\bar{F}_{pst}^{a,d}$ $\frac{erg}{s\ cm^2} \times 10^{-10}$	τ_{rec}^e часы
1996/						
5/05.92901	0.5	6.0	2.08	4.18	4.62	5.1
6/01.76971	0.6	2.5	2.60	4.32	5.23	4.3
8/16.51893	1.6	5.5	2.55	4.65	4.10	6.1
10/29.28990	1.3	3.6	2.38	4.20	4.38	5.2
1998/						
7/23.22951	1.1	3.1	2.80	4.71	4.64	5.6
7/23.48907	1.2	3.2	2.76	4.90	4.05	6.8
7/24.71033	1.2	5.7	1.90	3.92	4.40	4.8
7/26.71173	1.5	3.7	2.65	4.12	3.66	6.3
8/01.76624	1.0	8.5	1.46	3.91	7.60	2.5
8/10.48648	1.2	6.0	2.61	5.54	4.06	7.7

^a в энергетическом диапазоне 3-20 кэВ

^b максимальный поток за время вспышки

^c средний поток во время вспышки

^d средний постоянный поток

^e $\tau_{rec} = \tau_{bst} (\bar{F}_{bst} - \bar{F}_{pst}) \xi / \bar{F}_{pst}$, где $\xi \sim 100$ отношение энергии излучаемой при аккреции вещества на нейтронную звезду к энергии выделяемой той же массой гелия при термоядерном горении, τ_{bst} -продолжительность всплеска.

Список литературы

1. *Becker R.H., Smith B.W., Swank J.H. и др. // Astrophys. J., 1977, v. 216, p. L101*
2. *Boirin L., Barret D., Olive J.F. и др. // Astron. Astrophys., 2000, v. 361, p. 121.*
3. *Doxsey R.E., Bradt H.V., Dower R.G. и др. // Nature, 1977, v. 269, p. 112.*
4. *Galloway D.K., Chakrabarty D., Munro M.P. и Savon P. // Astrophys. J., 2001, v. 549, p. L85.*
5. *Grindlay J.E., Bailyn C.D., Cohn H. и др. // Astrophys. J., 1988, v. 334, p. L25.*
6. *Schmidke P.C. // AJ, 1988, v. 95, p. 1528.*
7. *Walter F.M., Bowyer S., Mason K.O. и др // Astrophys. J., 1982, v. 253, p. L67.*
8. *White N.E., Swank J.H. // Astrophys. J., 1982, v. 253, p. L61.*

Глава 5

Гигантский рентгеновский всплеск в шаровом скоплении Терзан 2

5.1 Введение

Множество ярких рентгеновских источников в шаровых скоплениях являются барстерами. Шаровое скопление Терзан 2 находится в районе Галактического балджа. В сентябре 1975 года из этого региона спутником OSO-8 был зарегистрирован мощный рентгеновский всплеск продолжительностью ~ 300 секунд (Swank и др. 1977). В пике всплеска поток достигал величины ~ 1.5 Краба. Позднее этот всплеск излучения был ассоциирован именно с источником в шаровом скоплении Терзан 2 (Grindlay 1978). Сам источник получил название 4U 1724-307. В марте 1979 года приборами орбитальной астрофизической обсерватории *Einstein* от этого источника был зафиксирован второй рентгеновский всплеск, что стало окончательным подтверждением природы 4U 1724-307 (Grindlay 1980) и источник был локализован с точностью 6.5 минут дуги. И наконец, наблюдения этого источника с борта рентгеновской обсерватории ROSAT позволили обнаружить от него излучение в спокойном состоянии (не во время рентгеновского всплеска) и улучшить локализацию до 2 минут дуги.

К моменту наблюдений RXTE (1996-1998 годы), рассматриваемых в этой работе от данного барстера были зарегистрированы еще два рентгеновских всплеска. Первый — телескопом АРТ-II обсерватории ГРАНАТ в феврале 1992 года (Гребенев и др.) и второй — спектрометром MECS, установленном на борту обсерватории ВерроSAX в августе 1996 года (Guainazzi и др. 1998). Все четыре всплеска были очень яркими и имели форму, характерную для рентгеновских

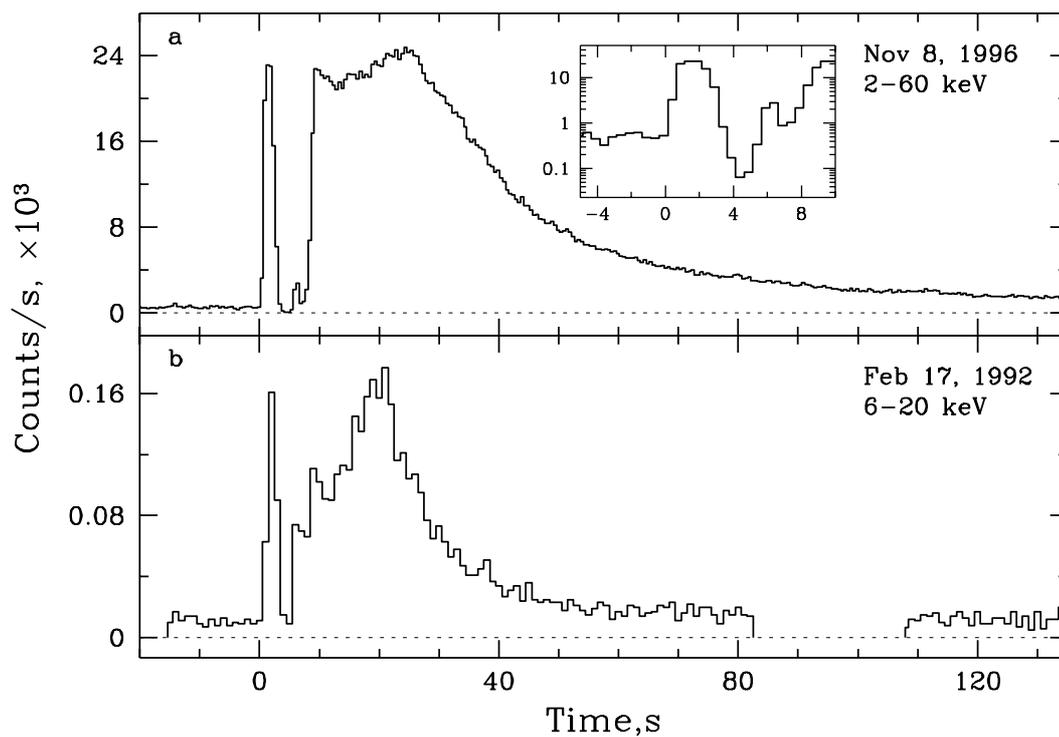


Рис. 5.1. Временная история двух рентгеновских всплесков зафиксированных RXTE/РСА (а) и ГРАНАТ/АРТ-П (б) в широких энергетических диапазонах. Провал на кривой блеска по данным АРТ-П между 80 и 110 секундами связан с передачей информации из временного буфера хранения данных в бортовую память

всплесков первого типа (термоядерных взрывов): быстрое нарастание потока до максимума и длительное затухание, протекающее на жестких энергиях быстрее чем на мягких. Несмотря на всю похожесть событий, рентгеновский всплеск зарегистрированный телескопом АРТ-П отличался от всех остальных. В частности, несколькими секундами ранее основного всплеска наблюдался прекурсор, мощный короткий всплеск излучения.

В этой главе рассматривается другой беспрецедентно мощный рентгеновский всплеск с фотосферным расширением, подобный зарегистрированному от этой системы телескопом АРТ-П, по данным приборов миссии *RXTE* (Рис.5.1).

5.2 Наблюдения

В период с 1996 по 1998 год двойная маломассивная рентгеновская система 4U 1724-307 неоднократно наблюдалась приборами обсерватории *RXTE*. Суммарная экспозиция превысила 330 ксек. Но только один рентгеновский всплеск был зарегистрирован. Это событие произошло 8 ноября 1996 года. В этом наблюдении все 5 детекторов РСА были включены.

Профиль всплеска в энергетическом диапазоне 2-60 кэВ, который представлен на Рис.5.1, был получен по данным моды Standard-1 детекторов РСА. Данная мода не обладает спектральным разрешением и вся информация по регистрируемым фотонам пишется в один канал (2-60 кэВ — рабочий диапазон РСА) со сбиниванием по временным интервалам длительностью 0.125 секунды. Для временной спектроскопии были использованы данные моды Burst Catcher, в которой информация аккумулируется в 64 энергетических канала с временным разрешением 2 милисекунды. Эта мода предназначена для записи интенсивных событий и включается при скоростях счета $\sim 2 \times 10^3$ отсч./с и соответственно выключается, когда скорость счета падает ниже этого порога. Таким образом, к сожалению данные этой моды не покрывают промежуток между прекурсором и основным событием, когда скорость счета существенно падала. В данном наблюдении была включена также и Science Event Mode, но она также не могла быть использована, т.к. рассчитана на умеренные темпы скорости счета и предназначенная для нее бортовая память была уже переполнена во время прекурсора. Таким образом интервал в несколько секунд между прекурсором и основным событием был не доступен для временной спектроскопии.

5.3 Профиль всплеска и прекурсоров

На Рис.5.1а приведена временная история рентгеновского всплеска в рабочей энергетической области РСА с периодом аккумуляции 0.5 секунды. Со-

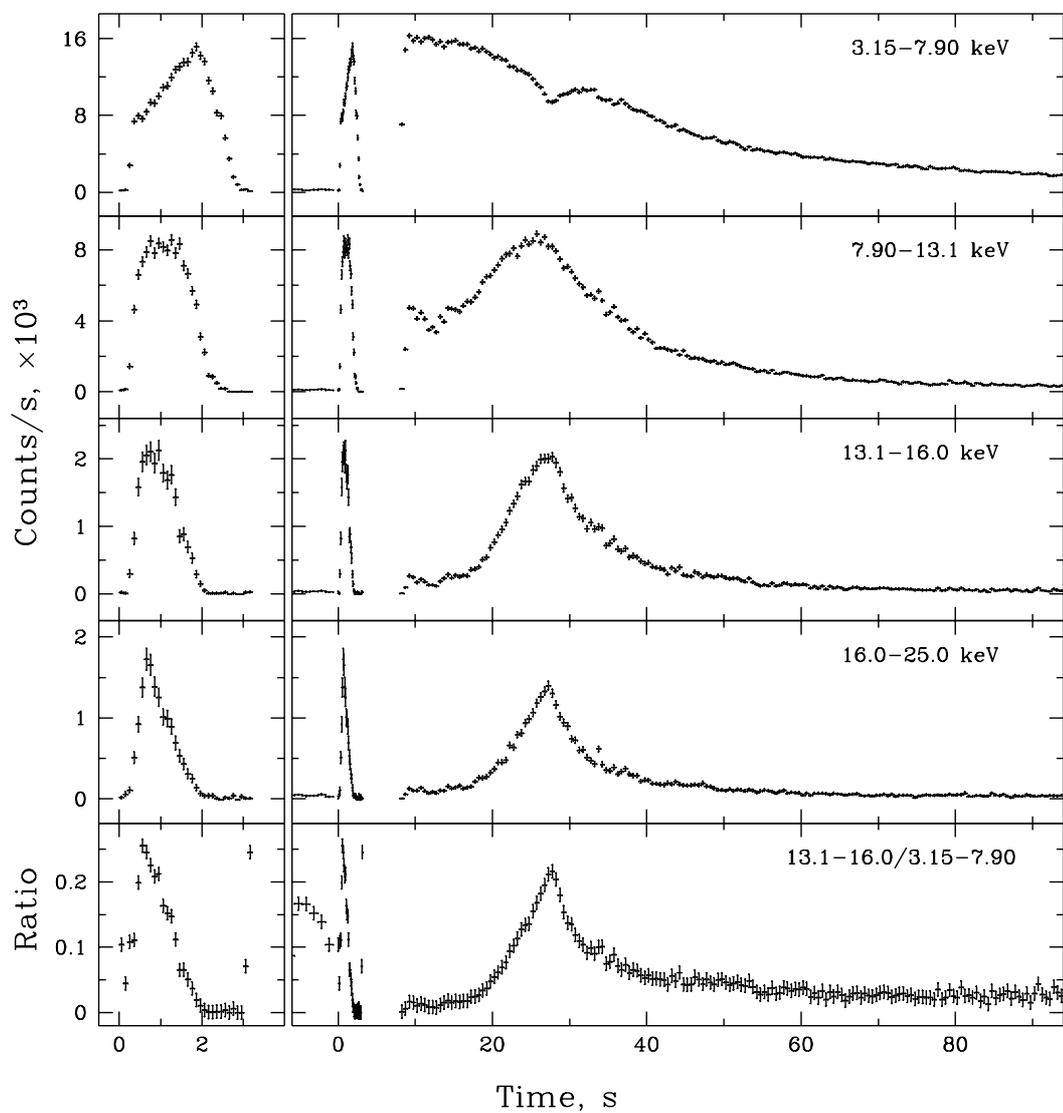


Рис. 5.2. Временная история термоядерного всплеска задетектированного RXTE в различных энергетических диапазонах и соответствующая эволюция жесткости излучения (отношение потоков в диапазонах энергий 13 – 16 кэВ и 3.1 – 7.9 кэВ). На левой панели отдельно представлен профиль первого прекурсора с лучшим временным излучением

бытие произошло в 7:00:03 по всемирному времени (UT), этот момент времени взят за начало отсчета и на рисунке обозначен нулем. Вспышка началась с очень мощного прекурсора (поток в пике ~ 1.9 мКраб) продолжительностью примерно 3 секунды. Затем следует примерно 2 секундный интервал во время которого поток от системы упал примерно в 8 раз по сравнению с довсплесковым уровнем. Данный факт хорошо виден на вставке к Рис.5.1а. За провалом в излучении последовал слабый всплеск (второй прекурсор) длительностью ~ 1.5 секунды за которым сразу последовал основной мощный всплеск со сложным профилем затухания. Длительность основного всплеска превысила 150 секунд, а поток достигал величины порядка 2 Краб. Как видно из рисунка, наблюдаемый профиль всплеска очень похож на профиль всплеска, зарегистрированного телескопом ART-II от источника 4U 1724-307 17 февраля 1992 года (Рис.5.1б). Сходство становится еще более очевидным, если посмотреть на профиль всплеска, полученный по данным РСА и приведенный в энергетическом диапазоне ART-II. Телескопом ART-II всплеск был локализован с точностью несколько минут дуги и приписан Терзан 2. Таким образом, аналогичность этих двух рентгеновских всплесков позволяет нам говорить о том, что всплеск зарегистрированный RXTE относится к тому же источнику.

На Рис.5.2 представлена зависимость скорости счета во время всплеска от времени в различных энергетических диапазонах. Момент "0" такой же как и на Рис.5.1. Отсутствие данных в период между 3.25 и 7.75 секундами явилось следствием отключения режима Burst Catcher (см. Инструментальную часть). Из Рис.5.2 явно следует такая примечательная деталь, что не смотря на то, что всплеск начался во всех энергетических каналах одновременно и первоначально развивался примерно с одним и тем же темпом, время достижения максимума излучения и характерные временные масштабы затухания всплеска различны в жестких и мягких энергетических каналах. Во время прекурсора максимальный поток в энергетических каналах 3.15 – 7.9 и 16 – 25 кэВ достигается за ~ 1.9 и 0.6 секунд соответственно. Таким образом, прекурсор длиннее в мягком диапазоне энергий. Обратная ситуация происходит во время основной вспышки, там максимум потока достигается за примерно 9 и 25 секунд в тех же диапазонах энергий. Другая интересная особенность заключается в том, что во время основного всплеска максимуму потока на жестких энергиях соответствует проседание потока на мягких энергиях. Такое поведение характеризует сильные изменения в жесткости спектра во время основного всплеска. Нижняя панель на Рис.5.2 демонстрирует, что максимум жесткости излучения достигается дважды — во время прекурсора (примерно через 0.5 секунды после начала события) и во время основного всплеска (~ 27 секунд). И в обоих случаях жесткость медленно уменьшается по мере уменьшения потока. Примечательно, что второй прекур-

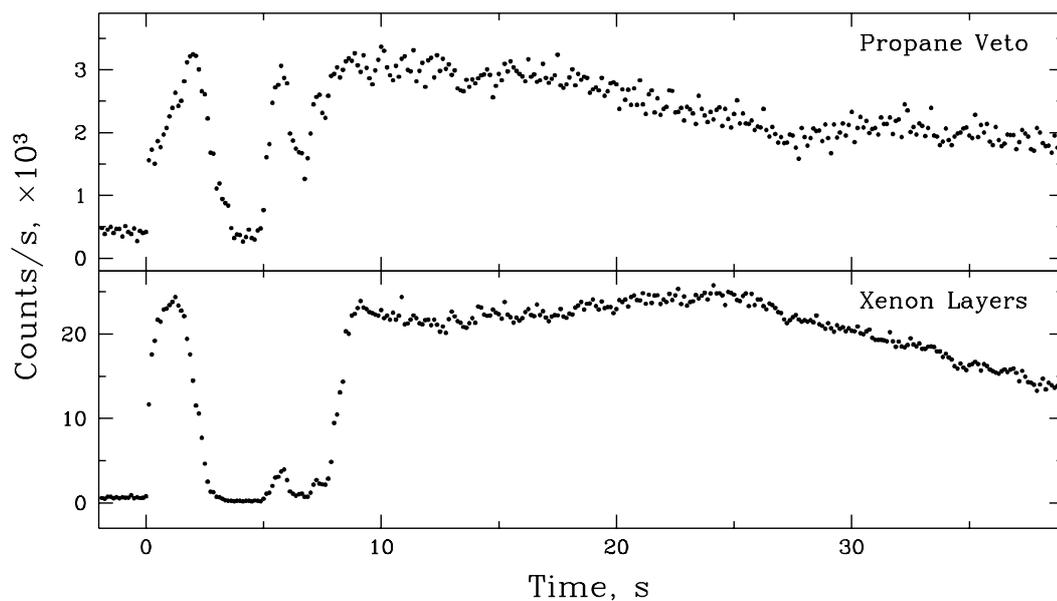


Рис. 5.3. Скорости счета во время всплеска в защитном слое пропана РСА ($h\nu < 2$ кэВ) и в рабочем слое ксенона ($h\nu > 2$ кэВ). Во время второго прекурсора в спектре излучения доминируют мягкие фотоны

сор проявляет себя только в мягкой области спектра. Рис.5.3 показывает зависимость скорости счета от времени во время всплеска в защитном слое пропана детекторов РСА, который чувствителен к фотонам с энергией ниже 2 кэВ. В этом диапазоне энергий второй прекурсор сравним по интенсивности с первым. На нижней панели Рис.5.3 приведена кривая блеска рентгеновского всплеска в рабочем диапазоне РСА (как и на Рис.5.1 только с лучшим временным разрешением).

Продолжительный экспоненциальный завал на кривой блеска, начинающийся с ~ 30 секунды, указывает на принадлежность всплеска к классу рентгеновских всплесков I типа, т.е. к термоядерным взрывам на поверхности нейтронной звезды. Используя данные по первым шестидесяти секундам с момента затухания основного всплеска, мы оценили характерные времена спада и получили ~ 21 и ~ 8 секунд для мягкой и жесткой областей спектра. Мощный рентгеновский прекурсор, сравнимый по потоку с максимумом излучения во время основного всплеска является необычным явлением для рентгеновских всплесков. Хотя всплески с прекурсорами наблюдались и ранее (Lewin и др. 1993), рентгеновская двойная 4U 1724-307, вероятно, первый источник в котором прекурсор столь мощный.

5.4 Временная спектроскопия рентгеновского всплеска

Для дальнейшего анализа мы разбили время всплеска на последовательные временные интервалы длительностью 0.25 секунд для прекурсора и 1 секунда для основного всплеска и в каждом из этих временных интервалов был восстановлен энергетический спектр. Затем в энергетическом интервале 3 – 20 кэВ каждый из этих спектров был аппроксимирован моделью чернотельного излучения с фиксированной величиной поглощения на межзвездном газе $N_H = 1 \times 10^{22}$ см $^{-2}$ (как измерено по данным ASCA, Varret и др. 1999b). Спектр излучения в спокойном состоянии не вычитался. Падение потока в 8 раз ниже довсплескового уровня сразу после первого прекурсора может быть объяснено затмением постоянного источника рентгеновского излучения расширившейся фотосферой нейтронной звезды либо этот источник излучения был подавлен гигантским энерговыделением во время рентгеновского всплеска. Не ясно в какой именно момент постоянный поток вышел на прежний уровень. Жесткий инструмент HEXTE мог бы пролить свет на этот вопрос, но, к сожалению он имеет недостаточную чувствительность на коротких временных масштабах. В дополнение, можно констатировать, что пренебрежение учетом вклада спектра постоянного излучения в спектр вспышки является оправданным из-за очень высокой энергии последней.

На Рис.5.4 приведен ряд спектров источника, соответствующих различным фазам всплеска. Сплошной линией показана наилучшая аппроксимация спектров моделью чернотельного излучения. Спектр довсплескового излучения, собранный за период 16 секунд, изображен на нижней панели рисунка треугольниками, а его аппроксимация степенным законом излучения с наклоном $\alpha \simeq -1.97 \pm 0.03$ с фиксированным поглощением представлена на всех панелях пунктирной линией. Отметим, что спектр, полученный на восьмой секунде

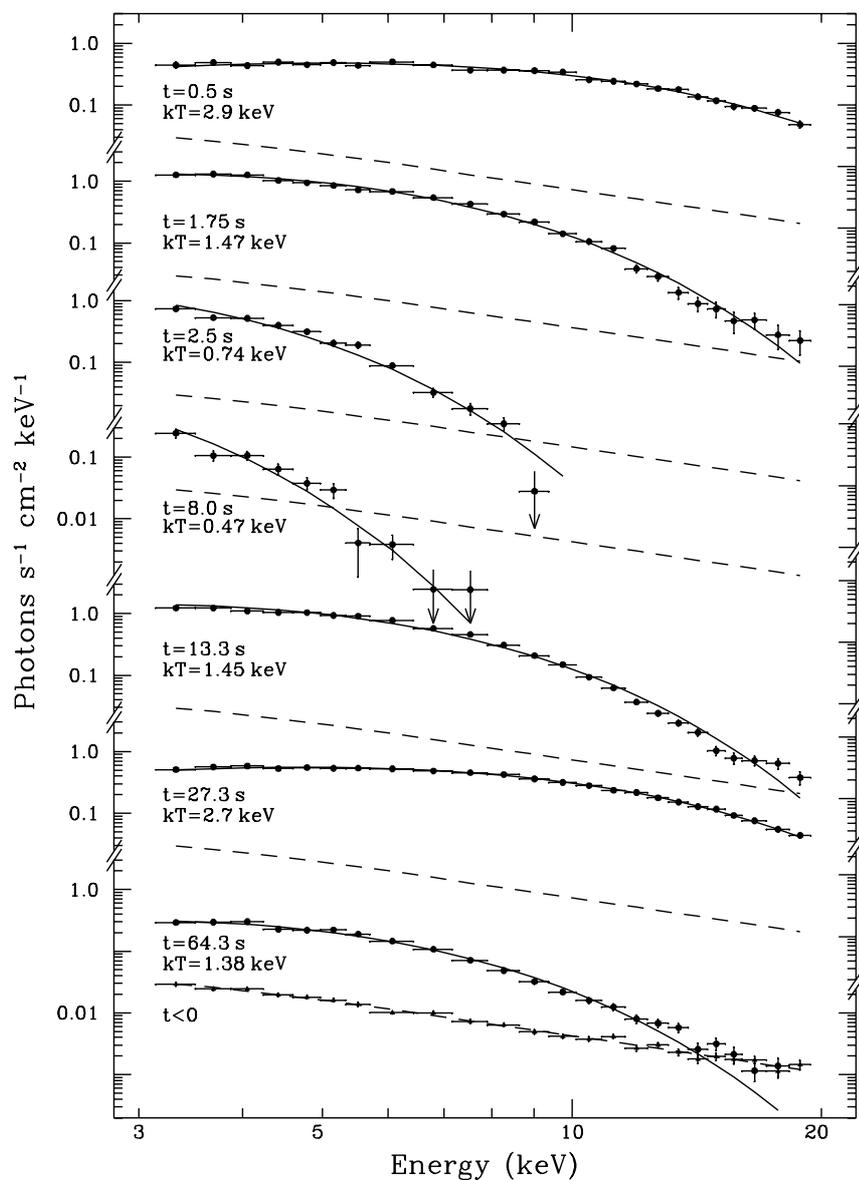


Рис. 5.4. Фотонные спектры, соответствующие различным фазам всплеска (жирные кружочки). Сплошной линией показана наилучшая аппроксимация спектров моделью чернотельного излучения. Спектр довсплескового излучения изображен треугольниками, а его аппроксимация степенным законом излучения — пунктирной линией.

всплеска, имеет явный дефицит фотонов с энергией $h\nu > 5$ кэВ по сравнению с довсплесковым уровнем. В то же время, спектр, полученный в конце всплеска (64 секунда) указывает на восстановление постоянного излучения на довсплесковом уровне и на его определяющий вклад в общем спектре излучения на энергиях $h\nu > 15$ кэВ. И наконец, спектр, полученный на 300 секунде, когда всплеск уже полностью угас, спектр излучения становится таким же как и до всплеска.

Рис.5.4 объясняет эволюцию жесткости рентгеновского излучения во время всплеска. Сразу после начала всплеска на 0.5 секунде источник имеет жесткий спектр с температурой чернотельного излучения $kT \simeq 2.9$ кэВ, в течение последующих двух секунд температура падает в четыре раза. После провала в данных РСА температура все еще низка $kT \simeq 0.47$ кэВ, но градиент ее роста велик и на 27 секунде она уже достигает величины $kT \simeq 2.7$ кэВ. Затем температура излучения плавно уменьшается до конца всплеска. На Рис.5.5 приведена детальная информация по динамике изменения параметров модели во время всплеска — чернотельной температуры kT и чернотельного радиуса фотосферы нейтронной звезды R . На том же рисунке приведена болометрическая светимость источника $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$ как функция времени.

5.5 Интерпретация

Рис.5.5 демонстрирует, что первые ~ 30 секунд всплеска наблюдаются активные изменения в фотосфере нейтронной звезды, а именно: мощное расширение фотосферы нейтронной звезды (во время прекурсора) и последующее ее сжатие во время основного всплеска. Наблюдаемый радиус фотосферы превысил значение в 70 км, а скорость расширения — 100 км/с. В максимуме светимость достигала величины $L_p \simeq 3.7 \times 10^{38}$ эрг/с, что соответствует Эддингтоновской светимости для нейтронной звезды с массой $M_* \simeq 1.4M_\odot$. Во время расширения фотосфера охлаждалась и ее спектр излучения становился мягче и количество фотонов с энергиями рабочего диапазона РСА уменьшалось, что и явилось причиной появления на профиле всплеска первого прекурсора.

Зависимость температуры T от радиуса R во время фаз расширения (закрашенные кружочки) и обратного сжатия (пустые кружочки) фотосферы приведена на Рис.5.6. Данная зависимость может быть описана степенным законом $T \sim R^{-\beta}$, где $\beta \simeq 0.546 \pm 0.003$. Такая зависимость подразумевает, что светимость $L \sim T^4 R^2 \sim R^{-0.184}$ медленно уменьшается по мере расширения фотосферы. Этот факт не согласуется с общепринятым положением, что светимость остается постоянной и близкой к Эддингтоновской во время фотосферного расширения (Lewin и др. 1993). Однако, вполне вероятно, что данное расхождение ис-

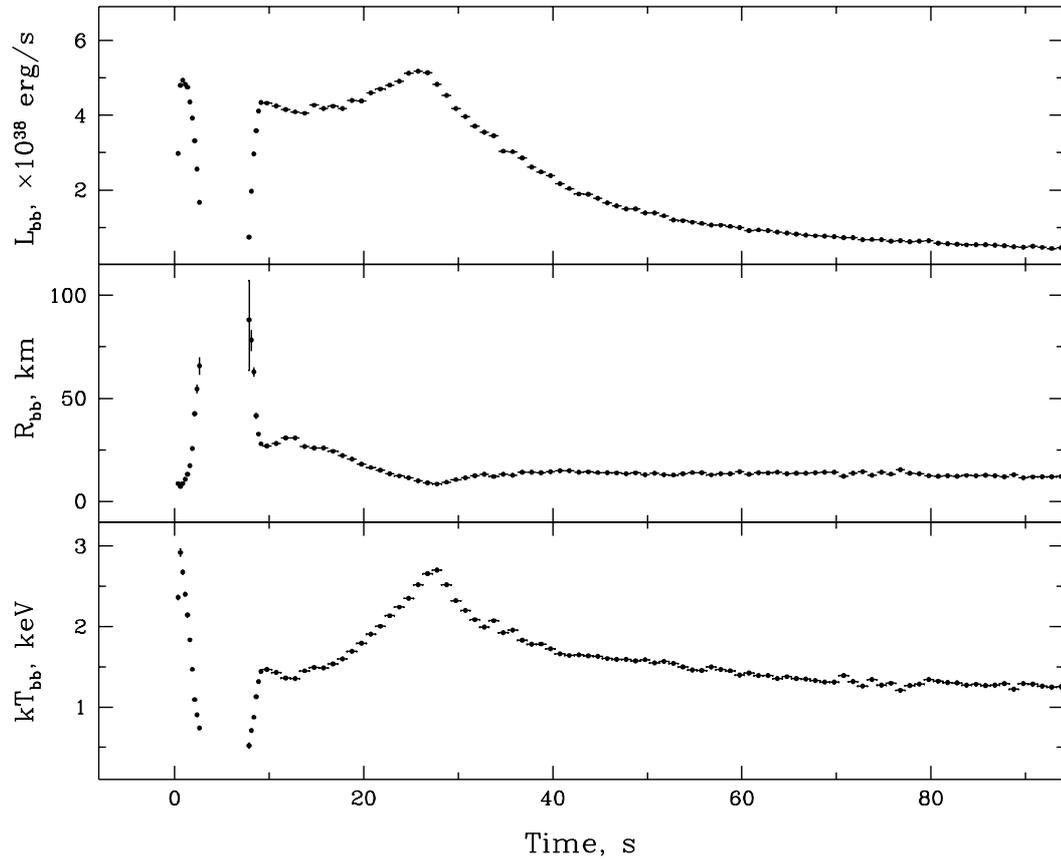


Рис. 5.5. Эволюция болометрической светимости, радиуса и эффективной температуры фотосферы нейтронной звезды во время рентгеновского всплеска в системе 4U 1724-307

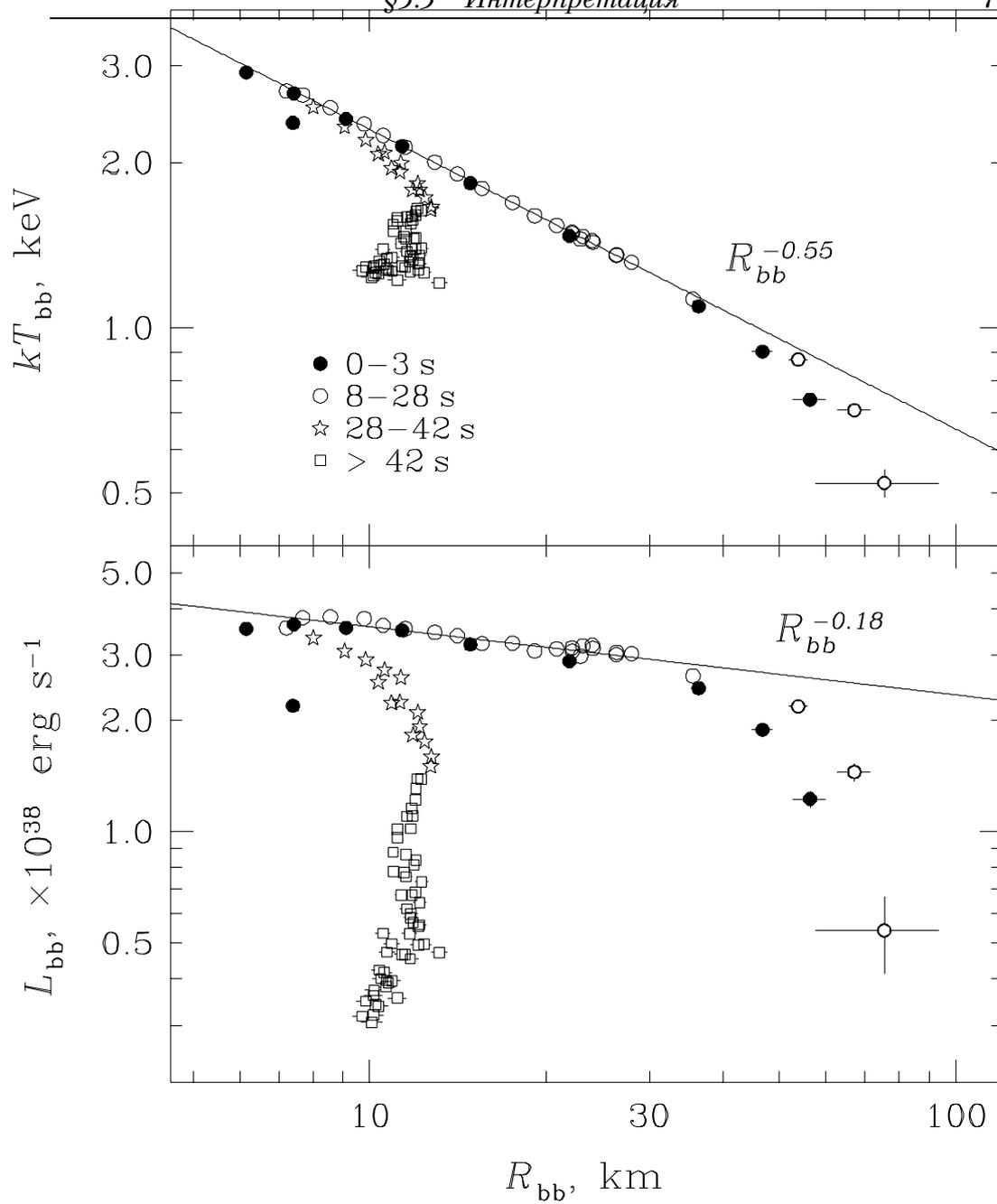


Рис. 5.6. Эффективная температура и болометрическая светимость фотосферы нейтронной звезды как функции радиуса

чезнет, если мы учтем в наших упрощенных моделях эффекты комптонизации на внешних слоях фотосферы (Ebisuzaki & Nomoto 1986, Sunyaev & Titarchuk 1986). Комптонизация также может быть ответственна за недооценку радиуса в периоды 0.5 и 27 секунд по сравнению со значением, полученным в хвосте всплеска.

Общее количество излученной энергии $E \simeq 1.4 \times 10^{40}$ эрг, т.е. масса вещества участвовавшего в расширении $M \simeq E/\epsilon_N \simeq 8 \times 10^{21}$ г. Здесь $\epsilon_N \simeq 0.002c^2$ эффективность ядерного горения гелия. Толщина по Томсоновскому рассеянию у такого вещества составляет $\tau_t \simeq 4 \times 10^6 (R/100\text{км})^{-2}$. В действительности, только малая часть вещества может быть вовлечена в расширение. Через несколько секунд после прекурсора, фотосфера все еще расширяется, но по-прежнему остается непрозрачной и полностью закрывает от наблюдателя район где выделяется гравитационная энергия аккрецирующего вещества. В результате поток от системы падает ниже довсплескового уровня. Однако, неизвестно остается ли постоянный поток на уровне довсплескового во время такого своеобразного затмения. Возможно, что взрыв нарушает нормальное течение аккреции на поверхность нейтронной звезды.

Время прохождения звуковой волны через фотосферу R/v_s увеличивается по мере расширения самой фотосферы и может достигать секунд если радиус достигает несколько сот километров. Таким образом, мы можем объяснить второй прекурсор колебаниями фотосферы.

Предполагая, что $\epsilon_G = 0.2c^2$ можно оценить рекуррентное время появления всплесков $t_r \sim \epsilon_G E / \epsilon_N L_X \simeq 2.3 \times 10^5$ секунд. Здесь $L_X \simeq 7 \times 10^{36}$ эрг/с светимость системы в спокойном состоянии. Таким образом, суммарная экспозиция RXTE на Терзан 2 меньше этого значения в полтора раза.

Список литературы

1. *Barbuy, B., Bica, E., Ortolani, S. // Astron. Astrophys., 1998, v.333, p.117*
2. *Barret, D., Grindlay, J., Harrus, I., Olive, J. // Astron. Astrophys., 1999, v.341, p.789*
3. *Ebisuzaki, T., Nomoto, K. // Astrophys.J. , 1986, v.305, p.L67*
4. *Grebevev S., Lutovinov A., Molkov S., Sunyaev R. // Astron. Lett. (submitted)*
5. *Grindlay, J. // Astrophys.J. , 1978, v.224, p.L107*
6. *Grindlay, J., Marshall, H., Hertz, P. and Soltan, A. // Astrophys.J. , 1980, v.240, p.L121*
7. *Grindlay, J., Hertz, P. Steiner, J., et al // Astrophys.J. , 1984, v.282, p.L16*
8. *Guainazzi, M., Parmar, A., Segreto, A., et al // Astron. Astrophys., 1998, v.339, p.802*
9. *Lewin, W., van Paradijs, J., Taam, R. // Space Sci. Rev., 1993, v.62, p.223*
10. *Mereghetti, S., Barret, D., Stella, L., et al // Astron. Astrophys., 1995, v.302, p.713*
11. *Olive, J., Barret, D., Boirin, L. // Astron. Astrophys., 1998, v.333, p.942*
12. *Ortolani, S., Bica, E., Barbuy, B. // Astron. Astrophys., 1997, v.326, p.614*
13. *Swank, J., Becker, R., Boldt, E., et al // Astrophys.J. , 1977, v.212, p.L73*
14. *Tawara, Y., Kii, T., Hayakawa, H., et al // Astrophys.J. , 1984, v.276, p.L41*
15. *van Paradijs, J., Dotani, T., Tanaka, Y., Tsuru, T. // PASJ, 1990, v.42, p.633*

Часть III

Спектральная переменность ярких двойных рентгеновских систем

Глава 6

GX 340+0

6.1 Введение

Наряду с привычными методами исследования свойств объектов (таких как анализ кривых блеска, построение спектров и т.д.), в рентгеновской астрономии широкое распространение получили так называемые диаграммы "цвет-интенсивность" и "цвет-цвет", идея которых была позаимствована из оптических наблюдений (UBV-фотометрия). Концепция построения этих диаграмм очень проста. Сеанс наблюдений разбивается на несколько интервалов по времени (длительностью 1-100 секунд, в зависимости от яркости источника). Диапазон энергий, в котором ведется наблюдение (обычно 2-20 кэВ), разбивается на три (или четыре) непересекающихся поддиапазона и в каждом из них находится интенсивность для всех интервалов времени. Далее вычисляются два значения коэффициента жесткости ("цвета"), как отношения интенсивности в среднем поддиапазоне к интенсивности в мягком и интенсивности в жестком к интенсивности в среднем (или отношения интенсивностей в двух мягких и двух жестких диапазонах) для соответствующего интервала времени. Первый коэффициент, характеризующий "цвет" в мягком диапазоне обозначим как SR ("soft" hardness ratio), а второй, характеризующий "цвет" в жестком диапазоне – HR ("hard" hardness ratio). Таким образом, используя данные всего сеанса наблюдений, мы можем построить три диаграммы: "SR-I", "HR-I" ("цвет-интенсивность" диаграммы) и SR-HR ("цвет-цвет" диаграмма). Наиболее интересной из выше перечисленных диаграмм является диаграмма "цвет-цвет", так как она не зависит от интенсивности. Оказывается, что вид диаграмм "цвет-цвет" ряда LMXB-источников принимает форму латинской буквы Z (их часто называют Z-источники) (Schulz et al. 1989). Диаграмма показывает, что источник может находиться в трех основных состояниях ("ветвях" диаграммы), отли-

чающихся местоположением на диаграмме "цвет-цвет". Эти ветви носят названия: "горизонтальная" (верхняя планка буквы Z), "нормальная" (средняя планка буквы Z) и "вспышечная" (нижняя планка буквы Z). Основным общим свойством Z-источников является то, что они никогда не переходят с горизонтальной ветви на вспышечную (и наоборот со вспышечной на горизонтальную), минуя нормальную ветвь. Существует еще целый ряд особенностей, присущих той или иной ветви. Например, QPO регистрируются только когда источник находится либо на горизонтальной ветви, либо на нормальной (исключение составляет лишь источник Sco X-1, Priedhorsky et al, 1986). Большинство Z-источников относится к группе "ярких" LMXB-систем.

Сама по себе диаграмма "цвет-цвет" не обладает высокой информативностью, а просто отражает состояние системы. Интересным является вопрос как такая диаграмма вообще получается, какой моделью можно описать поведение двойной системы. Наиболее вероятной кажется модель двухкомпонентного излучения, при котором вклад отдельных компонент меняется со временем. Одна из компонент отвечает за излучение пограничного слоя, а другая за излучение аккреционного диска. Как было показано в работе Gilfanov et al. (2003) такое деление вполне оправдано. Поэтому мы рассмотрели эту модель на примере известного Z-источника GX340+0.

Этот источник известен как яркая маломассивная двойная рентгеновская система и неоднократно наблюдался различными рентгеновскими обсерваториями (van Paradijs et al. 1988; Kuulkers & van der Klis 1996; Penninx et al. 1991). У источника был открыт ряд квази-периодических осцилляций: на горизонтальной ветви и верхней части нормальной ветви на частоте 20-50 Гц (Penninx et al. 1991), а также двойные килогерцовые осцилляции (Jonker et al. 1998); на нормальной ветви на частоте 5.6 Гц (van Paradijs et al. 1988).

В этой главе будет описана методика анализа, представлены результаты и их интерпретация.

6.2 Наблюдения и методика анализа

Известная как Z-источник яркая маломассивная двойная рентгеновская система GX340+0 неоднократно наблюдалась приборами обсерватории RXTE. В этой работе мы использовали данные только трех серий наблюдений, проведенных в 1997 году. Эти наблюдения были выбраны потому, что в них система наблюдалась во всех ветвях диаграммы "цвет-цвет". Общая информация по этим наблюдениям сведена в Табл.6.1. Общее чистое (с учетом промежутков между наблюдениями, орбитами и мертвого времени прибора) время экспозиции составило ~ 186.5 килосекунд.

Табл. 6.1. Общая информация по используемым наблюдениям GX340+0 детекторами РСА в 1997 году.

Группа наблюдений	Номер	Дата и время начала (UTC)	Общая экспозиция (ксек.)
A	20059-01-01-00	Jun. 6, 06:05:07	20.0
	20059-01-01-01	Jun. 6, 21:39:06	3.6
	20059-01-01-02	Jun. 7, 11:15:05	13.7
	20059-01-01-03	Jun. 7, 23:48:56	14.7
	20059-01-01-04	Jun. 8, 07:51:04	11.9
	20059-01-01-05	Jun. 9, 00:09:03	11.4
	20059-01-01-06	Jun. 10, 01:04:06	11.5
B	20053-05-01-00	Sep. 21, 01:04:06	16.2
	20053-05-01-01	Sep. 23, 04:09:30	10.6
	20053-05-01-02	Sep. 25, 01:30:29	7.4
	20053-05-01-03	Sep. 25, 09:37:51	16.9
C	20053-05-02-00	Nov. 1, 22:38:58	8.7
	20053-05-02-01	Nov. 2, 03:32:07	8.4
	20053-05-02-02	Nov. 2, 19:42:00	11.4
	20053-05-02-03	Nov. 3, 01:50:07	12.9
	20053-05-02-04	Nov. 4, 01:59:34	10.1
	20053-05-02-05	Nov. 4, 16:18:27	5.2

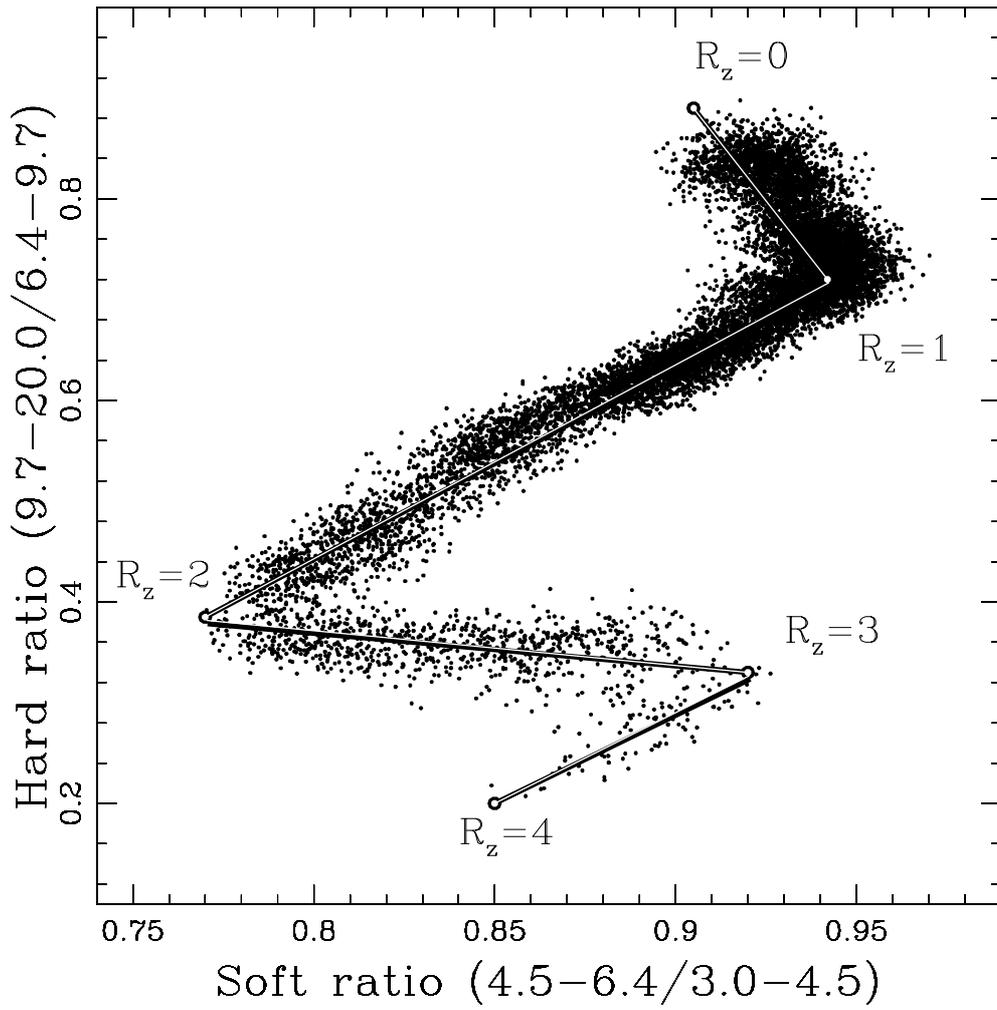


Рис. 6.1. Цвет-цвет диаграмма

Для спектрального анализа была использована Standard-2 мода PCA. Все наблюдения были разбиты на 16 секундные интервалы и в каждом из них был восстановлен спектр. Таким образом мы получили более 10 тысяч спектров. Далее мы формально аппроксимировали все спектры двухкомпонентной моделью, состоящей их модели тормозного излучения (излучение пограничного слоя) и излучения черного тела (излучение аккреционного диска) с добавлением фиксированного межзвездного поглощения. Затем мы взяли модельный потоки в каждом спектре для диапазонов энергий $E_1 = 3 - 4.5$, $E_2 = 4.6 - 6.4$, $E_3 = 6.4 - 9.7$ и $E_4 = 9.7 - 20$ кэВ и составили "цвет-цвет" диаграмму (Рис.6.1), где "мягкий цвет" это отношение потоков E_2/E_1 , а "жесткий цвет" — E_4/E_3 . Такую диаграмму можно было получить по отношению скоростей счета прибора в отдельных каналах, но тогда бы она была привязана к данному прибору, а так мы получаем диаграмму в абсолютных величинах не зависящих от конкретного прибора, а следовательно полученные таким образом диаграммы по данным различных инструментов можно сравнивать между собой. На рисунке отчетливо прорисовываются три обычные для Z-источников ветви (сверху вниз: горизонтальная, нормальная и вспышечная) и плюс одна дополнительная. Для дальнейшего анализа удобно перейти от двухмерного позиционирования состояния источника (двумя цветами на диаграмме) к одномерному. Для этого мы описали диаграмму источника ломаной кривой (см. Рис.6.1) и обозначили ее края и изломы координатами 0, 1, 2, 3 и 4. Затем каждая точка, соответствующая спектру проецировалась на соответствующий отрезок и координата этой проекции R_z закреплялась за данным спектром. Таким образом, все спектры однозначно описываются единственной координатой и спектры с координатами $0 \leq R_z < 1$, $1 \leq R_z < 2$, $2 \leq R_z < 3$ и $3 \leq R_z \leq 4$ соответствуют "горизонтальной", "нормальной", "вспышечной" и "дополнительной".

6.3 Временные и спектральные характеристики

На Рис.6.2 приведено распределение вероятности нахождения системы в определенном спектральном состоянии. Видно, что максимум распределения приходится на $R_z \sim 1$ и что большую часть времени система находится на "горизонтальной" и "нормальной" ветвях. Провалы в областях $R_z = 2$ и $R_z = 3$ являются артефактами и вызваны нестрогостью выбранного переопределения координат.

На Рис.6.3 приведена своеобразная кривая блеска источника где все 16-секундные интервалы времени расположены в хронологическом порядке (ось абсцисс) и каждому из них соответствуют поток в энергетическом диапазоне 3-20 кэВ в единицах 10^{-8} эрг/с/см² и ранг (оси ординат). Из рисунка также

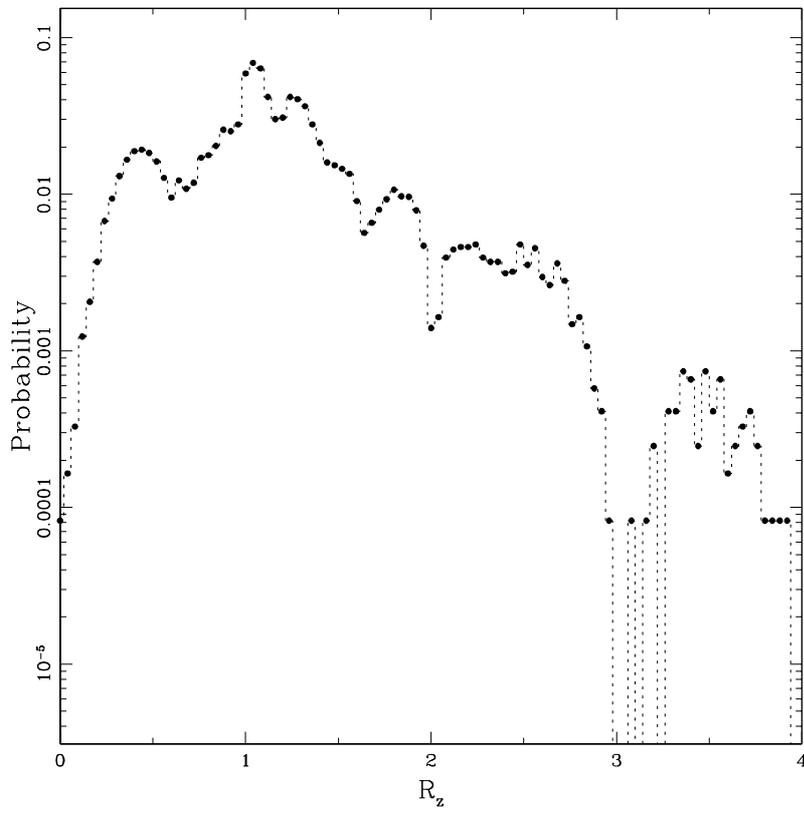


Рис. 6.2. Распределение вероятности нахождения системы в состоянии с определенным R_z

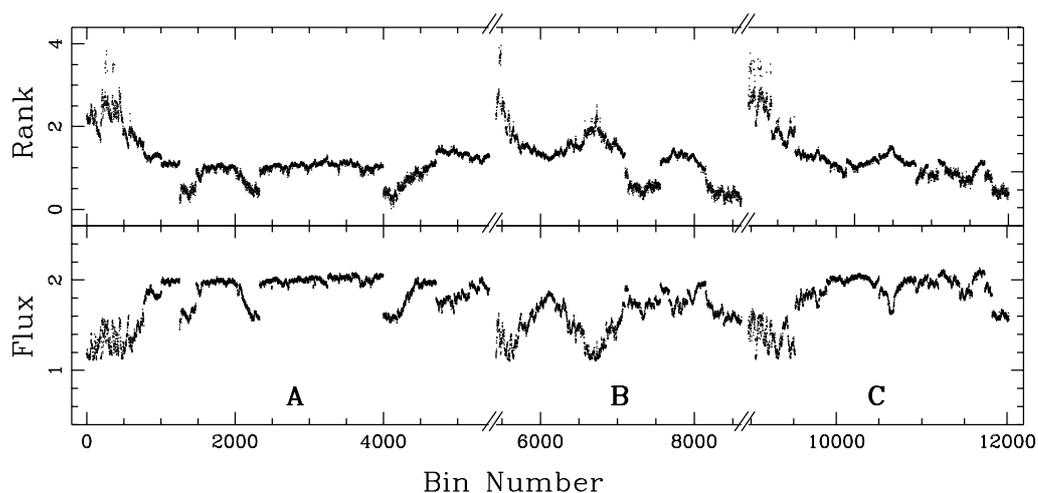
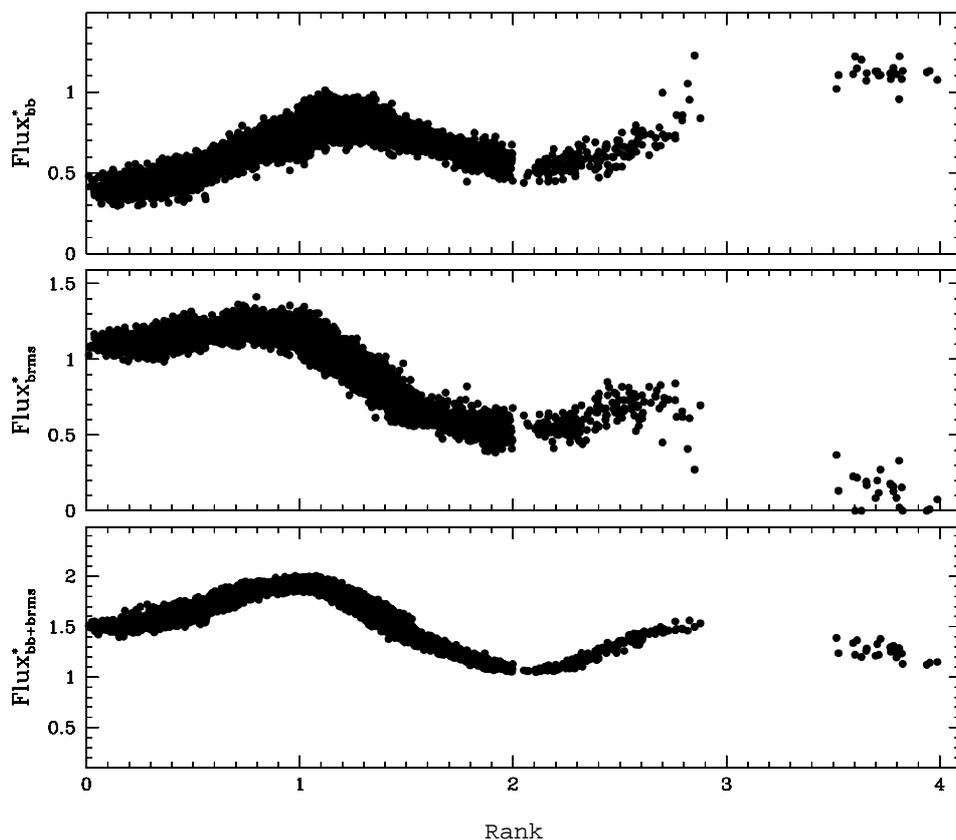


Рис. 6.3. Зависимости потока в диапазоне энергий 3-20 кэВ в единицах 10^{-8} эрг/с/см² и ранга (координаты на "цвет-цвет" диаграмме) от номера временного интервала. Временные интервалы представлены в хронологическом порядке.

видно, что источник никогда не "перескакивает" с одного места на диаграмме на другое минуя промежуточные положения. Непрерывность нарушается только в нескольких местах серии "А" и между сериями, но это связано с большими интервалами между наблюдениями. Стоит отметить, что из 6.3 следует, что суммарный максимальный поток в диапазоне энергий 3-20 кэВ регистрируется в области $R_z = 1$, то есть на стыке "горизонтальной" и "нормальной" ветвей. На Рис.6.4 наглядно представлено как меняется общий поток в данном энергетическом диапазоне и вклад каждой компоненты в отдельности. Вплоть до "допол-



* The flux in 3–20 keV in units $\times 10^{-8}$ ergs/s/cm²

Рис. 6.4. Эволюция общего потока излучения, в диапазоне энергий 3–20 кэВ (нижняя панель) и потоков отдельных компонент, излучения пограничного слоя (средняя панель) и излучения аккреционного диска (верхняя панель) в зависимости от положения на "цвет-цвет" диаграмме.

нительной" ветви поток излучения отдельных компонент коррелирует с суммарным потоком излучения при общей тенденции увеличения вклада в излучение аккреционного диска, а на "дополнительной" ветви вклад компоненты, отвечающей за излучения пограничного слоя сводится практически к нулю и остается

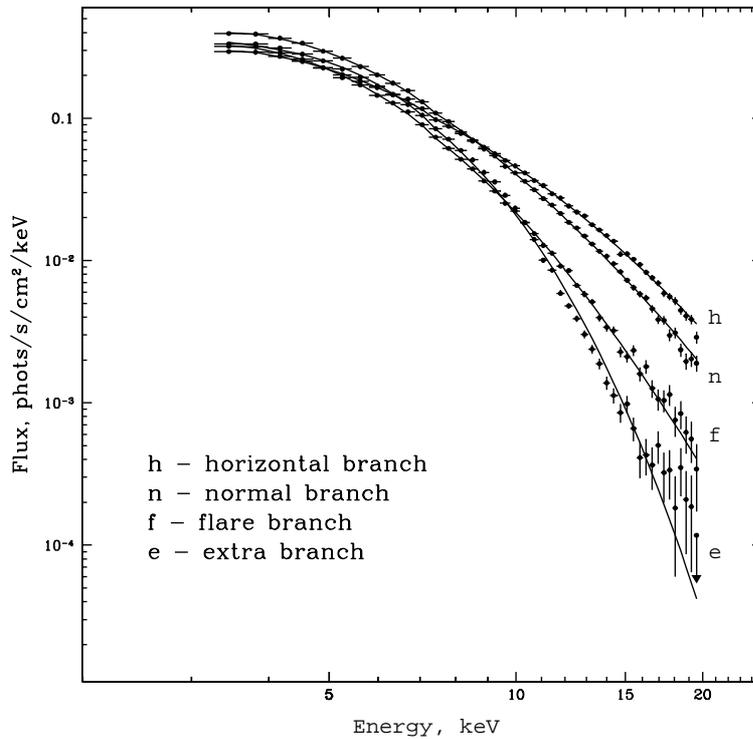


Рис. 6.5. Четыре фотонных спектра излучения системы в зависимости от ветви на "цвет-цвет" диаграммы

только диск. Интересно, что общий поток не растет постоянно по мере продвижения по "цвет-цвет" диаграмме от "горизонтальной" ветви к "вспышечной" и "дополнительной" как этого следовало бы ожидать исходя из того, что считается, что при движении в этом направлении увеличивается темп аккреции. Для того, чтобы дополнить картину спектральной переменности на Рис.6.5 для каждой из четырех ветвей диаграммы приведены усредненные спектры излучения. Отчетливо прослеживается тенденция к "смягчению" спектров по мере продвижения по Z-диаграмме сверху вниз.

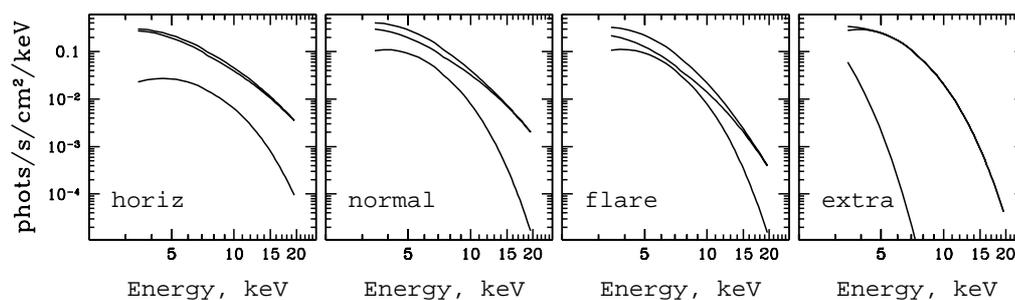


Рис. 6.6. Эволюция вкладов в общее излучение двух спектральных компонент: пограничного слоя и аккреционного диска.

6.4 Обсуждение

Общепринято, что в непulsирующих двойных рентгеновских системах магнитное поле нейтронной звезды мало и аккреционный диск может простираться вплоть до ее поверхности. Если при этом, скорость вращения нейтронной меньше чем Кеплеровская скорость вращения на внутреннем крае аккреционного диска, то вокруг нейтронной звезды образуется пограничный слой в котором вещество аккреционного диска будет тормозиться (см. например Сюняев и Шакура 1986; Иногамов и Сюняев 1999). Для двойной системы с невращающейся нейтронной звездой и в рамках Ньютоновской геометрии половина энергии выделяется в аккреционном диске, а другая половина — в пограничном слое. Эффекты общей теории относительности могут увеличить соотношение в сторону увеличения вклада пограничного слоя. Таким образом, следует ожидать, что в рентгеновском излучении двойных систем с нейтронной звездой в качестве компактного объекта будет всегда присутствовать компонента, соответствующая из-

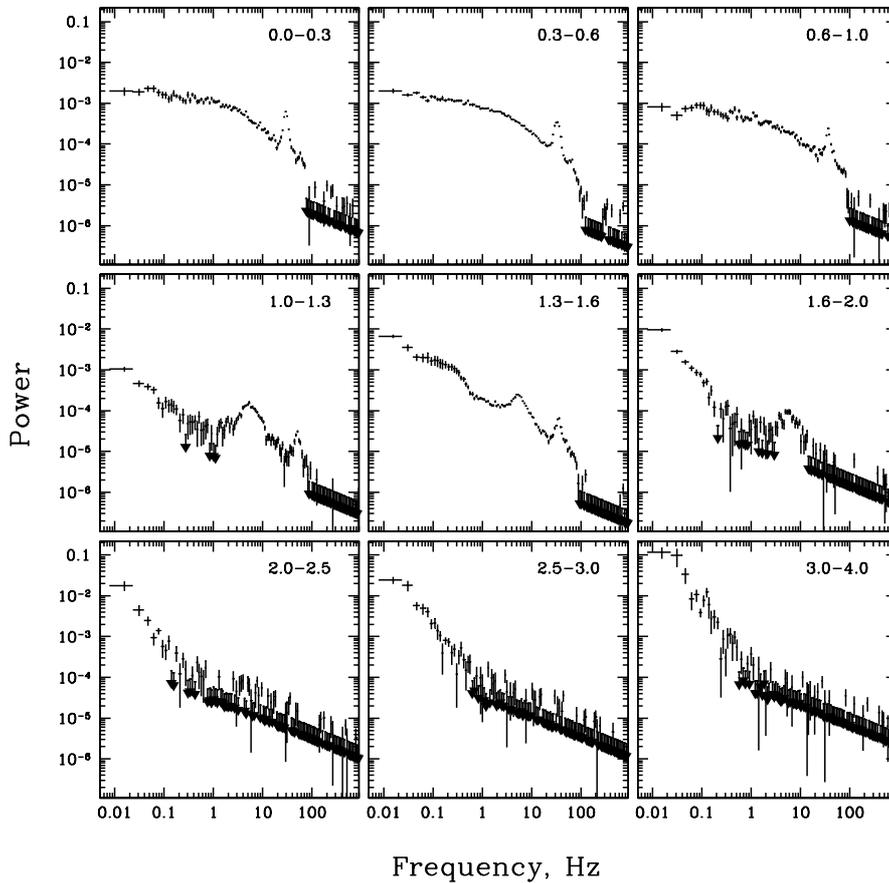


Рис. 6.7. Эволюция спектров мощности по мере продвижения по "цвет-цвет" диаграмме от "горизонтальной" ветви к "дополнительной".

лучению пограничного слоя.

Рентгеновские наблюдения ярких двойных маломассивных систем показывают, что средний спектр излучения довольно мягкий. Поэтому, учитывая вышеизложенное, его можно представить как композит двух компонент: пограничного слоя и аккреционного диска (Mitsuda et al. 1984). Однако, хотя спектр пограничного слоя и жестче чем спектр аккреционного диска, эта разница невелика

и формы спектров данных компонент оказываются весьма похожими и достоверно разделить их в этой ситуации трудно. Поэтому, для большей убедительности нужна еще какая-нибудь информация. В работах Mitsuda (1984) и Gilfanov (2003) было показано, что излучение аккреционного диска намного более постоянен на частотах > 0.5 Гц, чем излучение пограничного слоя. Это и может являться той недостающей дополнительной информацией. Таким образом, в нашей работе мы использовали двухкомпонентную модель излучения параметры которой варьировались около заданных значений, которые были получены из частотного анализа (Gilfanov et al. 2003). На рис.6.6 наглядно представлено как меняется вклад компонент в зависимости от "ветви" на которой находится источник. Видно, что на "горизонтальной" ветви доминирует излучение пограничного слоя, на "нормальной" ветви вклад в излучение аккреционного диска уже более заметен, а на "вспышечной" ветви излучение аккреционного диска немногим слабее излучения пограничного слоя. Интересная ситуация складывается на "дополнительной" ветви, там остается только излучение диска. Как говорилось выше, ситуация когда аккреционный диск дает больший вклад в общую светимость при $R_* > 3R_g$ (рассматриваемый нами случай) чем пограничный слой не возможна. Объяснением наблюдаемого нами эффекта может быть то, что на "дополнительной" ветви темп аккреции уже выше Еддингтоновского и в таких условиях процесс формирования излучения более сложный, чем в рассматриваемых нами приближениях.

В заключении, интересно посмотреть как коррелируют различные особенности спектра мощности излучения системы в зависимости от R_z . На рис.6.7 приведены 9 спектров мощности, соответствующих различным положениям на цвет-цвет диаграмме. До "вспышечной" ветви ($R_z < 2$) наблюдаются различные квазипериодические осцилляции, а далее регистрируется только усиливающийся низкочастотный шум.

Список литературы

1. *Gilfanov M., Reznitsev M., Molkov S. // Astron. Astrophys., 2003, v.410, p.217*
2. *Jonker P.G., Wijnands R., van der Klis et al. // Astrophys. J., 1998, v.499, p.L191*
3. *Kuulkers & van der Klis // Astron. Astrophys., 1996, v.314, p.567*
4. *Mitsuda K., Inoue H., Koyama K. et al // PASJ, 1984, v.36, p.741*
5. *Priedhorsky, W.; Hasinger, G.; Lewin, W. H. G et al // Astrophys. J., 1986, v.306, p.91*
6. *Penninx W., Lewin W.H.G., Tan J. et al // M.N.R.A.S., 1991, v.249, p.113*
7. *Schulz, N. S.; Hasinger, G.; Truemper, J. // Astron. Astrophys., 1989, v.225, p.48*
8. *van Paradijs J., Hasinger G., Lewin W.H.G. et al // M.N.R.A.S., 1988, v.231, p.379*
9. *Иногамов Н. и Сюняев Р. // Письма в Астрономический Журнал, 1999, т.25, с.269*
10. *Сюняев Р.А. и Шакура Н.И. // Астрономический Журнал, 1986, т.12, с.117*

Часть IV

**Транзиентные рентгеновские
источники**

Глава 7

Aql X-1

7.1 Введение

Долгое время считалось, что жесткое рентгеновское излучение является специфической особенностью кандидатов в черные дыры. Однако, недавно было установлено, что рентгеновские барстеры также детектируются в жестких рентгеновских лучах (Barret & Vedrenne 1994; Churazov et al. 1995; Pavlinsky et al. 2001). Более того, было обнаружено, что некоторые двойные системы с нейтронной звездой в качестве компактного объекта часто находятся в состоянии с энергетическим спектром тянущимся до жестких энергий (см. например Zhang et al 1996). Такое состояние аналогично так называемому низкому состоянию Cyg X-1 (Hasinger & van der Klis 1989; Yoshida et al. 1993). Наличие жесткого рентгеновского излучения может быть ассоциировано с низким темпом аккреции. Таким образом, можно ожидать перехода между состояниями в рентгеновских транзиентах в самом начале вспышки, когда темп аккреции увеличивается (соответственно переход совершается из жесткого в мягкое состояние) и в конце вспышки, когда поток падает (обратный переход из мягкого в жесткое состояние) (Barret et al. 1996).

Маломассивная двойная система Aql X-1 идеально подходит для исследования переходов такого рода. Это известный мягкий транзиент, который переходит в высокое по светимости состояние примерно раз в год. На нижней панели Рис.7.1 приведена история вспышек с 1996 года по данным ASM/RXTE.

В этой главе мы приводим детальное исследование вспышки 2003 года.

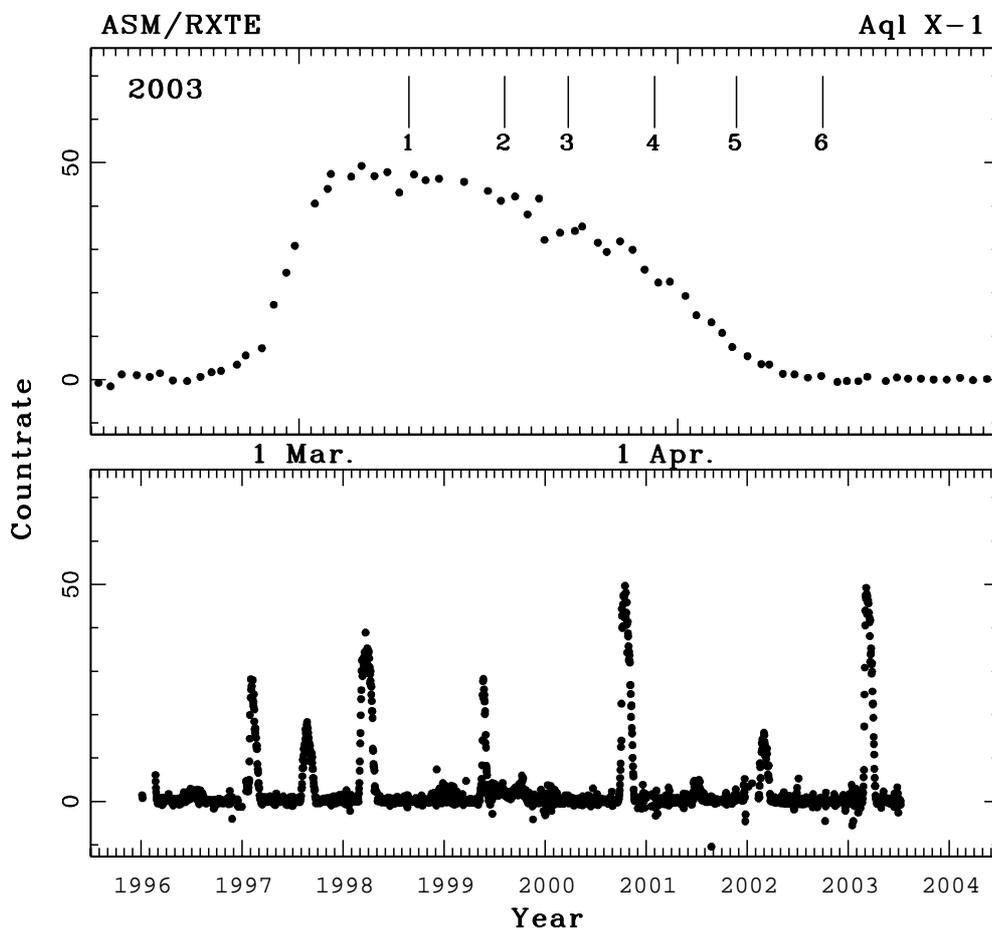


Рис. 7.1. На нижней части показана история вспышек транзиентного источника Aql X-1 с 1996 года по данным ASM/RXTE (энергетический диапазон 2 – 12 кэВ, каждая точка соответствует приборной скорости счета усредненной за день). На верхней части рисунка представлена детальная кривая блеска вспышки 2003 года. Вертикальными штрихами показаны моменты наблюдений системы обсерваторией ИНТЕГРАЛ

7.2 Наблюдения

Тот факт, что вспышки Aql X-1 наблюдаются примерно раз в год, позволил нам подать заявку на наблюдения обсерваторией ИНТЕГРАЛ именно этого со-

бытия (так называемые Target Of Opportunity наблюдения). Заявка успешно прошла конкурсный отбор и оставалось только ждать.

В конце апреля 2003 года по данным ASM/RXTE стало понятно, что вспышка Aql X-1 началась. К сожалению, нам не удалось приступить к наблюдениям сразу же после начала всплеска, так как этот участок неба был в мертвой зоне для телескопов обсерватории ИНТЕГРАЛ. Наблюдение началось только через 12 дней, таким образом мы пропустили фазу подъема светимости и начали наблюдать систему, когда она уже была в высоком по светимости состоянии.

Итак, мы рассматриваем данные, полученные в шести примерно равноудаленных по времени друг от друга сериях наблюдений (одна в 5 – 6 дней, см. Рис.7.1), выполненных в период с 10 марта по 13 апреля. Каждое наблюдение состоит из 23 – 25 отдельных наведений с экспозицией ~ 2200 секунд, формирующих матрицу наведений 5×5 с расстоянием между узлами 2° . Таким образом, общее время экспозиции превысило 300 килосекунд.

На Рис.7.2 приведены изображения, сделанные за все время наблюдений по ISGRI/IBIS и JEM-X. Видно, что Aql X-1 четко детектируется как в жесткий рентгеновских лучах (25 – 50 кэВ, ISGRI) так и в стандартном рентгеновском диапазоне (3 – 10 кэВ, JEM-X).

7.3 Спектральный анализ

Спектральный анализ по ISGRI/IBIS и по JEM-X делался по методике описанной в Инструментальной части.

Как уже говорилось выше, у нас не было возможности мониторировать вспышку с самого начала. Наблюдения были начаты в момент когда поток от системы достиг максимума и в дальнейшем наблюдений покрыли весь период затухания вспышки с шагом 5 – 6 дней. Максимально наблюдавшийся поток от Aql X-1 был на уровне ~ 600 и ~ 55 мКраб в диапазонах 5 – 12 кэВ и 25 – 50 кэВ.

На Рис.7.3 приведены совместные JEM-X+ISGRI спектры излучения во время первой серии наблюдений, когда система имела максимальный поток и во время пятой серии наблюдений, когда вспышка была близка к завершению. Наблюдаемые спектры аппроксимируются тормозным излучением с температурами 4.2 и 5.1 кэВ для первой и пятой серий наблюдений соответственно. Источник не детектируется в диапазоне энергий 50-100 кэВ. Верхний предел в этом диапазоне 4 мКраба на уровне 1σ . Однако мы не можем полностью исключить наличие слабого жесткого рентгеновского хвоста из-за неопределенностей в анализе данных, описанных выше. Наши оценки на поток в хвосте согласуются со сделанными ранее по данным BeppoSAX (Campana et al. 1998).

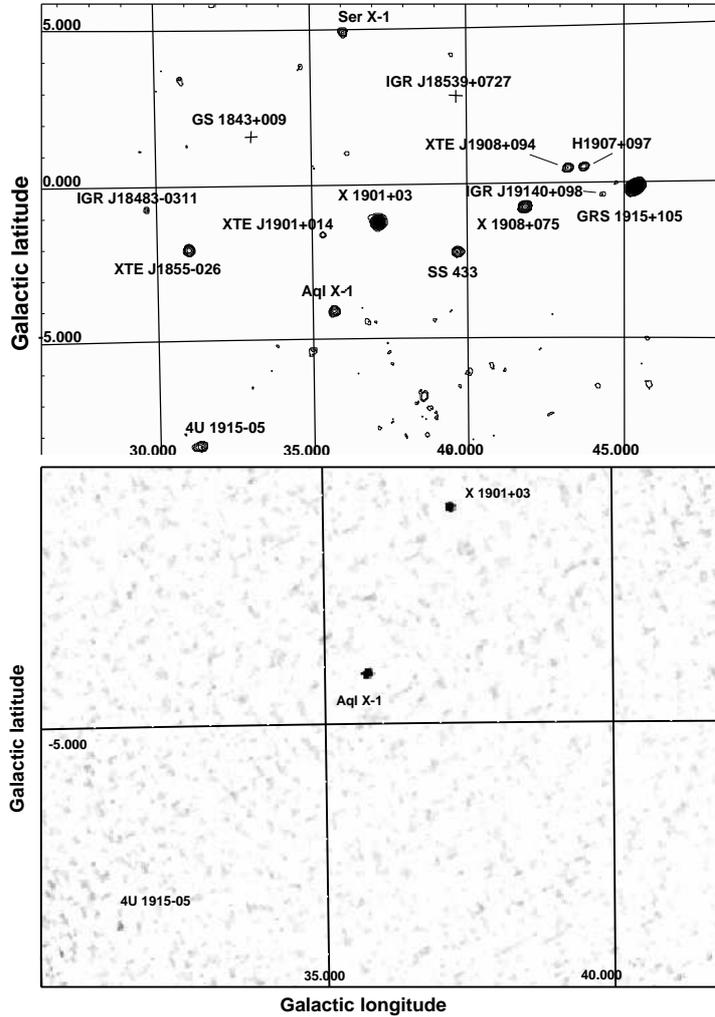


Рис. 7.2. Изображение региона Aql X-1 в рентгеновских лучах, полученное телескопами ISGRI/IBIS в энергетическом диапазоне 25 – 50 кэВ (верхняя часть рисунка) и телескопом JEM-X в энергетическом диапазоне 3 – 10 кэВ (нижняя часть) за период март-апрель 2003 года. Контуры на ISGRI/IBIS изображении отражают уровни отношения шума к полезному сигналу: 2, 2.5, 3.3, 4.5, 6.2, ... 42 σ (для самых ярких источников GRS1915+105 и X1901+03 контуры начинаются с 4.5 σ).

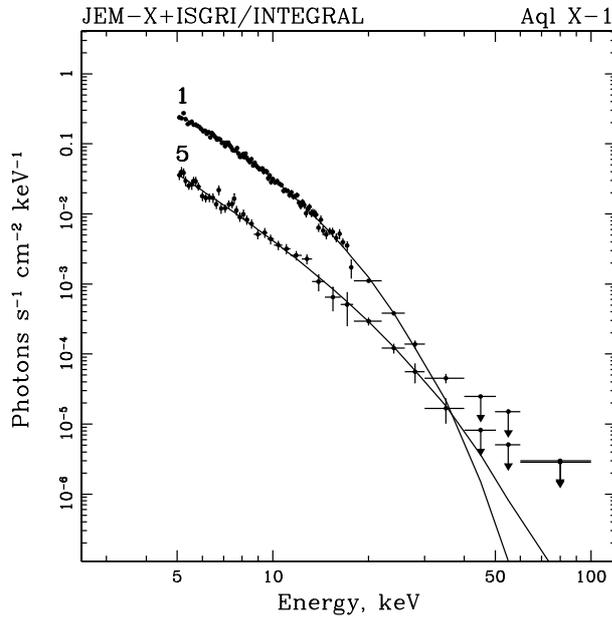


Рис. 7.3. Фотонные спектры Aql X-1 по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ за 10 марта (первая серия наблюдений) и за 5 апреля (5 серия наблюдений). Наилучшая аппроксимация моделью тормозного излучения показана сплошной линией.

7.4 Рентгеновские всплески

Телескопом JEM-X было зарегистрировано два рентгеновских всплеска, произошедших в системе Aql X-1. Кривые блеска собранные со всего детектора JEM-X в области рентгеновских всплесков представлена в верхней части Рис.7.4. Для локализации всплесков мы восстановили изображения за 15 секундные интервалы содержащие всплески. Анализ изображений показал, что с точностью $\sim 4'$ источник рентгеновских всплесков совпадает с Aql X-1. В нижней части Рис.7.4 приведены изображения области Aql X-1 до первого всплеска и во время него. Оба всплеска имеют типичную форму для всплесков I рода которые интерпретируются как термоядерных взрывы на поверхности нейтронной звезды. Примечательно, что оба всплеска произошли во время 5 серии наблюдений, когда вспышка Aql X-1 подходила к концу и темп аккреции существенно уменьшился.

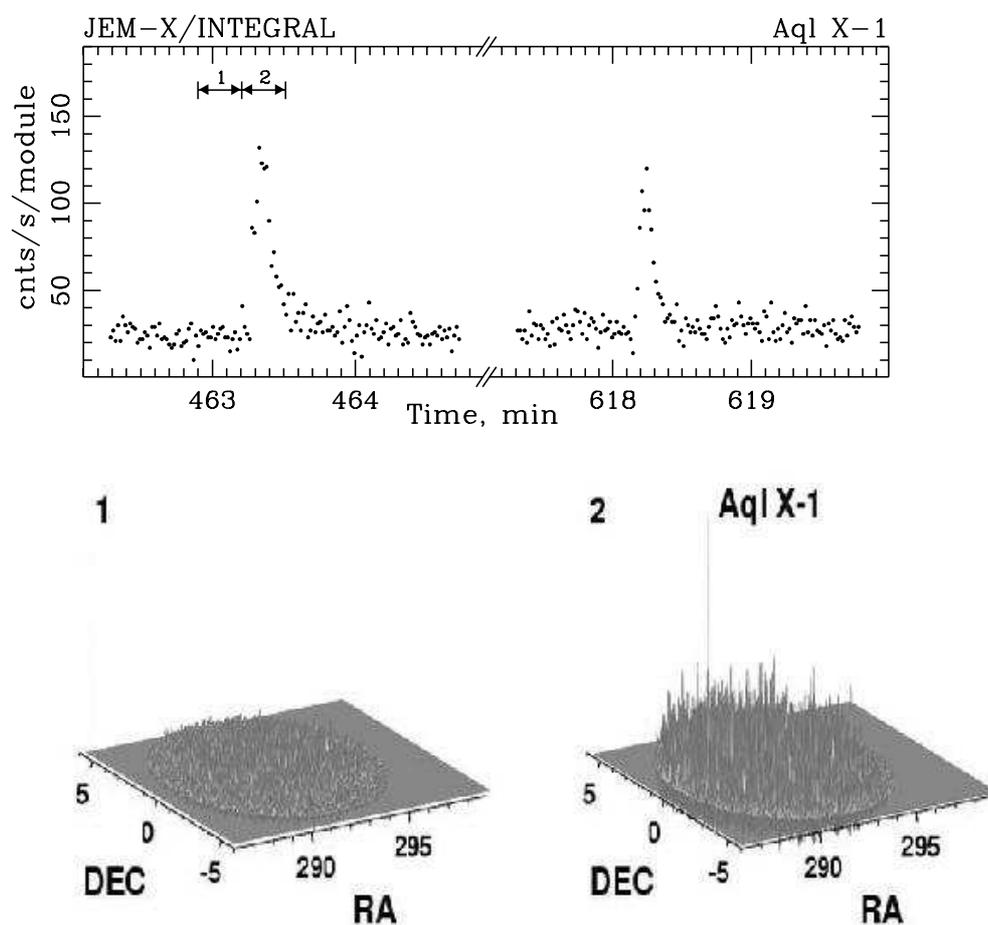


Рис. 7.4. Верхняя часть: кривая блеска JEM-X двух рентгеновских всплесков от Aql X-1. Временное разрешение 1 секунда. Нулевая отметка времени соответствует нулю часов 5 апреля. Нижняя часть: изображения области Aql X-1 до всплеска (1) и во время всплеска (2).

Список литературы

1. Barret D., Vedrenne G. // *ApS*, 1994, v.92, p.505
2. Barret D., Grindlay J. E., Strickman M. Vedrenne G. // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1996, v.120, p.121
3. Campana S., Stella L., Mereghetti S. et al. // *Astrophys. J.*, 1998, v.499, p.L65

-
4. Churazov E., Gilfanov M., Sunyaev R., et al. // *Astrophys. J.*, 1995, v.443, p.341
 5. Hasinger G., van der Klis M. // *Astron. Astrophys.*, 1989, v.225, p.79
 6. Lutovinov A., Molkov S., Revnivtsev M. // *Astron. Lett.*, 2003, v.29, p.713
 7. Pavlinsky M., Grebenev S., Lutovinov A., et al. // *Astron. Lett.*, 2001, v.27, p.297
 8. Yoshida K., Mitsuda K., Ebisawa K. et al. // *PASJ*, 1993, v.45, p.605
 9. Zhang S., Harmon B., Paciesas W., et al. // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1996, v.120, p.279

Глава 8

Пульсар X 1901+03

8.1 Введение

Область неба вокруг Aql X-1 содержит множество относительно ярких рентгеновских источников (Рис.8.1). Это объясняется тем, что эта область рукава нашей Галактики. И один из наиболее интересных объектов на момент наблюдений была именно массивная двойная транзиентная система X 1901+03, которая перешла в высокую по светимости фазу в январе 2003 года (Galloway et al. 2003a). И это только второй раз с 1971 года когда система наблюдается в этой фазе (Forman et al. 1976). Кроме того, во время данной вспышки по данным обсерватории RXTE у системы были обнаружены когерентные пульсации с периодом 2.763 секунды (Galloway et al. 2003a). Таким образом, источник перешел в разряд аккрецирующих пульсаров.

8.2 Наблюдения

Во время наблюдений области Aql X-1 — это шесть примерно равноудаленных по времени друг от друга серий наблюдений (одна в 5 – 6 дней) выполненных в период с 10 марта по 13 апреля и каждое наблюдение состоит из 23 – 25 отдельных наведений с экспозицией ~ 2200 секунд, формирующих матрицу наведений 5×5 с расстоянием между узлами 2° . — помимо самой двойной рентгеновской системы Aql X-1 в поле зрения попадали и детектировались еще дюжина источников (см. Рис.8.1). Среди них и массивная двойная транзиентная рентгеновская система X 1901+03. Нам посчастливилось ее наблюдать во время вспышки и она попадала в поле зрения во время всех наблюдений Aql X-1. Таким образом, общая экспозиция превысила 300 килосекунд. X 1901+03 детектируется на протяжении всех наблюдений и JEM-X и ISGRI. Положение источника

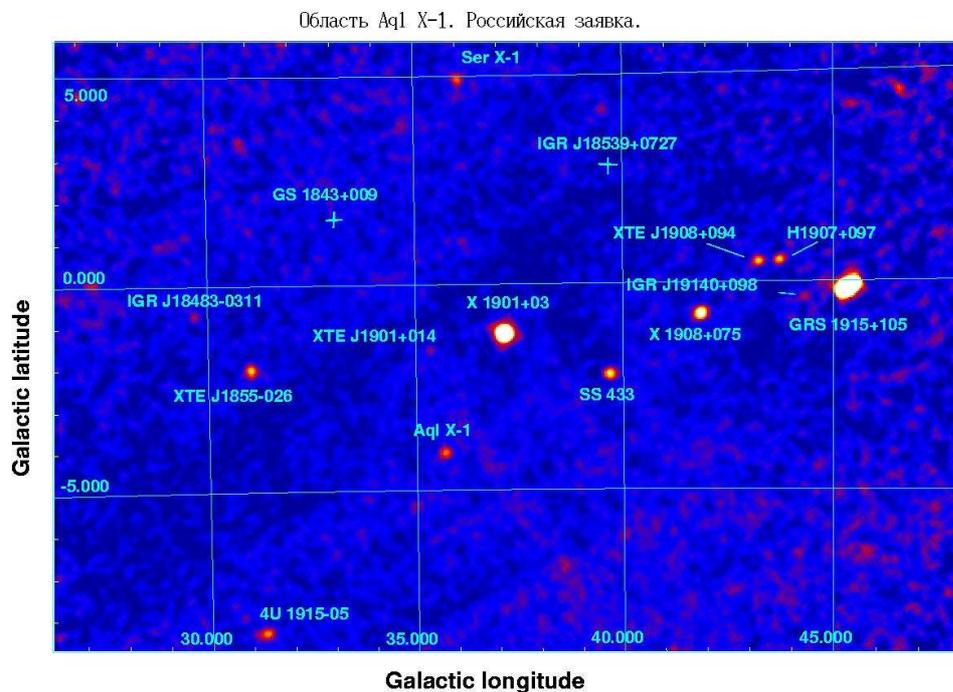


Рис. 8.1. Изображение региона Aql X-1 в рентгеновских лучах, полученное телескопами ISGRI/IBIS в энергетическом диапазоне 25 – 50 кэВ.

согласуется с его локализацией по данным обсерватории RXTE (Galloway et al. 2003b).

8.3 Спектры излучения

Во время наших наблюдений поток от X 1901+03 в энергетическом диапазоне 25 – 50 кэВ уменьшился со 110 мКраб до 90 мКраб. На Рис.8.3 приведены совместные JEM-X+ISGRI спектры излучения усредненные по всем наблюдениям. Спектр может быть аппроксимирован степенной моделью излучения с завалом на высоких энергиях с фотонным индексом $\Gamma \sim 1.95$ и с энергиями слома $E_{cut} \sim 12$ кэВ и $E_{fold} \sim 13.5$ кэВ. Такие значения параметров типичны для рентгеновских пульсаров.

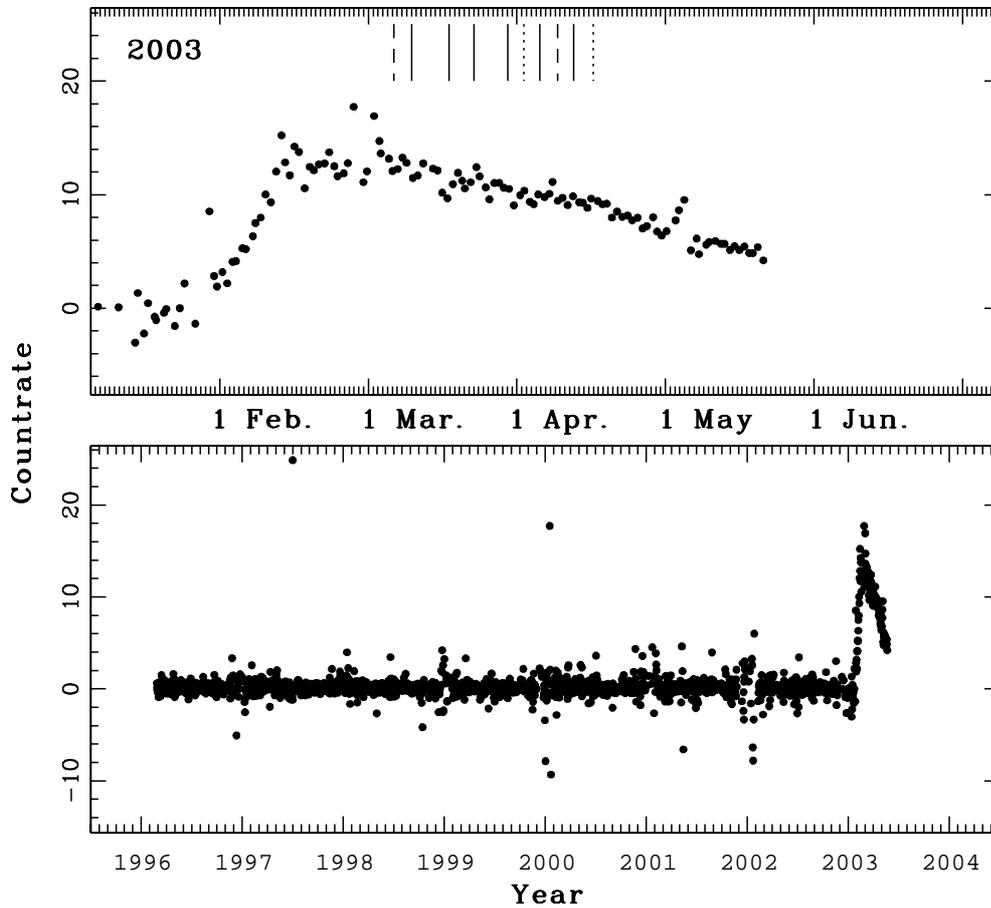


Рис. 8.2. На нижней части показана история вспышек транзиентного источника X1901+03 с 1996 года по данным ASM/RXTE (энергетический диапазон 2 – 12 кэВ, каждая точка соответствует приборной скорости счета усредненной за день). На верхней части рисунка представлена детальная кривая блеска вспышки 2003 года. Вертикальными сплошными штрихами показаны моменты наблюдений системы обсерваторией ИНТЕГРАЛ

8.4 Временной анализ

Мы провели временной анализ излучения X 1901+03 по данным телескопа JEM-X. Фурье преобразование было применено к наблюдениям когда источ-

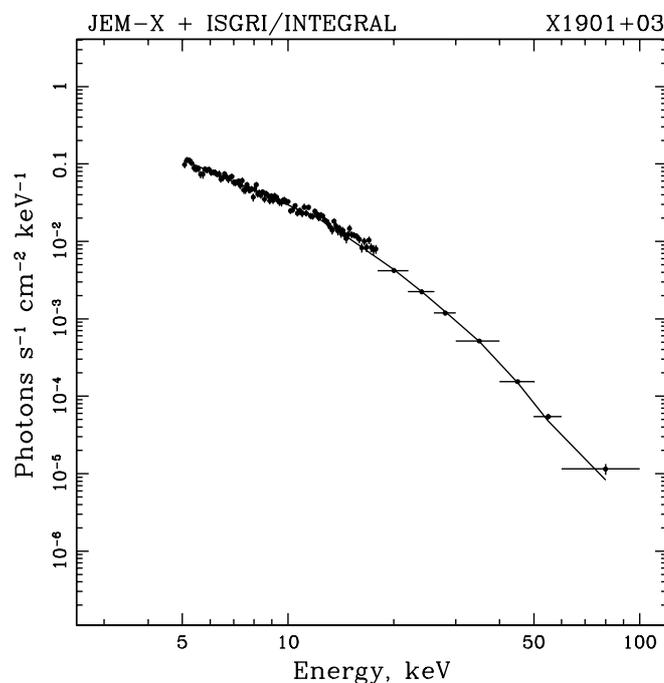


Рис. 8.3. Средний фотонный спектр излучения X 1901+03 по данным телескопов JEM-X и IBIS/ISGRI за все наблюдения. Сплошной линией показана наилучшая аппроксимация степенной моделью излучения с завалом на высоких энергиях.

ник попадал в область полного кодирования JEM-X. Когерентные пульсации с частотой 0.362 Гц были уверенно зарегистрированы наряду с ее второй гармоникой. Данный период согласуется с периодом полученным по данным миссии RXTE (Galloway et al., 2003a). Период слегка меняется от наблюдения к наблюдению, что может быть следствием орбитального движения компактного объекта в двойной системе. Кривая блеска, полученная со всего детектора JEM-X в энергетическом диапазоне 5 – 15 кэВ и свернутая с вышеприведенным периодом представлена на Рис.8.4. К сожалению мы не можем оценить пульсирующую фракцию из-за отсутствия информации о фоне JEM-X.

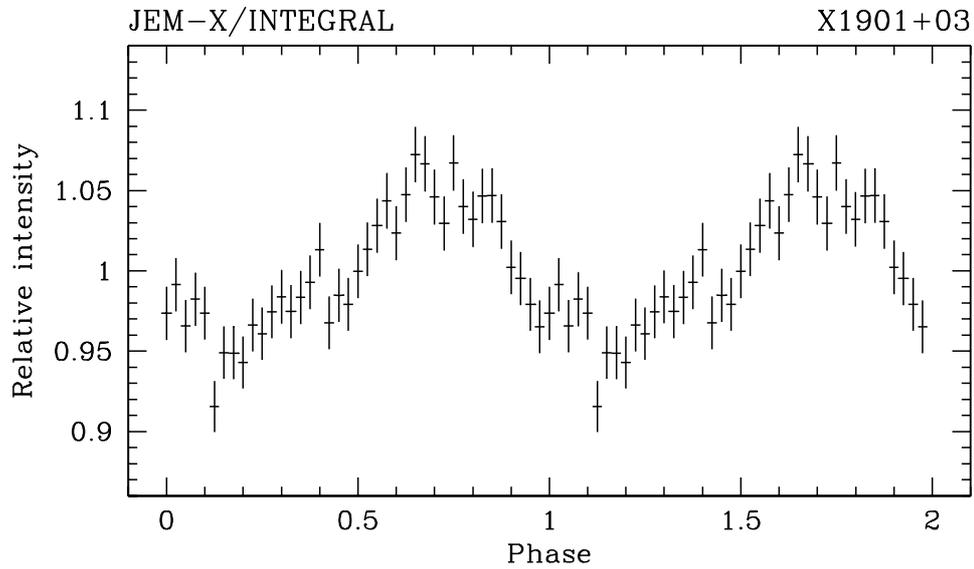


Рис. 8.4. Профиль пульсации X1901+03 в диапазоне энергий 5 – 15 кэВ.

Список литературы

1. Forman W., Tananbaum H., Jones C. // *Astrophys. J.*, 1976, v.205, p.L29
2. Galloway D., Remillard R., Morgan E. (a) // 2003, IAUC 8070
3. Galloway D., Remillard R., Morgan E. (b) // 2003, IAUC 8081

Заключение

Основные выводы и результаты диссертационной работы.

1. Проведен спектральный анализ постоянного рентгеновского излучения барстера GX 3+1 с использованием разных моделей излучения и показана роль комптонизации в формировании спектров, даны оценки размеров области основного энерговыделения. Исследован рентгеновский всплеск, зарегистрированный от этой системы, дана оценка частоты повторений подобных всплесков и исследована антикорреляция между величиной постоянного потока и частотой возникновения всплесков.

2. Проведен спектральный анализ излучения рентгеновского источника SLX 1732-304 в шаровом скоплении Терзан 1. Во время наблюдений источник находился в низком состоянии. Исследование показало, что поток от источника находился на уровне, вдвое меньшем, чем по его наблюдениям в том же состоянии телескопом АРТ-П в 1990 г.

3. Проведен спектральный анализ 10 рентгеновских всплесков от мало-массивной двойной системы X 1916-053. Приведены спектральные параметры всплесков и показано, что часть из них сопровождается фотосферным расширением, даны оценки рекуррентного времени возникновения всплесков. Особое внимание уделено всплеску, который произошел во время дипа в кривой блеска. Считается, что такие дипы связаны с затмением области энерговыделения структурами на краю аккреционного диска. Наблюдения всплеска накладывают ограничения на эту модель.

4. Детально исследован мощнейший рентгеновский всплеск с прекурсором на поверхности нейтронной звезды в источнике 4U 1724-307 в шаровом скоплении Терзан 2. Проведена временная спектроскопия данного события и показано, что всплеск сопровождался сильным фотосферным расширением, во время которого радиус фотосферы увеличился более чем в миллион раз, а температура фотосферы уменьшилась на порядок. На несколько секунд во время всплеска поток упал ниже довсплескового уровня, что объяснено затмением расширяющейся оболочкой области основного энерговыделения.

5. Представлено объяснение эволюции спектра рентгеновского излучения известного источника GX340+0, и в частности Z-трека на диаграмме цвет-цвет, изменением относительного вклада двух спектральных компонент, описывающих излучение пограничного слоя и аккреционного диска. Прослежена эволюция этих компонент в зависимости от положения на диаграмме "цвет-цвет".

6. Проведен подробный спектральный и временной анализ излучения транзитного рентгеновского источника Aql X-1 во время вспышки 2003 года. Показана антикорреляция жесткости спектра и полного потока излучения.

7. Проведен спектральный и временной анализ малоизвестного транзитного рентгеновского пульсара X1901+03 во время уникальной вспышки 2003 г. (второй за 30-летнюю историю наблюдений). Показано, что его спектр описывается степенным законом излучения.