

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

*Михаил Геннадьевич Ревнивцев*

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ОТ АККРЕЦИРУЮЩИХ ЧЕРНЫХ ДЫР  
И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физ.-мат. наук М.Р. Гильфанов

Москва  
1999



*Огромное спасибо моему научному руководителю Марату Равильевичу Гильфанову за отличную научную школу. Также хотелось бы поблагодарить Евгения Михайловича Чуразова, Алексея Вихлинина, Константина Бороздина и Сергея Сазонова, общение с которыми очень часто помогло в работе.*

*Отдельную благодарность хотелось бы выразить моей жене Ане за неизменную поддержку.*

*Диссертация является результатом работы в Отделе Астрофизики высоких Энергий Института Космических Исследований РАН. Автор благодарен коллективу отдела и его руководителю, академику РАН Рашиду Алиевичу Сюняеву, за плодотворное сотрудничество. Часть работ, вошедших в диссертацию, была сделана в Астрофизическом Институте общества им. Макса Планка (Германия). Автор благодарен им за гостеприимство во время своих визитов. Автор также благодарит за гостеприимство группу NIS-2 Лос Аламосской Национальной Лаборатории (Нью Мексико, США).*

*Во время работы над диссертацией автор получал поддержку от Российского Фонда фундаментальных исследований, INTAS и Соросовской программы образования в области точных наук.*

*Значительная часть диссертации была сделана на основе данных, полученных из электронного архива Центра Аэро-Космических полетов им. Годдарда.*



# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>17</b>
<b>I Рентгеновские обсерватории RXTE, «Гранат» и Мир-Квант</b>	<b>21</b>
1.1 Обсерватория RXTE	23
1.1.1 PCA	23
1.1.2 HEXTE	25
1.2 Обсерватория Гранат. Телескоп SIGMA	26
1.3 Научный комплекс «Квант» орбитальной станции «Мир». Телескоп ТТМ.	26
<b>II Рентгеновские Новые</b>	<b>29</b>
<b>2 GRS 1739–278</b>	<b>31</b>
2.1 Введение	31
2.2 Наблюдения и обработка данных	31
2.3 Локализация	32
2.4 Кривая блеска источника	33
2.5 Энергетический спектр	34
2.6 Обсуждение	38
2.7 Заключение	42
2.8 Литература	43
<b>3 XTE J1755–324</b>	<b>45</b>
3.1 Введение	45
3.2 Наблюдения обсерватории «Гранат»	47
3.3 Эволюция по данным обсерватории RXTE	48
3.4 Дальнейшая эволюция источника	51
3.5 Обсуждение	53
3.6 Литература	55
<b>4 GS 1354–644</b>	<b>57</b>
4.1 Введение	57
4.2 Переменность	57
4.2.1 Кривая блеска источника	57
4.2.2 Быстрая переменность	58
4.2.3 Модель «вспышечного шума» — Shot noise	60
4.2.4 Фазовые задержки в кривых блеска GS1354-644	63

4.3	Энергетический спектр . . . . .	63
4.3.1	Спектральная эволюция . . . . .	66
4.3.2	Зависимость амплитуды переменности от энергии . . . . .	68
4.4	Заключение . . . . .	69
4.5	Литература . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Микроквазар XTE J1748–288</b>	<b>75</b>
5.1	Введение . . . . .	75
5.2	Наблюдения и анализ . . . . .	75
5.3	Результаты . . . . .	77
5.3.1	Аппроксимация энергетических спектров . . . . .	77
5.3.2	Эволюция источника во время всплеска . . . . .	78
5.4	Литература . . . . .	80
<b>III</b>	<b>Аномальная рентгеновская Новая СI Cam/XTE J0421+560</b>	<b>83</b>
6.1	Введение . . . . .	85
6.2	Кривая блеска источника . . . . .	86
6.3	Энергетический спектр . . . . .	87
6.4	Обсуждение . . . . .	89
6.5	О природе вспышки XTE J0421+560 . . . . .	97
6.6	Заключение . . . . .	100
6.7	Литература . . . . .	101
<b>IV</b>	<b>Барстер-пульсар SAX J1808.4–3658</b>	<b>103</b>
<b>7</b>	<b>Вспышка SAX J1808.4–3658</b>	<b>105</b>
7.1	Введение . . . . .	105
7.2	Результаты . . . . .	106
7.3	Обсуждение . . . . .	108
7.3.1	Пульсарный механизм излучения? . . . . .	108
7.3.2	Кривая блеска в рентгеновском диапазоне . . . . .	109
7.3.3	Формирование спектра . . . . .	110
7.4	Литература . . . . .	111
<b>8</b>	<b>Профиль импульса SAX J1808.4-3658</b>	<b>113</b>
8.1	Введение . . . . .	113
8.2	Релятивистские искажения . . . . .	114
8.3	Результаты наблюдений . . . . .	116
8.4	Заключение . . . . .	119
8.5	Литература . . . . .	119
<b>V</b>	<b>Частотные спектры Cyg X-1 и GX339-4</b>	<b>121</b>
9.1	Введение . . . . .	123
9.2	Наблюдения . . . . .	123
9.3	Метод частотных спектров . . . . .	124
9.4	Результаты . . . . .	124
9.5	Обсуждение . . . . .	126

---

9.6 Литература . . . . .	128
<b>VI Отражение и переменность: Cyg X-1 и GX339-4</b>	<b>129</b>
10.1 Введение . . . . .	131
10.2 Наблюдения и анализ данных . . . . .	134
10.2.1 Cyg X-1 . . . . .	134
10.2.2 GX 339-4 . . . . .	135
10.3 Результаты . . . . .	135
10.3.1 Cyg X-1 . . . . .	135
10.3.2 GX 339-4 . . . . .	139
10.4 Обсуждение . . . . .	139
10.4.1 Геометрия потока и простейшая модель зависимости $R - \alpha$ . . . . .	139
10.4.2 Мягкое состояние Cyg X-1 . . . . .	142
10.4.3 Частотные спектры . . . . .	144
10.5 Заключение . . . . .	144
10.6 Литература . . . . .	145



# Список иллюстраций

- 1.1 Общий вид обсерватории RXTE. Стрелками показаны три научных прибора – ASM, PCA, HEXTE . . . . . 23
- 1.2 Схема отдельного пропорционального счетчика PCU. Показаны коллиматор, пропановый «вето» слой, три слоя, снимающих электронный каскад, и ксеноново-метановый «вето» слой (активная защита, основанная на методе антисовпадений). Снизу встроены искусственный источник рентгеновского излучения  $Am^{241}$  . . . . . 24
- 1.3 Схема отдельного детектора HEXTE. Показаны коллиматор, калибровочный источник радиоизлучения  $Am^{241}$ , сцинтилляционный кристалл  $NaI(Tl)$ , кристалл  $CsI(Na)$ , фотоумножитель, магнитная защита. . . . . 25
- 2.1 Кривая блеска GRS1739-278 в диапазоне 2–10 кэВ по данным ASM/RXTE и TTM. Данные TTM помечены звездочками, данные ASM – ромбами. Приведены ошибки измерения потока для всех точек TTM и типичные ошибки для некоторых точек ASM. Сплошная линия показывает аппроксимацию кривой блеска после максимума квазиэкспоненциальным законом с характерным временем 34 дня (первые 30 дней после максимума), константой (30–43 дня после максимума) и квазиэкспоненциальным законом с характерным временем 48 дней (44–68 дни после максимума). . . . . 34
- 2.2 Спектры GRS1739-278, полученные TTM 6–7 февраля (кресты с квадратами), 28 февраля (ромбы) и 5 марта (кресты) 1996 г. Прослеживается опережающий рост мягкой части спектра. . . . . 35
- 2.3 Спектры GRS1739-278, полученные во время вспышки 1996 г.: TTM 1–5 марта (*вверху*); RXTE 31 марта (*средний спектр*); PCA/RXTE 12 мая (*внизу*). Сплошные линии показывают аппроксимацию спектров степенным законом с поглощением для TTM (см. таблицу 2.3), двухкомпонентной моделью для RXTE (см. табл. 2.4). . . . . 38

- 2.4 Эволюция спектра GRS 1739–278. На 5 панелях представлены зависимости от времени следующих параметров аппроксимации спектров, полученных приборами RXTE (сверху вниз): а) модельная температура на внутренней границе чернотельной зоны аккреционного диска (кэВ); б) внутренний радиус чернотельной области диска (км); в) поток энергии от источника в диапазоне 3–25 кэВ (эрг/с/см<sup>2</sup>); г) относительная доля светимости степенной компоненты к полной светимости источника (в процентах), д) поток от источника по данным обзорного монитора ASM/RXTE (в милликрабах). . . . . 39
- 2.5 Зависимость внутреннего радиуса чернотельной области диска от модельной температуры на внутренней границе чернотельной зоны диска. Сплошной кривой показан вид теоретической зависимости приведенных параметров в модели чернотельного аккреционного диска при постоянном темпе аккреции (Шакура и Сюняев, 1973). Учет изменения темпа аккреции приведет к еще более сильному отклонению точек от кривой. . . . . 41
- 3.1 Изображение области Галактического Центра в диапазоне 35–75 кэВ ( $\sim 10.0^\circ \times 10.0^\circ$ ) по данным телескопа СИГМА 16–18 сентября 1997 г. Контуры (отношение амплитуды сигнала к амплитуде шума) нарисованы с  $3\sigma$  с интервалом  $0.5\sigma$  . . . . . 47
- 3.2 Верхняя панель: Кривая блеска источника XTE J1755–324 по данным прибора RXTE/ASM в диапазоне 1.3–12.2 кэВ. Вертикальные стрелки показывают даты наблюдений спектрометров RXTE, сплошная горизонтальная линия показывает время наблюдений обсерватории “Гранат”. Пунктирные линии показывают аппроксимацию кривой блеска экспоненциальной зависимостью (см. текст). Нижняя панель: параметр жесткости (5.0–12.2 кэВ)/(1.3–3.0 кэВ) по данным прибора RXTE/ASM. Параметр жесткости  $\sim 1.0$  примерно соответствует спектру Крабовидной туманности. . . . . 48
- 3.3 Спектры излучения источника XTE J1755–324 в различном состоянии. Спектры на левом и правом рисунках получены по данным спектрометров PCA и HEXTE обсерватории RXTE, на среднем рисунке - по данным RXTE/ASM (1.3–12.2 кэВ) и “Гранат”/СИГМА (35–150 keV). Открытые кружки на среднем рисунке показывают приблизительный спектр XTE J1755–324 перед и после всплеска жесткости (см. текст). Штриховая линия на среднем рисунке показывает модельный спектр мягкой компоненты источника с радиусом  $R_{in}$ , зафиксированным на значении 1 августа 1997 г., и температурой, нормированной в соответствии с уменьшением потока XTE J1755–324 в диапазоне прибора ASM (1.3–12.2 кэВ). Штриховая линия на правом рисунке показывает спектр источника Cyg X-1 в низком состоянии. Сплошные линии на каждом рисунке показывают спектры моделей, использованных для аппроксимации данных. . . . . 50
- 3.4 Спектр мощности источника XTE J1755–324 в двух последних наблюдениях обсерватории RXTE. . . . . 52

- 4.1 Кривая блеска GS 1354–644 во время вспышки 1997-1998 г. Время отложено в Truncated Julian Dates (TJD=JD-2440000.5). Кресты показывают данные ASM (1.3–12.2 кэВ), треугольники – PCA data (3–20 кэВ), квадраты – HEXTE (20–100 кэВ). . . . . 59
- 4.2 Спектры мощности потока GS1354–644 в двух наблюдениях. Сверху – спектр мощности наблюдения #3; снизу – #9. Три компоненты модели (см. таблицу 4.2 и текст) показаны пунктирной, штриховой и штрих-пунктирной линиями соответственно. Спектр мощности наблюдения #9 был домножен на 0.5 для ясности. . . . . 59
- 4.3 Плотность вероятности рентгеновского потока GS 1354–644, интегрированного за 16 сек (наблюдение #3). Зависимость величины функции максимального правдоподобия от скорости чередования вспышек показана в правом верхнем углу. Полученная скорость чередования длинных вспышек  $\sim 0.3$  вспышки/сек. . . . . 61
- 4.4 Сверху(а): зависимость относительной амплитуды переменности (% *rms*) рентгеновского потока GS1354–644, интегрированной в частотном диапазоне  $10^{-3}$ –40 Hz от энергии (наблюдение #3). Для сравнения показаны аналогичные зависимости для источников Cyg X-1, 4U1728-34 и Terzan 2 (Olive et al., 1998a). Снизу (б): зависимость от энергии относительной амплитуды переменности потока источников в разных частотных диапазонах (интегрированных до и после слома в спектре мощности). Показаны зависимости для потоков GS 1354–644 и Cyg X-1. . . . . 64
- 4.5 Фазовые задержки между кривыми блеска в диапазонах 2–5 кэВ и 5–36 кэВ как функция Фурье частоты . . . . . 65
- 4.6 Энергетический спектр GS 1354-644 вблизи максимума кривой блеска во вспышке 1997–1998 г. Сплошной линией показана модель спектра – комптонизированное излучение с отражением от нейтральной среды + флуоресцентная линия железа на энергии 6.4 кэВ. Нижний спектр – спектр источника в выключенном состоянии (ноябрь 1998 г.). . . . . 66
- 4.7 Зависимость наклона “спектра отношений” от времени (см. текст). Спектр #4 был выбран за эталон. Штрих-пунктирная линия показывает аппроксимацию тренда изменения показателя степени за счет изменения параметров детектора на основе анализа наблюдений Крабовидной туманности. . . . . 67
- 4.8 Отношение спектров GS1354–644 (наблюдение #4) с большим потоком к спектрам с маленьким потоком (см. текст). Для сравнения приведен также аналогичный спектр для наблюдения Cyg X-1. В обоих случаях более яркому спектру соответствует более мягкий спектр. . . . . 67
- 5.1 Кривая блеска XTE J1748–288 во время его вспышки в 1998 г. **Сверху** – данные RXTE/ASM (белые кружки, энергетический диапазон 1.3–12.2 кэВ) и PCA (черные кружки, диапазон 3–15 кэВ). **Снизу** – данные PCA в диапазоне 15–30 кэВ. . . . . 77

- 5.2 **Слева:** типичные энергетические спектры ХТЕ J1748–288 в на разных этапах эволюции вспышки. В качестве спектра в сверхвысоком состоянии (*VHS*) взят спектр наблюдения #4, в высоком (*HS*) — наблюдения #10 и в низком (*LS*) — наблюдения #20. Белые и черные кружки обозначают данные РСА и HEXTE соответственно. **Справа:** Эволюция параметров спектральной аппроксимации наблюдений ХТЕ J1748–288. Доля мягкой компоненты (*soft fraction*) означает отношение потока мягкой компоненты к полному потоку источника в диапазоне 3–25 кэВ. Пунктирные линии показывают приблизительные времена переходов между спектральными состояниями. . . . 79
- 6.1 Изображение области неба вокруг ХТЕ J0421+560 в радиодиапазоне (на длине волны 2см) через 3.5 дня после максимума кривой блеска в рентгеновском диапазоне (приблизительно соответствует наблюдению #6 в нашем наборе). По осям отложены угловые миллисекунды. Изображение любезно предоставлено Эми Миодужежески. . . . . 86
- 6.2 Кривая блеска ХТЕ J0421+560 по данным обсерватории RXTE. На панелях (а), (б) приведены кривые блеска источника по результатам наблюдений монитора ASM, на (в) — жесткость спектра источника вычисленная как отношение отсчетов в разных энергетических каналах. На панелях (г), (д) — кривые блеска ХТЕ J0421+560 по результатам наблюдений РСА и HEXTE, на (ж) — мягкость, вычисленная как отношение потоков от источника в разных диапазонах РСА. . . . . 88
- 6.3 Кривая блеска ХТЕ J0421+560 во время первого сеанса наблюдений. Сплошной линией показана аппроксимация точек функцией вида  $e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}$ , здесь  $\tau \sim 0.56$  дня, за  $t_0$  взята точка 31.6 марта 1998. Видно, что источник не демонстрирует значимой переменности на масштабах 20–1000 с. Величина  $\chi^2$ , посчитанная по используемой модели для 162 точек РСА (нижний рисунок) равна 182. . . . . 89
- 6.4 Отношение данных к модели, в которой учитывалась только одна линия на энергии  $\sim 6.6$  кэВ. В величины ошибок на рисунке уже внесена дополнительная составляющая, равная 1% от потока в каждом канале. . . . . 90
- 6.5 Спектр ХТЕ J0421+560 по данным обсерватории RXTE на разных стадиях его эволюции. Самый яркий спектр приведен по данным наблюдения 1 апреля, средний — 3 апреля, самый слабый — 9 апреля 1998 г. На нижней панели приведена кривая  $\chi^2$  для самого яркого спектра. Для остальных спектров вид кривой сильно не меняется, но амплитуда  $\chi^2$  слегка падает. . . 91
- 6.6 **Слева** — Отношение данных к модели, в которой не учитывалась линия  $\sim 6.6$ – $6.7$  кэВ. **Справа** — Зависимость положения линии Fe от времени. . 95
- 6.7 Зависимость меры эмиссии ( $EM = \int N^2 V$ ) для двух компонент спектра — излучения облака оптически тонкой плазмы с двумя различными температурами. Сплошными линиями показана зависимость вида  $EM \sim (t - 50903.6)^{-\alpha}$  (см. текст). Мера эмиссии приведена в единицах  $10^{58} (\text{d}/1\text{кпк})^2 \text{см}^{-3}$ . . . . . 96
- 6.8 Зависимость меры эмиссии двух спектральных компонент от их температур. Сплошной линией показана степенная зависимость вида  $EM \sim T^2$ . . . . . 97

- 6.9 Изображение области неба вокруг XTE J0421+560 через 163 дня после всплеска. Видно, что расширение облака скорее квазисферическое, чем состоящее из джетов. Избражение любезно предоставлено Эми Миодужевики 98
- 7.1 Кривая блеска SAX J1808.4–3658 в диапазоне 3–25 кэВ. Потоки PCA взяты из таблицы 7.1, скорость счета ASM была пересчитана в поток в диапазоне 3–25 кэВ, предполагая спектр источника по форме совпадающим со спектром Крабовидной туманности. Сплошные линии :  $L_X \propto e^{-t/10^d}$  и  $L_X \propto e^{-t/1.3^d}$ . . . . . 107
- 7.2 **Слева:** Средний (11–25 апреля 1998 г.) спектр SAX J1808.4–3658 и спектры нескольких рентгеновских барстеров и спектр Галактической черной дыры Cyg X–1 в низком состоянии. **Справа:** Спектры SAX J1808.4–3658 за 11–13 апреля, 26–29 апреля и 2–3 мая в сравнении со спектрами других барстеров при различных светимостях: 4U1608–522 (вспышка весной 1996 г.) и Aql X–1 (весна 1997 г.). . . . . 109
- 8.1 Простейший вариант геометрии излучающей области в системе SAX J1808.4–3658. . . . . 115
- 8.2 Профиль импульса миллисекундного пульсара SAX J1808.4–3658. Сплошной кривой показана аппроксимация профиля импульса описанной моделью с релятивистскими искажениями. Пунктирной линией показана аппроксимация импульса простым косинусом. На нижнем рисунке показаны отклонения наблюдаемого профиля импульса от аппроксимаций (в процентах). Отклонения, остающиеся при использовании модели пятна с релятивистскими искажениями, в значительной степени убираются учетом геометрии Шварцшильда вблизи нейтронной звезды (см. текст). . . . . 117
- 9.1 Отношение энергетических спектров Cyg X-1 (**слева**) и GX 339-4 (**справа**) в различных частотных диапазонах с спектру, представляющему степенной закон с фотонным индексом  $\alpha = 1.8$ . . . . . 125
- 9.2 **Слева:** Зависимость эквивалентной ширины флуоресцентной линии железа от фурье-частоты для Cyg X-1. Для спектральной аппроксимации использовалась модель «степенной закон + гаусс. линия», энергетический диапазон 3–13 кэВ, центральная энергия линии и ее ширина были зафиксированы на величинах 6.4 кэВ и 0.1 кэВ соответственно. **Справа:** Зависимость эквивалентной ширины «узкой» линии от частоты. На этой же панели показана зависимость параметра отражения ( $\Omega/2\pi$ ) от частоты. . . . . 126
- 10.1 Спектры мощности (**слева**) и энергетические спектры (**справа**) Cyg X–1 в разных наблюдениях. По оси Y спектра мощности отложена величина «частота × мощность», т.е. единицы Гц ×  $rms^2$ /Гц. Энергетические спектры показаны в отношении к степенному закону. На правом и левом рисунках использованы одинаковые символы. Спектр мощности с наибольшей характерной частотой шума соответствует наблюдению с наибольшей величиной отражения и наибольшей величиной фотонного индекса. . . . . 134

- 10.2 Характерный спектр мощности рентгеновского потока GX 339-4 в низком спектральном состоянии. На спектре мощности хорошо виден пик квазипериодических осцилляций (QPO) на частоте  $\sim 0.35$  Гц (показано стрелкой). На этом рисунке QPO имеет несколько уширенный профиль, поскольку для получения большей статистической значимости спектра мощности было проведено усреднение по большому числу наблюдений, имеющих разные частоты QPO. . . . . 135
- 10.3 Спектры мощности  $\text{Cyg X-1}$  для тех же наблюдений что и рис. 10.1, но логарифмически сдвинуты по оси частот для совпадения со спектром мощности наблюдения 11/12/97–13/02/98 (черные кружки) на низких частотах. Используются такие же символы, как на рис. 10.1. . . . . 136
- 10.4 Наклон степенного спектра (фотонный индекс) как функция параметра отражения. См. текст для подробного описания модели и обсуждения. . . . . 137
- 10.5 Параметр логарифмического сдвига спектров мощности как функция параметра отражения (*слева*) и наклона степенного спектра (фотонного индекса) (*справа*). Вертикальная ось справа отложена в единицах частоты слома спектра мощности ( $f_{br}$ ). . . . . 138
- 10.6 Наклон степенного спектра (фотонный индекс) как функция параметра отражения (*слева*) и частоты QPO (*справа*). Врезка на левой панели показывает зависимость ширины «сглаживания» отраженного спектра от амплитуды отражения. Заштрихованная область на левой панели показывает 68.3% доверительный контур для параметров  $\alpha - \Omega/2\pi$ . . . . . 139
- 10.7 *Слева*: Схематическое изображение конфигурации аккреционного потока  $\text{Cyg X-1}$  и GX 339-4 в низком спектральном состоянии. *Справа*: Аппроксимация полученной корреляции для  $\text{Cyg X-1}$  и GX 339-4. Сплошной кривой показана модель  $\alpha \approx 2.33 \left( (0.7 \frac{nR}{1+R})^{-1} - 1 \right)^{-1/6}$  (см. текст) . . . . . 140
- 10.8 *Слева*: Наклон степенного спектра  $\text{Cyg X-1}$  как функция параметра отражения для низкого (черные кружки) и высокого (белые кружки) состояний. Наблюдения низкого состояния такие же как на рис. 10.4. Спектральная модель для высокого состояния та же, что и для низкого, за исключением добавления мягкой компоненты (diskbb). Абсолютные значения параметра отражения для спектров, а особенно спектров высокого состояния, подвержены ряду неопределенностей (см. обсуждение в тексте и рис.10.9). *Справа*: Наклон степенного спектра как функция параметра отражения. Показаны значения для усредненных (черные кружки) и частотных спектров (белые кружки). Числа рядом с белыми кружками показывают частотный диапазон использованных спектров. Большой белый кружок показывает значения параметров для усредненного спектра тех наблюдений, для которых строились частотные спектры. . . . . 142

- 10.9 *Слева*: Отношение энергетических спектров низкого и высокого состояний к модели «степенной закон + мягкая компонента». *Справа*: Отношение энергетических спектров низкого (верхний рисунок) и высокого (нижний рисунок) состояний с различным параметром отражения к спектру низкого состояния с наименьшим параметром ( $R \approx 0.3$ ). Спектры домножены на соответствующие степенные функции энергии и отнормированы. Спектры высокого и низкого состояния отмечены как «HS» и «LS» соответственно. Значения параметров отражения, полученных при аппроксимации выбранной моделью, приведены внизу каждого рисунка. Пунктирной линией на нижнем рисунке показан спектр низкого состояния с параметром  $R \approx 0.6$ . . . . . 143



## Список таблиц

2.1	Таблица наблюдений GRS1739-278 телескопом ТТМ/КВАНТ во время вспышки источника 1996 г. Приведены значения наклона степенной аппроксимации спектра для двух значений поглощения. . . . .	32
2.2	Наблюдения GRS1739-278 обсерваторией RXTE в марте-мае 1996 г. . . . .	33
2.3	Параметры аппроксимации суммарного спектра GRS1739-278, полученного прибором ТТМ/КВАНТ 1-5 марта 1996 г., степенной и двухкомпонентной моделями . . . . .	36
2.4	Параметры аппроксимации спектров GRS1739-278, полученных приборами PCA и HEXTE спутника RXTE двухкомпонентной моделью с мягкой компонентой излучения «многоцветного» диска и жесткой степенной компонентой. . . . .	37
3.1	Наблюдения источника XTE J1755–324 телескопом СИГМА в сентябре 1997 г. . . . .	46
3.2	Наблюдения источника XTE J1755–324 обсерваторией RXTE. . . . .	46
3.3	Параметры аппроксимации спектров источника XTE J1755–324. Результаты обсерватории RXTE. . . . .	51
4.1	Наблюдения GS 1354-644 обсерваторией RXTE. . . . .	58
4.2	Параметры аппроксимации спектров мощности GS 1354–644 (3–60 кэВ, $10^{-3}$ –20 Гц), . . . . .	60
4.3	Параметры аппроксимации спектров GS 1354–644 различными моделями. . . . .	72
4.4	Параметры аппроксимации спектров GS 1354–644 по данным HEXTE (20–170 кэВ). . . . .	72
4.5	Аппроксимация степенным законом “спектров-отношений” GS 1354–644 (см. текст). . . . .	73
4.6	Наклоны степенных аппроксимаций к зависимости амплитуды переменности потока источников от энергии (диапазон $\sim 3$ –15 кэВ) для некоторых Галактических рентгеновских двойных систем в низком состоянии. . . . .	73
5.1	Наблюдения XTE J1748–288 во время вспышки в 1998 обсерваторией RXTE . . . . .	76
5.2	Параметры спектральной аппроксимации наблюдений XTE J1748–288. Приведены $1\sigma$ ошибки на параметры. . . . .	82
6.1	Даты и времена наблюдения по сеансам для приборов PCA и HEXTE . . . . .	87

---

6.2	Параметры аппроксимации спектров ХТЕ J0421 + 560 степенным законом с завалом, двумя линиями и поглощением. . . . .	92
6.3	Положение и параметры аппроксимации линий по наблюдениям прибора РСА. . . . .	93
6.4	Параметры аппроксимации спектров РСА и НЕХТЕ (первые три наблюдения) и РСА (остальные наблюдения) двухтемпературной моделью излучения оптически тонкой плазмы (модель МЕКА пакета XSPEC). . . . .	94
7.1	SAX J1808.4–3658. Параметры спектральной аппроксимации данных РСА и НЕХТЕ. . . . .	106
9.1	Параметры аппроксимации частотных спектров Суг Х-1 моделью «степенной закон + гаусс. линия» в энергетическом диапазоне 3–13 кэВ. Центральная энергия линии и ее ширина были зафиксированы на величинах 6.4 кэВ и 0.1 кэВ соответственно . . . . .	127
10.1	Список наблюдений Суг Х-1, использованных для анализа, параметры спектральной аппроксимации и параметр логарифмического частотного сдвига (см. текст) . . . . .	132
10.2	Список наблюдений GX339-4, параметры спектральной аппроксимации и частота QPO . . . . .	133

# Введение: рентгеновская астрономия Галактических компактных источников

В последние 10–20 лет рентгеновская астрономия проделала большой путь в понимании процессов, происходящих вблизи компактных источников. Сейчас существует целый ряд теорий формирования излучения в аккреционном потоке компактных объектов. Были построены модели рентгеновских всплесков излучения нейтронных звезд — вспышек термоядерного горения на их поверхности, построены многочисленные модели формирования рентгеновских импульсов в атмосферах пульсаров (замагниченных нейтронных звезд), подробно описаны механизмы формирования аккреционных дисков в двойных системах с компактными объектами. Для проверок все большего числа моделей требуется все большее количество, и очень часто — качество, наблюдений. Точность спектральных моделей уже позволяет (в некоторых случаях) искать релятивистские эффекты. Так, несколько лет назад были получены профили линий в спектрах Активных Галактических Ядер, которые позволяют сделать заключение о близких к световой скорости вращения излучающих областей, а, кроме того, говорить о гравитационном красном смещении энергии линий. Современные рентгеновские обсерватории позволяют различать спектральные компоненты, которые составляют всего несколько процентов от среднего потока источника.

Исследование компактных объектов непосредственно связано с изучением физических процессов, происходящих с веществом при экстремальных условиях. Более того, при таких условиях, которые никогда (или в обозримом будущем) не удастся создать в земных лабораториях. Например, в ряде последних моделей формирования жесткого рентгеновского излучения от черных дыр присутствует прямое участие горизонта событий — “поверхности” черной дыры. Вблизи этой поверхности любая частица имеет скорость очень близкую к световой, что позволяет формировать рентгеновский спектр вплоть до энергий порядка  $h\nu \sim m_e c^2 \sim 500$  кэВ. Или, с другой стороны, горизонт событий позволяет “спрятать” (адвектировать под горизонт) большое количество гравитационной энергии, выделившейся при аккреции, но не

успевшей излучиться по каким-либо причинам. Этот факт использует ряд теорий адвекционно-доминированного аккреционного диска.

То, что компактные объекты (нейтронные звезды и черные дыры) являются одними из самых мощных источников энергии было ясно уже давно. Эффективность выделения энергии при аккреции необычайно велика — при падении в черную дыру частицы массой  $m$  выделяется энергия до  $\sim 50\%$  от ее энергии покоя, т.е. до  $E \sim 0.5mc^2$  (такая большая эффективность достигается только в случае быстровращающихся черных дыр, для черной дыры без вращения эта величина уменьшается до  $\sim 0.06-0.1mc^2$ ). Для быстровращающихся нейтронных звезд эта величина может достигать значения  $\sim 70\%$  ( $0.7mc^2$ ). Эта эффективность в сотни раз больше, чем эффективность термоядерных реакций. При аккреции в тесных двойных системах светимость компактного источника может достигать значений  $10^{37} - 10^{39}$  эрг/сек (ср. светимость Солнца  $\sim 10^{33}$  эрг/сек) при том, что излучающая поверхность имеет характерный размер всего 10–100 км (радиус нейтронных звезд  $\sim 10$  км, размер внутренней части аккреционного диска, где выделяется основная часть гравитационной энергии,  $\sim 10-100$  км).

В ряде Галактических систем с компактными источниками были обнаружены релятивистские истечения вещества. На настоящий момент известны три из них, которые имеют видимую скорость движения струй, превышающую скорость света, так называемые “сверхсветовые” источники, Галактические микроквазары <sup>1</sup> Все они были открыты уже в 90-х годах — GRS 1915+105, GRO J1655-40 и XTE J1748–288. Скорости истечения вещества в этих системах  $\sim 0.93-0.98c$ . Обнаружены также несколько источников со слабо релятивистскими струями  $v \sim 0.2 - 0.3c$  (SS433, Cyg X-3, XTE J0421+560). Причем для некоторых из них, например, для системы SS 433, релятивистские эффекты измеряются непосредственно в рентгеновском спектре. На основе наблюдений в рентгеновском диапазоне было показано, что источник SS 433 имеет две струи, истекающих со скоростью  $v \sim 0.26c$ , оси которых прецессируют со временем.

Галактические черные дыры и нейтронные звезды представляют собой, пожалуй, самые быстрые объекты во Вселенной. Действительно, характерные времена процессов происходящих в этих системах чрезвычайно малы — миллисекунды и даже микросекунды. Например, Кеплеровская скорость вращения вещества вблизи нейтронной звезды массы  $1.4M_{\odot}$  (точнее говоря, на расстоянии  $3R_g$  от центра нейтронной звезды — на последней устойчивой Кеплеровской орбите, здесь  $R_g$  — гравитационный радиус черной дыры) такова, что период обращения составляет всего  $\sim 500$  мксек. Для черных дыр из-за их большей массы это значение несколько побольше ( $R_g$  — “гравитационный” радиус — пропорционален массе объекта), но тоже очень мало. Т.о. исследование переменности рентгеновского излучения компактных объектов на масштабах милли- и микро- секунд не может не представлять большой интерес. Однако очень долгое время такие исследования были малоэффективны. Вся проблема заключается в том, что излучение Галактических и внегалактических

<sup>1</sup> Величина видимой скорости движения струй получается больше скорости света как результат действия эффектов специальной теории относительности при определенной геометрической ориентации системы

объектов в рентгеновском и гамма-диапазоне сильно зашумлено статистическими флуктуациями регистрируемого потока. Для рентгеновских обсерваторий каждый фотон “на счету”, что делало изучение рентгеновской переменности на масштабах милли- и микросекунд невозможным.

С выходом на орбиту в конце 1995 г. обсерватории RXTE в исследовании быстропеременных процессов в рентгеновских источниках произошел огромный скачок. Благодаря беспрецедентным собирающим площадям своих главных детекторов (значит — большая скорость счета регистрируемых фотонов) эта обсерватория дала возможность эффективно исследовать переменность излучения на масштабах милли- и микросекунд. Например, в первые же несколько месяцев наблюдений обсерватории были обнаружены так называемые “килогерцовые” осцилляции потока в ряде галактических двойных систем с нейтронными звездами. Причем интересно, что до сих пор ни для одной системы с черной дырой осцилляций на таких больших частотах обнаружено не было. Некоторые современные теории приписывают возникновение килогерцовых осцилляций влиянию твердой поверхности нейтронной звезды на аккреционный поток в системе. В том же, 1996 году, были обнаружены пульсации высочайшей когерентности во время всплесков I типа — всплесков нестационарного термоядерного горения (обычно—гелия) — на поверхности нейтронных звезд. Пока в горение вступила не вся атмосфера нейтронной звезды на ее поверхности есть “горячее” пятно, которое за характерное время нарастания потока успевает много раз проворачиваться, что для удаленного наблюдателя создает когерентные пульсации в регистрируемом потоке. Измеренные таким образом частоты вращений нейтронных звезд оказались довольно большими — 200–600 Гц. При таких частотах вращения линейные скорости движения поверхности нейтронной звезды уже весьма значительны — порядка 0.1-0.2 с. В части V диссертации мы приводим анализ наблюдений уникального миллисекундного барстера-пульсара, в профиле импульса которого наблюдаются искажения, которые, как будет показано, можно объяснить релятивистским движением излучающей поверхности нейтронной звезды. Во-видимому, такие (релятивистские) искажения могут являться причиной наблюдаемых в “килогерцовых” осцилляциях задержках (~40–200 мксек) между кривыми блеска в разных энергетических диапазонах (пик потока фотонов с меньшей энергией наблюдается позже, чем с большей).

На протяжении последних десятилетий очень большое внимание привлекают к себе так называемые рентгеновские Новые — транзиентные источники, неожиданно вспыхивающие, проводящие в ярком состоянии от нескольких дней до месяцев и опять пропадающие с рентгеновского неба. Очень часто в процессе эволюции рентгеновские Новые кардинальным образом меняют как свой спектр, так и характер хаотической переменности потока. Исследование спектральных и временных характеристик рентгеновских Новых позволяет проследить (или попытаться проследить) эволюцию состояния аккрецирующей системы при совершенно различных условиях, что невозможно в случае квазипостоянных источников. В настоящее время существует целый ряд моделей крупномасштабной переменности рентгеновских Новых, позволяющих описывать эволюцию их потоков. Кроме того, существует довольно устоявшаяся классификация их состояний, которая, как полагается, от-

ражает различия в темпе аккреции и геометрической конфигурации аккреционного потока двойной системы. В диссертационной работе исследуются вспышки 4-ёх различных рентгеновских Новых (или 5-и, если включить необычную рентгеновский Новую *CI Cam/XTE J0421+560*), которые охватывают значительный круг из этого класса источников.

## **Часть I**

# **Рентгеновские обсерватории RXTE, «Гранат» и МИР-Квант**



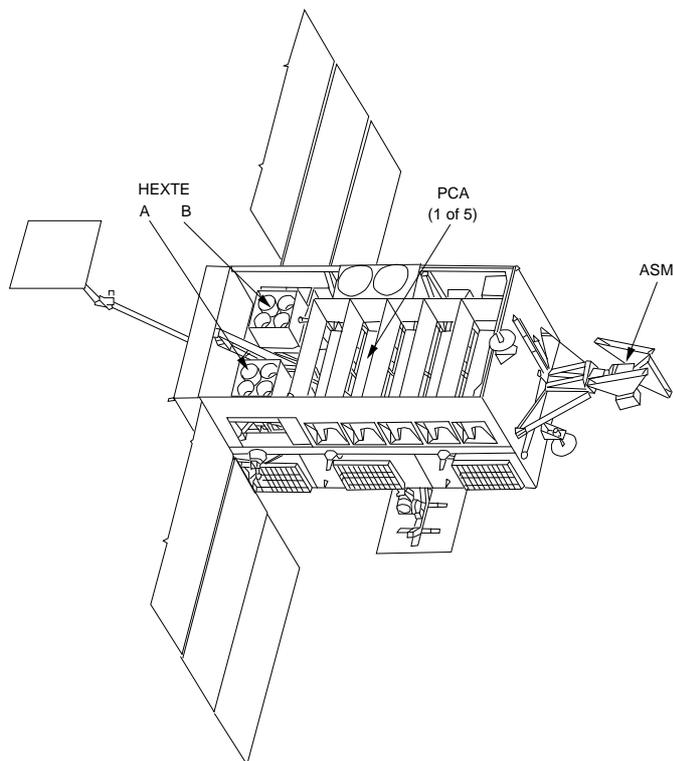


Рис. 1.1. Общий вид обсерватории RXTE. Стрелками показаны три научных прибора — ASM, PCA, HEXTE

## 1.1 Обсерватория RXTE

Почти во всей диссертационной работе используются результаты наблюдений рентгеновских источников обсерваторией RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer, Братт и др. 1993). Эта рентгеновская обсерватория в настоящее время является уникальной ввиду беспрецедентной собирающей площади своих главных детекторов, что позволяет эффективно использовать миллисекундное и даже микросекундное временное разрешение измеряемого потока.

На борту RXTE находятся два основных прибора — пропорциональный счетчик PCA (Proportional Counter Array) и система твердотельных (phoswich) детекторов HEXTE (High Energy Timing Experiment) - а также обзорный монитор всего неба ASM (All Sky Monitor) (см рис.1.1).

### 1.1.1 PCA

PCA представляет собой механически коллимированный пропорциональный счетчик, состоящий из 5 отдельных детекторов, заполненных ксеноном (Xe). Диапазон чувствительности детекторов —  $\sim 3-40$  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 сканирующем режиме. Серия сканирующих наблюдений в отдельных случаях позволяет локализовать яркий источник с точностью  $\sim 1-2'$ .

Передний слой каждого детектора заполнен пропаном и используется для частичного отфильтровывания фоновых частиц («вето» слой), однако почти не препятствует прохождению фотонов с энергией  $> 3$  кэВ. Основной объем детекторов занимает ксенон с малой примесью метана при давлении  $\sim 1.1$  атм. Система, снимающая ток с каждого детектора состоит из трёх слоев катодов, каждый из которых еще поделен на две части - «правую» (условно) R и «левую» L. В каждый из детекторов встроены калибровочный источник рентгеновских фотонов  $Am^{241}$  (схема строения отдельного PCU показана на рис. 1.2). Полная эффективная площадь детекторов PCA составляет  $\sim 6500$  см<sup>2</sup> на энергии 6 кэВ. Энергетическое разрешение  $\Delta E/E \sim 12\%$ .

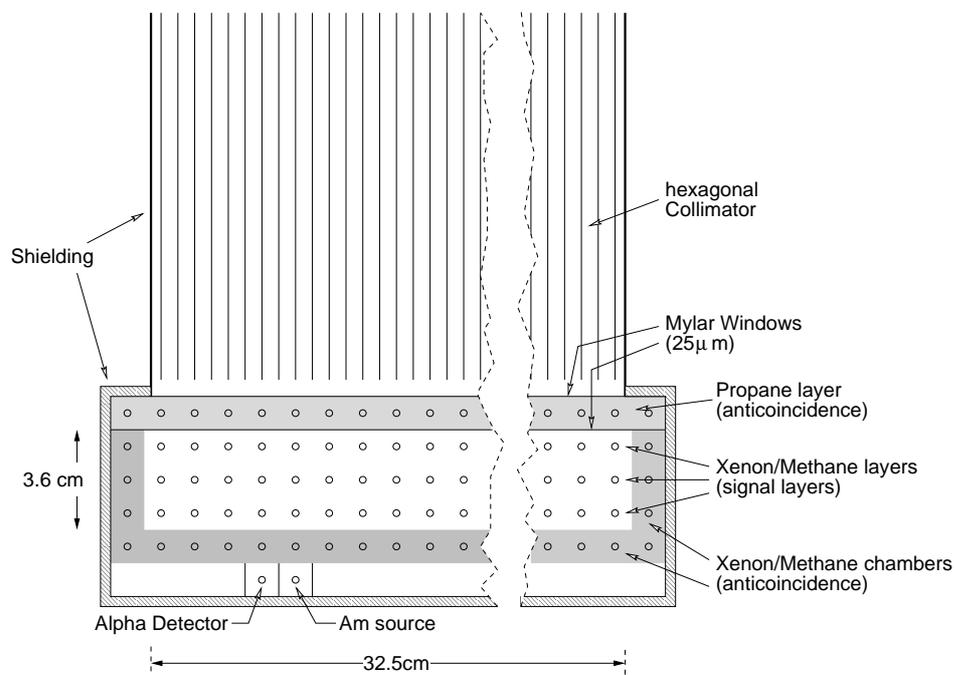


Рис. 1.2. Схема отдельного пропорционального счетчика PCU. Показаны коллиматор, пропановый «вето» слой, три слоя, снимающих электронный каскад, и ксеноново-метановый «вето» слой (активная защита, основанная на методе антисовпадений). Снизу встроены искусственный источник рентгеновского излучения  $Am^{241}$

Система антисовпадений производит предварительный отсев фоновых событий детектируемых в PCA. На основе многочисленных наблюдений пустых участков неба для детекторов PCA построены модели фонового потока - кривые блеска фоновых отсчетов в 256 инструментальных энергетических каналах.

Результаты счета детекторов PCA обрабатываются бортовой системой EDS (Ex-

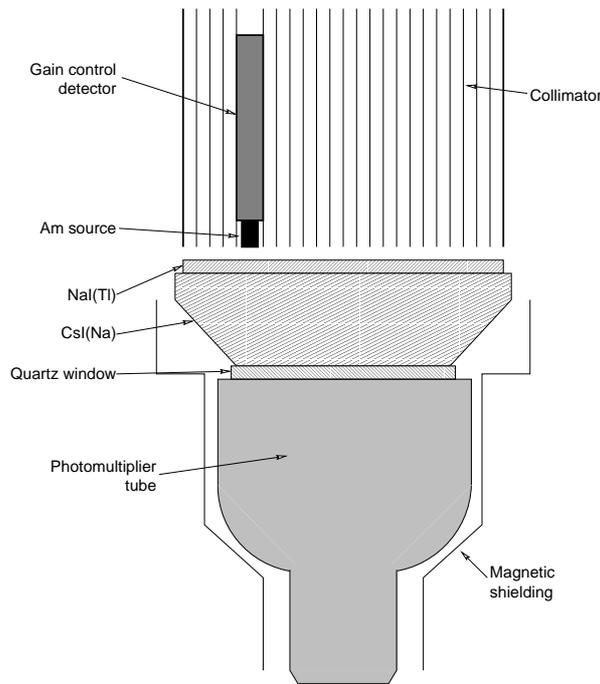


Рис. 1.3. Схема отдельного детектора HEXTE. Показаны коллиimator, калибровочный источник радиоизлучения  $Am^{241}$ , сцинтилляционный кристалл  $NaI(Tl)$ , кристалл  $CsI(Na)$ , фотоумножитель, магнитная защита.

periment Data System), которая позволяет записывать время прихода фотонов с разрешением  $\sim 1$  мксек (более точно -  $2^{-20}$  сек) в 256 каналах. Мертвое время прибора составляет  $\sim 10$  мксек для каждого регистрируемого фотона (эта величина несколько растет с энергией фотона) и  $\sim 150$  мксек на каждую высокоэнергетическую частицу. Поток Крабовидной туманности в диапазоне РСА составляет  $\sim 10.000$  отсч/сек. При очень больших потоках ( $\geq 2-3$  Краб) существенным становится так называемый «эффект переполнения» — «pile up effect». Бортовой компьютер, обрабатывающий пришедший из детектора импульс, не успевает надлежащим образом записать всю информацию о событии как приходит новый импульс. Такое наложение двух импульсов приводит к тому, что компьютер записывает одно событие, но с энергией, соответствующей сложной энергии двух пришедших событий.

При обработке данных спектрометра РСА использовался стандартный пакет програм FTOOLS 4.2 XTE. Приборный фон моделировался при помощи программы *psabackest* (Старк 1999). Для того, чтобы учесть эволюцию параметров пропорционального счетчика РСА, для каждого наблюдения РСА строилась своя матрица отклика (Ягода 1999а, Ягода 1999б). Все спектры корректировались на мертвое время по методу, описанному Жангом и Ягодой (1996).

### 1.1.2 HEXTE

Система из 8 детекторов HEXTE (Ротшильд и др. 1998) объединена в 2 «качающихся» кластера (А и В, или 0 и 1) по 4 детектора, что позволяет эффективно измерять поток и спектр фонового излучения параллельно с наблюдением источ-

ника. Кластеры HEXTE поочередно отклоняют свои оптические оси на  $\pm 3^\circ$  или  $\pm 1.5^\circ$  от источника (величина задается командами с Земли). Полный цикл занимает 32 или 64 сек, в зависимости от заданной программы. Поскольку переменность приборного фона HEXTE имеет значительно большее характерное время, линейная или ступенчатая интерполяция фонового потока очень эффективна. К сожалению, в «густонаселенных» областях неба описанный способ наталкивается на большие сложности, связанные с тем, что в время наблюдения «фоновых» площадок на кластеры HEXTE попадает излучение других рентгеновских источников.

Детекторы HEXTE состоят из сцинтиляционных кристаллов NaI(Tl) и CsI(Na), которые находятся в оптическом контакте с фотоумножителями. Для отфильтровывания низкоэнергетичных фотонов перед кристаллом NaI(Tl) находится бериллиевая пластина (berillium window). Структура детектора HEXTE показана на рис. 1.3. Диапазон чувствительности используемых детекторов  $\sim 15\text{--}250$  кэВ. Общая эффективная площадь HEXTE составляет  $\sim 1400$  см<sup>2</sup> на энергии 50 кэВ. Поле зрения прибора ограничено сотовым механическим коллиматором (свинец с добавлением сурьмы) -  $1^\circ \times 1^\circ$ . Мертвое время прибора для каждого регистрируемого фотона составляет  $\sim 1\text{--}2$  мсек и  $\sim 2.5$  мсек для высокоэнергетичной частицы. Поток Крабовидной туманности в HEXTE составляет  $\sim 150$  отсч/сек (величина не скорректирована на мертвое время прибора). Средний поток высокоэнергетических частиц составляет  $\sim 150\text{--}200$  частиц/сек, что приводит к 40–50% доле мертвого времени прибора.

## 1.2 Обсерватория Гранат. Телескоп SIGMA

Рентгеновский телескоп с кодированной апертурой СИГМА (Поль и др. 1991) орбитальной обсерватории «Гранат» позволяет получать изображения участков неба в энергетическом диапазоне 35–1300 кэВ при номинальном угловом разрешении (соответствующем размеру элемента маски) около 15 угл. мин. Точность локализации точечных источников составляет  $\sim 0.5\text{--}5$  угл. мин., в зависимости от яркости объекта и количества наблюдений. Размер поля зрения телескопа на половине чувствительности составляет  $11.5^\circ \times 10.9^\circ$ , при этом центральная часть размером  $4.7^\circ \times 4.3^\circ$  соответствует области полного кодирования. Широкое поле зрения и хорошее угловое разрешение позволяют успешно применять прибор для наблюдений густонаселенных районов рентгеновского неба, подобных зоне Центра Галактики. Типичная продолжительность отдельного наблюдения — примерно 20 часов, что позволяет достигнуть чувствительности ( $1\sigma$ )  $\sim 10\text{--}20$  мКраб в диапазоне 35–150 кэВ.

## 1.3 Научный комплекс «Квант» орбитальной станции «Мир». Телескоп ТТМ.

Обсерватория МИР-КВАНТ (модуль КВАНТ комплекса космической станции МИР) функционирует на орбите с апреля 1987 г. Телескоп с кодированной апертурой ТТМ (Бринкман и др. 1983) — один из основных инструментов обсерватории — позволяет строить изображения в поле зрения  $15^\circ \times 15^\circ$  с угловым разрешением

$\approx 1-2$  угловых минуты. Телескоп чувствителен в диапазоне от 2 до 30 кэВ с максимальной эффективностью в мягкой области. Энергетическое разрешение телескопа составляет  $\Delta E/E \sim 18\%$ .

Из-за особенностей параметров околоземной орбиты станции МИР ( высота апогея  $\approx 300$  км, период обращения 90 мин., наклонение  $52^\circ$ ) продолжительность одного сеанса наблюдений составляет от 15 до 25 мин. в зависимости от расположения источника и Солнца.

## Литература

- Брадт и др., 1993//Bradt H., Rothschild R., Swank J., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1993. V. 97. P. 355 Ягода (Jahoda K.)//
- Бринкман и др. 1983 // Brinkman et al., 1983, Non thermal and very high temperature phenomena in X-ray astronomy. Rome. Instituto Astronomico, 1983.
- Жанг и Ягода 1996//Zhang W., Jahoda K. <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/deadtime/deadtime.htm>
- Поль и др. 1991// Paul J. et. al. 1991, Advances In Space Research, v.11, p.289
- Ротшильд и др. 1998// Rothschild R., Blanco P., Gruber D., Heindl W., Macdonald D., Marsden D., Pelling M., Wayne L., Hink P., 1998, ApJ, 496, 538
- Старк 1999// Stark, <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/~stark/pca/pcabackest.html>
- Ягода 1999а// Jahoda, <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf.html>
- Ягода 1999б// Jahoda, [http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf\\_t41.erratum](http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf_t41.erratum)



## **Часть II**

**Рентгеновские Новые.  
GRS 1739–278, XTE J1755-324,  
GS 1354-644, XTE J1748-288**



## Глава 2

# GRS 1739–278

### 2.1 Введение

Новый источник рентгеновского излучения GRS1739-278 был обнаружен жестким рентгеновским телескопом СИГМА орбитальной обсерватории ГРАНАТ вблизи Галактического Центра 18 марта 1996 г. (Поль и др., 1996). Первоначальная локализация GRS1739-278 телескопом СИГМА была уточнена прибором ТТМ орбитальной станции МИР (Бороздин и др., 1996). Радионаблюдения, проведенные на радиотелескопах VLA, обнаружили присутствие радиоисточника внутри области локализации ТТМ (Хеллминг и др., 1996). Мирабель и др. (1996) измерили поток оптического/инфракрасного излучения от этого объекта.

В 1996 г. источник наблюдался в рентгеновском диапазоне спутниками ROSAT (Грейнер и др., 1997), ГРАНАТ (Варгас и др., 1997), RXTE (Такешима и др., 1996), модулем КВАНТ космической станции МИР. В этой части мы уделим основное внимание результатам, полученным телескопом ТТМ модуля КВАНТ и приборами РСА и НЕХТЕ спутника RXTE. Проведенный анализ имеющихся данных позволяет классифицировать источник GRS1739-278 как мягкую рентгеновскую Новую и кандидат в черные дыры.

### 2.2 Наблюдения и обработка данных

Область Галактического Центра, содержащая источник GRS1739-278 неоднократно находилась в поле зрения ТТМ с 1987 года, однако, значимый поток от источника впервые был зафиксирован по сумме трех сеансов, проведенных 6–7 февраля 1996 года. Источник был наиболее ярким во время следующей серии наблюдений 28 февраля–5 марта 1996 года. Для получения статистически более значимых спектров мы суммировали данные для последовательных сеансов, если полный поток от источника менялся не слишком значительно от сеанса к сеансу. Интересно, что во время наблюдений GRO J1744-28 в феврале-марте 1996 г. источник GRS1739-278 попадал также в поле зрения установленного на модуле КВАНТ спектрометра ГЕКСЕ, чувствительного к жесткому рентгеновскому диапазону энергий. Прибор

Табл. 2.1. Таблица наблюдений GRS1739-278 телескопом ТТМ/КВАНТ во время вспышки источника 1996 г. Приведены значения наклона степенной аппроксимации спектра для двух значений поглощения.

Дата наблюдения	Экспозиция, с	$N_{HL}$ $\times 10^{22}$ , см $^{-2}$	$\alpha$	$\chi^2_{27}$	Поток (2-20 кэВ) $\times 10^{-9}$ , эрг/см $^2$ /с
6-7/02/96	2749	2.0	$1.52 \pm 0.32$	0.72	$1.9 \pm 0.4$
		2.8	$1.59 \pm 0.34$	0.71	
28/02/96	882	2.0	$2.09 \pm 0.18$	0.48	$4.2 \pm 0.5$
		2.8	$2.18 \pm 0.19$	0.46	
1/03/96	1650	2.0	$2.36 \pm 0.07$	1.28	$11.8 \pm 0.5$
		2.8	$2.48 \pm 0.08$	1.07	
3-4/03/96	2030	2.0	$2.44 \pm 0.09$	0.59	$7.6 \pm 0.5$
		2.8	$2.55 \pm 0.10$	0.65	
5/03/96	1647	2.0	$2.58 \pm 0.08$	1.05	$9.9 \pm 0.5$
		2.8	$2.72 \pm 0.09$	0.95	

ГЕКСЕ не обладает способностью строить изображение и не может разделять потоки от источников GRO J1744-28 и GRS1739-278, расположенных в непосредственной близости друг от друга. Тем не менее форма спектра, зарегистрированного прибором ГЕКСЕ во время этих наблюдений (Боркус и др., 1997), позволяет сделать вывод о значимом потоке от GRS1739-278 в жестком диапазоне энергий до  $\sim 100$  keV.

Данные о проведенных в феврале-марте 1996 г. наблюдениях и потоках от источника в диапазоне ТТМ приведены в таблице 2.1. Ко времени проведения следующей серии наблюдений этой области небесной сферы модулем КВАНТ в октябре 1996 г. поток от источника уменьшился ниже порога детектирования телескопа ТТМ. Анализ архивных данных модуля КВАНТ показал, что значимый поток от GRS1739-278 не был ни разу обнаружен прибором ТТМ за исключением наблюдений во время вспышки источника в феврале-марте 1996 г. При этом нижний предел детектирования в диапазоне 2-30 кэВ по сумме всех сеансов составляет около 1 тысячной от потока Крабовидной туманности (1 мКраб).

Спутник RXTE наблюдал рентгеновскую новую GRS1739-278 31 марта 1996 г. и еще 9 раз за период с 10 по 29 мая того же года, каждый раз с экспозицией в несколько килосекунд. Информация об этих наблюдениях представлена в таблице 2.2. Полное время экспозиции спектрометров обсерватории RXTE составило примерно 24 ксек.

### 2.3 Локализация

Первоначально GRS1739-278 был локализован телескопом СИГМА орбитальной обсерватории «Гранат» (Поль и др., 1996). Положение источника было вскоре уточнено по данным прибора ТТМ:  $R.A. = 17^h 42^m 40^s$ ,  $Dec. = -27^\circ 45'.8$  (эпоха 2000

Табл. 2.2. Наблюдения GRS1739-278 обсерваторией RXTE в марте-мае 1996 г.

Номер наблюдения	Дата	Время, UT	Экспозиция, с	
			РСА <sup>a</sup>	HEXTE <sup>b</sup>
1	31/03/96	18:08:48 - 20:50:56	5215	2066
2	10/05/96	07:08:00 - 07:56:00	1365	
3	11/05/96	18:58:56 - 20:05:52	2421	
4	12/05/96	03:23:28 - 03:45:52	1117	
5	13/05/96	17:05:20 - 17:50:56	2110	
6	14/05/96	13:43:28 - 14:48:00	2886	
7	15/05/96	17:04:32 - 18:25:52	325	
8	16/05/96	23:48:32 - 24:34:56	1691	
9	17/05/96	12:24:32 - 13:26:56	3398	
10	29/05/96	02:47:28 - 03:57:52	2529	

<sup>a</sup> с учетом мертвого времени

<sup>b</sup> для каждого кластера

г., неопределенность 1 угл.мин.) Эти координаты, опубликованные в Циркуляре МАС (Бороздин и др., 1996), были использованы при планировании последующих наблюдений в рентгеновском (Такешима и др., 1996; Деннерл и Грейнер, 1996), радио (Хеллминг и др., 1996) и оптическом (Мирабель и др., 1996) диапазонах, позволивших отождествить GRS1739-278 с оптическим объектом и зарегистрировать поток радиоизлучения от источника.

## 2.4 Кривая блеска источника

На рис. 2.1 представлена кривая блеска источника в 1996 г. в диапазоне  $\sim 2-12$  кэВ по данным монитора всего неба (прибор ASM) спутника RXTE и телескопа ТТМ модуля КВАНТ. Интересно, что поток от источника был зарегистрирован прибором ТТМ уже 6-7 февраля 1996 г., т.е. более чем за месяц до максимума кривой блеска в диапазоне 2-10 кэВ, который относится примерно к 10 марта. Такое затянутое нарастание потока не характерно для рентгеновских Новых, которые, как правило, достигают максимума блеска в течение нескольких дней после начала вспышки. По данным ТТМ и ASM поток от источника нарастал не монотонно, а испытывал хаотическую переменность. На этом фоне выделяется локальный максимум, зарегистрированный прибором ТТМ 1 марта. В первый месяц после яркой вспышки с потоком в максимуме блеска близком к потоку от Крабовидной туманности наблюдался квазиэкспоненциальный спад с характерным временем спада около 34 дней, затем в течение двух недель (с 30-го по 43-й день после максимума) поток от источника практически не менялся, после чего продолжилось ослабление яркости источника, но уже более медленное, с характерным временем около 48 дней (с 44-го по 68-й день после максимума). Такое временное поведение характерно для многих наблюдав-

шихся рентгеновских новых. В течение 1996 г. от GRS1739-278 наблюдалось еще 3 вспышки. При этом следует отметить наблюдаемую тенденцию к увеличению времени нарастания потока и уменьшению времени спада. Наконец, к октябрю-ноябрю 1996 г. поток от источника снизился до порога чувствительности обзорного монитора RXTE. Источник не был обнаружен также телескопом TTM во время серии наблюдений области Центра Галактики, проведенной в октябре 1996 г.

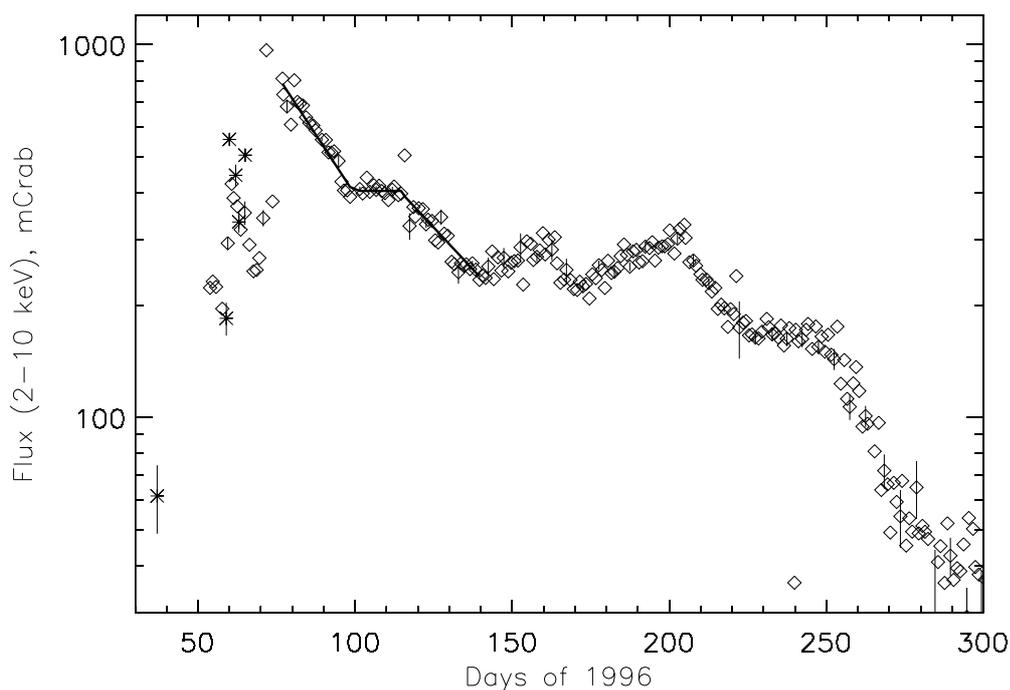
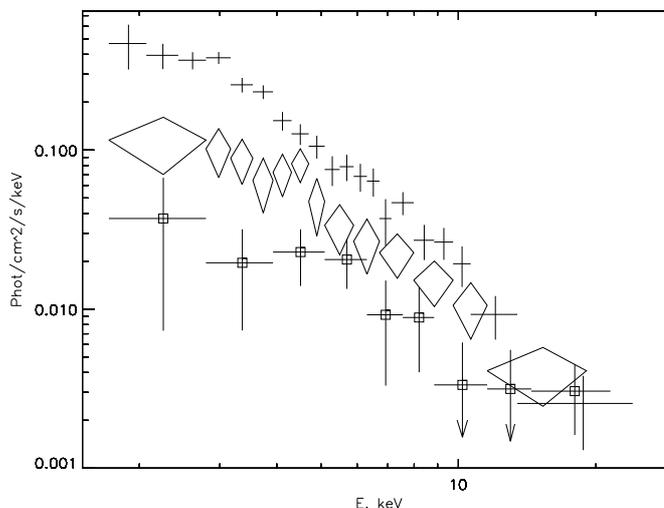


Рис. 2.1. Кривая блеска GRS1739-278 в диапазоне 2–10 кэВ по данным ASM/RXTE и TTM. Данные TTM помечены звездочками, данные ASM — ромбами. Приведены ошибки измерения потока для всех точек TTM и типичные ошибки для некоторых точек ASM. Сплошная линия показывает аппроксимацию кривой блеска после максимума квазиэкспоненциальным законом с характерным временем 34 дня (первые 30 дней после максимума), константой (30–43 дни после максимума) и квазиэкспоненциальным законом с характерным временем 48 дней (44–68 дни после максимума).

## 2.5 Энергетический спектр

Данные TTM были получены в период нарастания кривой блеска источника, до максимума в диапазоне 2–10 кэВ. Эти данные представляют особый интерес, поскольку обычно спектроскопия рентгеновских Новых проводится на спаде кривой блеска. Спектр за все дни наблюдений TTM достаточно хорошо аппроксимируется степенным законом с поглощением. К сожалению, недостаточная статистическая

Рис. 2.2. Спектры GRS1739-278, полученные ТТМ 6–7 февраля (кресты с квадратиками), 28 февраля (ромбы) и 5 марта (кресты) 1996 г. Прослеживается опережающий рост мягкой части спектра.



значимость полученных результатов не позволяет детально рассмотреть эволюцию параметров по отдельным сеансам. Однако, после суммирования данных, полученных за несколько последовательных сеансов, можно проследить общие долговременные тенденции изменения формы спектра.

В таблице 2.1 приведены параметры аппроксимации спектра GRS1739-278 за разные дни наблюдений степенным законом. Как и для многих других источников области Галактического Центра, спектр источника в мягком диапазоне характеризуется значительным поглощением на луче зрения. Грейнер и др. (1997) оценили поглощение равным  $2.0 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ , при этом разные методы оценки дают значения от  $1.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  до  $2.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ . Степенная аппроксимация суммарного спектра ТТМ (см. Табл.2) хорошо описывает данные при  $N_{HL} = (2.8 \pm 0.5) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ . При аппроксимации спектров, полученных ТТМ за отдельные дни, мы фиксировали значение поглощения, чтобы проследить эволюцию жесткости спектра по изменению наклона степенной аппроксимации. В таблице 2.1 приведены полученные результаты для двух значений параметра  $N_{HL}$ , взятых одно из статьи Грейнера и др. (1997), а другое - из аппроксимации суммарного спектра ТТМ за 1-5 марта 1996 г.

При том, что точное значение наклона степени зависит от принятой величины поглощения, сохраняется основная тенденция уменьшения жесткости спектра со временем (см. таблицу 2.1). Интересно, что эта тенденция проявляется и для сеансов 3-5 марта, хотя поток от источника в эти дни был ниже, чем 1 марта. Аналогичное поведение спектра во время начальной фазы вспышки отмечалось ранее для других рентгеновских новых, в частности, для Новой в Мухе 1991 г. (Лапшов и др., 1991; Ебисава и др., 1994) и KS1730-312 (Бороздин и др., 1995; Трудолюбов и др., 1996).

Суммарный спектр по наблюдениям 1-5 марта 1996 г. также удовлетворительно описывается степенным законом с учетом поглощения (см. таблицу 2.3). Однако, спектр такого вида с фотонным индексом  $\alpha > 2.0$  не является типичным для рентгеновских новых и других кандидатов в черные дыры (см. Обсуждение ниже). Поскольку последующие наблюдения PCA/RXTE показали присутствие яркой мягкой

Табл. 2.3. Параметры аппроксимации суммарного спектра GRS1739-278, полученного прибором ТТМ/КВАНТ 1-5 марта 1996 г., степенной и двухкомпонентной моделями .

Параметры аппроксимации					$\chi^2$ (ст.св.)
$T_{in}$ , кэВ	$R_{in}\sqrt{\cos(\theta)}$ , км <sup>a</sup>	$N_{HL} \times 10^{22}$ см <sup>-2</sup>	$\alpha$	% <sup>b</sup>	
Степенной закон					
			$2.79 \pm 0.52$	$2.58 \pm 0.10$	18.5(26)
«многоцветный диск»+степенной закон					
$1.10 \pm 0.08$	$20.7 \pm 2.8$	2.8 (фикс.)	1.5(фикс.)	45	32.3(26)
$1.05 \pm 0.07$	$22.3 \pm 3.5$	2.8 (фикс.)	1.7 (фикс.)	38	27.4(26)
$0.96 \pm 0.08$	$24.2 \pm 5.1$	2.8 (фикс.)	2.0 (фикс.)	27	21.2(26)
$1.23 \pm 0.08$	$15.5 \pm 2.0$	2.0 (фикс.)	1.5 (фикс.)	46	27.0(26)
$1.17 \pm 0.08$	$15.9 \pm 2.4$	2.0 (фикс.)	1.7 (фикс.)	40	23.6(26)
$1.13 \pm 0.10$	$15.3 \pm 3.1$	2.0 (фикс.)	2.0 (фикс.)	28	19.7(26)

a — в предположении расстояния до объекта 8.5 кпк

b — Доля энерговыделения (в процентах) в компоненте «многоцветного» диска от полного потока энергии от источника в диапазоне 2–20 кэВ

компоненты в спектре GRS1739-278 (см. таблицу 2.4), мы предположили, что аналогичная компонента может присутствовать и в спектре ТТМ вместе со степенной компонентой. При аппроксимации мы фиксировали значение поглощения на тех же значениях, как и при аппроксимации отдельных сеансов простым степенным законом. Кроме того, мы фиксировали значения наклона степенной компоненты  $\alpha=1.5, 1.7, 2.0$ , т.е. задавали значения в диапазоне, характерном для низкого состояния кандидатов в черные дыры (напомним, что спектр такой жесткости был зафиксирован во время первого детектирования источника GRS1739-278 прибором ТТМ). Результаты аппроксимации, приведенные в таблице 2.3, показывают, что спектр может быть удовлетворительно описан двухкомпонентной моделью при разумных значениях параметров аппроксимации (для сравнения см. таблицу 2.4). В то же время ясно, что данные ТТМ не позволяют как утверждать наличие мягкой компоненты в спектре, так у наложить жесткие ограничения на ее вклад в полный поток от источника.

Спектры, полученные приборами обсерватории RXTE, имеют вид, типичный для спектров рентгеновских новых (см., например, Гребенев и др., 1991; Сюняев и др., 1988, 1994). Такие спектры, как правило, хорошо аппроксимируются моделью «многоцветного» аккреционного диска (Шакура & Сюняев 1973, Макишима и др., 1986) в мягкой части спектра и степенной компонентой на высоких энергиях. Мы также использовали эту модель для аппроксимации спектров GRS1739-278, полученных RXTE, несмотря на то, что стандартная модель оптически толстого аккреционного диска не является самосогласованной для рассматриваемых значений параметров (см. Шакура и Сюняев, 1973).

Во время наблюдения 31 марта 1996 г. источник находился в сверхвысоком спек-

Табл. 2.4. Параметры аппроксимации спектров GRS1739-278, полученных приборами РСА и НЕХТЕ спутника RXTE двухкомпонентной моделью с мягкой компонентой излучения «многоцветного» диска и жесткой степенной компонентой.

#	$T_{in}, \text{кэВ}$	$R_{in} \sqrt{\cos(\theta)}, \text{км}^a$	$\alpha$	$F(3-25 \text{кэВ})^b$	$F_{\text{ст.комп.}}^b$	$\chi^2(\text{ст.св.})$
1	$1.208 \pm 0.007$	$13.6 \pm 0.2$	$2.31 \pm 0.04$	$5.41 \pm 0.01$	$1.33 \pm 0.04$	106.8(51)
2 <sup>c</sup>	$1.021 \pm 0.010$	$19.7 \pm 0.7$	2.4(фикс.)	$3.46 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.01$	30.8(40)
3 <sup>c</sup>	$0.999 \pm 0.008$	$21.2 \pm 0.7$	2.4(фикс.)	$3.53 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$	57.6(40)
4 <sup>c</sup>	$0.996 \pm 0.009$	$21.3 \pm 0.8$	2.4(фикс.)	$3.51 \pm 0.01$	$0.14 \pm 0.01$	49.1(40)
5 <sup>c</sup>	$0.989 \pm 0.009$	$21.3 \pm 0.7$	2.4(фикс.)	$3.36 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.01$	51.5(40)
6 <sup>c</sup>	$0.989 \pm 0.009$	$21.3 \pm 0.8$	2.4(фикс.)	$3.40 \pm 0.01$	$0.16 \pm 0.01$	47.3(40)
7 <sup>c</sup>	$0.998 \pm 0.010$	$20.5 \pm 0.8$	2.4(фикс.)	$3.31 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$	41.4(40)
8 <sup>c</sup>	$0.983 \pm 0.009$	$21.5 \pm 0.8$	2.4(фикс.)	$3.35 \pm 0.01$	$0.16 \pm 0.01$	53.8(40)
9 <sup>c</sup>	$0.984 \pm 0.008$	$21.1 \pm 0.7$	2.4(фикс.)	$3.23 \pm 0.01$	$0.14 \pm 0.01$	62.6(40)
10 <sup>c</sup>	$0.984 \pm 0.009$	$22.4 \pm 0.8$	2.4(фикс.)	$3.72 \pm 0.01$	$0.24 \pm 0.01$	41.6(40)

<sup>a</sup> — в предположении расстояния до объекта 8.5 кпк

<sup>b</sup> — поток энергии в  $10^{-9}$  эрг/с/см<sup>2</sup>

<sup>c</sup> — при обработке этих данных систематическая ошибка была принята равной 5% в каждом энергетическом канале для того чтобы повысить относительную значимость точек жесткого хвоста при аппроксимации степенной компоненты

тральном состоянии с яркой мягкой компонентой и жестким степенным хвостом (см. рис. 2.3). Параметры аппроксимации спектров источника моделью, включающей в себя компоненту излучения оптически толстого геометрически тонкого аккреционного диска и жесткую степенную компоненту, приведены в таблице 2.4. Объединенные данные РСА и НЕХТЕ позволяют проследить спектр источника вплоть до энергий  $\sim 100-200$  кэВ. Во время этого наблюдения степенная компонента в спектре была особенно сильна. Данные RXTE не показывают наличия экспоненциального завала  $\exp(-E/E_f)$  в спектре на высоких энергиях. Нижний предел на параметр  $E_f$  по совместным данным РСА (15-30 кэВ) и НЕХТЕ (15-200 кэВ) составляет 150 кэВ (с достоверностью 68%) или 93 кэВ (с достоверностью 94%).

Во время последующих наблюдений в мае 1996 г. степенная компонента значительно ослабла и источник перестал регистрироваться прибором НЕХТЕ. В дальнейшем, все параметры жесткой степенной компоненты определялись по РСА. На рис.2.4 приведены основные параметры используемой аппроксимации в зависимости от времени.

Как было уже отмечено выше, на энергиях выше 15-20 кэВ при имеющейся яркости источника неопределенности в спектре обусловлены, в основном, систематическими ошибками в вычислении фона. В связи с этим, даже при уверенном детектировании жесткого хвоста в спектре GRS1739-278 мы не могли точно определить фотонный индекс жесткой степенной компоненты и в отдельных случаях фиксировали его на значении  $\alpha=2.4$ . Так же, при определении потока в диапазоне 15-20

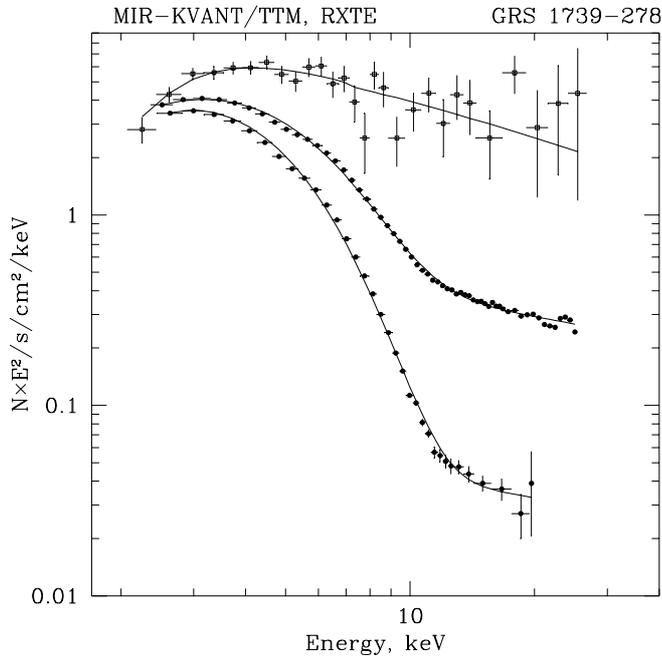


Рис. 2.3. Спектры GRS1739-278, полученные во время вспышки 1996 г.: TTM 1–5 марта (вверху); RXTE 31 марта (средний спектр); PCA/RXTE 12 мая (внизу). Сплошные линии показывают аппроксимацию спектров степенным законом с поглощением для TTM (см. таблицу 2.3), двухкомпонентной моделью для RXTE (см. табл. 2.4).

кэВ мы добавили систематическую ошибку  $3 \times 10^{-12}$  эрг/с/см<sup>2</sup>, что составляет примерно 3-5% от потока фона в этом диапазоне. Зависимость процентного вклада потока источника в диапазоне 15-20 кэВ (в котором доминирует жесткая компонента) в полный поток 2-20 кэВ показана на рис. 2.4.

## 2.6 Обсуждение

Несмотря на наличие нескольких общих черт, позволяющих выделять рентгеновские новые в особый класс астрофизических объектов, отдельные представители этого класса, как правило, не имеют полного набора характерных признаков. В случае GRS1739-278 мы уже отметили необычно медленный рост потока перед максимумом кривой блеска. Однако, аналогичное поведение в начале вспышек наблюдалось также у других транзиентов - кандидатов в черные дыры - A1524-62, GX339-4 и GRS1915+105 (Калузиенски и др., 1975; Хармон и др., 1994; Сазонов и др., 1994). В первые недели после максимума кривая блеска GRS1739-278 имеет вид типичный для рентгеновских новых - квазиэкспоненциальный спад со вторичным максимумом. Характерное время уменьшения потока близко к среднему значению для кривых блеска рентгеновских транзиентных источников различной природы (см. Ван Чен и др., 1997). Существует несколько моделей для объяснения природы квазиэкспоненциального спада блеска (напр. Любарский и Шакура, 1987, Кинг и Риттер, 1997). Так, Кинг и Риттер (1997) предложили объяснение харак-

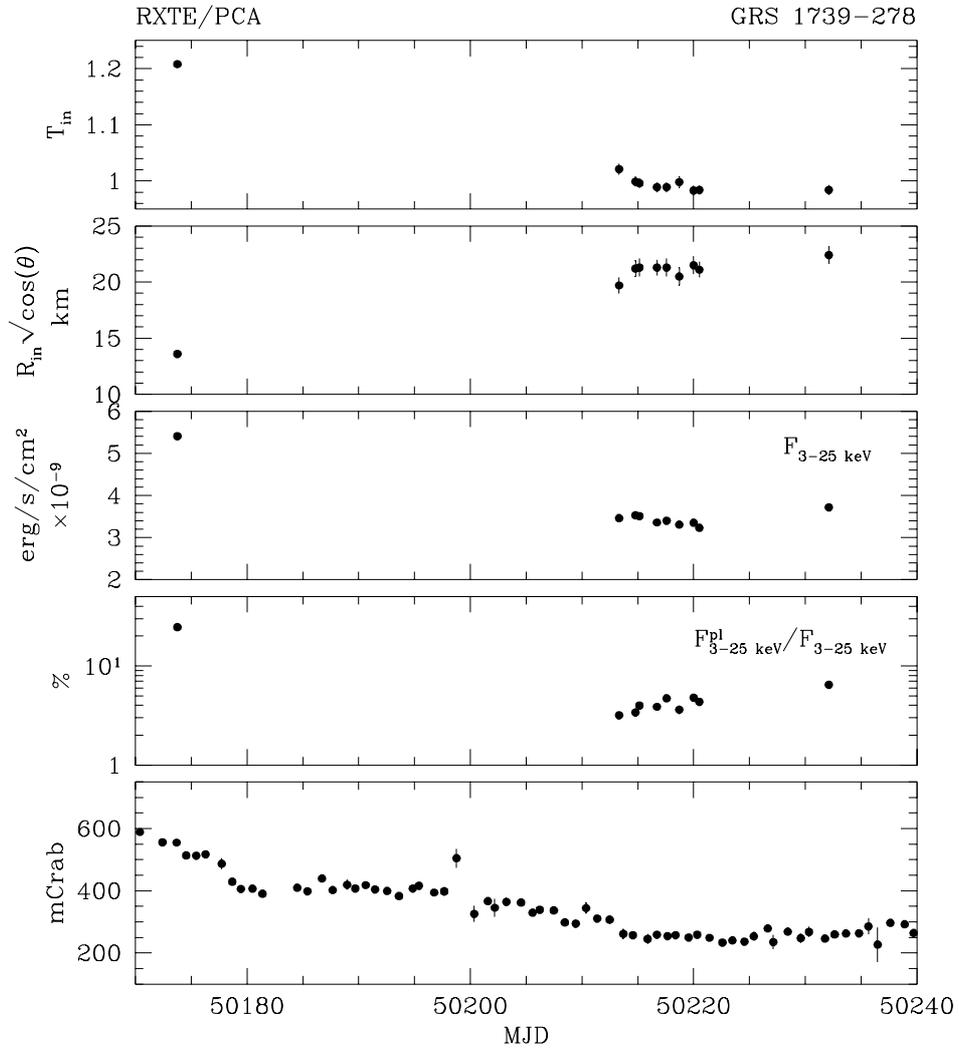


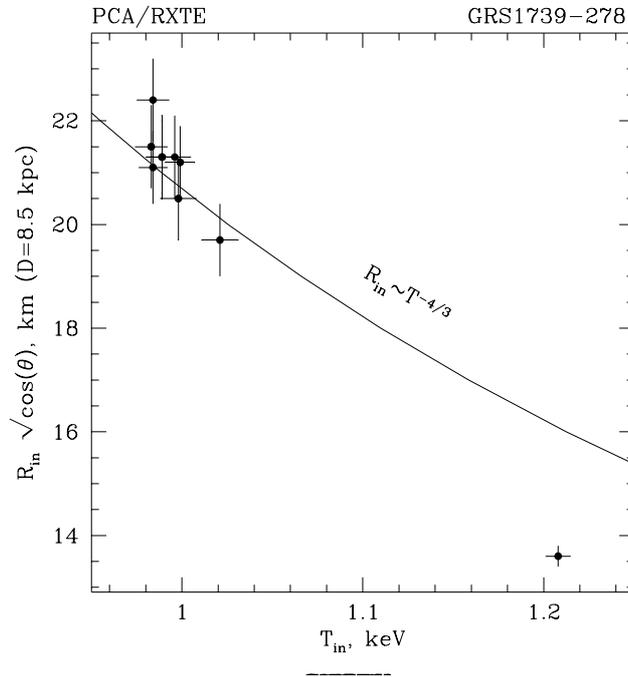
Рис. 2.4. Эволюция спектра GRS 1739–278. На 5 панелях представлены зависимости от времени следующих параметров аппроксимации спектров, полученных приборами RXTE (сверху вниз): а) модельная температура на внутренней границе чернотельной зоны аккреционного диска (кэВ); б) внутренний радиус чернотельной области диска (км); в) поток энергии от источника в диапазоне 3–25 кэВ (эрг/с/см<sup>2</sup>); г) относительная доля светимости степенной компоненты к полной светимости источника (в процентах), д) поток от источника по данным обзорного монитора ASM/RXTE (в милликрабах).

терного спада блеска рентгеновских новых за счет поддержки значительного темпа аккреции в диске прогревом его внешних областей жестким рентгеновским излучением. При этом диск может возвратиться в первоначальное холодное состояние только после того, как большая часть его массы аккрецируется на компактный объект. Вторичный максимум кривой блеска в такой модели появляется как результат влияния прогрева внешних областей диска первичной вспышкой рентгеновского излучения вблизи компактного объекта. Если во время первой вспышки не весь холодный плотный диск засвечивается достаточно интенсивно, то возможно появление дополнительных максимумов на кривой блеска. В случае GRS1739-278 можно отметить 5 таких максимумов до того, как поток ослабевает до уровня  $\sim 20$  мКрб. Время между максимумами (30–50 дней для GRS1739-278) определяется временем передачи возмущения в диске посредством вязкости либо посредством волны нагрева, распространяющейся в диске. Такая модель не только удовлетворительно описывает качественно приведенную на рис. 2.1 кривую блеска, но и дает разумные по порядку величины оценки параметров диска, таких как внешний радиус  $10^{11}$  см и кинематическая вязкость  $10^{15}$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>.

Спектроскопия в широком энергетическом диапазоне кандидатов в черные дыры показала наличие нескольких характерных для этих источников спектральных состояний. В «низком» состоянии спектр очень жесткий и может быть аппроксимирован степенным законом с показателем степени 1.5-2.0 вплоть до энергий 100 кэВ и выше. В «высоком» состоянии в спектре доминирует яркая мягкая компонента, описываемая спектром излучения «многоцветного» аккреционного диска с характерной температурой 0.7-1.5 кэВ, при этом поток на энергиях выше 10 кэВ незначителен и часто не детектируется. Особый интерес представляет «сверхвысокое» состояние, в спектре которого вместе с яркой мягкой компонентой, аналогичной спектру «высокого» состояния, присутствует также заметная степенная компонента с характерным показателем степени около 2.5. «Сверхвысокое» состояние до сих пор не наблюдалось в системах, компактный компонент которых является нейтронной звездой, поэтому спектр такого вида может рассматриваться как признак присутствия в системе черной дыры.

Спектр источника, зарегистрированный приборами спутника RXTE 31 марта 1996 г., представляет собой типичный спектр «верхвысокого» состояния кандидатов в черные дыры, наблюдавшийся для многих мягких рентгеновских новых. Подобные спектры по наблюдениям приборов орбитальных обсерваторий КВАНТ и ГРАНАТ имели источники GS2000+25 (Сюняев и др., 1988), GRS1009-45 (Сюняев и др., 1994), GRS1124-684 (Гильфанов и др., 1991; Гребенев и др., 1992), KS1730-312 (Бороздин и др., 1995; Трудолобов и др., 1996). В 1997 г. спектр такого же типа наблюдался от рентгеновской новой XTE J1755-324 (см. следующую главу этой части диссертации). Высокая статистическая значимость данных RXTE позволяет определять параметры аппроксимации с высокой точностью и исследовать их изменение в зависимости от полного потока от источника. На рис. 2.4 представлена зависимость параметра  $R_{in}$  от потока в диапазоне 3-25 кэВ. Очевидно прослеживается тенденция к увеличению  $R_{in}$  с уменьшением потока. Этот результат явно противоречит встречающейся в литературе простой интерпретации параметра  $R_{in}$  как внутреннего радиуса

Рис. 2.5. Зависимость внутреннего радиуса чернотельной области диска от модельной температуры на внутренней границе чернотельной зоны диска. Сплошной кривой показан вид теоретической зависимости приведенных параметров в модели чернотельного аккреционного диска при постоянном темпе аккреции (Шакура и Сюняев, 1973). Учет изменения темпа аккреции приведет к еще более сильному отклонению точек от кривой.



диска, соответствующего радиусу последней устойчивой орбиты в системе компактного объекта. Более того, рис. 2.5 показывает, что корреляция параметров аппроксимации мягкой компоненты спектра между собой отличается от  $R_{in} \sim T_{in}^{-4/3}$ , предсказываемой стандартной моделью (Шакура и Сюняев, 1973) для оптически непрозрачной части аккреционного диска, что говорит о том, что процессы рассеяния, вероятно, играют значительную роль в формировании спектра излучения мягкой компоненты.

При интерпретации спектров «сверхвысокого» состояния особый интерес вызывают модели, явно предполагающие отсутствие твердой поверхности компактного объекта в двойной системе. Так, интересно рассмотреть модель, в которой снаружи находится оптически непрозрачный, геометрически тонкий диск, описываемый стандартной моделью (Шакура и Сюняев, 1973), во внутренней же области происходит комптонизация излучаемых мягких рентгеновских фотонов на релятивистских электронах в адвекционном потоке аккрецируемого вещества. При этом аналитическое рассмотрение и численное моделирование такой системы позволяет получить хорошую аппроксимацию двухкомпонентного спектра кандидатов в черные дыры (Бороздин и др., 1999). Такая модель предсказывает отсутствие завала на высоких энергиях вплоть до  $h\nu \sim m_e c^2 \sim 500$  кэВ. Спектр такого типа был зарегистрирован приборами RXTE от GRS1739-278. К сожалению, статистические ошибки спектра HEXTE в области энергий выше 100–150 кэВ не позволяют исключить возможности завала спектра уже на энергиях 150–200 кэВ.

Спектр, полученный ТТМ в марте 1996 г. во время нарастания блеска источника, отличается от любого из набора типичных спектров кандидатов в черные дыры. Он

хорошо описывается степенным законом с поглощением и не требует введения дополнительной мягкой чернотельной компоненты. В то же время наклон степенной компоненты (2.3-2.7) гораздо круче, чем типичное значение для низкого состояния кандидатов в черные дыры (1.5-2.0). Аналогичный спектр наблюдался приборами ТТМ и СИГМА от источника KS1730-312 (Бороздин и др., 1995; Трудолюбов и др., 1996) Тогда в первый день был зарегистрирован жесткий степенной спектр, через два дня - спектр с наклоном 2.7, и еще через день - спектр, типичный для сверхвысокого состояния систем с черными дырами. Таким образом, и в этом случае наклон степенной аппроксимации спектра увеличивается по мере роста потока. Еще один пример подобного изменения спектра наблюдался спутниками «Гранат» и ГИНГА (Лапшов и др., 1992; Ебисава и др., 1994): во время нарастания потока от источника GRS1124-682 (рентгеновская Новая в Мухе 1991 г.) в период с 10 по 14 января 1991 г. наклон степенной компоненты увеличивался с 2.24 до 2.62, причем мягкая компонента спектра была в это время гораздо слабее, чем во время последующих наблюдений сверхвысокого состояния. Приведенные примеры показывают, что степенная форма спектра с изменяющимся наклоном характерна для мягких рентгеновских Новых во время нарастания их блеска перед главным максимумом. Прослеживается тенденция укручения спектра по мере приближения к максимуму потока. Аналогичная тенденция наблюдалась приборами спутника «Гранат» во время всплеска кандидата в черные дыры GX339-4 в 1991 году (Гребенев и др., 1991, 1993).

По-видимому, во всех этих случаях мы видим возрастание доли излучения приходящего от геометрически тонкого оптически непрозрачного аккреционного диска в горячем оптически тонком облаке. Вначале количество фотонов от диска невелико и доминирует процесс их комптонизации на горячих электронах оптически тонкой среды, при этом формируется спектр, типичный для низкого состояния кандидатов в черные дыры (Сюняев и Трюмпер, 1979; Сюняев и Титарчук, 1980). По мере увеличения потока от оптического толстого диска (возможно, вызванного уменьшением радиуса внутренней границы диска) количество мягких фотонов возрастает, при этом происходит нарастание полного потока от источника и одновременно уменьшение жесткости регистрируемого спектра. Если представить спектр источника в начале марта 1996 г. как сумму двух компонент, то потоки энергии для каждой из компонент в диапазоне 2-20 кэВ сравнимы по порядку величины (см. табл. 2.3), что резко отличается от соотношения для сверхвысокого или, тем более, высокого состояний.

## 2.7 Заключение

Рентгеновский источник GRS1739-278 имеет ряд свойств, позволяющих уверенно классифицировать его как кандидата в черные дыры и мягкую рентгеновскую Новую. Кривая блеска после максимума описывается квазиэкспоненциальным спадом со вторичными максимумами. Спектр источника в это время соответствует спектрам «сверхвысокого» и «высокого» состояний кандидатов в черные дыры, типичных для мягких рентгеновских Новых. Принадлежность объекта к этому классу подтверждается данными оптических и радионаблюдений. Характерным отличием этого

источника от других объектов того же класса является затянута фаза нарастания потока.

По данным спутника RXTE обнаружено изменение параметров аппроксимации мягкой компоненты спектра в зависимости от величины рентгеновского потока. Этот результат противоречит простой интерпретации параметра  $R_{in}$  как внутреннего радиуса стандартного оптически непрозрачного аккреционного диска.

Во время наблюдений, проведенных прибором ТТМ перед главным максимумом, зарегистрирован степенной спектр переменной жесткости, с явной тенденцией к укрупнению по мере приближения к главному максимуму блеска. Полный зарегистрированный поток в этом состоянии был не ниже потока во время наблюдений сверхвысокого состояния спутником RXTE (однако, мы не имеем возможности точно оценить болометрическую светимость источника ввиду ограниченности нашего энергетического диапазона). Подобные спектры были получены ранее при наблюдениях рентгеновских Новых KS1730-312 и GRS1124-682, таким образом, можно говорить о явной тенденции в поведении мягких рентгеновских Новых во время нарастания блеска, очевидно, связанной с процессом формирования мягкой спектральной компоненты.

## 2.8 Литература

- Александрович Н.Л., Бороздин К.Н., Арефьев В.А. и др.// Письма в Астрон.журн. 1998. Т.24. С.10.
- Боркус В.В., Каниовский А.С., Сюняев Р.А. и др.// Письма в Астрон.журн. 1997. Т.23. С.483.
- Бороздин К.Н., Александрович Н.Л., Арефьев В.А. и др.// Письма в Астрон.журн. 1995. Т.21. С.243.
- Бороздин К.Н., Александрович Н.Л. и Сюняев Р.А.// Циркуляр МАС. 1996. 6350.
- Бороздин и др. // Borozdin K, Revnivtsev M., Trudolyubov S., Shrader C., Titarchuk L. 1999, ApJ, 517, 367
- Ван Чен и др. (Wan Chen, Shrader C.R., Livio M.)// Astrophys.J. 1997. V.491. P.312.
- Варгас и др. (Vargas M., Goldwurm A., Laurent P. et al.)// Astron. and Astrophys. 1997. V.476. P.23.
- Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., Чуразов Е.М. и др.// Письма в Астрон.журн. 1991. Т.17. С.1059.
- Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Павлинский М.Н. и др.// Письма в Астрон.журн. 1991. Т.17. С.985.
- Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Павлинский М.Н. и др.// Письма в Астрон.журн. 1992. Т.18. С.11.
- Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Павлинский М.Н. и др. (Grebenev, Sunyaev and Pavlinsky et al.)// A&AS 1993. V.97. P.281.
- Гребенев С. А.// Докторская диссертация. 1995.
- Деннерл и Грейнер (Dennerl K. and Greiner J.)// Циркуляр МАС. 1996. 6426.
- Ебисава и др. (Ebisawa K., Ogawa M., Aoki T. et al.)// Publ.Astron.Soc.Japan. 1994. V.46. P.375.

- Калузиенски и др. (Kaluzienski L.J., Holt S.S., Boldt E.A. et al.)// *Astrophys.J.* 1975. V.201. L121.
- Кинг и Риттер (King A.R., Ritter H.)// *Monthly Not. Royal Astron. Soc.* 1997. V.293. L42.
- Лапшов И.Ю., Дремин В.В., Сюняев Р. А. и др.// *Письма в Астрон.журн.* 1992. Т.18. С.3.
- Любарский Ю. и Шакура Н. // *Письма в Астрон. Журн.* 1987. Т.13. С. 917.
- Макишима и др. (Makishima, K., Maejima, Y., Mitsuda, K. et al.)// *Astrophys. J.* 1986. V. 308. P. 635.
- Мирабель и Родригес (Mirabel I.F., Rodriguez L.F.)// *Nature.* 1994. V.371. P.46.
- Мирабель и др. (Mirabel I.F., Marti J., Duc P.A. et al.)// *Циркуляр МАС.* 1996. 6427.
- Поль и др. (Paul J., Bouchet L., Churazov E., and Sunyaev R.)// *Циркуляр МАС.* 1996. 6348.
- Ротшильд и др. (Rothschild R.E., Blanco P.R., Gruber D.E.)// *Accepted to Astrophys.J.* 1998. V.496. astro-ph/9710328.
- Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А., Лапшов И.Ю. и др. // *Письма в Астрон.журн.* 1994. Т.20. С.901.
- Старк и др. (Stark, M. and RXTE/PCA team) // <http://heawww.gsfc.nasa.gov/docs/xte/pcabackest.html>. 1997.
- Сюняев и Трюмпер (Suniaev R.A., Truemper J.)// *Nature.* 1979. V.279. С.506.
- Сюняев Р. А., Титарчук Л. Г.// *Astron. and Astrophys.* 1980. V.86. P.121.
- Сюняев Р.А., Лапшов И.Ю., Гребенев С.А. и др.// *Письма в Астрон.журн.* 1988. Т.14. С.771.
- Сюняев Р.А., Гильфанов М.Р., Чуразов Е.М. и др.// *Письма в Астрон.журн.* 1991. Т.17. С.116.
- Сюняев Р.А., Бороздин К.Н., Александрович Н.Л. и др.// *Письма в Астрон.журн.* 1994. Т.20. С.890.
- Такешима и др. (Takeshima T., Cannizzo J.K., and Corbet R.)// *Циркуляр МАС.* 1996. 6390.
- Танака и Шибазакки (Tanaka Y., Shibazaki N.)// *Ann.Rev.of Astron. and Astrophys.* 1996. V.34, P.607.
- Титарчук и др. (Titarchuk L.G., Mastchiadis A., Kylafis N.D.)// *Astrophys.J.* 1997. V.487, P.834.
- Трудолюбоб С.П., Гильфанов М.Р., Чуразов Е.М. и др. // *Письма в Астрон.журн.* 1996. Т.22. С.740.
- Фуказава и др. (Fukazawa Y., Ishida M. and Ebisawa K.) // [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/newsletters/crab\\_calibrations5.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/newsletters/crab_calibrations5.html). 1996.
- Хармон и др. (Harmon B.A., Zhang S.N., Wilson C.A. et al.) // in second Compton Symp., ed.: C.E.Fichtel, N.Gehrels & J.P.Norris. New York: AIP. 1994. P.210.
- Хеллминг и др. (Hjellming R.M., Rupen M.P., Marti J. et al.) // *Циркуляр МАС.* 1996. 6383.
- Шакура Н. И., Сюняев Р. А.// *Astron. and Astrophys.* 1973. V. 24. P. 337.
- Ягода и др. (Jahoda, K. and RXTE/PCA team) // <http://heawww.gsfc.nasa.gov/docs/xray/xte/psa>. 1997.

## Глава 3

# ХТЕ J1755–324

### 3.1 Введение

Во время осенней серии наблюдений Галактического Центра в 1997 г., кроме известных ярких источников этой части неба — кандидатов в черные дыры 1E1740.9–2942 и GRS 1758–258 — телескоп СИГМА зарегистрировал кратковременное появление источника ХТЕ J1755–324. Источник ХТЕ J1755–324 был открыт прибором ASM орбитальной рентгеновской обсерватории RXTE 25 июня 1997 г. (Ремиллард и др., 1997). Он был в дальнейшем локализован прибором PCA этой же обсерватории: R.A. =  $17^h 55^m 28^s.6$ , Dec. =  $-32^\circ 28' 39''$  (эпоха 2000). Кривая блеска этого источника была типична для рентгеновских новых (таких, например, как Новая в созвездии Лисички 1988 г., Новая в созвездии Мухи 1991 г., см. обзор Танака и Шибазакки, 1996) с быстрым, в течение нескольких дней, нарастанием потока и квазиэкспоненциальным спадом с характерным временем 30–40 дней. В максимуме потока источник имел двухкомпонентный спектр, состоящий из мягкой компоненты, описываемой моделью многоцветного диска с температурой внутреннего края холодной области диска  $T_{in} \sim 0.8$  кэВ, и жесткого степенного хвоста, доминирующего на энергиях выше 10 кэВ. Предварительный анализ наблюдений этой области неба обсерваторией ВерроSAX не обнаружил рентгеновских всплесков от ХТЕ J1755–324 (Убертини, 1997, частное сообщение). Наблюдения в радиодиапазоне, проведенные 18 августа 1997 года, не обнаружили значимого радио излучения от источника вплоть до уровня  $\sim 0.3$  мЯн (Огли, Эш, Фендер, 1997). Оптическое затухание в направлении на источник, соответствующее  $N_H \sim 3.7 \times 10^{21}$  см $^{-2}$  (Дикки, Локман 1990), должно быть порядка  $A_v \sim 2$ , однако, наблюдения источника в оптическом диапазоне не проводились.

Общая информация о наблюдениях ХТЕ J1755–324 в рамках серии наблюдений Галактического Центра телескопом СИГМА, а также потоки от источника в разных энергетических диапазонах приведены в табл. 3.1. Общая информация о наблюдениях источника ХТЕ J1755–324 обсерваторией RXTE приведена в табл. 3.2.

Табл. 3.1. Наблюдения источника ХТЕ J1755–324 телескопом СИГМА в сентябре 1997 г.

#	UT	Время экспозиции часы	Поток	
			35–75 кэВ мКраб	75–150 кэВ мКраб
952	16.4–18.2	30	83 ± 22	27 ± 26
953	18.7–20.2	30	50 ± 19	43 ± 24
954	20.3–22.2	18	44 ± 25	–48 ± 31
955	22.8–24.2	28	40 ± 20	25 ± 25
956	24.3–26.3	39	16 ± 17	–9 ± 21
952–955	16.4–24.2	106	54 ± 11	12 ± 13

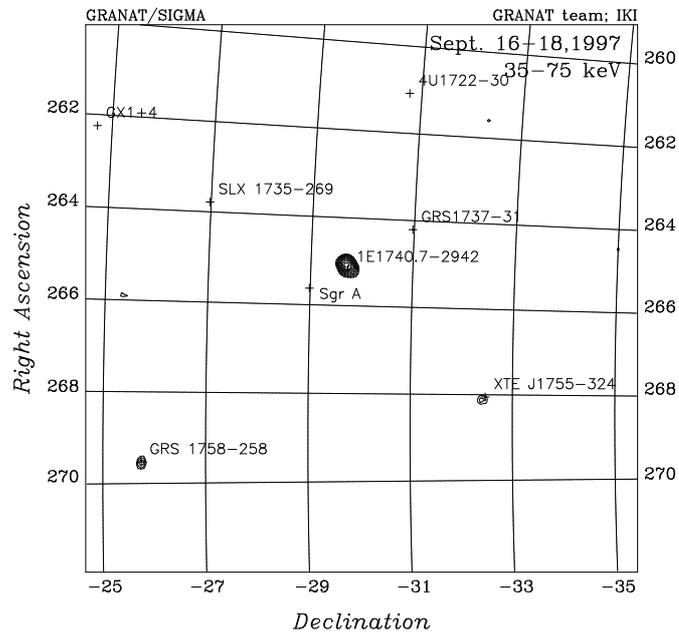
Табл. 3.2. Наблюдения источника ХТЕ J1755–324 обсерваторией RXTE.

#	Набл. ID		Начало, UT	Время экспозиции <sup>a</sup> , с	
	20425-01-...	Дата		РСА	HEXTE <sup>b</sup>
1	01-..	29/07/97	05:17:20	767	360
2	02-00	01/08/97	05:19:12	1993	628
3	03-00A	06/11/97	15:00:00	16	-
4	03-03S	06/11/97	15:34:02	652	735
5	04-00	12/11/97	15:38:08	3039	1673

<sup>a</sup> – Скорректировано на мертвое время

<sup>b</sup> – Время для каждого HEXTE кластера

Рис. 3.1. Изображение области Галактического Центра в диапазоне 35–75 кэВ ( $\sim 10.0^\circ \times 10.0^\circ$ ) по данным телескопа СИГМА 16–18 сентября 1997 г. Контуры (отношение амплитуды сигнала к амплитуде шума) нарисованы с  $3\sigma$  с интервалом  $0.5\sigma$



### 3.2 Наблюдения обсерватории “Гранат”

Рентгеновский телескоп СИГМА орбитальной обсерватории “Гранат” начал серию наблюдений Галактического Центра 16 сентября 1997, примерно через 50 дней после первичного максимума кривой блеска XTE J1755–324. На рис.3.1 показана карта участка неба размером  $\sim 10.0^\circ \times 10.0^\circ$  вокруг Галактического Центра, полученная по данным наблюдений телескопа СИГМА 16–18 сентября 1997 г. Во время сентябрьской серии наблюдений 1997 г. телескопа СИГМА самыми яркими объектами в жестком рентгеновском диапазоне (30–150 кэВ) были два известных источника – 1E1740.7–2942 и GRS 1758–258 (см. рис. 3.1)

Третим по яркости источником являлся XTE J1755–324. Новый жесткий рентгеновский источник был локализован телескопом СИГМА с точностью  $4'$ : R.A. =  $17^h 52^m 19^s$ , Dec. =  $-32^\circ.47$  (эпоха 1950), что отличается от положения, определенного прибором РСА обсерватории RXTE на  $2'$ . Самый большой поток от источника был зарегистрирован телескопом СИГМА в первом наблюдении 16–18 сентября 1997 г. В дальнейшем поток от источника постепенно уменьшался (см. табл.3.1). Чтобы увеличить статистическую значимость точек спектра, для спектральной аппроксимации мы использовали усредненные данные первых четырех наблюдений 16–24 сентября 1997 г. Полученный спектр может быть описан степенным законом с фотонным индексом  $\alpha = 3.0 \pm 0.5$  и спектральным потоком в диапазоне 35–150 кэВ  $F_{35-150keV} = (5 \pm 1) \times 10^{-10}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Архивные данные телескопа СИГМА не показали наличие значимого жесткого рентгеновского потока от источника за период 1990-1997 гг. с верхним пределом  $\sim 3$  мКраб, что в  $\sim 27$  раз меньше потока, наблюдавшегося от XTE J1755–324 осенью 1997 г.

### 3.3 Временная и спектральная эволюция XTE J1755–324 по данным обсерватории RXTE

По данным прибора ASM/RXTE кривая блеска источника была типичной для рентгеновских Новых — быстрый, в течении нескольких дней, подъем потока до максимума и последующий, сравнительно медленный спад (рис. 3.2). Детальный анализ показывает, что на кривой блеска есть особенности вблизи TJD 10675 и TJD 10710 (TJD — Truncated Julian Day=JD-240000.5), которые похожи на вторичный и третичный максимумы, часто наблюдающиеся у рентгеновских Новых. Если упомянутые особенности действительно являются вторичным и третичным максимумами, то время между первичным и последующими максимумами в потоке от источника XTE J1755–324 — самое короткое из когда либо наблюдавшихся ранее. Характерные времена экспоненциального спада потока — примерно 18 и 28 дней после первичного и вторичного максимумов соответственно — также одни из самых коротких для рентгеновских Новых.

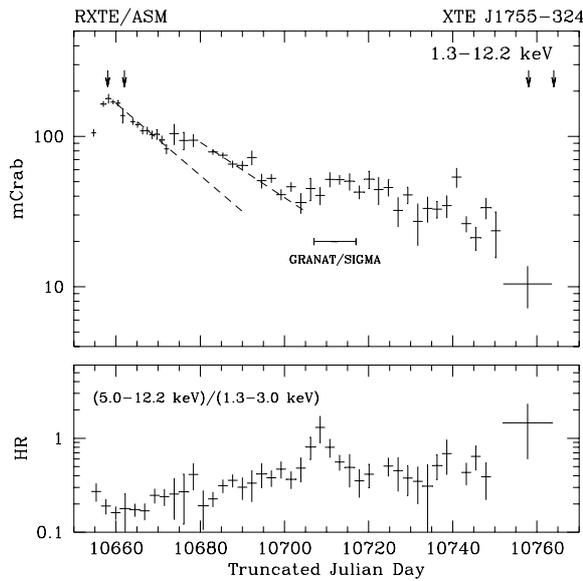


Рис. 3.2. Верхняя панель: Кривая блеска источника XTE J1755–324 по данным прибора RXTE/ASM в диапазоне 1.3–12.2 кэВ. Вертикальные стрелки показывают даты наблюдений спектрометров RXTE, сплошная горизонтальная линия показывает время наблюдений обсерватории “Гранат”. Пунктирные линии показывают аппроксимацию кривой блеска экспоненциальной зависимостью (см. текст). Нижняя панель: параметр жесткости  $(5.0–12.2 \text{ кэВ})/(1.3–3.0 \text{ кэВ})$  по данным прибора RXTE/ASM. Параметр жесткости  $\sim 1.0$  примерно соответствует спектру Крабовидной туманности.

В максимуме потока источник имел двухкомпонентный спектр (рис. 3.3). Наблюдения обсерватории RXTE 29 июля и 1 августа 1997 г. показали, что в стандартном рентгеновском диапазоне (3–10 кэВ) в спектре источника доминировала мягкая компонента, которую можно было приближенно аппроксимировать моделью многоцветного чернотельного аккреционного диска (Шакура, Сюняев, 1973; Мицуда и др., 1984) с температурой  $T_{in} \sim 0.77 \text{ кэВ}$  и внутренним радиусом оптически непрозрачной части аккреционного диска  $R_{in} \sim 30 \times (\cos\theta)^{-1/2} \text{ км}$ , где  $\theta$  — угол наклона плоскости аккреционного диска (предполагая расстояние до источника 8.5 кпк). На энергиях выше 10 кэВ преобладал жесткий степенной хвост до  $E > 30 \text{ кэВ}$  с фотонным индексом  $\alpha \sim 2.0$ . Однако, надо отметить, что величина  $\chi^2$ , посчитанная по данным наблюдения 1 августа 1997 г. для двухкомпонентной модели — излучение

многоцветного аккреционного диска + степенной спектр — довольно велика (121 для 54 степеней свободы). Наиболее значимые отклонения данных от модели лежат в диапазоне 5–8 кэВ и существенно превышают неопределенности в текущей калибровке прибора РСА. Добавление широкой эмиссионной линии на энергии 6.4 кэВ в качестве третьей компоненты модели существенно улучшает качество аппроксимации ( $\chi^2 \sim 33$  для 52 ст. св.). Изменение положения линии с 6.4 кэВ (линия нейтрального железа) до 6.7 кэВ (линия гелиеподобного железа) не влияет существенно на значения остальных параметров. Поток в линии, 1–2 фот/с/см<sup>2</sup>, существенно превышает поток в линии 6.7 кэВ, связанной с Галактическим диффузным излучением, который можно оценить по результатам наблюдений обсерватории ГИНГА (Ямаучи, Кояма 1993). Тем не менее, нужно учесть, что из-за сложной формы спектра в этом диапазоне и большой ширины линии ее параметры сильно зависят от предполагаемой модели континуума. Более того, само присутствие такой особенности в спектре ХТЕ J1755–324 может являться следствием использования неадекватной модели для описания непрерывного спектра. В таблице 3.3 представлены параметры аппроксимации данных прибора РСА моделью, включающую эмиссионную линию.

Согласно данным спектрометра НЕХТЕ, во время первого наблюдения обсерватории RXTE (29 июля 1997 года) жесткий рентгеновский поток от источника не был статистически значимо зарегистрирован —  $2\sigma$  верхний предел на поток в диапазоне 15–80 кэВ составлял  $F_{15-80keV} < 1.3 \times 10^{-10}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Во втором наблюдении (1 августа 1997 г, большее время экспозиции) НЕХТЕ обнаружил слабый поток от источника на уровне  $\sim 10^{-10}$  эрг/с/см<sup>2</sup> (15–80 кэВ, статистическая значимость детектирования  $> 4\sigma$ ). Форма спектра источника по данным НЕХТЕ согласуется с экстраполяцией спектра, полученного прибором РСА — данные НЕХТЕ могут быть аппроксимированы степенным законом с фотонным индексом  $\alpha = 1.8_{-0.5}^{+0.7}$ . Следует отметить, что скорость счета фотонов от источника в этом наблюдении была очень мала ( $\approx 2$  отсч/с) по сравнению с фоновой скоростью счета ( $\approx 120$  отсч/с). Тем не менее, согласно исследованиям Ротшильда и др. (1997) систематическая ошибка вычисления фона стандартными процедурами, предоставленными группой НЕХТЕ, составляет меньше 0.5% (для нашего случая 0.5–0.6 отсч/с), т.о. мы полагаем, что спектр источника по данным НЕХТЕ, приведенный на рис. 3.3 (левый рисунок) не был сильно искажен неточностями вычисления приборного фона.

Спектр источника в это время был похож на спектры некоторых рентгеновских Новых в максимуме их блеска, таких, например, как рентгеновская Новая в созвездии Лисички (Сюняев и др., 1988), рентгеновская Новая в созвездии Мухи (Гильфанов и др., 1991, Такизава и др., 1997), KS/GRS 1730–312 (Трудолюбов и др., 1996), GRS 1739–278 (Бороздин и др., 1998; см. также предыдущую часть диссертации) за исключением несколько меньшего значения фотонного индекса жесткой степенной компоненты.

Согласно данным прибора РСА не было обнаружено статистически значимой переменности рентгеновского потока источника в диапазоне 2–60 кэВ —  $2\sigma$  верхний предел на значение среднеквадратичной амплитуды вариаций потока в диапазоне частот  $10^{-2}$ – $10^2$  Гц составил  $\sim 1.5\%$  для первых двух наблюдений. Эта величина согласуется с малыми величинами амплитуды аperiодической переменности, которые

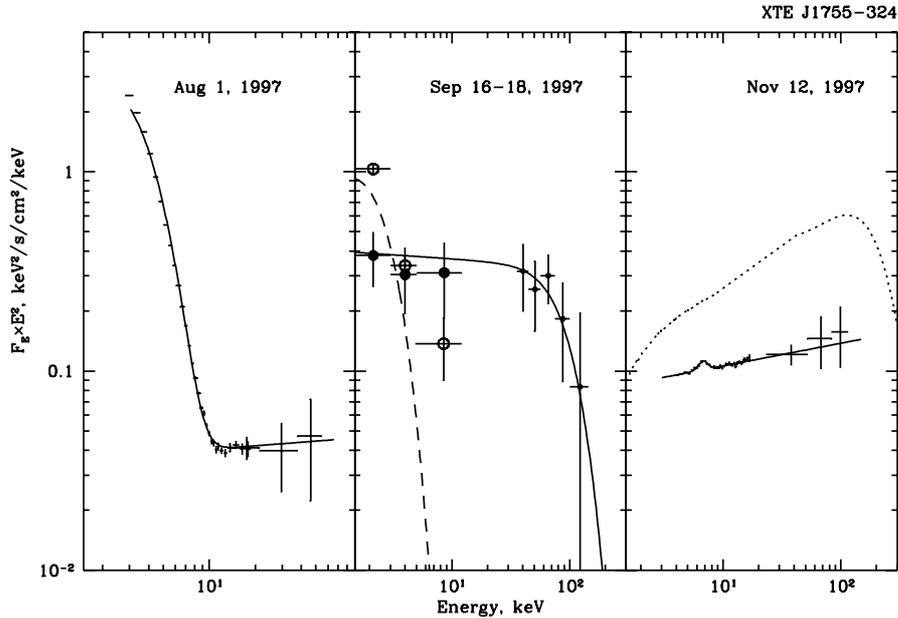


Рис. 3.3. Спектры излучения источника XTE J1755–324 в различном состоянии. Спектры на левом и правом рисунках получены по данным спектрометров PCA и HEXTE обсерватории RXTE, на среднем рисунке - по данным RXTE/ASM (1.3–12.2 кэВ) и “Гранат”/СИГМА (35–150 кэВ). Открытые кружки на среднем рисунке показывают приблизительный спектр XTE J1755–324 перед и после всплеска жесткости (см. текст). Штриховая линия на среднем рисунке показывает модельный спектр мягкой компоненты источника с радиусом  $R_{in}$ , зафиксированным на значении 1 августа 1997 г., и температурой, нормированной в соответствии с уменьшением потока XTE J1755–324 в диапазоне прибора ASM (1.3–12.2 кэВ). Штриховая линия на правом показывает спектр источника Cyg X-1 в низком состоянии. Сплошные линии на каждом рисунке показывают спектры моделей, использовавшихся для аппроксимации данных.

наблюдаются у рентгеновских Новых в таком состоянии (см., например, Ебисава, 1991, Такизава и др., 1997). На высоких энергиях ( $> 10$  кэВ), где доминирует жесткая спектральная компонента верхний предел на амплитуду переменности потока источника достаточно велик —  $\sim 40\%(2\sigma)$ .

Спектральная эволюция источника показана на рис.3.2 (нижний рисунок), где приведена зависимость от времени показателя жесткости по данным прибора ASM/RXTE. Для спектра, приведенного на рис.2 (левый рисунок), жесткость, вычисленная как отношение скоростей счета ASM в диапазонах 5.0–12.2 кэВ и 1.3–3.0 кэВ может являться грубой характеристикой относительного вклада мягкой и жесткой спектральных компонент в величину потока от источника. Из рис. 3.2 (нижний рисунок) видно, что жесткость источника постепенно и достаточно плавно возрастала. Однако, также видно, что плавность подъема в районе TJD 10708 была прервана коротким всплеском жесткости ( $\sim 10$  дней), во время которого показатель жесткости достиг величины  $\approx 1.0$ , что для степенного спектра соответствует фотонному индексу  $\approx 2$ . В это самое время источник был зарегистрирован в жестких

Табл. 3.3. Параметры аппроксимации спектров источника ХТЕ J1755–324. Результаты обсерватории RXTE.

Модель многоцветного диска + степенной хвост + эмиссионная линия (данные PCA)								
#	$T_{in}$ кэВ	$R_{in}^a \cos(\theta)^{-1/2}$ , км	$E_{line}^b$ кэВ	$FWHM_{line}$ кэВ	$EW_{line}$ эВ	$F_{line}, 10^{-4}$ фот/с/см <sup>2</sup>	$\alpha$ 3–30 кэВ	$F^c$
1	$0.75 \pm 0.01$	$35.5 \pm 0.7$	6.4	$2.92 \pm 0.47$	$220 \pm 62$	$14.2 \pm 6.5$	$2.30 \pm 0.34$	$1.72 \pm 0.08$
2	$0.74 \pm 0.01$	$35.7 \pm 0.7$	6.4	$3.49 \pm 0.23$	$418 \pm 73$	$23.3 \pm 4.0$	$1.83 \pm 0.10$	$1.59 \pm 0.07$
Степенной закон + эмиссионная линия								
PCA						HEXTE		
	$\alpha$	$F_{3-30keV}^c$	$E_{line}$	$FWHM_{line}$	$EW_{line}$	$F_{line}$	$\alpha$	$F^c$ 15–150 кэВ
3	$2.01 \pm 0.06$	$0.49 \pm 0.01$						
4	$1.96 \pm 0.01$	$0.48 \pm 0.01$	$7.0 \pm 0.2$	$1.38 \pm 0.73$	$126 \pm 72$	$3.3^{+1.80}_{-0.96}$	$1.76 \pm 0.15$	$0.29 \pm 0.04$
5	$1.87 \pm 0.01$	$0.40 \pm 0.01$	$6.8 \pm 0.2$	$1.38 \pm 0.39$	$121 \pm 36$	$2.7 \pm 0.9$	$1.66 \pm 0.16$	$0.28 \pm 0.02$

–  $T_{in}$  – температура внутреннего края в модели многоцветного чернотельного аккреционного диска,  $R_{in}$  и  $\theta$  – модельный радиус внутренней границы диска и его наклонение,  $E_{line}$ ,  $FWHM_{line}$ ,  $EW_{line}$  и  $F_{line}$  – положение, ширина, эквивалентная ширина и поток в эмиссионной линии,  $\alpha$  – фотонный индекс степенной компоненты.

<sup>a</sup> – предполагая расстояние до источника 8.5 кпк

<sup>b</sup> – спектральный поток в единицах,  $10^{-9}$  эрг/с/см<sup>2</sup>.

рентгеновских лучах (35–75 кэВ) телескопом СИГМА орбитальной обсерватории “Гранат”.

### 3.4 Дальнейшая эволюция источника

По данным телескопа СИГМА источник ХТЕ J1755–324 в диапазоне 35–150 кэВ во время периода всплеска жесткости источника в сентябре 1997 г. имел степенной спектр с фотонным индексом  $\alpha \sim 3.0$ . Несмотря на то, что в нашем распоряжении нет данных с хорошим спектральным разрешением на энергиях ниже 30 кэВ, мы можем использовать скорости счета прибора ASM в трех широких спектральных каналах для получения примерной формы спектра источника в диапазоне 1.3–12.2 кэВ. Данные ASM и СИГМА могут быть примерно апроксимированы моделью комптонизированного излучения в облаке горячей плазмы с температурой  $T \sim 20$  кэВ и оптической толщиной  $\tau \sim 4$ . Одновременно с уменьшением жесткости, видимым по данным прибора ASM после TJD 10708, телескоп СИГМА зарегистрировал уменьшение жесткого рентгеновского потока (см. рис. 3.2) и, согласно данным ASM, источник вернулся в мягкое спектральное состояние (рис. 3.3).

Дальнейшее поведение жесткости источника менее определено из-за падения значимости потока, но, скорее всего, к ноябрю 1997 г. жесткость источника опять возросла до  $\sim 1$ .

Такой вывод был подтвержден последующими наблюдениями обсерватории

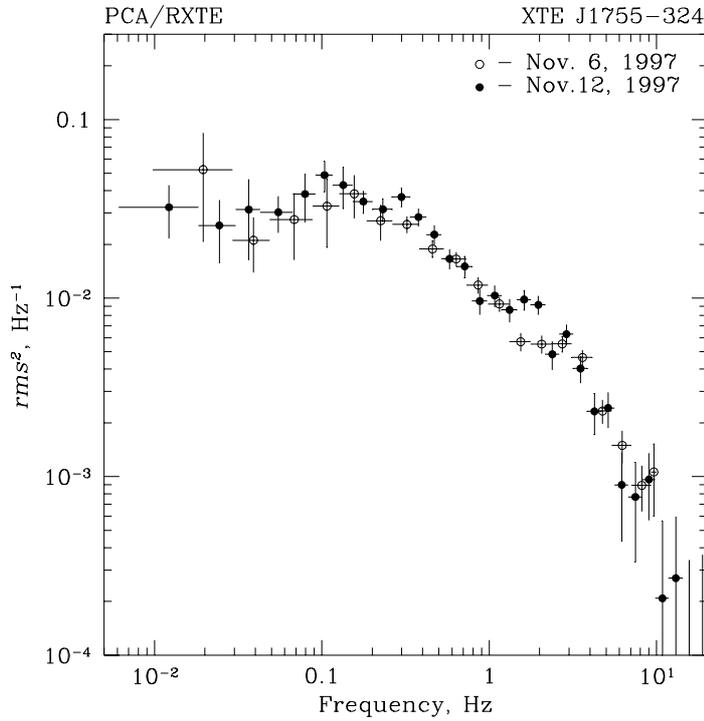


Рис. 3.4. Спектр мощности источника ХТЕ J1755–324 в двух последних наблюдениях обсерватории RXTE.

RXTE в ноябре 1997 г. Спектр источника, полученный приборами PCA и HEXTE во время наблюдения, которое было проведено в сканирующем режиме 6 ноября 1997 г., может быть описан степенным законом с фотонным индексом  $\alpha \sim 2.0$  вплоть до энергий  $\sim 100$  кэВ (рис.3.3). Сравнение спектров ХТЕ J1755–324, полученных 6 и 12 ноября 1997 г. показало, что уменьшение рентгеновского потока от источника сопровождалось некоторым повышением жесткости (см. таблицу 3.3).

К этому времени параметры хаотической переменности потока источника также претерпели существенные изменения — амплитуда среднеквадратических флуктуаций в диапазоне  $10^{-2}–10^2$  Гц составила  $rms = 24.04 \pm 1.5\%$  и  $rms = 22.4 \pm 1.0\%$  для наблюдений 6 и 12 ноября соответственно. Спектр мощности в это время имел вид типичный для низкого спектрального состояния кандидатов в черные дыры (рис.3.4).

На спектре источника ХТЕ J1755–324 в низком состоянии (рис.3.3, правый рисунок) явно видна особенность в районе 6–7 кэВ. Эта особенность может быть хорошо описана эмиссионной линией на энергии  $6.77 \pm 0.16$  кэВ и шириной, сравнимой со спектральным разрешением PCA ( $\sim 1$  кэВ). Поток в линии,  $\sim 2.7 \times 10^{-4}$  фот/с/см<sup>2</sup>, сравним с потоком, ожидаемым в этой области неба Галактической диффузной линии гелиеподобного железа 6.7 кэВ (Ямаучи, Кояма 1993). Таким образом, поток в линии и эквивалентная ширина, приведенные в таблице 3.3 должны рассматриваться только как верхний предел на значения собственной линии источника.

### 3.5 Обсуждение

Своим временным поведением и спектральной эволюцией источника ХТЕ J1755–324 похож на другие рентгеновские Новые, например на рентгеновскую Новую в созвездии Лисички 1988 (Сюняев и др., 1988), рентгеновскую Новую в созвездии Мухи 1991 (Гильфанов и др., 1991, Ебисава и др., 1994), KS/GRS 1730–312 (Трудолюбков и др., 1996), GRS 1739–278 (Бороздин и др., 1998):

1. Форма кривой блеска (быстрый подъем, квазиэкспоненциальный спад, вторичный и третичный максимумы — см. рис. 3.2) типична для рентгеновских Новых (см. обзор Танака, Шибасаки 1997)
2. Двухкомпонентный спектр и малая величина амплитуды флуктуаций рентгеновского потока в максимуме кривой блеска — хорошо известные признаки сверхвысокого состояния кандидатов в черные дыры — часто наблюдаются у рентгеновских Новых.

В спектре источника преобладала мягкая компонента, которая вносила больше, чем 90% в величину рентгеновского потока. Вид мягкой компоненты предполагает, что она обязана своим возникновением излучению оптически непрозрачных областей аккреционного диска. Параметры аппроксимации спектра мягкой компоненты моделью стандартного многотемпературного чернотельного диска показывают, что внутренний радиус оптически непрозрачной области диска находился достаточно близко к компактному объекту, однако надо иметь в виду, что полученный параметр радиуса внутренней границы непрозрачного диска сильно зависит от используемой модели, от расстояния до источника и угла наклона диска.

Предполагая, что спектр источника может быть аппроксимирован двухкомпонентной моделью, состоящей из модели излучения многоцветного оптически непрозрачного аккреционного диска и жесткого степенного хвоста, светимость источника в диапазоне 3–30 кэВ  $L_{3-30keV} \sim 1.3 \times 10^{37}$  эрг/с для расстояния до источника 8.5 кпк. Полная светимость источника в диапазоне 0.1–30 кэВ в предположении той же модели может быть оценена как  $L_{0.1-30keV} \sim 1 \times 10^{38}$  эрг/с. Эта величина близка к светимости кандидатов в черные дыры в сверхвысоком состоянии, что может служить признаком того, что принятое расстояние примерно соответствует правильному.

3. Отрицательная корреляция потока в стандартном рентгеновском диапазоне и жесткости перед и после первичного максимума (см рис.3.2). Кривая жесткости показывает, что спектр ХТЕ J1755–324 становился мягче по мере первичного возрастания потока. Похожее поведение наблюдалось у других рентгеновских Новых — GRS/GS 1124–64 (рентгеновская Новая в созвездии Мухи 1991, Такизава др 1997), KS/GRS 1730–312 (Трудолюбков и др 1996), GRS 1739–278 (Бороздин и др. 1998, см. предыдущую главу диссертации). Возможно, что это обусловлено возрастанием относительного вклада мягкой компоненты и ее абсолютной светимости, что, в свою очередь, было вызвано

увеличением темпа аккреции и соответствующим увеличением температуры диска.

После максимума кривой блеска жесткость спектра источника постепенно ослабла. Постепенное увеличение жесткости спектра также является общей особенностью эволюции спектров рентгеновских Новых, и, хотя в нашем случае у нас нет информации о спектре источника с хорошим спектральным разрешением, мы можем предположить, что это связано с уменьшением темпа аккреции и с соответствующим изменением температуры диска, за которым, обычно, следует переход в низкое спектральное состояние.

#### 4. Переход в низкое спектральное состояние

Сам переход источника в низкое спектральное состояние не наблюдался основными инструментами обсерватории RXTE, однако наблюдения источника в ноябре 1997 года показали, что как по спектральным характеристикам (рис. 3.3), так и по характеру аперриодической переменности (рис.3.4) источник находился в низком спектральном состоянии. Наблюдаемая светимость источника в диапазоне 3–100 кэВ была  $\sim 5 \times 10^{36}$  эрг/с, предполагая расстояние до источника 8.5 кпк.

Заметной и достаточно интересной особенностью эволюции источника ХТЕ J1755–324 был период кратковременного возрастания жесткости, который хорошо виден на кривой зависимости жесткости от времени (рис.3.2) в районе TJD 10708. Сравнение спектров источника, полученных в июле-августе и сентябре 1997 г. по данным обсерваторий RXTE и “Гранат” подтверждает факт сильной спектральной эволюции (рис.3.3). Наблюдения RXTE/HEXTE вблизи максимума кривой блеска (2 августа 1997 г) показали, что жесткий рентгеновский поток от источника в диапазоне 40–75 кэВ был на уровне  $F_{40-75keV} \sim 5 \times 10^{-11}$  эрг/с/см<sup>2</sup>. Относительный вклад жесткого степенного хвоста в полный поток от источника в диапазоне 3–25 кэВ был на уровне 8-9%. Величина жесткого рентгеновского потока измеренного телескопом “Гранат”/СИГМА составляет  $\sim 5 \times 10^{-10}$  эрг/с/см<sup>2</sup>, т.е. поток от источника в диапазоне 40–75 кэВ вырос примерно в 10 раз. В то же время, согласно данным прибора RXTE/ASM, поток от ХТЕ J1755–324 в диапазоне 1–12 кэВ упал в 4–5 раз (рис.3.2). Очевидно, что эти спектральные изменения не могут быть объяснены простым масштабированием спектра источника в соответствии со светимостью (см. п.3 выше). Более того, сравнение спектров по данным ASM до/после всплеска жесткости источника (рис.3.3, средний рисунок) ясно показывает, что не только возрос поток в верхнем энергетическом диапазоне (5.0–12.2 кэВ), но и упал в несколько раз поток в нижнем диапазоне (1.3–3.0 кэВ). В данных прибора ASM не видно признаков такой сильной мягкой спектральной компоненты, которая наблюдалась в спектре источника в максимуме кривой блеска.

Предполагая для источника степенной спектр с фотонным индексом  $\alpha \sim 2.0$  и экспоненциальным завалом на высоких энергиях (спектр комптонизированного излучения в облаке горячей плазмы с температурой  $T \sim 20$  кэВ и оптической толщиной по томсоновскому рассеянию  $\tau \sim 4$ ), который достаточно хорошо описывает точки ASM

и СИГМА в диапазоне 1.3–150 кэВ (сплошная кривая на рис.3.3, средний рисунок), светимость источника в диапазоне 1.3–150 кэВ  $L_{1.3-150\text{keV}} \sim 2 \times 10^{37}$  эрг/с, что близко к типичной величине светимости источников Cyg X-1 и 1E1740.7-2942 в низком состоянии (см., например, Сюняев, Трюмпер, 1979, Сюняев и др., 1991). В целом, спектр, наблюдавшийся приборами RXTE/ASM и “Гранат”/СИГМА в середине сентября 1997 г. типичен для низкого состояния кандидатов в черные дыры за исключением заметно меньшей комптонизационной температуры и большой толщи высокотемпературного облака. Возможное объяснение этого явления может быть в том, что начавшийся переход источника в низкое спектральное состояние был прерван повышением темпа аккреции, соответствующего третичному максимуму кривой блеска. Ключевой информацией для понимания природы этого всплеска жесткости могла бы быть информация о переменности рентгеновского потока от источника, но, к сожалению, обсерватория RXTE не проводила в это время наблюдения главными приборами (РСА или HEXTE).

Тип спектральной и временной эволюции ХТЕ J1755–324 характерен для “канонических” рентгеновских Новых, для которых наличие в их системах черных дыр доказано динамически, что позволяет предположить, что компактным объектом в двойной системе ХТЕ J1755–324 также является черная дыра.

### 3.6 Литература

- Бороздин и др. (Бороздин К.Н., Ревнивцев М.Г., Трудолюбов С.П., Александрович Н.Л.) // Письма в Астрон. Журн., 1998, т.24, с.507
- Брадт и др.(Bradt H., Swank J., Rothschild R.)// Astron. Astroph. Suppl. Ser., 1993, v.97, p.355
- Гильфанов и др. (Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., Чуразов Е.М., Павлинский М.Н., Гребенев С.А., Кремнев Р.С., Суханов К.Г., Кулешова Н.А., Голдвурм А., Балле Ж., Кордые Б., Поль Ж., Дэни М., Буше Л., Баррэ Д.)// Письма в Астрон. Журн., 1991, т.17, с.1059
- Гольдони и др. (Goldoni et al.)// Astrophys. J. 1998, готовится к печати
- Дикки, Локман (Dickey & Lockman)// Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1998, v.28, p.2
- Ебисава (Ebisawa K.)// 1991, ISAS N 483, PhD thesis
- Жанг, Ягода (Zhang W. & Jahoda K.)// 1996, <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/deadtime/deadtime.html>
- Мицуда и др. (Mitsuda K., Inoue H., Koyama K., Makishima K., Matsuoka M., Ogawara Y., Suzuki K., Tanaka Y., Shibasaki N., Hirano T.)// PASJ, 1984, v.36, p.741
- Огли, Эш, Фендер (Ogley R., Ash T., Fender R.)// 1997, IAU Circ. 6726
- Поль и др. (Paul J., Goldwurm A., Jourdain E., Roques J. P., Sunyaev R., Churazov E.)// , 1991
- Поль и др. (Paul J., Goldwurm A., Jourdain E., Roques J. P., Sunyaev R., Churazov E., Trudolyubov S., Revnivetsev M.)// IAU Circ., 6746, 1997
- Ремиллард и др. (Remillard R., Levine A., Swank J., Strohmayer T. 1997, IAU Circ. 6710

- Ротшильд и др (Rothschild R., Blanco P., Gruber D., Heindl W., MacDonald W., Mardsen D., Pelling M., Wayne L.)// *Astrophys.J.*, 1998. V.496.P538
- Старк (Stark M.)// 1997, <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/~stark/pca/pcabackest.html>
- Сюняев, Трюмпер (Sunyaev R. & Trumper J.)// *Nature*, 1979, v.279, p.506
- Сюняев и др.(Сюняев Р.А., Лапшов И.Ю., Гребенев С.А., Ефремов В.В., Каниовский А.С., Степанов Д.К., Юнин С.Н., Гаврилова Е.А., Лозников В.М., Прудкогляд А.В., Родин В.Г., Бабушкина О.П., Киселев С.В., Кузнецов А.В., Мелиоранский А.С., Смит А., Пармар А., Питч., Деберайнер С., Энглхаузер Я., Реппин К., Трюмпер И., Вогес В., Кендзиорра Е., Майзак М., Мони Б., Штауберт Р.)// *Письма в Астрон. Журн.*, 1988, т.14, с.771
- Сюняев и др. (Sunyaev R., Churazov E., Gilfanov M., Pavlinsky M., Grebenev S., Babalyan G., Dekhanov I., Yamburenko N., Bouchet L., Niel M., Roques J. P., Mandrou P., Goldwurm A., Cordier B., Laurent Ph., Paul J.)// *Astron. Astrophys.*, 1991, v.247, p.L29
- Такизава и др. (Takizawa M., Dotani T., Mitsuda K., Matsuba E., Ogawa M., Aoki T., Asai K., Ebisawa K., Makishima K., Miyamoto S., Iga S., Vaughan B., Rutledge R., Lewin W.)// *Astrophys. J.*, 1997, v.489, p.272
- Танака, Шибазак (Tanaka Y. & Shibasaki N.)// *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1997, v.34, p.607
- Трудолюбов и др. (Трудолюбов С.П., Гильфанов М.Р., Чуразов Е.М., Бороздин К.Н., Александрович Н.Л., Сюняев Р.С., Хавенсон Н.Г., Новиков Б.С., Варгас М., Голдвурм А., Поль Ж., Дэни М., Боррель В., Буше Л., Жордан Е., Рок Ж.-П.)// *Письма в Астрон. Журн.*, 1996, т.22, с.740
- Хейндл (Heindl W.)// 1996, [http://mamacass.ucsd.edu:8080/hexte/status/hexte\\_deadtime.html](http://mamacass.ucsd.edu:8080/hexte/status/hexte_deadtime.html)
- Убертини (Ubertini)// частное сообщение, 1997
- Шакура, Сюняев (Shakura N. & Sunyaev R.)// *Astron. and Astrophys.* 1973.V.24.P337
- Ягода (Jahoda K.)// 1998a, <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf.html>
- Ягода (Jahoda K.)// 1998б, [http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf\\_ft41.erratum](http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf_ft41.erratum)
- Ямаучи, Кояма (Yamauchi S. & Koyama K.)// *Astrophys.J.*, 1993, v.404, p.620

## Глава 4

# GS 1354–644

### 4.1 Введение

Последняя вспышка транзиентного источника X1354–644 была зарегистрирована монитором всего неба (ASM) обсерватории RXTE в начале ноября 1997 г. (Ремилард, Маршалл & Такешима 1998). Рентгеновский поток от источника постепенно вырос до 40–50 мКраб к середине ноября 1997 г., продолжал оставаться на примерно таком же уровне в течении месяца, а затем стал постепенно убывать. Максимальный поток жесткого рентгеновского излучения, который детектировался приборами BATSE (20–200 кэВ) (Хармон & Робинсон 1998) и HEXTE (20–250 кэВ) (Хейндл и др. 1998) был на уровне 150 мКраб.

Вслед за обнаружением источника в рентгеновских лучах были проведены наблюдения X1354–644 в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах (Кастро-Тирадо и др. 1998, Фендер и др. 1998, Сориа, Бессель & Вуд 1998). Спектроскопия оптического излучения (наблюдения в январе 1998 г.) показала наличие сильной линии  $H_{\alpha}$ , которая в течении серии наблюдений меняла свою форму с двухпиковой на однопиковую и обратно. Такое поведение линий очень похоже на то, которое наблюдалось при вспышке известного Галактического сверхсветового источника GRO 1655-40 во время его вспышки в 1996 г. и предполагает, что источником возникновения этой линии может быть аккреционный диск (Бакстон и др. 1998).

Краткая информация о наблюдениях источника в 1997-1998 гг. обсерваторией RXTE приведена в таблице 4.1.

### 4.2 Переменность

#### 4.2.1 Кривая блеска источника

Кривая блеска GS 1354–644 во время его вспышки в 1997-1998 гг. имела приблизительно треугольную форму, возможно, с неким плато вблизи максимума потока, как это часто наблюдается у рентгеновских транзиентов (см. например Лохнер & Руссель-Дюпре 1994, Хармон и др. 1994). Кривая блеска источника по наблю-

Табл. 4.1. Наблюдения GS 1354-644 обсерваторией RXTE.

#	Obs. ID	Date	Start time	TJD <sup>t</sup>	Exposure, sec.	
					PCA	HEXTE <sup>d</sup>
1	20431-01-01-01	18/11/97	00:28:32	10770.019	1672	-
2	20431-01-02-01,3	19/11/97	13:11:28	10771.553	5920	1812
3	20431-01-03-00	22/11/97	09:39:28	10774.402	6592	2601
4	20431-01-04-00	05/12/97	05:00:48	10787.209	6809	2053
5	20431-01-05-00	12/12/97	19:21:20	10794.806	6119	1969
6	30401-01-01-00	27/12/97	14:39:28	10809.610	6516	1896
7	30401-01-02-00	04/01/98	17:47:12	10817.741	7349	2321
8	30401-01-03-00	12/01/98	15:04:32	10825.628	6355	1932
9	30401-01-04-00	26/01/98	12:07:28	10839.505	6594	2191

<sup>d</sup> - время экспозиции было скорректировано на мертвое время детекторов, время приведено для каждого кластера HEXTE детекторов.

<sup>t</sup> - TJD=JD-244000.5, где JD – Юлианская дата

дениям монитора всего неба (2–12 кэВ) обсерватории RXTE показана на рис. 4.1. Если аппроксимировать кривую экспоненциальными функциями роста и спада, то получим, что рост происходил с характерным экспоненциальным временем  $20 \pm 2$  дня, а спад – с характерным временем порядка 40 дней. Измерения потока источника приборами PCA (2–30 кэВ) и HEXTE (20–100 кэВ) показаны на том же рисунке.

Из рисунка видно, что на спаде кривой блеска присутствует особенность, которую можно интерпретировать как “вторичный максимум”, который часто наблюдается у рентгеновских Новых (см. обзор Танака & Шибазакки 1996). Кривая блеска во время предыдущего всплеска активности этого источника в 1987 г. имела продолжительное плато с последующим спадом с характерным временем порядка 60 дней (Китамото и др. 1990). Максимальный поток источника во время всплеска 1997–1998 гг. по данным PCA (1–10 кэВ) составлял примерно  $\sim 1.1 \times 10^{-9}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ , что примерно в 3 раза ниже, чем максимальный поток, зарегистрированный обсерваторией GINGA в 1987 г. (Китамото и др. 1990).

## 4.2.2 Быстрая переменность

Данные PCA показали сильную переменность потока источника – на масштабах 10–20 сек поток изменялся в 2–3 раза.

Очень эффективным методом исследования быстрой переменности является метод Фурье гармоник (см. детальное обсуждение в обзорах ван дер Кулис 1989, 1995) – исследования спектров мощности (СМ) рентгеновского потока. СМ потока

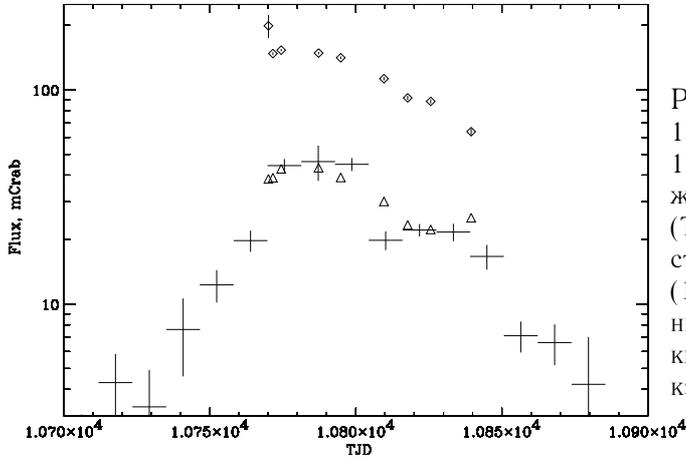


Рис. 4.1. Кривая блеска GS 1354–644 во время вспышки 1997–1998 гг. Время отложено в Truncated Julian Dates (TJD=JD-2440000.5). Кресты показывают данные ASM (1.3–12.2 кэВ), треугольники – PCA data (3–20 кэВ), квадраты – HEXTE (20–100 кэВ).

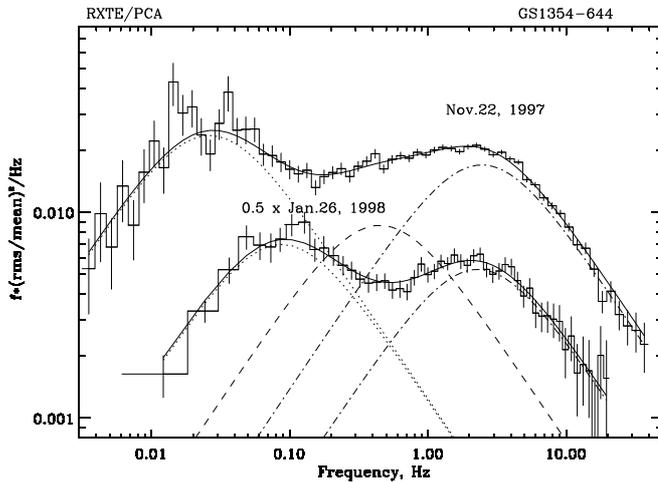


Рис. 4.2. Спектры мощности потока GS1354–644 в двух наблюдениях. Сверху – спектр мощности наблюдения #3; снизу – #9. Три компоненты модели (см. таблицу 4.2 и текст) показаны пунктирной, штриховой и штрихпунктирной линиями соответственно. Спектр мощности наблюдения #9 был домножен на 0.5 для ясности.

GS1354–644 по данным PCA могут быть описаны суммой нескольких “частотно ограниченных” компонент, каждая из которых представляет собой константу ниже определенной “частоты слома”, а выше её спадает по закону  $P \sim f^{-2}$ . СМ наблюдений #3 и #9 показаны на рис. 4.2.

Спектры мощности были нормализованы к величинам “относительный средний квадрат отклонения” – squared fractional rms. Из полученных СМ была вычтена компонента, соответствующая Пуассоновскому шуму (с поправками на мертвое время инструмента). На рисунке мы приводим график в единицах  $f \times (rms/mean)^2$  – частота. Такое представление СМ наглядно показывает относительный вклад различных частот в полную rms-переменность потока источника.

Мы аппроксимировали СМ суммой функций вида  $\sim (1 + (f/f_{br})^2)^{-1}$ , которые являются спектрами мощности всплесков  $s(t) \sim \exp(-(t-t_0)/\tau)$ , для  $t > t_0$ ,  $\tau = 1/(2\pi f_{br})$ , или, проще говоря, просто спектрами мощности экспоненциальных всплесков. СМ наблюдений #5–9 довольно хорошо аппроксимируются двухкомпонентной

Табл. 4.2. Параметры аппроксимации спектров мощности GS 1354–644 (3–60 кэВ,  $10^{-3}$ –20 Гц),

Набл.	$rms_{total}$ %	Частота <sub>1</sub> $10^{-2}$ Гц	$rms_1$ %	Частота <sub>2</sub> Гц	$rms_2$ %	Частота <sub>3</sub> Гц	$rms_3$ %	$\frac{\chi^2_{100}}{100}$
1	$39.2 \pm 2.6$	$8.2 \pm 0.9$	$27 \pm 2$	$0.39 \pm 0.23$	$16 \pm 6$	$2.31 \pm 0.18$	$23 \pm 1$	1.4
2	$32.5 \pm 1.1$	$2.5 \pm 0.2$	$16 \pm 1$	$0.36 \pm 0.05$	$15 \pm 1$	$2.27 \pm 0.10$	$20 \pm 1$	1.6
3	$31.8 \pm 1.3$	$2.6 \pm 0.2$	$14 \pm 1$	$0.47 \pm 0.06$	$16 \pm 1$	$2.55 \pm 0.10$	$23 \pm 1$	1.2
4	$31.5 \pm 1.2$	$5.8 \pm 0.4$	$18 \pm 1$	$0.72 \pm 0.17$	$12 \pm 1$	$2.87 \pm 0.16$	$23 \pm 1$	1.1
5	$29.8 \pm 1.2$	$7.5 \pm 0.3$	$19 \pm 1$	-	-	$2.30 \pm 0.04$	$23 \pm 1$	1.5
6	$29.4 \pm 1.7$	$9.5 \pm 0.3$	$19 \pm 1$	-	-	$2.37 \pm 0.05$	$23 \pm 1$	1.4
7	$28.9 \pm 2.3$	$9.6 \pm 0.3$	$18 \pm 2$	-	-	$2.48 \pm 0.05$	$23 \pm 1$	1.2
8	$33.2 \pm 2.6$	$10.1 \pm 0.3$	$23 \pm 2$	-	-	$2.50 \pm 0.06$	$24 \pm 2$	1.3
9	$34.9 \pm 4.1$	$9.1 \pm 0.3$	$27 \pm 2$	-	-	$2.27 \pm 0.07$	$22 \pm 2$	1.2

- Спектры мощности аппроксимировались трехкомпонентной моделью, каждая компонента представляет собой функцию вида  $\sim \frac{1}{1+(\frac{f}{break_x})^2}$ , что соответствует СМ обычного экспоненциального всплеска. В наблюдениях #6–#9 средняя компонента не была значима.

- неопределенность в величине фонового потока была учтена при вычислении неопределенностей величин  $rms$

моделью, однако первые 4 наблюдения требуют введения 3-ей, дополнительной, компоненты. Получившиеся параметры аппроксимации СМ приведены в таблице 4.2. Используемая модель и получившиеся параметры очень близки к полученным для других Галактических черных дыр (см. например Новак и др. 1999а; Новак, Вилмс & Дав 1999; Гроув и др. 1998) и нейтронных звезд (Олив и др. 1998а) в низком состоянии. Величина частоты первого слома существенно эволюционирует со временем – вблизи максимума кривой блеска она была минимальной, после чего стала расти. Положение же высокочастотного слома, напротив, было довольно стабильным.

Зависимость величины  $rms$  спектра мощности в полном диапазоне частот ( $10^{-3}$ –50 Hz) от энергии показана на рис. 4.4. Зависимость полной  $rms$  переменности от энергии будет обсуждаться позднее.

### 4.2.3 Модель “вспышечного шума” – Shot noise

Сильная аperiodическая переменность была обнаружена в рентгеновском потоке многих Галактических двойных систем в низком/жестком спектральном состоянии. Следуя методу, разработанному в статье Террела (1972) для результатов на-

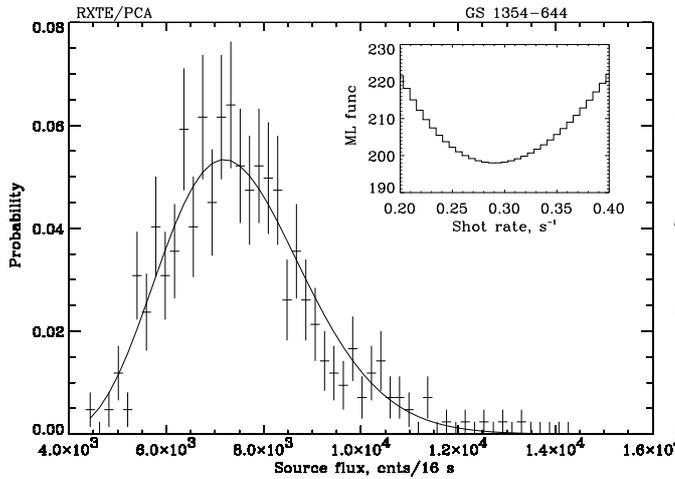


Рис. 4.3. Плотность вероятности рентгеновского потока GS 1354–644, интегрированного за 16 сек (наблюдение #3). Зависимость величины функции максимального правдоподобия от скорости чередования вспышек показана в правом верхнем углу. Полученная скорость чередования длинных вспышек  $\sim 0.3$  вспышки/сек.

блюдений Cyg X-1, такая переменность может быть представлена в рамках модели “вспышечного шума” — shot noise (см. также Лохнер, Свонк & Шимковьяк 1991). В этой модели предполагается, что кривая блеска источника состоит из набора отдельных вспышек. Вообще говоря, вспышки могут иметь различные формы и энергетические спектры, они могут так же влиять друг на друга, однако, обычно принимают несколько упрощающих предположений. Можно предположить, что существует лишь малый набор вида вспышек (например 1, 2 или 3) и что все вспышки одного вида идентичны. Если также предположить, что все вспышки происходят независимо друг от друга, то анализируя кривую блеска источника можно определить некоторые их параметры.

На основе СМ рентгеновского потока GS1354–644 можно предположить, что его кривая блеска состоит из набора вспышек 2 или 3 основных типов, характерное время которых можно определить из вида СМ:  $\tau = 1/(2\pi f_{br})$  (см. таблицу 4.2).

Анализ спектров мощности не может нам дать всю информацию о вспышках - из спектров мощности невозможно определить частоту их следования, т.е. сколько вспышек происходит в определенный отрезок времени. Для того, чтобы определить эту величину мы использовали распределение потока в кривой блеска источника. Для того, чтобы избежать влияния Пуассоновских флуктуаций потока на форму плотности вероятности полученного распределения мы выбрали ширину интервала по оси потока равную удвоенной амплитуде стандартных пуассоновских потоковых вариаций. Плотность вероятности рентгеновского потока, интегрированного за 16 сек представлена на рис. 4.3.

16 сек кривая блеска в нашем случае служит лишь для исследования длинных вспышек. СМ GS 1354–644 показывает, что длинные и короткие вспышки вносят примерно одинаковый вклад в полную переменность источника (т.е. интегрированную по всем частотам), однако короткие вспышки дают очень малый вклад в переменность на частотах ниже 0.1 Гц — переменность коротких вспышек на таком масштабе, так сказать, “замывается”.

Форма СМ говорит о том, что характерные времена длинных вспышек порядка

2-5 сек, в то время как мы исследуем кривую блеска, интегрированную по 16 сек. В этом случае мы можем приблизительно считать, что все вспышки у нас мгновенные и их распределением является распределение Пуассона (мы предположили, что все вспышки у нас одинаковые и независимые, средняя частота их чередования постоянна). Если бы скорость чередования вспышек была бы большой, то, согласно центральной предельной теореме, мы могли бы ожидать, что наша плотность вероятности величины потока будет симметричной гауссовой функцией. Однако это не так для нашего полученного распределения. По форме функции плотности вероятности можно предположить, что распределением является распределение Пуассона с малым числом  $\lambda + \text{константа}$ . Мы аппроксимировали полученную плотность вероятности этой функцией пользуясь методом максимального правдоподобия. В данном случае метод максимального правдоподобия является наиболее правильным методом по сравнению с широко распространенным методом минимизации величины  $\chi^2$ , поскольку мы имеем дело с малой статистикой. Полученный параметр скорости чередования вспышек  $\simeq 0.3$  вспышки/сек и доля постоянной компоненты  $\simeq 50-70\%$ . Надо отметить, что величина постоянной компоненты, полученная этим методом, может не означать поток действительной постоянной компоненты. В полученную величину  $\simeq 50-70\%$  большой вклад может вносить интегрированный поток короткомасштабных вспышек. Т.о.  $\simeq 50-70\%$  надо понимать лишь как верхний предел на поток вклад возможной постоянной компоненты <sup>1</sup>.

Количество отсчетов РСА в индивидуальной вспышке  $\sim 500$  отсч/вспышку для первых наблюдений и эта величина падает до  $\sim 200$  к последнему наблюдению всплеска 1997–1998 гг. Аппроксимация полученной плотности вероятности величины потока использованной моделью показана на рис.4.3. Скорость чередования вспышек  $\simeq 0.3$  вспышки/сек (а значит параметр перекрытия вспышек равен  $\sim \lambda\tau \sim 1$ ) означает, что переменность источника на масштабах десятков и сотен секунд обязана своим происхождением сериям мощных вспышек с большим энерговыделением.

К сожалению, мы не можем провести анализ частоты следования коротких вспышек при помощи этого же метода, поскольку плотность вероятности потока на масштабах 0.01-0.1 сек сильно зависит от вклада как коротких, так и длинных вспышек. Ситуация так же осложняется влиянием формы самих вспышек на вид функции распределения. Однако, величина интегрированного среднего квадрата отклонения (*rms*) позволяет нам приблизительно оценить параметр перекрытия вспышек ( $\lambda\tau$ ) по методу, описанному в работе Вихлинина и др. (1995), а, следовательно, и их частоту следования. Оцененная величина частоты следования коротких вспышек составляет  $\sim 10-15$  вспышек/сек.

Физическое происхождение вспышек до сих пор остается неясным. Если мы предположим, что экспоненциальный профиль вспышки формируется в результате прохождения излучением комптонизирующего облака <sup>2</sup>, то мы можем провести сле-

<sup>1</sup>В действительности нами был проведен анализ вариаций потока на масштабах 0.1–0.01 сек, который показал, что в определенные моменты времени поток источника был в  $\sim 10$  раз меньше среднего значения потока за сеанс. Это автоматически сдвигает верхний предел на постоянную потоковую компоненту до  $\sim 10\%$

<sup>2</sup>в случае если время пролета светом геометрического размера облака оказывается порядка обрат-

дующую проверку. Фотоны с большей энергией в этом случае должны испытывать в облаке больше рассеяний и, следовательно, иметь более сглаженную кривую блеска — амплитуда  $rms$  кривой блеска должна уменьшаться с энергией. Это мы и наблюдаем (см. рис. 4.4a). Однако, амплитуда переменности, полученная интегрированием спектра мощности до частоты слома в спектре мощности, не должна падать с энергией, поскольку на таких малых частотах разброс времен прихода фотонов из-за рассеяний в комптонизирующем облаке ничтожен — спектр мощности не чувствует влияния рассеяния, спектр мощности не должен зависеть от частоты на таких временных масштабах. Мы проверили это предположение для GS 1354–644, однако оказалось, что статистической значимости результата не хватает на то, чтобы с определенностью утверждать наличие спада в зависимости  $rms$ -энергия или его отсутствие (рис.4.4b). Чтобы прояснить этот вопрос, мы исследовали аналогичную зависимость для гораздо более яркого источника этого класса — Cyg X-1 — который по всем своим свойствам — аналог GS 1354–644. Из рис.4.4b явно виден спад  $rms$  с энергией. Этот результат напрямую противоречит утверждению, что слом в спектре мощности рентгеновского потока черных дыр в низком состоянии обязан своим происхождением влиянию комптоновского рассеяния.

#### 4.2.4 Фазовые задержки в кривых блеска GS1354-644

Мы вычислили частотно зависимые фазовые задержки для кривых блеска GS1354-644 в различных энергетических диапазонах в соответствии с методом описанным, например, в статье Новак и др. (1999a), см. рис. 4.5. Из-за слабости источника мы были вынуждены усреднить результат по почти всем наблюдениям GS 1354–644 — с #2 по #9. — для увеличения значимости. Полная используемая экспозиция в этом случае составила  $\sim 48$  ксек. Неопределенность фазовой задержки определялась по функции плотности вероятности этой величины. Из рисунка хорошо видно, что зависимость “частота — фазовая задержка” очень похожа на такие же зависимости для потока других Галактических компактных источников в низком состоянии (см. напр. Новак и др. 1999a, Гроув и др. 1998, Форд и др. 1999)

### 4.3 Энергетический спектр

Энергетический спектр GS 1354–644 во время всплеска 1997–1998 гг. может быть приблизительно описан степенным законом с наклоном  $\alpha \sim 1.5$  и экспоненциальным завалом на энергиях  $\sim 50$  кэВ. Такие спектры типичны для Галактических компактных источников в низком/жестком спектральном состоянии. Общепринятым механизмом формирования излучения в таком состоянии считается комптонизация излучения в облаке горячей оптически тонкой плазмы (Сюняев & Титарчук 1980)

---

ной частоты слома на спектре мощности этот механизм может быть весьма вероятен, см. напр. Хуа, Казанас & Титарчук 1997. Однако существование такого огромного облака с большим энерговыделением и большой температурой представляется весьма сомнительным, см. также Nowak et al. 1999

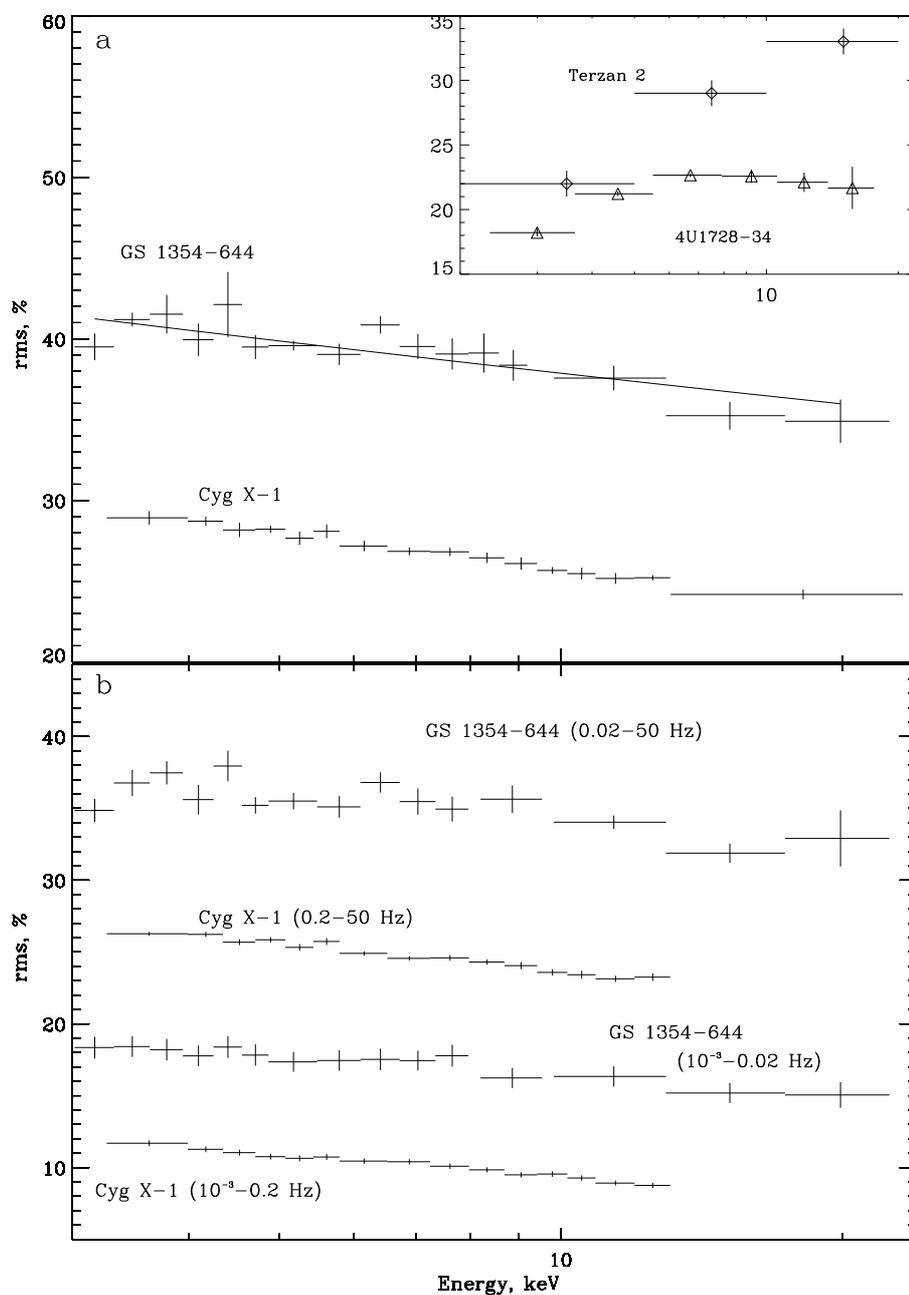


Рис. 4.4. Сверху(а): зависимость относительной амплитуды переменности ( $\% rms$ ) рентгеновского потока GS1354–644, интегрированной в частотном диапазоне  $10^{-3}$ –40 Hz от энергии (наблюдение #3). Для сравнения показаны аналогичные зависимости для источников Cyg X-1, 4U1728-34 и Terzan 2 (Olive et al., 1998a). Снизу (b): зависимость от энергии относительной амплитуды переменности потока источников в разных частотных диапазонах (интегрированных до и после слома в спектре мощности). Показаны зависимости для потоков GS 1354–644 и Cyg X-1.

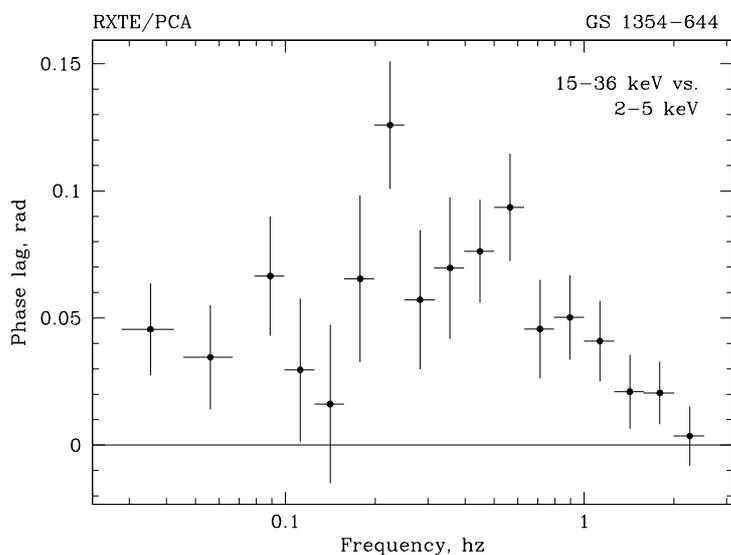


Рис. 4.5. Фазовые задержки между кривыми блеска в диапазонах 2–5 кэВ и 5–36 кэВ как функция Фурье частоты

В таблице 4.3 мы представляем параметры аппроксимации широкополосных спектров GS 1354–644 различными моделями. Параметры аппроксимации спектров HEXTE (20–170 кэВ) приведены в таблице 4.4. Мы объединили спектры наблюдений 2–5 и 6–9 для увеличения статистической значимости получаемых параметров.

Используя объединенные данные PCA и HEXTE мы обнаружили, что неопределенности во взаимной калибровке этих двух инструментов некоторым образом влияют на величины получающихся параметров. Точнее говоря, наклон спектров, определяемый по HEXTE, оказывается систематически меньше, чем величина, получаемая при аппроксимации данных PCA, даже если при аппроксимации используются одинаковые энергетические диапазоны. Т.о., используя подход, описанный в работе Вилмс и др.(1999), при аппроксимации объединенных спектров мы фиксировали разницу в наклонах PCA и HEXTE на величине 0.08. В таблице 4.3 мы приводим значения наклонов по PCA.

Результаты аппроксимации показывают, что в спектре GS 1354–644 значимо присутствует линия на энергии  $\sim 6.4$  кэВ – флуоресцентная линия нейтрального железа – и отраженный континуум на энергиях 20–30 кэВ (Баско, Сюняев & Титарчук 1974, Джорж & Фабиан 1991, Мадзиарз & Здзярский 1995). При вычислении спектра отраженного континуума использовалась модель *pexrav* пакета *XSPEC*. Для вычисления спектра комптонизированного излучения мы использовали классическую модель *compST* (Сюняев & Титарчук 1980) и более общую и современную модель *compTT* (Титарчук 1994).

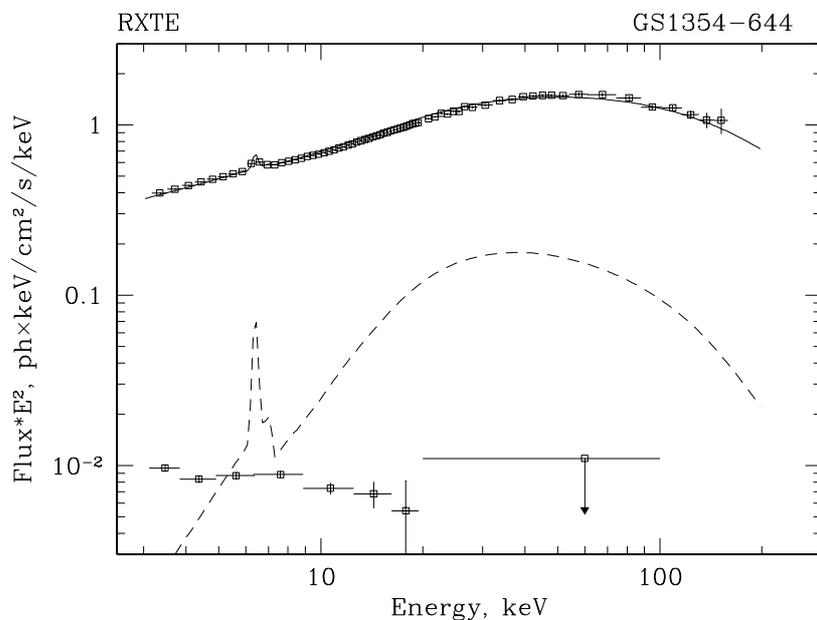


Рис. 4.6. Энергетический спектр GS 1354-644 вблизи максимума кривой блеска во вспышке 1997–1998 гг. Сплошной линией показана модель спектра — комптонизированное излучение с отражением от нейтральной среды + флуоресцентная линия железа на энергии 6.4 кэВ. Нижний спектр — спектр источника в выключенном состоянии (ноябрь 1998 г.).

### 4.3.1 Спектральная эволюция

Для изучения спектральной эволюции источника в течении всплеска мы использовали “метод отношений” — исследовались не сами энергитические спектры, а их отношения. Выгода этого метода перед обычной аппроксимацией спектров в разное время основана на том, что основную неопределенность знания величины спектрального параметра дают калибровочные неопределенности матрицы отклика. Таким образом, оказывается, что, несмотря на то, что ошибка на абсолютную величину, например, наклона степенного спектра, может быть велика, относительные изменения этого параметра мы можем проследить с гораздо лучшей точностью.

Мы использовали этот метод для исследования спектральной эволюции как в течении всей вспышки, так и внутри отдельных наблюдений (зависимость спектра от величины рентгеновского потока). Во всех случаях отношение спектров можно было аппроксимировать степенным законом  $E^\beta$  несмотря на сложность начального спектра. Мы использовали наклон  $\beta_1$  когда метод использовался для сравнения спектров усредненных наблюдений и  $\beta_2$  при сравнении спектров малого потока со спектрами с высоким потоком внутри отдельных наблюдений.

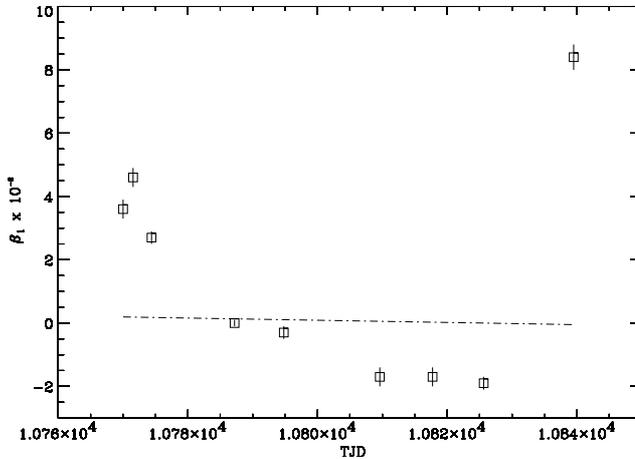


Рис. 4.7. Зависимость наклона “спектра отношений” от времени (см. текст). Спектр #4 был выбран за эталон. Штрих-пунктирная линия показывает аппроксимацию тренда изменения показателя степени за счет изменения параметров детектора на основе анализа наблюдений Крабовидной туманности.

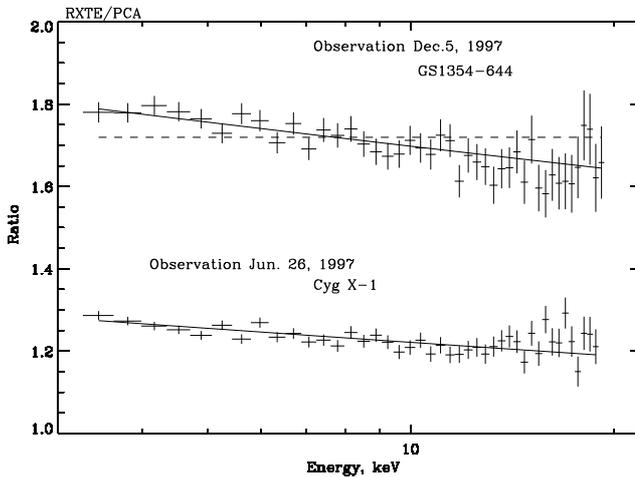


Рис. 4.8. Отношение спектров GS1354–644 (наблюдение #4) с большим потоком к спектрам с маленьким потоком (см. текст). Для сравнения приведен также аналогичный спектр для наблюдения Cyg X-1. В обоих случаях более яркому спектру соответствует более мягкий спектр.

При анализе усредненных наблюдений мы делили исследуемый спектр на спектр наблюдения #4. Единственной систематической неопределенностью при использовании описанного метода является влияние эволюции параметров самого детектора. Чтобы оценить влияние этого систематического тренда, мы приложили метод к наблюдениям Крабовидной туманности в исследуемый отрезок времени. Результат показал, что влияние эволюции параметров детектора пренебрежимо мало по сравнению с эффектом полученным для GS 1354–644 (см. рис. 4.7)

В течении вспышки спектр GS1354–644 постепенно смягчал, за исключением резкого увеличения жесткости в последнем наблюдении (#9). Никаких очевидных корреляций жесткости спектра с величиной рентгеновского потока замечено не было. Более того, спектры с одинаковым потоком, но полученные в разные времена, демонстрировали разные наклоны спектров (см. параметры  $\beta_1$  в таблице 4.5).

Этот же метод был применен для исследования зависимости “поток-наклон” внутри каждого наблюдения. В этом случае спектры были отобраны по величине их полного потока, интегрированного за 16 сек. Интервал между максимальным и

минимальным потоком делился на три части и для построения спектров с высоким потоком брался верхний интервал, для построения спектров с низким потоком — нижний. Величины потоков в полученных спектрах отличаются в 1.5–2 раза. Полученные величины показателей степени (мы аппроксимировали полученный спектр степенным законом) приведены в таблице 4.5. Отношение спектров, построенное для наблюдения #4, показано на рис.4.8. Также для сравнения на этом рисунке показан спектр-отношение для наблюдения Cyg X-1. Показатель степени для спектра Cyg X-1 в этом наблюдении (26 июля 1997) равен  $(-3.9 \pm 0.4) \times 10^{-2}$ .

Метод отбора временных интервалов при построении спектров с разными потоками содержит в себе определенную неоднородность в чувствительности. Из-за того, что эффективность РСА имеет максимум на низких энергиях при использовании описанного метода спектр с высоким потоком имеет большую вероятность оказаться более мягким, чем спектр с низким потоком. Для того, чтобы избежать влияния этого эффекта на наш анализ, мы провели выборку спектров по величине потока в диапазоне  $> 10$  кэВ. Качественный результат — более яркий спектр является более мягким — а также величина наклона “спектра-отношения” практически не изменились.

Систематическая разница в наклонах спектров разных потоков (более яркий спектр является более мягким) может быть объяснена многими способами. Одной из возможных причин возникновения такой зависимости может быть то, что спектр переменности на масштабах 10-100 сек мягче, чем усредненный спектр источника, что в свою очередь может быть вызвано близостью областей, излучающих с переменностью 10–100 сек к охлаждающей среде, например, аккреционному диску. Проще говоря, если область, излучающая с переменностью 10–100 сек, находится вблизи оптически непрозрачного аккреционного диска, то при формировании ее спектра излучения очень важен эффект обратной связи — “feedback” (см., например, Гильфанов и др. 1995), что может привести к общему смягчению спектра. Аналогичное поведение было обнаружено для переменности хорошо известных источников Сух X-1 и GX339-4 (см. часть VI диссертации).

### 4.3.2 Зависимость амплитуды переменности от энергии

Энергетическая зависимость относительной амплитуды переменности GS1354–644 хорошо видна на рис.4.4). Приведенная зависимость может быть аппроксимирована зависимостью вида  $rms \sim E^{-0.07}$ .

Стоит отметить, что аналогичные зависимости были обнаружены для амплитуд переменности потоков в системах других кандидатов в черные дыры в низком спектральном состоянии — рентгеновской Новой в созвездии Персея 1992 (Вихлинин и др. 1995), Cyg X-1 (Новак и др. 1999а), GX339–4 (Новак, Вилмс & Дав 1999). Напротив, в системах рентгеновских барстеров (системы с нейтронными звездами) была обнаружена обратная зависимость, т.е. *рост относительной амплитуды переменности с энергией* — например, 1E1724-3045 (Олив и др. 1998а), 4U1608-522 (Ю и др. 1997). Мы провели более расширенный анализ источников и получили, что в системах с нейтронными звездами (а именно — 4U1705-44, SLX 1735-

269, SAX J1808-3659, 4U1728-34 (GX 354-0) и 4U0614+091 – в дополнение к уже упомянутым 1E1724-3045 и 4U1608-522) относительная амплитуда переменности растет с энергией.

Параметры аппроксимации полученных зависимостей “rms–энергия” для ряда Галактических источников приведены в таблице 4.6. Были выбраны наблюдения источников только в низком/жестком спектральном состоянии. В этой таблице мы не приводим результаты по GRO J0422+32 (рентгеновская Новая в созвездии Персея 1992; Вихлинин и др. 1995), поскольку анализ его переменности проводился в другом энергетическом диапазоне. Нужно отметить, что в некоторых случаях аппроксимация зависимости степенным законом не является полностью оправданной, однако мы используем ее только лишь для качественного понимания общего тренда. Из таблицы 4.6 хорошо видно, что для систем с черными дырами характерно падение rms с энергией (отрицательный знак показателя степенного наклона), в то время как для систем с нейтронными звездами зависимость обратная.

## 4.4 Заключение

Анализ наблюдений рентгеновской Новой GS1354-644 обсерваторией RXTE дал ряд новых интересных результатов.

1. В целом кривая блеска источника во время вспышки 1997–1998 гг. имела треугольную форму. Была обнаружена сильная короткомасштабная переменность, аналогичная наблюдавшейся ранее для Галактических черных дыр в низком состоянии. Спектр мощности в целом можно представить в виде 2 компонент вида  $1/(1 + (f/f_{br}))^2$  (независимые вспышки, модель вспышечного шума). Характерные значения частот  $f_{br}$  – 0.02–0.09 Гц и 2.3–2.9 Гц. В нескольких первых наблюдениях вводилась третья компонента с  $f_{br} \sim 0.4–0.7$  Гц. Анализ плотности распределения потока, интегрированного за 16 сек позволил определить частоту следования длинных вспышек –  $\sim 0.3$  вспышки/сек – и долю длинных вспышек в полном потоке от источника на масштабе 16 сек – 30–50%. Короткие вспышки имеют частоту следования  $\sim 10–15$  вспышек/сек.
2. Спектр источника может быть аппроксимирован степенным законом с завалом на высоких энергиях с учетом отражения первичного спектра от оптически непрозрачной нейтральной среды. Амплитуда отражения  $R = \Omega/2\pi \sim 0.3–0.4$
3. Про помощи метода отношений спектров была исследована тонкая спектральная эволюция источника во время всплеска. Показано, что спектр постепенно смягчался на протяжении всей вспышки, за исключением последнего наблюдения, которое, возможно приходится на вторичный максимум кривой блеска.
4. Методом отношений спектров была исследована спектральная эволюция источника как функция потока внутри наблюдений. Показано, что спектр источника при больших потоках мягче, чем при малых.

5. Показано, что относительная амплитуда переменности рентгеновского потока GS1354-644 падает с энергией, аналогично тому, как это наблюдается для других систем с черными дырами. В системах с нейтронными звездами, напротив, наблюдается рост относительной амплитуды переменности с энергией.

## 4.5 Литература

- Баско, Сюняев & Титарчук 1974// Basko, M., Sunyaev, R., Titarchuk, L. 1974, A&A, 31, 249
- Бакстон и др. 1998// Buxton, M., Vennes, S., Ferrario, L., & Wickramasinghe, D.T. 1998, IAU Circ. 6815
- ван дер Клис 1995// van der Klis, M. 1995, in *X-ray Binaries* eds. W.H.G.Lewin, J.van Paradijs, & E.P.J. van den Heuvel, Cambridge Univ.Press, 252
- ван дер Клис 1989// van der Klis, M. 1989, in *Timing Neutron Stars*, H.Oegelman and E.P.J. van den Heuvel(eds.), Kluwer, Dordrecht (NATO ASI Series C 262), 27
- Вихлинин и др. 1995// Vikhlinin, A., Churazov, E., Gilfanov, M., Sunyaev, R., Finoguenov, A., Dyachkov, A., Kremnev, R., Sukhanov, K., Ballet, J., Goldwurm, A., Cordier, B., Claret, A., Denis, M., Olive, J.F., Roques, J.P., & Mandrou, P. 1995, ApJ, 441, 779
- Вилмс и др. 1999// Wilms, J., Nowak, M., Dove, J., Fender, R., Matteo, T. 1999, accepted in ApJ (see also astro-ph/9904123)
- Гильфанов и др. 1995// Gilfanov M. et al., The Lives of the Neutron Stars. Proceedings of the NATO ASI, Editors, M.A. Alpar, U. Kiziloglu, J. van Paradijs; Kluwer Academic, 1995. p.331, 331
- Гроув и др. 1999// Grove. J. E., Strickman, M. S., Matz. S. M., Hua, X.-M., Kazanas, D., Titarchuk, L., 1999, ApJ, 502, 45L
- Дав, Вилмс & Бегельман 1997// Dove, J.B., Wilms, J., & Begelman, M.C. 1998, ApJ, 487, 747
- Дав и др. 1998// Dove, J.B., Wilms, J., Nowak, M.A., Vaughan, B.A., & Begelman, M.C. 1998, MNRAS, 298, 729
- Джорж & Фабиан 1991// George, I.M., & Fabian, A.C. 1991, MNRAS, 249, 352
- Ебисава и др. 1994// Ebisawa, K., Ogawa, M., Aoki, T., Dotani, T., Takizawa, M., Tanaka, Y., Yoshida, K., Miyamoto, S., Iga, S., Hayashida, K., Kitamoto, S., & Terada, K. 1994, PASJ, 46, 375
- Казанас, Хуа & Титарчук 1997// Kazanas, D., Hua, X.-M., & Titarchuk, L. 1997, ApJ, 480, 280
- Кастро-Тирадо и др. 1998// Castro-Tirado, A.J., Ilovaisky, S., Pedersen, H., Gonzalez, J.-F., Pizagno, M., Miranda, J., & Boehnhardt, H. 1997 IAU Circ. 6775
- Китамото и др. 1990// Kitamoto, S., Tsunemi, H., Pedersen, H., Ilovaisky, S.A., & van der Klis, M. 1990, ApJ, 361, 590
- Лохнер, Свонк & Шимковяк 1991// Lochner, J., Swank J., & Szymkowiak A. 1991, ApJ, 376, 295
- Лохнер & Руссель-Дюпре 1994// Lochner, J., & Roussel-Dupre, D. 1994, ApJ, 435, 840
- Мадзиарз & Здзярски 1995// Magdziarz, P., & Zdziarski, A.A. 1995, MNRAS, 273, 837

- Новак и др. 1999а// Nowak, M.A., Vaughan, B.A., Wilms, J., Dove, J.B., & Begelman, M.C. 1999a, ApJ, 510, 874
- Новак и др. 1999б// Nowak, M., Wilms, J., Vaughan, B.A., Dove, J.B., & Begelman, M.C. 1999b, ApJ, preprint (astro-ph/9810406)
- Новак, Вилмс & Дав 1999// Nowak, M., Wilms, J. & Dove, J. 1999, ApJ, preprint (astro-ph/9812180)
- Олив и др. 1998а// Olive, J.F., Barret, D., Boirin, L., Grindlay, J.E., Swank, J.H., & Smale, A.P. 1998, A&A, 333, 942
- Олив и др. 1998б// Olive, J.F., Barret, D., Boirin, L., et al. 1998, Submitted for publication in *Advances in Space Research*, Proc. of the 32nd COSPAR Meeting held in Nagoya, 12-15 July, 1998, "Broad band Spectra of Cosmic X-ray sources"
- Ремилланд, Маршалл & Такешима 1998// Remillard, R., Marshall, F. & Takeshima, T. 1998, IAU Circ. 6772
- Сория, Бессель & Вуд 1998// Soria, R., Bessell, M.S. & Wood, P., IAU Circ. 6781
- Сюняев & Титарчук 1980// Sunyaev, R.A., & Titarchuk, L.G. 1980, A&A, 86, 121 (ST80)
- Танака & Шибазакки 1996// Tanaka, Y., & Shibazaki, N. 1996, Ann.Rev.Astron.Astroph., 34, 607
- Террел 1972// Terrell, N.J. 1972, ApJ, 174, L35
- Титарчук 1994// Titarchuk, L.G. 1994, ApJ, 434, 570
- Фендер и др. 1997// Fender, R. P., Tingay, S. J., Higdon, J., Wark, R., & Wieringa, M. 1997, IAU Circ. 6779
- Форд и др. 1999// Ford, E.C., van der Klis, M., Mendez, M., van Paradijs, J., & Kaaret, P. 1999, ApJL, 512, L31
- Хармон и др. 1994// Harmon, B.A., Zhang, S.N., Wilson, C.A., et al. 1994, in: *The 2nd Compton Symp.*, ed. C.E.Fichtel, N.Gehrels, & J.P.Norris (New York: AIP), 210
- Хармон & Робинсон 1998// Harmon, B.A., & Robinson, C.R. 1998, IAU Circ. 6774
- Хейндл и др. 1998// Heindl, W., Blanco, P., Gruber, D., Pelling, M., Macdonald, D., Marsden, D., & Rothschild, R. 1998, IAU Circ. 6790
- Хуа, Казанас & Титарчук 1997// Hua X., Kazanas D., Titarchuk L. 1997, ApJ, 480, 735
- Ю и др. 1997// Yu, W., Zhang, S.N., Harmon, B.A., Paciesas, W.S., Robinson, C.R., Grindlay, J.E., Bloser, P., Barret, D., Ford, E.C., Tavani, M., & Kaaret, P. 1997, ApJ, 490, L153

Табл. 4.3. Параметры аппроксимации спектров GS 1354–644 различными моделями.

Pexrav (степенной закон с эксп. завалом + отражение) + гаус. линия <sup>d</sup>							
#	$\alpha$	$E_{cutoff}$ , keV	$\Omega/2\pi^a$	EW, eV	$F^b$	$\chi^2_{324dof}/324$	
2–5	$1.52 \pm 0.05$	$123 \pm 8$	$0.56 \pm 0.04$	$58 \pm 12$	$59.5 \pm 0.5$	0.74	
6–9	$1.54 \pm 0.07$	$230 \pm 20$	$0.41 \pm 0.04$	$53 \pm 12$	$36.5 \pm 0.04$	0.99	
Два степенных закона с эксп. завалом + гаус. линия <sup>d</sup>							
#	$\alpha_1$	$E_{break}$ , keV	$\alpha_2$	$E_c$ , keV	EW, eV	$F^b$	$\chi^2_{323dof}/323$
2–5	$1.41 \pm 0.02$	$10.1 \pm 0.3$	$1.12 \pm 0.02$	$57 \pm 3$	$54 \pm 12$	$58.7 \pm 0.5$	0.75
6–9	$1.46 \pm 0.02$	$10.4 \pm 0.3$	$1.18 \pm 0.02$	$84 \pm 5$	$57 \pm 12$	$36.3 \pm 0.04$	0.92
ComPTT <sup>c</sup> + отражение + гаус. линия <sup>d</sup>							
#	$kT_e$ , keV	$\tau$	$\Omega/2\pi^a$	EW, eV	$F^b$	$\chi^2_{324dof}/323$	
2–5	$28 \pm 2$	$2.1 \pm 0.1(\text{disk})$ $4.8 \pm 0.2(\text{sphere})$	$0.29 \pm 0.05$	$63 \pm 15$	$57.5 \pm 0.5$	0.98	
6–9	$33 \pm 2$	$1.9 \pm 0.1(\text{disk})$ $4.3 \pm 0.2(\text{sphere})$	$0.3 \pm 0.07$	$57 \pm 12$	$35.5 \pm 0.5$	1.1	
ComST(сферич. геом.) + отражение + гаус. линия <sup>d</sup>							
#	$kT_e$ , keV	$\tau$	$\Omega/2\pi^a$	EW, eV	$F^b$	$\chi^2_{324dof}/323$	
2–5	$23.6 \pm 1.0$	$5.0 \pm 0.1$	$0.55 \pm 0.05$	$65 \pm 12$	$54.3 \pm 0.8$	0.86	
6–9	$28.8 \pm 1.0$	$4.5 \pm 0.1$	$0.33 \pm 0.05$	$50 \pm 12$	$31.9 \pm 0.8$	0.92	

<sup>a</sup> - неопределенность не включает потенциально важный эффект неточной взаимной калибровки PCA и HEXTE

<sup>b</sup> - поток источника в диапазоне 3–170 кэВ в единицах  $10^{-10}$  erg/s/cm<sup>2</sup>. Нормировка HEXTE была подогнана для сшивки с нормировкой PCA

<sup>c</sup> - для этой модели оптическая толщина рассчитывалась для обеих геометрий – сфера и диск. Модель ComPTT использовала только сферическую геометрию

<sup>d</sup> - ширина гауссовой линии была зафиксирована на величине 0.1 кэВ,  $\cos(\theta)$  ( $\theta$  - угол наклона) для отраженной компоненты был зафиксирован на величине 0.45

Табл. 4.4. Параметры аппроксимации спектров GS 1354–644 по данным HEXTE (20–170 кэВ).

Степенной закон с эксп. завалом			
Набл.#	$\alpha$	$E_{cutoff}$ , keV	$\chi^2_{282dof}$
2–5	$1.13 \pm 0.04$	$66 \pm 4$	234
6–9	$1.05 \pm 0.05$	$80 \pm 8$	292

- для разных кластеров детекторов аппроксимация проводилась отдельно

Табл. 4.5. Аппроксимация степенным законом “спектров-отношений” GS 1354–644 (см. текст).

#Obs.	Flux/Flux <sub>ref</sub> , %	$\beta_1^*, \times 10^{-2}$	$\chi_{44}^2$	Flux <sub>max</sub> /Flux <sub>min</sub>	$\beta_2^*, \times 10^{-2}$	$\chi_{44}^2$
1	88 ± 1	3.6 ± 0.3	0.74	1.97 ± 0.01	-5.7 ± 0.8	0.85
2	88 ± 1	4.6 ± 0.3	1.01	2.35 ± 0.01	-5.7 ± 0.8	1.00
3	98 ± 1	2.7 ± 0.2	0.70	1.86 ± 0.01	-5.7 ± 0.4	1.13
4	-	-	-	1.83 ± 0.01	-6.8 ± 0.7	1.18
5	89 ± 1	-0.3 ± 0.2	0.73	1.95 ± 0.01	-6.2 ± 1.0	0.91
6	69 ± 1	-1.7 ± 0.3	0.72	1.59 ± 0.01	-3.6 ± 0.7	0.95
7	54 ± 1	-1.7 ± 0.2	1.01	1.57 ± 0.01	-2.9 ± 0.7	1.16
8	51 ± 1	-1.9 ± 0.2	0.75	1.41 ± 0.01	-2.3 ± 0.7	0.79
9	59 ± 1	8.4 ± 0.5	1.06	1.70 ± 0.01	-22 ± 2	1.02

\* —  $\beta_1$  — показатель степени для отношений спектров разных наблюдений (спектр исследуемого наблюдения делился на #4).  $\beta_2$  — показатель степени для отношений спектров с большим потоком к спектрам с малым потоком в течении одного наблюдения. Наблюдения Крабовидной туманности показывают, что величины показателей степени за счет изменения параметров детектора меняются не больше чем на  $\sim 6 \times 10^{-3}$  за 5 месяцев.

Табл. 4.6. Наклоны степенных аппроксимаций к зависимости амплитуды переменности потока источников от энергии (диапазон  $\sim 3-15$  кэВ) для некоторых Галактических рентгеновских двойных систем в низком состоянии.

Источник	Тип	Дата	Наклон
GS 1354–644	BH	Nov 19, 1997	-0.07 ± 0.01
Cyg X-1	BH	Jun 26, 1997	-0.05 ± 0.005
GX 339-4	BH	Sep 19, 1997	-0.04 ± 0.01 <sup>a</sup>
Terzan 2	NS	Nov 1996	+0.25 ± 0.04 <sup>b</sup>
GX 354-0	NS	Mar 3, 1996	+0.08 <sup>c</sup>
SAX J1808.4-3658	NS	Apr 13, 1998	+0.16 ± 0.03
4U1608-522	NS	Dec 27, 1996	+0.6 ± 0.3
4U0614+091	NS	Jan 25, 1997	+0.20 ± 0.04
4U1705-44	NS	Mar 29, 1997	+0.13 ± 0.05
SLX 1735-269	NS	Feb-May, 1997	+0.10 ± 0.17

<sup>a</sup> - взято из статьи Новак, Вилмс & Дав 1999

<sup>b</sup> - взято из статьи Олив и др. 1998а

<sup>c</sup> - величина приведена без доверительного интервала, поскольку наблюдаемая зависимость не может быть адекватно описана степенным законом (см. рис.4.4а)



## Глава 5

# Микроквazar XTE J1748–288

### 5.1 Введение

Рентгеновский транзиент XTE J1748–288 был открыт 4 июня 1998 Монитором Всего Неба (ASM) с обсерватории Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) (Смит, Левин & Вуд 1998). Рентгеновский источник был локализован другим прибором обсерватории RXTE – PCA – в результате ряда сканирующих экспозиций с точностью  $1'$  (Стромайер & Маршалл 1998). Наблюдения этой области неба в радиодиапазоне показали наличие точечного источника радиоизлучения с координатами, согласующимися с результатами PCA: R.A. =  $17^{\text{h}}48^{\text{m}}05^{\text{s}}.06$ , Dec =  $-28^{\circ}28'25''.8$  (эпоха 2000.0, ошибка локализации  $0.''6$ , Хиелминг, Рупен & Миодужевски 1998). Была задетектирована значительная переменность потока нового источника в радиодиапазоне (Хиелминг и др. 1998a; Фендер & Стапперс 1998). 14.31 июня 1998 г. была обнаружена конечная протяженность радиоисточника, измеренное значение видимой скорости 20-40 мсек/день (Рупен, Хиелминг & Миодужевски 1998). Оцененная величина собственной скорости движения джета составляет больше, чем  $0.93c$  при принятом расстоянии  $\geq 8$  кпк, полученном из наблюдений линий поглощения 21 см (HI) (Хиелминг и др. 1998b).

### 5.2 Наблюдения и анализ

Поток источника детектировался Монитором Всего Неба (ASM) обсерватории RXTE до конца августа 1998г. Основные приборы этой обсерватории (PCA и HEXTE) наблюдали эволюцию источника на протяжении почти всей вспышки. В этой части мы представляем результаты анализа этих наблюдений.

В нашем анализе мы использовали все доступные нам наблюдения источника обсерваторией RXTE в период его вспышки 1998 г. Общее количество наблюдений составили: 21 направленное наблюдение длительностью примерно по  $\sim 2-4$  ксек и 2 сканирующих участка длительностью по  $\sim 16-64$  сек. Общее время наблюдений составило  $\sim 80$  ксек. Краткая информация о наблюдениях приведена в таблице 5.1.

Анализ данных спектрометра HEXTE был сильно усложнен тем, что источник

Табл. 5.1. Наблюдения ХТЕ J1748–288 во время вспышки в 1998 обсерваторией RXTE

#	Наблюдение	Дата, UT	Время начала	Экспозиция РСА сек
1	30188-05-01-00 <sup>a</sup>	04/06/98	20:05:04	16
2	30188-05-02-00 <sup>a</sup>	05/06/98	03:03:44	64
3	30171-02-01-00	06/06/98	09:41:20	2655
4	30185-01-01-00	07/06/98	07:56:32	2944
5	..-02-00	08/06/98	06:23:28	3027
6	..-03-00	09/06/98	12:48:00	3729
7	..-04-00	10/06/98	03:38:24	7721
8	..-05-00	11/06/98	12:52:16	3439
9	..-06-00	13/06/98	12:51:28	3114
10	..-07-00	15/06/98	04:53:36	1795
11	..-08-00	18/06/98	20:55:12	2327
12	..-09-00	22/06/98	22:30:08	3210
13	..-10-00	27/06/98	11:39:28	1647
14	..-11-00	08/07/98	16:21:52	1295
15	..-12-00	13/07/98	06:44:00	2056
16	..-13-00	18/07/98	04:00:32	10585
17	..-14-00	30/07/98	09:44:48	6841
18	..-15-00	05/08/98	18:25:20	4333
19	..-16-00	13/08/98	10:17:36	1565
20	..-17-00	20/08/98	16:41:20	1704
21	..-18-00	25/08/98	03:32:00	1785
22	..-19-00	14/09/98	08:17:36	886
23	..-20-00	26/09/98	03:29:04	10287

[<sup>a</sup>] – в этих наблюдениях использовались только сканирующие участки

находился в «густонаселенном» участке неба. Метод, позволяющий НЕХТЕ эффективно учитывать приборный фон (два кластера НЕХТЕ периодически меняют направление своей оптической оси на  $+/- 3^\circ$  в режиме «источник-фон») очень плохо работает в областях неба, где исследуемый объект окружен другими яркими рентгеновскими источниками, в частности, в области Галактического Центра. В области  $\sim 3.5 - 4^\circ$  ( $3^\circ$  – движение оптической оси,  $1^\circ$  – поле зрения НЕХТЕ) от ХТЕ J1748–288 находится ряд ярких рентгеновских систем, таких как GX 5-1, GRS 1758–258, GX 3+1, 1E1740.7–2942, которые сильно влияют на точность определения приборного фона НЕХТЕ. При определении спектра ХТЕ J1748–288 мы проводили тщательный анализ фоновых наблюдений с целью отфильтровывания тех из них, в которые попадает посторонний яркий объект. При дальнейшем спектральном анализе учитывались только те наблюдения, в которых поток в фоновых наблюдениях в области  $+3^\circ$  и  $-3^\circ$  от источника отличался не больше, чем на 0.5 отсч/сек. Поскольку траектории движения по небу оптических осей разных кластеров НЕХТЕ различны (ориентированы под  $90^\circ$  друг к другу) в разных наблюдениях разные кластеры дают разное качество вычитания фонового спектра. После наблюдения #8 по-

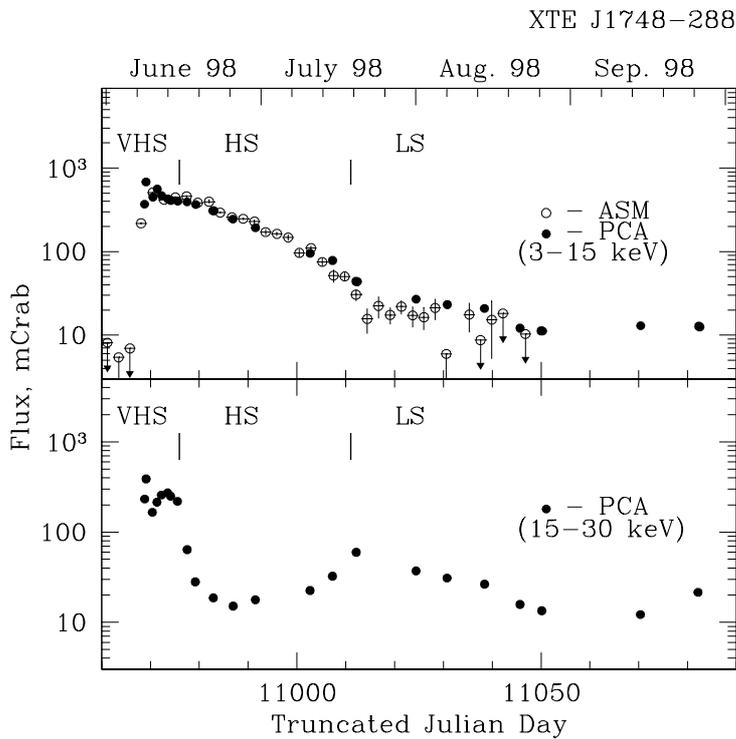


Рис. 5.1. Кривая блеска XTE J1748-288 во время его вспышки в 1998 г. **Сверху** — данные RXTE/ASM (белые кружки, энергетический диапазон 1.3–12.2 кэВ) и PCA (черные кружки, диапазон 3–15 кэВ). **Снизу** — данные PCA в диапазоне 15–30 кэВ.

ток источника в диапазоне HEXTE упал ниже уровня 10 отсч/сек/кластер, поэтому мы исключили из спектрального анализа результаты наблюдений HEXTE #9–#23. На рис.5.2 мы приводим приблизительный спектр источника в низком состоянии, который был получен после тщательного учета фонового потока.

## 5.3 Результаты

### 5.3.1 Аппроксимация энергетических спектров

Мы произвели серию энергетических спектров XTE J1748-288, усредненных по наблюдениям.

Для спектральной аппроксимации результатов первых 15 наблюдений мы использовали двухкомпонентную модель, состоящую из модели излучения оптически непрозрачного диска (Шакура и Сюняев 1973, Мицуда и др. 1984) и степенной компоненты. В модели также учитывалось низкочастотное межзвездное поглощение.

Форма континуума энергетического спектра наблюдений 16–23 может быть хорошо аппроксимирована степенным законом с низкочастотным поглощением. Однако, кроме того в спектре присутствовала сильная линейчатая особенность в районе 6–7 кэВ. Добавление в модель Гауссовой линии с энергией 6.5 кэВ и шириной  $\sigma \sim 0.3$  кэВ значительно улучшает качество аппроксимации. Абсолютная интенсивность этой особенности была приблизительно постоянной, несмотря на то, что поток в континууме изменялся более чем в 4 раза. Таким образом, мы предполагаем, что

наиболее вероятным источником этой особенности является диффузное излучение в районе Галактического Центра (ХТЕ J1748-288 располагается всего в  $\sim 0.7^\circ$  от Галактического Центра; кроме того, в поле зрения РСА попадает известный источник Sgr B2, содержащий в своем спектре мощную линию 6.4 кэВ). Интегральный поток в описанной особенности составляет  $\sim 3 \times 10^{-3}$  фот/сек/см<sup>2</sup>, что вполне согласуется с результатами прошлых измерений интенсивности Галактических диффузных линии (см., например, Ямаучи & Кояма 1993). Аппроксимация линейчатой особенности тремя наиболее мощными диффузными линиями — 6.4, 6.7 и 6.9 кэВ — также приводит к сильному улучшению качества аппроксимации (ширины линий были зафиксированы на величине 0.1 кэВ, что меньше разрешения РСА на этих энергиях). Полученные интегральные потоки линий —  $\sim 1.3 \times 10^{-3}$  фот/сек/см<sup>2</sup> для линии 6.4 кэВ и  $\sim 1.5 \times 10^{-3}$  фот/сек/см<sup>2</sup> для суммарного потока линий 6.7 и 6.9 кэВ<sup>1</sup> — оставались почти постоянными на протяжении всех наблюдений ХТЕ J1748-288 в низком состоянии. Эквивалентная ширина всей  $K_\alpha$  особенности постепенно увеличивалась от  $\sim 300$  эВ в спектре наблюдения #16 до  $\sim 1.1$  кэВ в наблюдении #23.

Однако, учет линейчатой особенности как одной широкой линий (6.5 кэВ, ширина 0.3 кэВ) так и тремя узкими линиями 6.4, 6.7 и 6.9 кэВ оставляет отклонения данных от модели в районе 8 кэВ с приблизительным интегральным потоком  $\sim 2 - 3 \times 10^{-4}$  фот/сек/см<sup>2</sup>. Анализ точности калибровки спектрометра РСА совместно с Китом Ягодой из группы РСА в Центре Космических Полетов им. Годдарда (см. также анализ аналогичной линейчатой особенности в спектре CI Sam/ХТЕ J0421+560, часть III диссертации) показал, что наблюдаемая линейчатая особенность не является результатом неточностей в матрице отклика, а также не может быть вызвана влиянием космического фона. Мы полагаем, что наблюдаемая линейчатая особенность является комплексом линий Fe  $K_\beta$  или/и Ni диффузного излучения оптически тонкой плазмы ( $kT \sim 7$  кэВ) в районе Галактического Центра (Канеда и др 1997). Заметим, что аналогичная особенность наблюдалась в излучении оптически тонкой плазмы в спектре необычной рентгеновской Новой ХТЕ J0421+560/CI Sam (часть III диссертации).

Результаты спектральной аппроксимации результатов наблюдений ХТЕ J1748-288 обсерваторией RXTE приведены в таблице 5.2. На рис.5.2 показана эволюция спектральных параметров от времени. Явно видна корреляция между долей мягкой компоненты (*soft fraction*) наклоном степенной компоненты и температурой оптически непрозрачного диска (модель DISKBB) во время первых 15 наблюдений.

### 5.3.2 Эволюция источника во время всплеска

Кривая блеска ХТЕ J1748-288 показана на рис.5.1. Рентгеновский поток источника в диапазоне 3–15 кэВ быстро вырос (за 2-3 дня) до уровня  $\sim 600-700$  мКраб, а затем начал спадать с характерным экспоненциальным масштабом  $\sim 15$  дней. Поток в диапазоне 15–30 кэВ, в отличие от потока в мягком диапазоне, резко упал

<sup>1</sup>Мы приводим величины *суммарного* потока этих линии, поскольку РСА, из-за ограниченного спектрального разрешения, не может уверенно разделить их потоки

через  $\sim 8-10$  дней после начала вспышки — источник перешел в другое спектральное состояние. Такое поведение очень похоже на поведение классической рентгеновской Новой в созвездии Мухи 1991 GS/GRS 1124-683 (Ебисава и др. 1994). На основе спектрального анализа и анализа аperiodической переменности вспышку XTE J1748–288 в 1998 г. можно поделить на три различные части, соответствующие различным спектральным состояниям: *сверхвысокое состояние* (VHS), *высокое* (HS) и *низкое* (LS). В то же время мы бы хотели отметить, что во время первых 8 наблюдений спектр XTE J1748–288 имел необычайно мощную степенную компоненту (поток степенной компоненты давал более 80% от полного потока системы в диапазоне 3–25 кэВ). Такой тип спектра источника наблюдался у Новой Мухи 1991 только в 2 сеансах в самом начале всплеска (Китамото и др. 1992, Ебисава и др. 1994), а также у рентгеновских Новых KS1730–312 (Бороздин и др. 1995, Трудовой и др. 1996) и GRS 1739–278 (см. первую главу первой части диссертации), однако в случае XTE J1748–288 мы впервые имеем возможность изучить детали спектра рентгеновской Новой в таком состоянии.

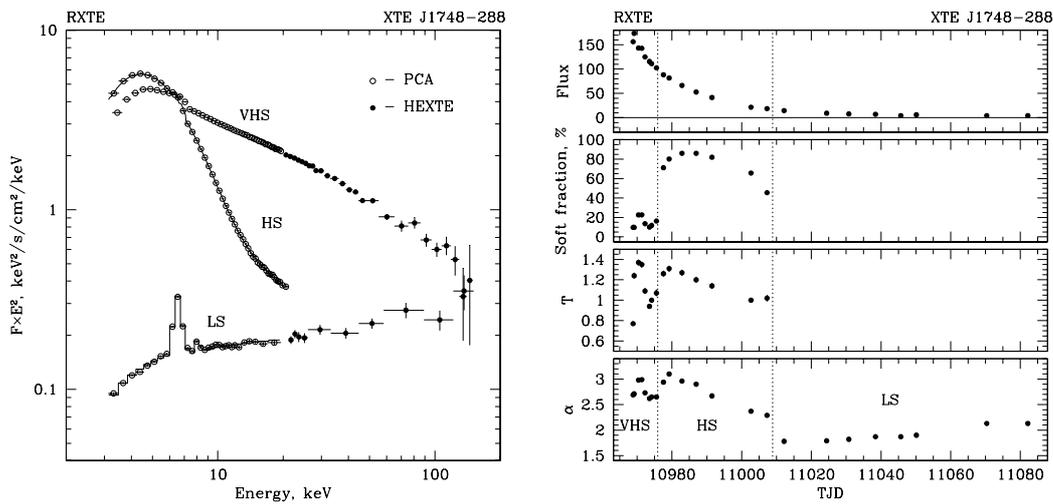


Рис. 5.2. **Слева:** типичные энергетические спектры XTE J1748–288 в на разных этапах эволюции вспышки. В качестве спектра в сверхвысоком состоянии (VHS) взят спектр наблюдения #4, в высоком (HS) — наблюдения #10 и в низком (LS) — наблюдения #20. Белые и черные кружки обозначают данные PCA и HEXTE соответственно. **Справа:** Эволюция параметров спектральной аппроксимации наблюдений XTE J1748–288. Доля мягкой компоненты (*soft fraction*) означает отношение потока мягкой компоненты к полному потоку источника в диапазоне 3–25 кэВ. Пунктирные линии показывают приблизительные времена переходов между спектральными состояниями.

**VHS** В течении первых 8 наблюдений обсерватории RXTE (4–11 июня 1998 г.) источник имел спектр, состоящий из необычайно мощной степенной компоненты и относительно слабой мягкой компоненты, которую можно было описать моделью излучения оптически непрозрачного аккреционного диска с характерной температурой 0.8–1.4 кэВ. Степенная компонента спектра вносила более 80%

в полный поток от источника в диапазоне 3–25 кэВ и не показывала наличия экспоненциального завала вплоть до энергий  $\sim 150$  кэВ.<sup>2</sup>

Светимость источника в этом состоянии (не корректированная на межзвездное поглощение) составляет  $1 - 1.5 \cdot 10^{38}$  ergs/s (предполагая расстояние до источника 8.5 кпк)

*HS* . Как только поток источника уменьшился ниже уровня  $\sim 4200$  отсч/сек/РСА (наблюдения #9–#15) спектральные характеристики и характеристики аperiодической переменности потока сильно изменились. Относительный вклад степенной компоненты упал в несколько раз, характеристическая температура мягкой компоненты выросла (рис.5.2(левый рисунок), 5.2(правый рисунок), таблица 5.2).

*LS* . Дальнейшее уменьшение потока ХТЕ J1748–288 сопровождалось постепенным уменьшением доли мягкой компоненты и постепенным уменьшением наклона степенной компоненты (спектр становился жестче) и в наблюдении #16 (18 июля 1998 г.) источник уже имел спектр, характерный для стандартного низкого состояния. Следует отметить, что в этом состоянии поток источника был очень мал и значительная часть потока, регистрируемого спектрометром РСА (поле зрения  $1^\circ$ ), могла быть обусловлена вкладом Галактического диффузного фона и некоторых других источников, в частности вкладом излучения системы Sgr B2 (угловое расстояние между Sgr B2 и ХТЕ J1748–288  $\sim 12'$ ).

Спектр ХТЕ J1748–288 в низком состоянии содержал мощные линейчатые особенности в районе 6–8 кэВ (комплекс линий в районе 6.5 кэВ и 8 кэВ). Абсолютная величина интегрального потока линий оставалась почти постоянной на протяжении всего всплеска, поэтому мы полагаем, что наблюдаемые линии обязаны своим происхождением вкладу Галактического диффузного излучения. Если предположить, что собственная линия источника узкая, имеет центральную энергию 6.4 кэВ и ее поток пропорционален величине потока в континууме, мы можем поставить верхний предел на эквивалентную ширину собственной линии источника на основе того, что при изменении потока континуума в 4 раза поток в линии значимо не изменился. Полученный  $2\sigma$  верхний предел на эквивалентную ширину собственной линии ХТЕ J1748–288 в низком состоянии составляет  $\sim 80$  эВ.

## 5.4 Литература

Беллони и др. 1997// Belloni T., van der Klis, M., Lewin W. H. G., van Paradijs J., Dotani T., Mitsuda K., Miyamoto S., 1997, A&A, 332, 857

<sup>2</sup>Средний спектр наблюдений #3–8 может свидетельствовать о присутствии слабой отраженной компоненты (модель рехгав пакета XSPEC) $\Omega/2\pi \sim 0.2$ . Однако, поскольку данные РСА и HEXTE по отдельности не требуют введения отраженной компоненты, а в их взаимной калибровке присутствует значительная неопределенность, то нельзя определенно утверждать присутствие отраженной компоненты в спектре ХТЕ J1748–288

- Бороздин и др. 1995// Borozdin K. N., Aleksandrovich N. L., Arefiev V. A., Sunyaev R. A., Skinner G. K., 1995, Astr.L. 21, 212
- Ебисава и др. 1994// Ebisawa K., Ogawa M., Aoki T., Dotani T., Takizawa M., Tanaka Y., Yoshida K., Miyamoto S., Iga S., Hayashida K., Kitamoto S., Terada K., 1994, PASJ, 46, 375
- Канеда и др. 1997// Kaneda H., Makishima K., Yamauchi S., Koyama K., Matsuzaki K., Yamasaki N. Y., 1997, ApJ, 491, 638
- Китамото и др. 1992// Kitamoto S., Tsunemi H., Miyamoto S., Hayashida K., 1992, ApJ, 394, 609
- Мицуда и др. 1984// Mitsuda K., Inoue H., Koyama K., Makishima K., Matsuoka M., Ogawara Y., Suzuki K., Tanaka Y., Shibasaki N., Hirano T., 1984, PASJ, 36, 741
- Рупен, Хиелминг & Миодужежски 1998// Rupen M. P., Hjellming R. M., Mioduszewski A. J. 1998, IAU Circ. 8938
- Смит, Левайн & Вуд 1998// Smith D. A., Levine A., Wood A., 1998, IAU Circ. 6932
- Стромайер & Маршалл 1998// Strohmayer T., Marshall F. E., 1998, IAU Circ. 6934
- Танака & Шибазакки 1996// Tanaka Y., Shibasaki N., 1996, ARAA, 34, 607
- Трудолюбоб и др 1996// Трудолюбоб С., Гильфанов М., Чуразов Е., Бороздин К., Александрович Н., Сюняев Р., Хавенсон Н., Новиков Б., Варгас М., Голдшурм А., Поль Ж., Дэни М., Боррель В., Буше Л., Жордан Е., Рок Ж.-П., 1996, ПАЖ 22, 664
- Фендер & Стапперс 1998// Fender R. P., Stappers B. W., 1998, IAU Circ. 6937
- Хиелминг, Рупен & Миодужежски 1998// Hjellming R. M., Rupen M. P., Mioduszewski A. J., 1998, IAU Circ. 6934
- Хиелминг и др. 1998а// Hjellming R. M., Rupen M. P., Chigo F., Waltman E. B., Mioduszewski A. J., 1998а, IAU Circ. 6937
- Хиелминг и др. 1998б//Hjellming R. M., Rupen M. P., Mioduszewski A. J., Smith D. A., Hartman B. A., Waltman E. B., Chigo F. D., Pooley G. G., 1998b, American Astron.Soc.Meeting #193, 103.08
- Шакура & Сюняев 1973// Shakura N. I., Sunyaev R. A.,1973, A&A, 24, 337
- Ямаучи & Кояма 1993// Yamauchi S., Koyama K., 1993, ApJ, 404, 620

Табл. 5.2. Параметры спектральной аппроксимации наблюдений ХТЕ J1748–288. Приведены  $1\sigma$  ошибки на параметры.

#	$T_d$ кэВ	$R_{eff} \sqrt{\cos i} D_{10}^*$ км	$\alpha_{pl}$	$N_H$ $10^{22} \text{ см}^{-2}$	$F^a$	$\text{Flux}_{soft}^a$	$\chi^2(46 \text{ dof})$
Сверхвысокое состояние							
1	$0.77 \pm 0.02$	$55.29 \pm 1.11$	$2.69 \pm 0.03$	$10.9 \pm 2.1$	$156.4 \pm 4.7$	$15.2 \pm 0.3$	29.54
2	$1.24 \pm 0.03$	$11.95 \pm 0.89$	$2.71 \pm 0.03$	$8.17 \pm 0.8$	$173.8 \pm 5.3$	$16.9 \pm 0.5$	34.08
3	$1.37 \pm 0.03$	$13.17 \pm 0.26$	$2.98 \pm 0.03$	$10.4 \pm 0.3$	$143.2 \pm 4.3$	$32.3 \pm 0.4$	29.24
4	$1.35 \pm 0.03$	$13.47 \pm 0.27$	$2.99 \pm 0.03$	$10.1 \pm 0.3$	$142.8 \pm 4.3$	$32.4 \pm 1.0$	26.97
5	$1.09 \pm 0.03$	$17.65 \pm 0.35$	$2.73 \pm 0.03$	$9.3 \pm 0.3$	$125.0 \pm 3.8$	$17.0 \pm 1.0$	28.83
6	$0.94 \pm 0.02$	$23.27 \pm 0.47$	$2.62 \pm 0.03$	$9.3 \pm 0.4$	$115.6 \pm 3.5$	$11.7 \pm 0.5$	31.26
7	$1.00 \pm 0.02$	$20.44 \pm 0.41$	$2.65 \pm 0.03$	$9.1 \pm 0.3$	$111.2 \pm 3.3$	$13.1 \pm 0.4$	25.95
8	$1.07 \pm 0.03$	$17.93 \pm 0.36$	$2.65 \pm 0.03$	$7.3 \pm 0.3$	$102.6 \pm 3.1$	$16.7 \pm 0.4$	16.68
Высокое состояние							
9	$1.26 \pm 0.03$	$21.27 \pm 0.43$	$2.94 \pm 0.03$	$6.8 \pm 0.2$	$88.4 \pm 2.7$	$62.9 \pm 0.5$	26.63
10	$1.31 \pm 0.03$	$19.92 \pm 0.40$	$3.10 \pm 0.03$	$7.8 \pm 0.3$	$81.8 \pm 2.5$	$65.6 \pm 1.9$	30.54
11	$1.27 \pm 0.03$	$20.39 \pm 0.41$	$2.96 \pm 0.03$	$7.5 \pm 0.2$	$66.5 \pm 2.0$	$57.2 \pm 2.0$	24.35
12	$1.20 \pm 0.03$	$21.07 \pm 0.42$	$2.90 \pm 0.03$	$7.4 \pm 0.2$	$52.9 \pm 1.6$	$45.5 \pm 1.7$	31.80
13	$1.14 \pm 0.03$	$21.08 \pm 0.42$	$2.67 \pm 0.03$	$7.4 \pm 0.2$	$41.5 \pm 1.2$	$34.0 \pm 1.4$	30.40
14	$1.00 \pm 0.02$	$20.05 \pm 0.40$	$2.37 \pm 0.03$	$6.8 \pm 0.3$	$21.6 \pm 0.6$	$14.2 \pm 1.0$	34.94
15	$1.02 \pm 0.03$	$13.95 \pm 0.28$	$2.29 \pm 0.03$	$5.7 \pm 0.3$	$18.7 \pm 0.6$	$8.5 \pm 0.4$	36.11
Низкое состояние							
16			$1.78 \pm 0.02$	$3.4 \pm 0.4$	$14.6 \pm 0.7$		32.2
17			$1.79 \pm 0.02$	$4.9 \pm 0.5$	$9.2 \pm 0.6$		47.0
18			$1.82 \pm 0.02$	$5.0 \pm 0.2$	$7.8 \pm 0.5$		33.1
19			$1.87 \pm 0.02$	$5.8 \pm 0.3$	$7.0 \pm 0.4$		30.6
20			$1.87 \pm 0.02$	$5.8 \pm 0.2$	$4.2 \pm 0.3$		28.1
21			$1.90 \pm 0.02$	$5.2 \pm 0.5$	$6.0 \pm 0.3$		53.5
22			$2.13 \pm 0.02$	$7.3 \pm 0.4$	$4.2 \pm 0.2$		48.6
23			$2.13 \pm 0.02$	$7.0 \pm 0.5$	$4.1 \pm 0.1$		51.3

\*  $-D_{10}$  — расстояние до источника в единицах 10 кпк.  $i$  — угол наклона системы<sup>a</sup> — поток в единицах  $10^{-10}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> в диапазоне 3–25 кэВ.

## **Часть III**

# **Аномальная рентгеновская новая CI Cam/XTE J0421+560**



## 6.1 Введение

Рентгеновский транзиент XTE J0421+560 был открыт 31 марта 1998 г монитором ASM обсерватории RXTE. По данным этого прибора поток от источника в диапазоне 1–12 кэВ начал быстро расти от 40 мКраб 31.36 марта и достиг 1880 мКраб 1.04 апреля (Смит, Ремиллард, 1998). Наблюдения прибора PCA, которые начали проводиться с 1.08 апреля, подтвердили наличие нового источника с потоком  $\sim 2$  Краб (Маршалл, Стромаер, 1998). Новый рентгеновский источник был локализован прибором PCA с координатами  $R.A.=4^h 19^m .6$ ,  $Dec.=+56^\circ 00'$  (Маршалл, Стромайер, 1998). Кривая блеска источника характеризовалась необычно быстрым нарастанием потока до максимума (около нескольких десятых дня в рентгеновском диапазоне) с последующим, также необычно быстрым, ослаблением потока (с характерным временем порядка дня). Оба эти временных интервала гораздо меньше тех, которые обычно наблюдаются во время вспышек галактических транзиентов. Наблюдения рентгеновских обсерваторий ASCA и ВерроSAX показали наличие в спектре источника яркой особенности на энергиях  $\sim 6-7$  кэВ.

Радионаблюдения, проведенные 1 апреля 1998 г. на частоте 1.4 ГГц, позволили обнаружить яркий радиоисточник с потоком 12 мЯн в точке с положением  $R.A.=4^h 19^m 42^s .05 \pm 0^s .03$ ,  $Dec. = +55^\circ 59' 58'' .6 \pm 0'' .5$ , эпоха 2000 (Хиелминг, Миодужевски, 1998а,б). Радиоисточник был отождествлен с XTE J0421+560 и одновременно с симбиотической звездой CI Camelopardalis (Вагнер, Старрфилд, 1998). 5 апреля было отмечено, что изображение радиоисточника стало протяженным. Первые оценки скорости разлета радиоизлучающих областей дали значение видимой угловой скорости 26 мс/день (Хиелминг, Миодужевски, 1998в). При расстоянии до источника 1–2 кпк (Чхиквадзе, 1970; Беллони и др. 1999) этому соответствует скорость  $\sim 0.1-0.2c$ . Однако, дальнейшие наблюдения CI Cam в радиодиапазоне показали, что приведенное выше значение является преувеличенным и что, скорее, всего скорость разлета облака несколько ниже,  $\sim 0.03c$  (Миодужевски Э., частное сообщение, см., также, рис. 6.1). На рис.6.1 показано изображение области неба вокруг CI Cam через 3.5 дня после максимума кривой блеска в рентгеновском диапазоне (изображение любезно предоставлено Эми Миодужевски). Хорошо видна протяженность источника.

Фотометрические и спектроскопические наблюдения CI Cam в оптическом диапазоне показали присутствие сильных линий излучения H, He I, He II и Fe II. Ни одна из линий в этом спектре не имеет двухпикового профиля, характерного для излучения аккреционных дисков в рентгеновских двойных или катаклизмических переменных (Гарсиа и др., 1998). Интенсивные наблюдения CI Cam в оптическом и инфракрасных диапазонах показали, что в системе источника одновременно присутствуют области с сильно отличающимися физическими параметрами — плотностью и температурой (Барсукова и др. 1998, Кларк и др. 1999).

Краткая информация о наблюдениях транзиента XTE J0421+560 спектрометрами обсерватории RXTE приведена в табл. 6.1.

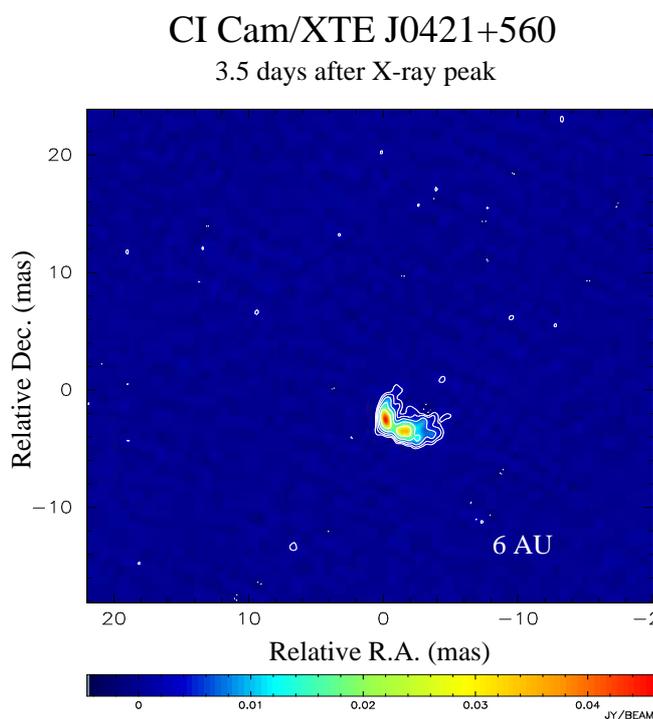


Рис. 6.1. Изображение области неба вокруг XTE J0421+560 в радиодиапазоне (на длине волны 2 см) через 3.5 дня после максимума кривой блеска в рентгеновском диапазоне (приблизительно соответствует наблюдению #6 в нашем наборе). По осям отложены угловые миллисекунды. Изображение любезно предоставлено Эми Миодужежски.

## 6.2 Кривая блеска источника

Кривая блеска источника в различных энергетических диапазонах приведена на рис.6.2. Интересно, что данные ASM для самого мягкого диапазона (1.3–3 кэВ) показывают наличие вторичного максимума на 5-ый день после вспышки. Подобная особенность характерна для кривых блеска многих рентгеновских новых в стандартном рентгеновском диапазоне, но в данном случае она проявляется в более мягком диапазоне энергий, не отражаясь при этом в более жестких каналах. Заметим, что аналогичное поведение рентгеновского потока в мягком диапазоне было зафиксировано приборами обсерватории ASCA (Уеда и др. 1998б)

На нижних панелях рис.6.2 представлено изменение жесткости источника. Ослабление блеска источника за период 1–3 апреля в диапазоне ASM описывается экспоненциальным законом с характерным временем  $\sim 0.6$  дня, после чего темп ослабления уменьшается до  $\sim 1.1$  дня. Поток от источника значительно изменялся во время первых сеансов наблюдений PCA и HEXTE (рис. 6.3). Для первого наблюдения скорость спада потока была приблизительно равна 0.57 дня для диапазона PCA и 0.28 дня для HEXTE. Во время всей вспышки в потоке XTE J0421+560 отсутствовала значимая короткомасштабная переменность, для первого наблюдения  $2\sigma$  верхний предел на переменность источника в частотном диапазоне 0.01–150 Гц со-

ставляет  $\sim 0.08\%$

Табл. 6.1. Даты и времена наблюдения по сеансам для приборов PCA и HEXTE .

#	Номер сеанса	Дата	Время наблюдений	Экспозиция, с	
				PCA	HEXTE <sup>a</sup>
1	30171-01-01-00	01/04/98	01:52:48 - 03:52:32	4109	1443
2	30171-01-02-07S	01/04/98	08:21:36 - 10:52:32	6176	4142
3	30409-01-03-00	02/04/98	06:40:32 - 10:49:36	9702	3345
4	30409-01-04-00	03/04/98	05:02:24 - 09:10:24	2740	892
5	30409-01-04-01	03/04/98	11:30:24 - 11:50:24	710	217
6	30409-01-05-00	04/04/98	06:41:20 - 09:27:28	6950	2283
7	30409-01-06-00	05/04/98	06:44:48 - 10:10:24	7590	2671
8	30409-01-07-00	06/04/98	03:21:36 - 04:30:56	1503	1016
9	30409-01-08-00	07/04/98	02:25:20 - 05:01:36	4181	1389
10	30409-01-08-01	07/04/98	18:02:08 - 18:22:56	743	191
11	30409-01-09-00	08/04/98	03:35:12 - 06:11:28	5830	2009
12	30409-01-10-00	09/04/98	06:33:20 - 07:32:32	3035	1059

<sup>a</sup> - Поправленная на мертвое время экспозиция для каждого кластера детекторов HEXTE

### 6.3 Энергетический спектр

Спектр источника в диапазоне 3–100 кэВ может быть приблизительно описан степенным законом с экспоненциальным завалом на высоких энергиях вида  $dN \sim E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut})dE$  с сильной эмиссионной линией на энергиях  $\sim 6-7$  кэВ. Аналогичный спектр был зафиксирован обсерваториями ASCA и SAX (Уеда и др. 1998а,б; Орландини и др. 1998, Опп и др. 1998). Однако, аппроксимация этой моделью данных PCA оставляет существенные отклонения в районе 8 кэВ, амплитуда которых (4–6%, см. рис.6.4) значительно превышает систематические ошибки, оцениваемые по спектрам Крабовидной туманности. Поскольку на  $\sim 6.6$  кэВ в спектре присутствует чрезвычайно сильная линия, а энергетическое разрешение PCA в этом диапазоне составляет  $\sim 0.8-1$  кэВ, качество аппроксимации данных в районе 8 кэВ выбранной моделью сильно зависит от того, насколько хорошо мы знаем отклик прибора на линейчатые особенности спектра. Анализ, проведенный вместе с Китом Ягодой из группы RXTE/PCA показал, что наблюдаемая особенность в районе 8 кэВ не может быть приписана ни неопределенностям в матрице отклика, ни фоновой линии в инструменте, и должна быть признана реальной особенностью спектра XTE J0421+560. Добавление эмиссионной линии на энергии  $\sim 8$  кэВ приводит к уменьшению значения величины  $\chi^2$  на  $\sim 40$  при уменьшении числа степеней свободы на 3

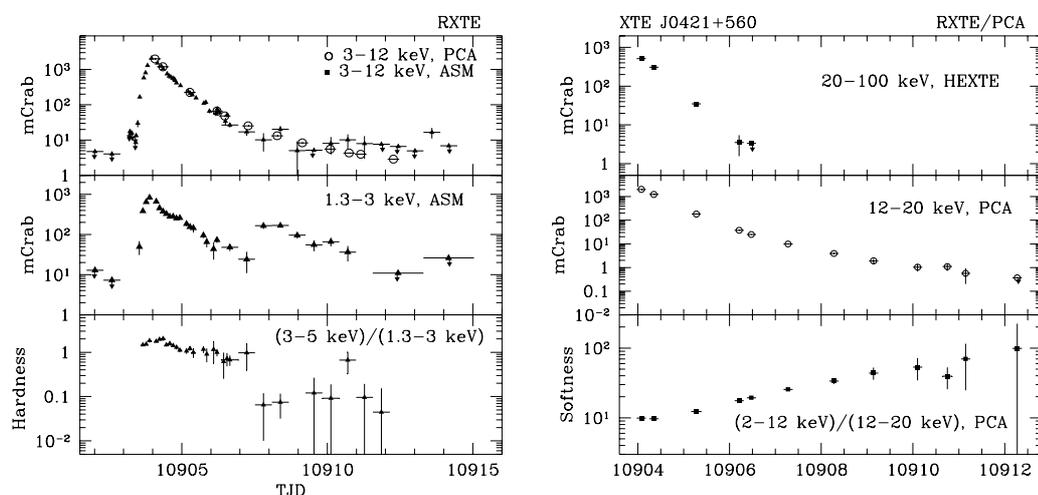


Рис. 6.2. Кривая блеска XTE J0421+560 по данным обсерватории RXTE. На панелях (а), (б) приведены кривые блеска источника по результатам наблюдений монитора ASM, на (в) — жесткость спектра источника вычисленная как отношение отсчетов в разных энергетических каналах. На панелях (г), (д) — кривые блеска XTE J0421+560 по результатам наблюдений PCA и HEXTE, на (ж) — мягкость, вычисленная как отношение потоков от источника в разных диапазонах PCA.

с учетом 1% систематических ошибок (без учета систематических ошибок разница в значениях  $\chi^2$  составляет  $\sim 9000$ ). Таким образом, наилучшее согласие с данными дает аппроксимация, включающая степенной закон с экспоненциальным завалом на высоких энергиях для описания континуума (с учетом низкочастотного поглощения) и добавлением двух линий излучения на энергиях  $\sim 6.5$  кэВ и  $\sim 8$  кэВ,  $\chi^2=3$  для 36 степеней свободы с учетом систематических ошибок и 586 без учета систематических ошибок. Параметры аппроксимации данных PCA выбранной моделью приведены в табл. 6.2 и 6.3. Следует отметить, что спектры PCA с матрицей отклика 3.3 имеет относительную (от наблюдения к наблюдению) стабильность энергетической шкалы  $\sim 0.02$  кэВ на энергиях 6–8 кэВ, однако ее абсолютная точность несколько хуже и может быть оценена как  $\sim 1\%$ , т.е.  $\sim 0.07$  кэВ (Ягода 1998; частная переписка). Таким образом, при анализе положения эмиссионных линий нужно помнить об этой неопределенности.

Объединенные данные PCA и HEXTE также хорошо аппроксимируются этой моделью. Спектры источника по данным PCA и HEXTE в разное время показаны на рис.6.5.

Форма полученных спектров близка к спектру излучения оптически тонкой плазмы, однако не может быть вполне удовлетворительно описана этим законом с одной температурой. Это видно наиболее явно из полученных величин энергий экспоненциального завала в спектре (что грубо характеризует температуру теплового излучения) и соотношения потоков различных тепловых линий (см. более подробно в

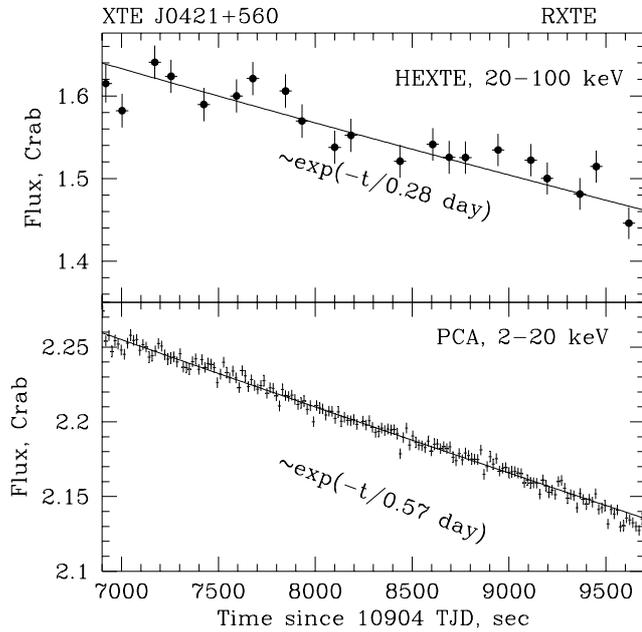


Рис. 6.3. Кривая блеска XTE J0421+560 во время первого сеанса наблюдений. Сплошной линией показана аппроксимация точек функцией вида  $e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}$ , здесь  $\tau \sim 0.56$  дня, за  $t_0$  взята точка 31.6 марта 1998. Видно, что источник не демонстрирует значимой переменности на масштабах 20–1000 с. Величина  $\chi^2$ , посчитанная по используемой модели для 162 точек PCA (нижний рисунок) равна 182.

части “Обсуждение”). Для аппроксимации широкополосного спектра мы использовали двухкомпонентную модель, состоящую из модели излучения оптически тонкой плазмы с двумя различными температурами.

Следует отметить несколько характерных особенностей полученных спектров: 1) величина поглощения, характеризующая завал спектра в сторону мягких энергий, меняется от  $N_{\text{HL}} \sim 4.8 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  1.04 апреля,  $\sim 6.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  1.35 апреля,  $\sim 1.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  через сутки и перестает значимо детектироваться во время последующих наблюдений; 2) наклон степенной компоненты растет, а энергия экспоненциального завала уменьшается, что свидетельствует об охлаждении излучающей среды; 3) положение центра линии излучения 6.5–6.7 кэВ изменяется в сторону более высоких энергий (см. рис.6.6).

Ниже мы обсуждаем возможную интерпретацию этих и других наблюдательных результатов.

## 6.4 Обсуждение

Рентгеновский транзиентный источник XTE J0421+560/CI Sam имеет ряд характерных особенностей, отличающих его от других известных рентгеновских транзиентов. Наиболее очевидное отличие, неоднократно отмечавшееся в литературе, связано с гораздо более коротким временем спада рентгеновского потока от источника после максимума (среднее значение характерного времени ослабления потока для известных рентгеновских транзиентов составляет  $\sim 30$  дней, см. например Ван Чен и др., 1997, для XTE J0421+560  $\sim 0.5$ –1 день) и полным отсутствием коротко-

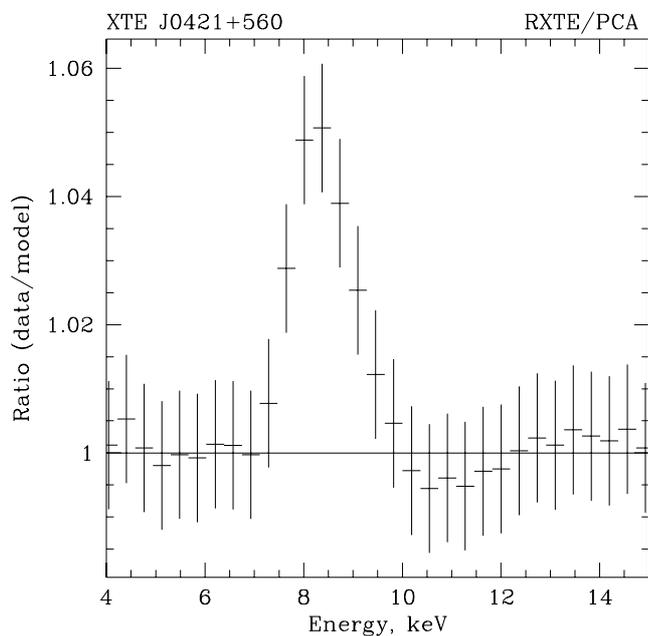


Рис. 6.4. Отношение данных к модели, в которой учитывалась только одна линия на энергии  $\sim 6.6$  кэВ. В величины ошибок на рисунке уже внесена дополнительная составляющая, равная 1% от потока в каждом канале.

масштабной переменности потока.

Следует отметить, что наблюдения XTE J0421+560 не показывают наличия особенностей, связываемых с присутствием аккреционного диска - квазипериодических осцилляций (КПО), или характерного сверхнизкочастотного шума в спектре мощности, либо характерной мягкой компоненты в энергетическом спектре. Более того, анализ кривой блеска источника на разных временных масштабах (от сотен микросекунд до тысяч секунд) показал отсутствие значимой переменности потока источника за вычетом общего тренда вплоть до последнего наблюдения 9 апреля (см., например, рис.6.3). Этот результат согласуется с результатами обсерватории ASCA, которая наблюдала XTE J0421+560 3–4 апреля 1998 г. (Уеда и др. 1998б) и ВерроSAX (Фронтера и др., 1998). Но, по данным этих же обсерваторий, поток в мягком диапазоне (0.5–1.0 кэВ) претерпевал плавные изменения на масштабе часов (наблюдения ASCA 3–4 апреля) и сотен секунд (наблюдения ВерроSAX 9 апреля).

**Форма непрерывного спектра.** Как было показано выше, форма спектра рентгеновского излучения наилучшим образом описывается степенным законом с экспоненциальным завалом на энергиях  $\sim 5$ –13 кэВ. Такая форма спектра резко отличается от спектров других рентгеновских Новых - кандидатов в черные дыры, для которых при потоках, аналогичных тем, что наблюдались у XTE J0421+560, характерно наличие жесткого рентгеновского излучения вплоть до энергий в сотни кэВ (см. например Сюняев и др., 1994).

Спектры, полученные в первые два дня после вспышки, показывают присутствие значительного низкочастотного поглощения. Величина поглощения уменьшается от  $N_{HL} \sim 4 - 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  (в зависимости от используемой модели контину-

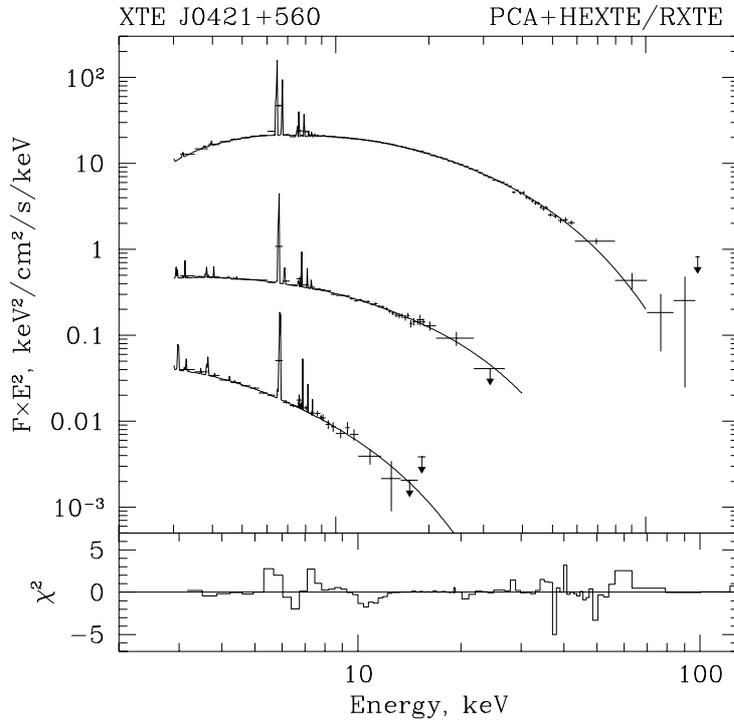


Рис. 6.5. Спектр XTE J0421+560 по данным обсерватории RXTE на разных стадиях его эволюции. Самый яркий спектр приведен по данным наблюдения 1 апреля, средний — 3 апреля, самый слабый — 9 апреля 1998 г. На нижней панели приведена кривая  $\chi^2$  для самого яркого спектра. Для остальных спектров вид кривой сильно не меняется, но амплитуда  $\chi^2$  слегка падает.

Большое количество линий не является наблюдаемым фактом (см. текст), а вызвано применением модели *teka* (модель излучения оптически тонкой плазмы с эмиссионными линиями) в качестве одной из компонент спектра.

ума) для первого сеанса наблюдения PCA до  $N_{HL} \sim 1 - 2 \times 10^{22}$  для третьего сеанса и перестает значимо детектироваться во время дальнейших наблюдений ( $N_{HL} \leq 1 - 1.5 \times 10^{22}$ ).

Наблюдения движущихся источников радиоизлучения (Хиелминг, Миодужевски 1998в) свидетельствуют о значительном оттоке вещества от центрального объекта во время вспышки. Если предположить, что энергия во вспышке выделилась одновременно в момент взрыва, а к моменту существенного спада потока (через  $\sim 3-4$  дня) облако потеряло значительную часть своей энергии, то по наблюдаемым параметрам рентгеновского спектра можно попытаться оценить плотность, а, следовательно, и массу облака. Возьмем в качестве характерного времени вспышки  $\tau \sim 3-4$  дня ( $\sim 10^5$  с). Из баланса энергий в облаке водородной плазмы получим (см. также Уеда и др., 1998б):

$$\frac{NkT}{\tau} \geq AN^2\sqrt{T}, A \sim 1.7 \times 10^{-27} \text{ эрг/сек}$$

$$N \leq \frac{k\sqrt{T}}{\tau A} \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$$

здесь  $N$  — плотность облака,  $T$  — температура.

Табл. 6.2. Параметры аппроксимации спектров XTE J0421+560 степенным законом с завалом, двумя линиями и поглощением.

#	MJD	$\alpha$	$E_{cut}$ , кэВ	Поток (3–20 кэВ) $10^{-10}$ эрг/см <sup>2</sup> /с	$N_H$ $10^{22}$ атом/см <sup>2</sup>
1	50904.08	$1.53 \pm 0.05$	$12.1 \pm 0.5$	$578 \pm 11$	4.8
2	50904.35	$1.59 \pm 0.04$	$11.9 \pm 0.4$	$350 \pm 7$	6.5
3	50905.28	$1.33 \pm 0.04$	$9.0 \pm 0.3$	$59.1 \pm 1.2$	1.5
4	50906.21	$1.69 \pm 0.04$	$9.3 \pm 0.3$	$16.2 \pm 0.3$	< 1.0
5	50906.48	$1.78 \pm 0.05$	$9.2 \pm 0.6$	$11.3 \pm 0.2$	< 1.0
6	50907.28	$1.98 \pm 0.05$	$8.6 \pm 0.4$	$5.6 \pm 0.1$	< 1.0
7	50908.28	$2.2 \pm 0.1$	$8.0 \pm 0.5$	$2.74 \pm 0.05$	< 1.0
8	50909.14	$2.0 \pm 0.1$	$6.1 \pm 0.5$	$2.01 \pm 0.08$	< 1.0
9	50910.10	$2.1 \pm 0.4$	$5.4 \pm 0.6$	$1.07 \pm 0.07$	< 1.0
10	50910.75	$2.4 \pm 0.4$	$7.2^{+1.4}_{-1.6}$	$0.85 \pm 0.06$	< 1.0
11	50911.15	$2.0 \pm 0.4$	$4.6^{+0.7}_{-0.3}$	$0.75 \pm 0.06$	< 1.5
12	50912.27	$2.2^{+0.3}_{-0.2}$	$5.1^{+0.9}_{-0.7}$	$0.55 \pm 0.06$	< 1.0

– Параметр  $N_H$  приведен без ошибки, поскольку основной вклад в неопределенность этого параметра вносят не статистические ошибки, а неопределенности матрицы отклика на энергиях ниже 4-5 кэВ. Как правило, неопределенность  $N_H$  оказывается порядка  $1 \times 10^{22}$

Используя это значение плотности и измеренное значение меры эмиссии  $EM$ , можно оценить полную массу выброшенного вещества  $M \sim m_p NV \sim m_p EM/N > 8 \times 10^{26} \text{ г} \sim 3 \cdot 10^{-7} M_\odot$ . Эта величина представляет собой несколько заниженную оценку, поскольку не учитывалась “утечка” тепловой энергии облака в кинетическую. Используя полученное значение плотности можно оценить размер облака:  $R > 2 \cdot 10^{13}$  см. Принимая расстояние до источника  $\sim 1 - 2$  кпк (см., например, Беллони и др. 1999) рентгеновская светимость источника в максимуме  $\sim 1 - 4 \cdot 10^{37}$  эрг/с.

**Происхождение линий.** Наиболее вероятным механизмом генерации наблюдаемых линий спектра является их излучение оптически тонкой плазмой. Альтернативные механизмы появления линий в спектрах Галактических источников рентгеновского излучения - прохождение излучения через поглощающую (и переизлучающую) среду или отражение его от среды представляются маловероятными, поскольку наблюдаемая эквивалентная ширина линии (или линий) Fe очень велика и в спектре отсутствует сильный край поглощения (с эквивалентной шириной  $> 1 - 1.5$  кэВ, который ожидался бы в случае, если бы наблюдаемая линия 6.4–6.9 кэВ была бы флуоресцентной). Кроме того, наблюдения обсерваторий ASCA и ВерроSAX показали наличие большого числа других линий в спектре — S, Si, O, N (Уеда и др. 1998б, Орт и др. 1998). Таким образом, мы считаем, что как непрерывный спектр, так и на-

Табл. 6.3. Положение и параметры аппроксимации линий по наблюдениям прибора РСА.

#	Комплекс 6.7 кэВ			Комплекс 8 кэВ		
	Е, кэВ	$\sigma$ , кэВ	EW, эВ	Е, кэВ	$\sigma$ , кэВ <sup>a</sup>	EW, эВ
1	6.52 ± 0.03	0.35 ± 0.05	559 ± 25	8.19 ± 0.14	0.1	77 ± 16
2	6.54 ± 0.03	0.35 ± 0.04	618 ± 23	8.20 ± 0.14	0.1	82 ± 14
3	6.54 ± 0.03	0.32 ± 0.04	755 ± 20	8.19 ± 0.15	0.1	69 ± 18
4	6.56 ± 0.03	0.28 ± 0.03	720 ± 24	8.07 ± 0.15	0.1	93 ± 17
5	6.59 ± 0.03	0.27 ± 0.04	736 ± 32	8.32 ± 0.15	0.1	102 ± 26
6	6.58 ± 0.03	0.24 ± 0.04	720 ± 38	8.04 ± 0.15	0.1	110 ± 27
7	6.61 ± 0.03	0.16 ± 0.04	773 ± 45	8.10 <sup>b</sup>	0.1	< 170
8	6.61 ± 0.04	0.23 ± 0.04	794 ± 61	8.10 <sup>b</sup>	0.1	163 ± 80
9	6.60 ± 0.03	0.23 ± 0.04	790 ± 60	8.10 <sup>b</sup>	0.1	138 ± 83
10	6.55 ± 0.06	0.35 ± 0.1	1009 ± 150	8.10 <sup>b</sup>	0.1	< 250
11	6.66 ± 0.04	0.21 ± 0.1	717 ± 61	8.10 <sup>b</sup>	0.1	174 ± 78
12	6.60 ± 0.04	< 0.25	674 ± 61	8.10 <sup>b</sup>	0.1	177 ± 88

<sup>a</sup> Параметр  $\sigma$  линии  $\sim 8$  кэВ был зафиксирован на величине 0.1, поскольку ширина линии во всех сеансах меньше инструментального разрешения.

<sup>b</sup> Положение линии в наблюдениях с 7 по 12 было зафиксировано из-за ее слабости.

блюдающиеся линии излучения генерируются в облаке горячей, оптически тонкой плазмы. Однако, данные РСА показывают, что модель излучения оптически тонкой плазмы с эмиссионными линиями, имеющей температуру  $T \sim 10-13$  кэВ довольно плохо аппроксимирует наблюдаемый спектр ( $\chi^2 = 187.8$  для 40 степени свободы для первого сеанса). Основные расхождения связаны с тем, что такая модель предсказывает соотношение потоков различных эмиссионных линий отличное от того, что мы наблюдаем в спектре ХТЕ J0421+560. Если же мы возьмем двухкомпонентную модель, состоящую из излучения оптически тонкой плазмы с двумя температурами:  $T \sim 10-13$  кэВ и  $T \sim 5-6$  кэВ, то мы получим существенно лучшую аппроксимацию ( $\chi^2 \sim 24$  для 38 степеней свободы). Надо отметить, что для получения хорошей аппроксимации нужно ввести в модель эмиссионных линий дополнительный параметр — доплеровский сдвиг  $\Delta\lambda/\lambda \sim 0.03-0.04$  (табл. 6.4), либо добавить линию нейтрального железа на энергии 6.4 кэВ (см. обсуждение ниже). В таблице 6.4 показаны полученные параметры аппроксимации спектра ХТЕ J0421+560 моделью излучения двухтемпературной плазмы с переменным смещением  $\Delta\lambda/\lambda$ .<sup>1</sup> Параметры

<sup>1</sup> В действительности, наблюдения этого источника в других диапазонах показывают, что разброс температур гораздо больше, от 10-15 кэВ (в диапазоне РСА и HEXTE) до нескольких тысяч градусов

Табл. 6.4. Параметры аппроксимации спектров PCA и HEXTE (первые три наблюдения) и PCA (остальные наблюдения) двухтемпературной моделью излучения оптически тонкой плазмы (модель MEKA пакета XSPEC).

#	$kT_1$ кэВ	$EM_1$	$kT_2$ кэВ	$EM_2$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}^a$	Обилие <sup>b</sup>	$\chi^2/\text{ст.св.}(\text{ст.св})$
1	$15.5 \pm 0.6$	$23.2 \pm 1.1$	$6.0 \pm 0.4$	$35.7 \pm 0.9$	0.037	$0.53 \pm 0.04$	0.72(290)
2	$15.8 \pm 0.7$	$12.7 \pm 1.1$	$6.0 \pm 0.4$	$25.8 \pm 0.6$	0.037	$0.56 \pm 0.04$	0.85(290)
3	$11.0 \pm 1.2$	$3.2 \pm 0.8$	$5.2^{+0.9}_{-2.0}$	$2.7 \pm 0.9$	0.034	$0.67 \pm 0.04$	1.19(290)
4	$8.3 \pm 0.4$	$1.14 \pm 0.1$	$2.9 \pm 0.4$	$0.8 \pm 0.1$	0.031	$0.55 \pm 0.04$	0.66(39)
5	$8.1 \pm 0.9$	$0.77 \pm 0.12$	$3.0 \pm 0.6$	$0.8 \pm 0.1$	0.024	$0.52 \pm 0.04$	0.78(39)
6	$7.8 \pm 0.9$	$0.32 \pm 0.07$	$2.8 \pm 0.2$	$0.65 \pm 0.04$	0.019	$0.48 \pm 0.03$	0.53(39)
7	$5.3 \pm 0.4$	$0.21 \pm 0.05$	$2.2 \pm 0.2$	$0.4 \pm 0.04$	0.017	$0.41 \pm 0.03$	0.62(39)
8	$4.1 \pm 0.2$	$0.24 \pm 0.05$	$1.0 \pm 0.3$	$0.4 \pm 0.2$	0.014	$0.41 \pm 0.03$	0.60(39)
9	$3.6 \pm 0.2$	$0.20 \pm 0.03$	$1.0 \pm 0.5$	$0.22^{+0.23}_{-0.09}$	0.014	$0.37 \pm 0.05$	0.48(39)
11	$3.4 \pm 0.2$	$0.15 \pm 0.04$	$1.3 \pm 0.6$	$0.14^{+0.08}_{-0.04}$	0.003	$0.32 \pm 0.05$	0.48(39)
12	$2.9 \pm 0.1$	$0.14 \pm 0.02$	$0.5 \pm 0.3$	$1.3 \pm 1.0$	0.00	$0.30 \pm 0.05$	0.69(39)

– Мера эмиссии (EM) приведена в единицах  $10^{58} (\text{d}/1\text{кпк})^2 \text{см}^{-3}$ .

– Поглощение присутствует лишь в трех первых сеансах и составляет  $\sim 4.5$ ,  $\sim 6.1$  и  $\sim 2,6$  в единицах  $10^{22} \text{атом}/\text{см}^2$  соответственно.

<sup>a</sup> – Ошибка на величину сдвига определяется в основном систематическими неопределенностями и была зафиксирована на 0.007, исходя из предположения абсолютной точности энергетической шкалы 0.05 кэВ (см. текст).

<sup>b</sup> – Обилие тяжелых элементов по отношению к солнечному (Андерс&Гревисс, 1989)

обилия тяжелых элементов и сдвига  $\Delta\lambda/\lambda$  были взяты одинаковыми для двух компонент.

**Положение линий в спектре.** Данные PCA свидетельствуют о наличии в спектре источника линий излучения на энергиях 6.5-6.7 кэВ и около 8 кэВ. Присутствие мощной линии излучения на  $\sim 6.7$  кэВ вблизи энергии излучения гелиеподобного железа, отмечено всеми рентгеновскими приборами, наблюдавшими XTE J0421+560 и имеющими необходимое спектральное разрешение в этом диапазоне энергий (Орландини и др., 1998; Уеда и др., 1998а,б). Новыми и интересными результатами проведенного в рамках данной работы анализа стало обнаружение изменения положения линии (или комплекса линий) железа, а также присутствие дополнительной линии (или комплекса линий) около 8 кэВ. В свете имеющихся данных о наблюдении релятивистских струй в радиодиапазоне представляется соблазнительным интерпретировать смещение линии 6.7 кэВ как проявление эффекта Доплера для релятивистски движущейся плазмы. Полученный параметр сдвига линии  $\Delta\lambda/\lambda$  согласуется также с результатами наблюдений обсерватории ASCA. Лучевую скорость ( $<1$  эВ) для линий в оптическом и инфракрасном диапазоне, см. обсуждение ниже

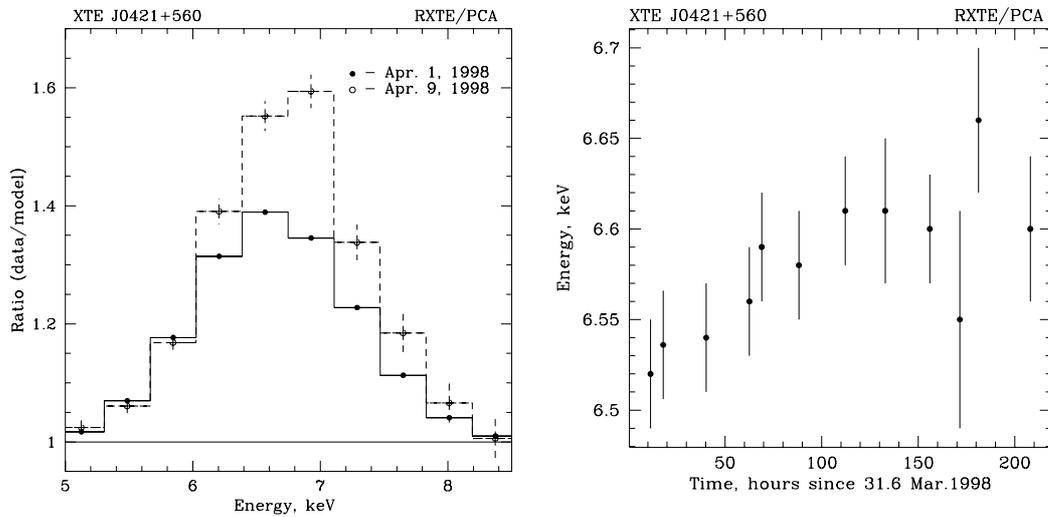


Рис. 6.6. *Слева* — Отношение данных к модели, в которой не учитывалась линия  $\sim 6.6$ – $6.7$  кэВ. *Справа* — Зависимость положения линии Fe от времени.

плазмы можно оценить равной  $\sim 0.03c$  для наблюдения, проведенного 1 апреля, с последующим уменьшением, вызывающим обнаруженное смещение линии в сторону более высоких энергий.

Очень серьезным возражением против такой интерпретации служит отсутствие в спектре компоненты, имеющей голубое смещение. Линия  $\sim 8$  кэВ вряд ли может рассматриваться в качестве признака такой компоненты, даже учитывая неопределенность в ее положении, поскольку ее интенсивность много меньше, чем для линии  $6.5$ – $6.7$  кэВ.

Интересно, что похожее смещение линии излучения до энергий  $>7$  кэВ было обнаружено при наблюдении источника SS433 спутником EXOSAT и интерпретировалось как проявление эффекта Доплера для прецессирующих джетов (Ватсон и др., 1986). Однако, в этом случае наблюдалась только смещенная в синюю сторону линия, а отсутствие линии, смещенной в красную область, объяснялось затмением области излучения аккреционным диском.

Альтернативным объяснением сдвига линии в область низких энергий для первых сеансов может быть появление в спектре дополнительной мощной флуоресцентной линии нейтрального железа на  $6.4$  кэВ при прохождении излучения через холодное плотное облако, окружающее рентгеновский источник. Возможно, что впоследствии эквивалентная ширина линии нейтрального железа существенно уменьшилась, что привело к смещению центра широкой особенности, детектируемой прибором PCA. Основное возражение против такой интерпретации — слишком большая оптическая толщина облака, необходимая, чтобы сформировать линию  $6.4$  кэВ с соответствующей эквивалентной шириной ( $\sim 100$ – $300$  эВ): количество атомов нейтрального водорода  $N_H$  на луче зрения  $\sim 10^{23}$  см $^{-2}$  (см. также Уэда и др 1998б). Однако этот расчет не учитывает, что значительная часть легких элементов может быть ионизована в обла-

сти формирования линии 6.4 кэВ, что может сильно изменить соотношение между  $N_H$  и эквивалентной шириной линии 6.4 кэВ. Если принять, что в спектре присутствует флуоресцентная линия нейтрального железа (6.4 кэВ), то, по результатам аппроксимации спектров РСА, эквивалентная ширина линии уменьшается от  $\sim 200$ -300 эВ в первых наблюдениях до  $< 90$  эВ в последних (ширина линии была взята равной  $\sigma = 0.1$  кэВ).

Спектральная особенность в районе 8 кэВ может быть приписана линии или комплексу линий излучения высокоионизированного никеля, либо комплексу  $K\beta$  линий железа. В то время как излучение в линии железа на энергиях  $\sim 6.7$  кэВ наблюдалось у многих рентгеновских источников, наличие линии излучения  $\sim 8$  кэВ является новым интересным результатом. Вероятно, что детектирование такой линии стало возможным только благодаря большой яркости источника, необычайно высокой относительной интенсивности линий излучения в спектре источника в сочетании с высокой чувствительностью РСА.

### **Временное поведение спектра XTE J0421+560**

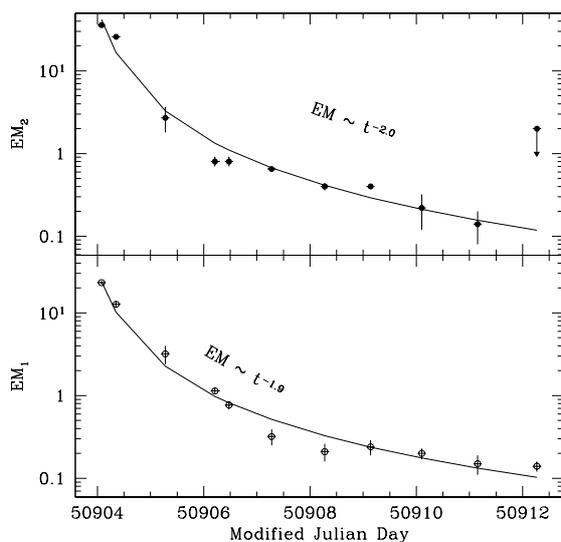


Рис. 6.7. Зависимость меры эмиссии ( $EM = \int N^2 V$ ) для двух компонент спектра — излучения облака оптически тонкой плазмы с двумя различными температурами. Сплошными линиями показана зависимость вида  $EM \sim (t - 50903.6)^{-\alpha}$  (см. текст). Мера эмиссии приведена в единицах  $10^{58} (d/1 \text{ кпк})^2 \text{ см}^{-3}$ .

Для того, чтобы попытаться проследить изменение физических параметров излучающей системы, мы использовали двухтемпературную модель излучения оптически тонкой плазмы (см. выше). Полученные зависимости меры эмиссии от времени приведены на рис. 6.7. Из рис. 6.7 видно, что мера эмиссии для обеих компонент спадает приблизительно по закону  $EM \sim t^{-2}$ . На рис. 6.8 приведена зависимость меры эмиссии различных компонент как функция температуры.

Если считать массу облака  $M \sim m_p N V$  постоянной, то его внутренняя (тепловая) энергия будет зависеть только от температуры  $T$ , а мера эмиссии только от  $N$ . В этом случае зависимость объема облака становится  $V \sim EM^{-1}$ . Из наблюдений зависи-

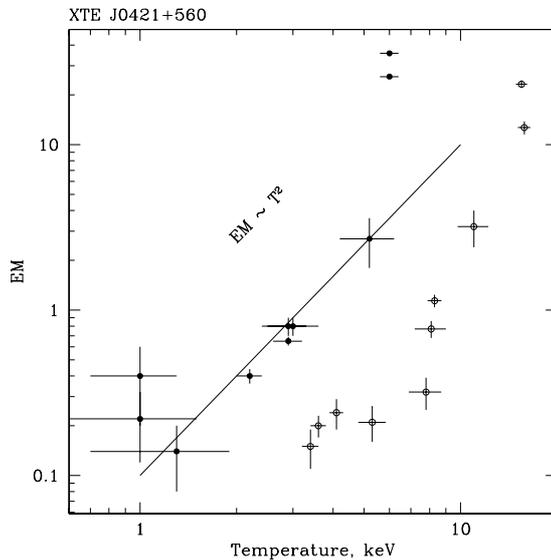


Рис. 6.8. Зависимость меры эмиссии двух спектральных компонент от их температур. Сплошной линией показана степенная зависимость вида  $EM \sim T^2$ .

мость меры эмиссии от времени имеет вид  $EM \sim t^{-2}$ . Тогда зависимость объема от времени будет иметь вид  $V \sim t^2$ . Заметим, что показатель степени  $\alpha \sim 2 < 3$  может указывать на то, что расширение облака не является равномерным и изотропным.

На рис. 6.8 показана зависимость меры эмиссии (EM) различных компонент от их температур. Сплошной линией показана зависимость вида  $EM \sim T^2$ .

## 6.5 О природе вспышки XTE J0421+560

Вспышка XTE J0421+560 является, безусловно, очень необычным событием на рентгеновском небе. Необычайно быстрая эволюция, отсутствие какой-либо короткомасштабной переменности кроме основного тренда спада (для первого наблюдения  $2\sigma$  верхний предел на амплитуду переменности в диапазоне 0.01–150 Гц составляет  $\sim 0.08\%$ ), наблюдающийся разлет радио-облака — все это ставит *CI Sam* особняком от известных рентгеновских источников.

На начальном этапе вспышки разлет радио-облака является несимметричным, как видно из рис.6.1. Однако на поздних стадиях эволюции облако приобретает все более симметричную форму (рис.6.9).

С самого начала вспышки все обсерватории отметили тепловую природу излучаемого спектра. Наблюдения RXTE, ASCA и ВерроSAX (диапазон энергий 0.5–100 кэВ) показывают тепловой континуум (экспоненциальный завал на высоких энергиях) и присутствие сильных линий Fe, S, Si, O, Ca. При этом излучающая область не является однотемпературной — температура, определяемая по разным линиям и по континууму оказывается существенно различной. Простейшие оценки плотности

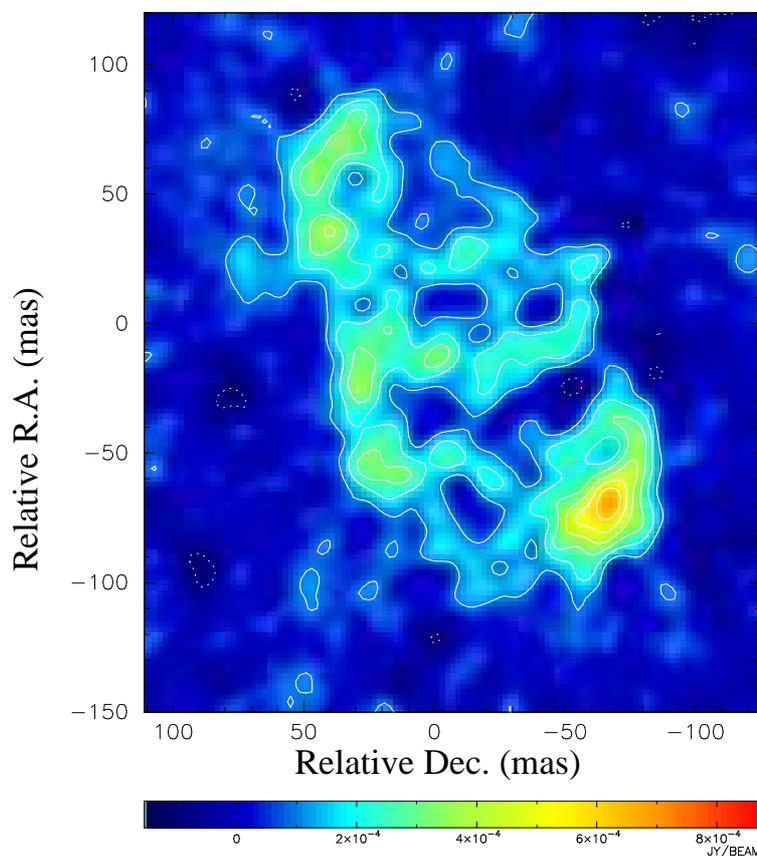


Рис. 6.9. Изображение области неба вокруг XTE J0421+560 через 163 дня после всплеска. Видно, что расширение облака скорее квазисферическое, чем состоящее из джетов. Изображение любезно предоставлено Эми Миодужеvски

облака, излучающего рентгеновский спектр дают величину  $n \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (см. выше), при этом радиус облака  $R \geq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}$ . Во время вспышки (например, 4 апреля 1998 г.) были проведены многочисленные наблюдения CI Cam в оптическом и инфракрасном диапазонах. Потоки в линиях H I и He I показывают, что в системе присутствует плотная ионизованная среда,  $n > 10^4 \text{ см}^{-3}$ ,  $T > 10^4 \text{ K}$  (существенна рекомбинация, см. Кларк и др. 1999). Наличие линий Fe II предполагает плотность  $n > 10^{5-6} \text{ см}^{-3}$ , однако отношение потоков запрещенных линий [Fe II] говорит о наличии в системе областей с  $n \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Также, наличие комплексов Na I и CO указывает на очень плотные ( $n > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) и холодные ( $T < 5000 \text{ K}$ ) области (Кларк и др. 1999). Оптическая спектроскопия, так же как и наблюдения RXTE (см. выше) показала постепенное уменьшение степени ионизации спектров. Интересной особенностью оказалось увеличение со временем интенсивности (эквивалентной ширины) запрещенной линии [NII], что, вероятно, является указанием на возникновение разряженного гало (Барсукова и др. 1998).

В целом, наблюдения источника в различных диапазонах могут указывать на то, что излучение формируется в оптически тонком облаке, которое быстро расширяется (радионаблюдения — скорость  $\sim 3000-10000$  км/с) и охлаждается. Расширяющееся облако, в свою очередь, возможно, заключено в оболочку из плотного звездного ветра оптического компаньона (который дает линии малого возбуждения NaI и CO). Кроме того, соотношение оптического и инфракрасного спектров указывает на то, что, вероятно, в системе горячей массивной звезды (дающей мощный звездный ветер) присутствует значительное пылевое облако (см., обсуждение в работе Беллони и др. 1999).

Параметры аппроксимации рентгеновских спектров, полученные обсерваторией RXTE указывают на то, что в спектре XTE J0421+560 в течении первой недели после всплеска, вероятно, присутствует флуоресцентная линия железа 6.4 кэВ с эквивалентной шириной  $\sim 100-300$  кэВ. Однако, при этом наблюдаемая величина  $N_H$  оказывается довольно мала ( $\sim 10^{22}$  см $^{-2}$ , по сравнению с ожидаемой при такой эквивалентной ширине  $1-2 \sim 10^{23}$  см $^{-2}$ , см. например, Инуе и др. 1985), и получить такую сильную флуоресцентную линию при прохождении излучением нейтрального облака (где все элементы неионизованы) невозможно. Однако, в излучающем облаке в системе XTE J0412+560 почти все элементы ионизованы — мы наблюдаем линии излучения даже водородоподобного железа. Более того, принимая во внимание большую температуру и светимость облака, можно ожидать, что большая часть элементов в нем будет ионизована вплоть до его внешних границ. Оценочный параметр фотоионизации  $\xi \sim 4\pi F/n$  (где  $F$  — поток излучения, а  $n$  — плотность вещества в см $^{-3}$ ) дает:  $\xi \sim \frac{L}{nR^2} \sim \frac{10^{11}L_{37}}{n} \left(\frac{R}{R_{13}}\right)^{-1}$ , здесь  $L_{37}$  светимость облака в  $10^{37}$  эрг/с,  $R_{13}$  — радиус облака в единицах  $10^{13}$  см. Таким образом, при наших плотностях  $n < 10^{10}$  см $^{-3}$  параметр ионизации может достигать значений 10-100, при которых большая часть элементов ионизована (до O, Si и S, железо должно остаться неионизованным, чтобы дать возможность образоваться флуоресцентной линии 6.4 кэВ). В ходе эволюции вспышки плотность вещества падала и эквивалентная ширина флуоресцентной линии уменьшалась.

Принимая во внимание светимость источника (несколько  $\cdot 10^{37}$  эрг/с), мы можем сразу исключить аккрецию на белый карлик как источник энергии светящего облака. Более того, размер облака ( $> 10^{13}$  см) и полное отсутствие переменности потока говорит о том, что вообще энергетическая подпитка облака во время всплеска маловероятна. Закон изменения температуры и меры эмиссии со временем довольно сложный, возможно во время вспышки существует значительный отток энергии во внешние области. Геометрия радиообластей (см. рис. 6.1 и 6.9) прямо указывает на то, что основным источником радиоизлучения является все то же облако, а не центральный источник. Отсутствие спектра излучения аккреционного диска, короткомасштабной переменности, радиоизлучения центрального объекта — нет никаких указаний на то, что компактным источником в системе XTE J0421+560 является черная дыра. Вкупе с тем, что наблюдается отсутствие пульсаций потока, рентгеновских всплесков первого типа, а также излучения поверхности нейтронной звезды это может означать, что либо аккреция в системе после катастрофического взрыва сильно подавлена,

либо, что центральным объектом является белый карлик. В пользу последнего говорят также различные аналогии всплеска CI Sam с классическими Новыми, однако тем не менее остаются нерешенными много вопросов - например, почему с самого начала всплеска облако было оптически тонким, почему масса выброшенного облака столь мала ( $10^{-7}M_{\odot}$  по сравнению с  $10^{-5}M_{\odot}$  для классических Новых) и т.д.

## 6.6 Заключение

Наблюдения приборами обсерватории RXTE рентгеновского транзиентного источника XTE J0421+560, отождествленного с системой CI Sam, дали ряд интересных и неожиданных результатов.

1. Прежде всего, источник обратил на себя внимание необычно быстрым нарастанием рентгеновского потока, сопровождавшимся также необычно быстрым спадом после прохождения максимума. За 10 дней наблюдений приборами PCA и HEXTE поток от источника уменьшился более чем на два порядка.
2. Был обнаружен вторичный всплеск на кривой блеска в мягком рентгеновском диапазоне (1.3-3.0 кэВ), нескоррелированной с потоком в более жестком диапазоне энергий.
3. Поток источника в диапазоне  $>3$  кэВ менялся необычайно плавным образом. Верхний предел на амплитуду хаотической переменности в диапазоне частот 0.01-150 Гц во время первого наблюдения составил 0.08% ( $2\sigma$ ).
4. Спектр источника в диапазоне 3–150 кэВ может быть аппроксимирован степенным законом с экспоненциальным завалом на жестких энергиях с отдельными эмиссионными линиями, либо двухтемпературной моделью излучения оптически тонкой плазмы.
5. По мере эволюции вспышки спектр источника становился мягче — энергия экспоненциального завала спектра или температура аппроксимации моделью излучения тепловой плазмы уменьшалась.
6. Первоначальная масса излучающего облака оценивается в  $> 3 \times 10^{-7}M_{\odot}$ , а характерный размер  $R > 10^{13}$  см.
7. Обнаружена линейчатая особенность на энергии около 8 кэВ, что, по видимому, связано с излучением высокоионизированного Ni или  $K\beta$  линий Fe. Насколько нам известно, зарегистрировано для Галактических источников впервые.
8. Обнаружено смещение широкой эмиссионной особенности на энергиях 6–7 кэВ в сторону низких энергий относительно положения линий ионизированного

железа. Это может быть обусловлено либо проявлением Доплер-эффекта движущегося облака, либо появлением флуоресцентной линии нейтрального железа (6.4 кэВ) при прохождении излучения через облако.

Если зарегистрированное смещение связано с эффектом Доплера, то это второй в нашей Галактике, после SS 433, пример наблюдения в рентгеновском диапазоне излучения, генерируемого в струе релятивистской плазмы.

## 6.7 Литература

- Андерс & Гревисс 1989// Anders E. & Grevesse N., 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta* 53, 197
- Барсукова и др.// Barsukova E., Fabrika S., Pustynnik S., Ugryumov A., 1998, *Bull. Spec. Astrophys. Obs*, 1998, 45, 147
- Беллони и др. 1999// Belloni T., Dieters S., M. van der Ancker, R. Fender, D. Fox, B. Harmon, M. van der Klis, J. Kommers, W. Lewin, J. van Paradijs, *ApJ*, in press (astro-ph/9907124)
- Брадт и др. (Bradt H., Rotshild R., Swank J.)// *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1993. V. 97. P. 355
- Вагнер, Старрфилд (Wagner R., Starrfield S.)// *IAU Circ.* 1998. No. 6857
- Ван Чен и др. (Chen Wan, Shrader C., Livio Mario)// *Astrophys. J.*, 1997. V. 491. P. 312.
- Ватсон и др. (Watson M., Stewart G., Brinkmann W., King A.)// *MNRAS* 1986. V. 222, P. 261.
- Гарсия и др. (Garsia M.R., Berlind P., Barton E., McClintock J. E., Callanan P. J., McCarthy J.)// *IAU Circ.* 1998. No. 6865
- Жанг, Ягода (Zhang W., Jahoda K.)// 1996. <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/users/keith/deadtime/deadtime.html>
- Кларк и др. //Clark J., Steele I., fender R., Coe M., 1999, *A&A*, 348, 888
- Маршалл, Стромаер (Marshall F., Strohmayer T.)// *IAU Circ.* 1998. No. 6857
- Миколаевска, Кэньон (Mikolajewska Joanna, Kenyon S.)// *MNRAS* 1992. V. 256. P. 177-185.
- Орландини и др. (Orlandini M., Dal Fiume D., Frontera F., Antonelli L., Piro L., Parmar A.)// *IAU Circ.* 1998. No. 6868
- Орр и др. (Orr A., Parmar A., Orlandini M., Frontera F., Dal Fiume D., Segreto A., Santangelo A., Tavani M.)// 1998, *A&AL*, 340, 19
- Смит, Ремиллард (Smith D., Remillard R.)// *IAU Circ.* 1998. No. 6855
- Старк (Stark)// 1998. <http://lheawww.gsfc.nasa.gov/~stark/pca/pcabackest.html>
- Сюняев и др. (Sunyaev R., Borozdin K., Aleksandrovich N., Arefev V., Kaniovskii A., Efremov V., Maisack M., Reppin C., Skinner J.)// *Astron. Lett.* 1994. V. 20, P. 777
- Уэда и др. (Ueda Y., Ishida M., Inoue H., Dotani T., Lewin W.H.G., Greiner J.)// *IAU Circ.* 1998a. No. 6872
- Уэда и др. (Ueda Y., Ishida M., Inoue H., Dotani T., Greiner J., Lewin W.H.G.)// *Astrophys. J.* 1998b. (в печати, см. также astro-ph/9810100)

Фронтера и др. (Frontera F., Orlandini M., Amati L., Dal Fiume D., Masetti N., Orr A., Parmar A., Brocato E., Raimondo G., Piersimoni A., Tavani M., Remillard R.)// Astron. Astrophys. 1998. (в печати, см. также astro-ph/9809287)

Чхиквадзе Я.// Астрофизика 1970. V. 6. P. 65

Хиелминг ,Миодужеvски (Hjellming R., Mioduszevski A.)// IAU Circ. 1998a. No. 6857

Хиелминг ,Миодужеvски (Hjellming R., Mioduszevski A.)// IAU Circ. 1998б. No. 6862

Хиелминг ,Миодужеvски (Hjellming R., Mioduszevski A.)// IAU Circ. 1998в. No. 6872

Ягода (Jahoda K.)// 1998a. <http://hea-www.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf.html>

Ягода (Jahoda K.)// 1998б. [http://hea-www.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf\\_fit41.erratum](http://hea-www.gsfc.nasa.gov/users/keith/pcarmf_fit41.erratum)

**Часть IV**

**Переменность миллисекундного  
барстера-пульсара  
SAX J1808.4-3658**



## Глава 7

# Вспышка SAX J1808.4–3658

### 7.1 Введение

Транзиентный рентгеновский источник SAX J1808.4–3658 был открыт в сентябре 1996 г. обсерваторией ВерроSAX (ин'т Занд и др. 1998). За время наблюдений этой обсерваторией было зарегистрировано 2 всплеска I типа. Анализ всплесков позволил оценить расстояние до источника — 4 кпк. Постоянный поток от источника в это время в диапазоне 0.4–10 кэВ составлял  $6 \cdot 10^{36}$  эрг/сек (используя расстояние 4 кпк). По данным монитора всего неба (ASM) обсерватории RXTE вспышка 1996 г. длилась примерно  $\sim 20$  дней.

Недавно инструменты обсерватории RXTE обнаружили новую вспышку SAX J1808.4–3658 (Маршалл и др. 1998). В потоке источника были обнаружены когерентные пульсации с периодом 2.49 мсек (Вэйландс & ван дер Клис 1998), что также позволило определить орбитальные параметры системы SAX J1808.4–3658 (Чакрабарти & Морган 1998). Было задетектировано изменение яркости оптического компаньона SAX J1808.4–3658 на  $> 3.4^m$ . К 18 апреля 1998 г. яркость оптического компаньона достигла величины  $m_V = 16.6$  (Роше и др. 1998). Жиль и др. (1998) обнаружили приблизительно синусоидальные модуляции рентгеновского потока с орбитальным периодом 2 часа.

В нашей работе мы использовали открытые наблюдения источника обсерваторией RXTE (Брадт и др. 1993). Краткая информация о наблюдениях приведена в таблице 7.1.

Наблюдения 2 и 3 мая 1998 г. были проведены в период, когда источник имел очень низкий поток ( $\sim 5 - 10\%$  от фонового потока РСА), поэтому параметры спектральных аппроксимаций этих наблюдений сильно зависят от точности нашего знания приборного фона РСА. Наблюдение 6 мая 1998 г. было исключено из анализа — поток источника составлял  $\sim 3 - 5\%$  от потока фона.

Табл. 7.1. SAX J1808.4–3658. Параметры спектральной аппроксимации данных PCA и HEXTE.

Дата 1998	Время, UT	Эксп. <sup>1</sup> , sec		$\alpha^3$	PCA		HEXTE		PCA+HEXTE	
		PCA	HEX. <sup>2</sup>		$F_{3-25keV}^4$	$\alpha$	$F_{20-150keV}^{4,5}$	$\alpha^3$	$F_{3-150keV}^{4,6}$	$\chi_r^2$
11/04	19:50–21:44	2974	2041	2.00	245.4±0.8	2.13±0.09	138.8±9.6	2.01	450.0±3.1	1.50
13/04	01:52–02:23	1375	949	1.97	224.2±0.8	2.13±0.12	153.9±4.2	1.97	423.4±3.3	1.36
16/04	17:19–23:01	9266	8620	1.95	145.3±0.5	2.03±0.06	99.9±4.8	1.96	279.3±1.8	1.43
17/04	01:42–04:39	5675	4018	1.95	140.8±0.5	2.10±0.08	91.5±5.7	1.96	270.4±1.9	1.41
18/04	03:09–09:19	13980	9179	1.96	123.6±0.4	2.06±0.05	82.9±3.7	1.96	235.9±1.6	1.48
18/04	12:34–01:03	25285	17056	1.96	118.5±0.4	2.08±0.05	77.5±3.1	1.97	225.5±1.5	1.54
20/04	21:03–23:09	5120	3557	1.98	98.1±0.3	2.11±0.13	59.5±6.4	1.99	182.7±1.5	1.49
23/04	15:53–23:21	16493	11135	2.01	81.0±0.3	2.03±0.09	55.7±4.0	2.01	147.8±1.1	1.59
24/04	16:08–23:22	8547	10426	2.03	77.6±0.3	2.12±0.10	47.1±3.8	2.04	138.5±1.1	1.49
25/04	14:23–21:41	15045	10120	2.04	73.1±0.3	2.08±0.11	45.7±4.0	2.05	129.5±1.0	1.60
26/04	16:01–23:28	15819	10748	2.05	48.5±0.2	2.11±0.16	27.6±3.6	2.05	85.6±0.8	1.36
27/04	14:30–19:31	8765	6006	2.11	24.8±0.2	2.15±0.44	15.8±5.1	2.11	41.8±0.6	1.22
29/04	14:24–18:58	8536	5735	2.10	19.9±0.1	2.39±0.61	12.7±5.2	2.10	33.8±0.6	1.04
02/05 <sup>7</sup>	01:26–02:59	3259	1988	1.8	1.6±0.1	2.0 <sup>7</sup>	< 4.7 <sup>9</sup>	1.86	3.4±0.6	0.70
03/05 <sup>7</sup>	19:10–21:01	4072	2790	2.2	3.3±0.1	2.0 <sup>7</sup>	< 4.6 <sup>9</sup>	2.29	4.9±0.4	0.70

Приведены ошибки, соответствующие 90% доверительному интервалу;

– скорректировано на мертвое время прибора;

<sup>2</sup> – сумма экспозиций двух кластеров HEXTE;

<sup>3</sup> – ошибка на параметр  $\alpha$  во всех наблюдениях, кроме последних двух равна 0.02. В двух последних она увеличилась до 0.1.

<sup>4</sup> – поток энергии в единицах  $10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>;

<sup>5</sup> – нормировка HEXTE

<sup>6</sup> – нормировка HEXTE была пересчитана для сшивки с данными PCA;

<sup>7</sup> – низкая скорость счета источника ( $\sim 5 - 10\%$  от фона PCA, см. текст);

<sup>8</sup> – зафиксировано;

<sup>9</sup> – 90% верхний предел;

## 7.2 Результаты

Кривая блеска и спектры SAX J1808.4–3658 показаны на рис. 7.1 и 7.2. Для численного описания широкополосного спектра источника при различных светимостях мы использовали аппроксимацию степенным законом. Полученные параметры спектральных аппроксимаций приведены в таблице 7.1. Пульсации с периодом  $\approx 2.49$  мсек были задетектированы во всех наблюдениях вплоть до наблюдения 3 мая 1998 г. с относительной среднеквадратической амплитудой  $\approx 4 - 7\%$ , которая постепенно увеличивалась по мере спада потока.

Аппроксимация наблюдаемого спектра, усредненного за период 11–25 апреля 1998 г., степенным законом дает величину  $\chi^2$  на степень свободы  $\chi_r^2 = 2.0$  (для 297 ст.св). Отклонения связаны, в основном, с плохой аппроксимацией в диапазоне

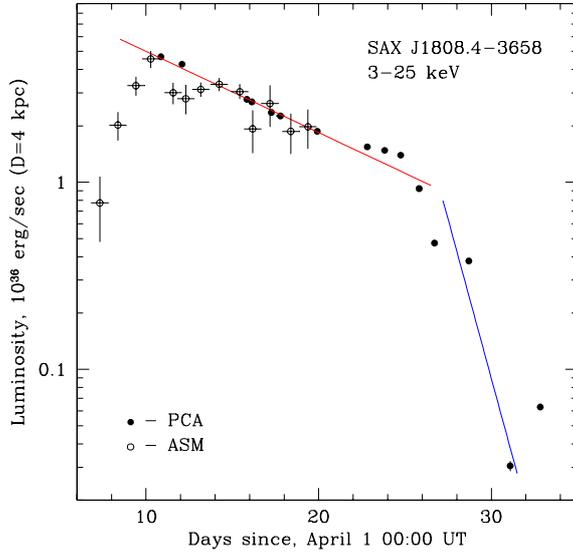


Рис. 7.1. Кривая блеска SAX J1808.4–3658 в диапазоне 3–25 кэВ. Потоки PCA взяты из таблицы 7.1, скорость счета ASM была пересчитана в поток в диапазоне 3–25 кэВ, предполагая спектр источника по форме совпадающим со спектром Крабовидной туманности. Сплошные линии:  $L_X \propto e^{-t/10^d}$  и  $L_X \propto e^{-t/1.3^d}$ .

PCA:  $\chi_r^2 = 4.4$  (50 ст.св.) и  $\chi_r^2 = 1.3$  (246 ст.св) для данных PCA и HEXTE соответственно. Добавление в модель линии излучения на энергии  $\sim 6.8$  кэВ и мягкой компоненты с температурой  $\sim 0.6$  кэВ значительно улучшает качество аппроксимации.

Значительное увеличение яркости источника в оптическом диапазоне (Роше и др. 1998), а так же присутствие в рентгеновском спектре флуоресцентной линии  $K-\alpha$  железа и широкого пика на энергиях 20–30 кэВ (рис.7.2) говорит о том, что в системе SAX J1808.4–3658 существенен эффект отражения жестких фотонов от оптически непрозрачной среды. Для того, чтобы оценить форму начального (первичного) спектра, мы использовали модель, состоящую из степенного закона с экспоненциальным завалом на высоких энергиях с учетом отражения от нейтральной среды (модель reghav в пакете XSPEC). Эквивалентная ширина линии железа,  $\sim 50$  эВ, говорит о том, что телесный угол, занимаемый отражающей средой в небе области, излучающей степенной спектр, равен примерно  $\Omega/2\pi \sim 0.4$  (Баско, Сюняев & Титарчук 1974, Джорж & Фабиан 1991, предполагая солнечное обилие тяжелых элементов и угол наклона системы  $\theta = 60^\circ$ ).

Если зафиксировать параметр отражения на этой величине, то параметры первичного спектра будут: фотонный индекс  $\alpha \approx 2.00 \pm 0.02$ , характерная энергия экспоненциального завала  $E_f \approx 365_{-95}^{+175}$  кэВ (90% доверительный интервал) со значением величины  $\chi_r^2 = 1.11$  (292 ст.св.). Количество атомов водорода на луче зрения было зафиксировано на Галактической величине  $NH = 1.3 \cdot 10^{21}$  см $^{-2}$ . Изменения параметра отражения и угла наклона не сильно влияют на величины  $\alpha$  и  $E_f$ :

$$\alpha \approx 1.96 \pm 0.02, E_f \approx 255_{-50}^{+80} \text{ кэВ для } \Omega/2\pi \sim 0.3, \theta = 60^\circ \text{ и } \alpha \approx 2.03 \pm 0.02, E_f \approx 395_{-100}^{+90} \text{ кэВ для } \Omega/2\pi \sim 0.3, \theta = 30^\circ.$$

Результаты наблюдений SAX J1808.4–3658 обсерваторией RXTE можно описать следующим образом:

1. Спектр источника (первичный) в диапазоне 3–100 кэВ на протяжении всей вспышки представляет собой функцию вида  $I_\nu \propto \nu^{-2}$  несмотря на то, что поток от источника упал более, чем в 100 раз (см. таблицу 7.1, рис.7.2). В рамках сделанных выше предположений об отраженной компоненте в спектре нижний предел на характерную энергию экспоненциального завала первичного спектра составляет  $E_f > 270$  кэВ.

Спектр источника существенно отличается от спектров некоторых рентгеновских барстеров в низком состоянии со светимостями  $L_X \sim 10^{37}$  эрг/сек (GX354–0, 4U1705–44, см. рис.7.2). Однако, он похож на спектры барстеров в состоянии с существенно более низкими светимостями  $L_X < (1-2) \cdot 10^{36}$  эрг/сек (например, 4U1608–522 и Aql X–1, см. рис.7.2).

2. Кривая блеска источника на спаде имеет резкий скачок при светимости  $\sim 10^{36}$  эрг/сек (мы везде предполагаем, что расстояние до источника равно 4 кпк) – светимость упала примерно в 20 раз в течении  $< 3$  дней.
3. Полная энергия, выделенная в диапазоне 3–150 кэВ может быть оценена  $\sim 8 \times 10^{42}$  эрг, что соответствует аккрецированной массе  $\sim 2 \times 10^{-11} M_\odot$ . Пиковое значение темпа аккреции  $\dot{M} \sim 7 \times 10^{-10} M_\odot/\text{год}$ . Эти оценки, однако, не учитывают энергию, выделенную за пределами исследуемого диапазона, которая может быть вполне значительна.
4. Степенной спектр  $I_\nu \propto \nu^{-2}$  не продолжается в инфракрасный диапазон –  $\frac{L_{IR}}{L_X} \sim 10^{-2}$  (данные по инфракрасному диапазону взяты из Роше и др. 1998), здесь  $L_X$  – асимптотически продолженный в IR диапазон рентгеновский спектр с наклоном  $\alpha = 2$ .

## 7.3 Обсуждение

На протяжении всей вспышки SAX J1808.4–3658 в спектре источника не наблюдалось значительных изменений (таблице 7.1, рис.7.2). Вместе с тем фактом, что пульсации рентгеновского потока источника были обнаружены во всех наблюдениях с приблизительно одинаковой амплитудой это может означать, что в большом диапазоне светимостей источник имел одинаковый механизм формирования излучения.

### 7.3.1 Пульсарный механизм излучения?

Стабильность спектра SAX J1808.4–3658 и его форма предполагают, что, возможно, стандартный пульсарный механизм был ответственен за формирование излучения во время всей вспышки. Магнитное поле, необходимое для того, чтобы сформировать поток рентгеновского излучения  $F_X$  [эрг/сек/см<sup>2</sup>]  $B \sim 2.2 \cdot 10^9 D_{\text{кпк}} R_6^{-3} P_{2.5}^4 \left(\frac{\beta}{0.1}\right)^{-1/2} \left(\frac{F_X}{4 \cdot 10^{-9}}\right)^{1/2}$  Гаусс, где  $D_{\text{кпк}}$  расстояние до источника в кпк,

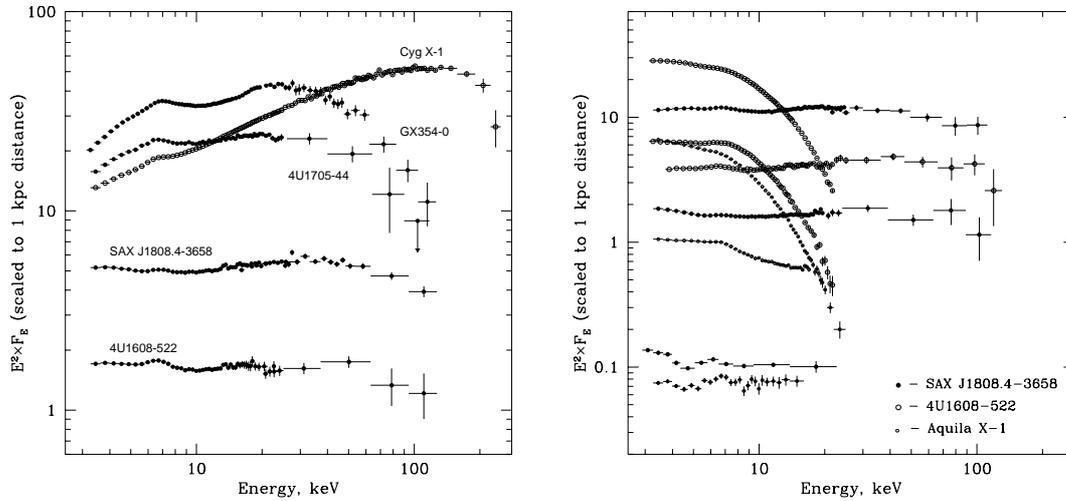


Рис. 7.2. *Слева:* Средний (11–25 апреля 1998 г.) спектр SAX J1808.4–3658 и спектры нескольких рентгеновских барстеров и спектр Галактической черной дыры Cyg X–1 в низком состоянии. *Справа:* Спектры SAX J1808.4–3658 за 11–13 апреля, 26–29 апреля и 2–3 мая в сравнении со спектрами других барстеров при различных светимостях: 4U1608–522 (вспышка весной 1996 г.) и Aql X–1 (весна 1997 г.).

$R_6$  — радиус нейтронной звезды в  $10^6$  см (10 км),  $P_{2.5}$  — период вращения, деленный на 2.5 мсек,  $\beta$  — эффективность генерации рентгеновских фотонов. Однако, поскольку мы знаем, что вспышка 1996 г. сопровождалась значительной аккрецией (во время вспышки регистрировались всплески I типа), мы должны учесть, что вращающееся магнитное поле не должно препятствовать падению вещества на поверхность нейтронной звезды. Отсюда — нижний предел на темп аккреции:  $\dot{M} > 5 \cdot 10^{17} B_9^2 R_6^{16/3} M_{1.4}^{-5/3} P_{2.5}^{-7/3}$  г/сек, т.е.  $\dot{M} > 2.5 \cdot 10^{18} D_{\text{кпп}}^2$  для  $B \sim 2.2 \cdot 10^9 D_{\text{кпп}}$  Гс. Таким образом, независимо от расстояния до источника, его поток в диапазоне 2–10 кэВ, наблюдаемый в 1996 г. ( $2 \cdot 10^{-9}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>) должен был бы соответствовать эффективности аккреции  $\sim 10^{-4}$  от  $Mc^2$ . Такая величина эффективности производства рентгеновских фотонов представляется слишком малой для аккрецирующей нейтронной звезды. Более того, при таких больших темпах аккреции  $\dot{M}$  ядерное горение на поверхности нейтронной звезды должно было бы происходить в стабильном режиме, что противоречит наблюдавшимся всплескам I типа. Таким образом, мы можем исключить стандартный пульсарный механизм для формирования рентгеновского излучения в системе SAX J1808.4–3658.

### 7.3.2 Кривая блеска в рентгеновском диапазоне

Кривая блеска источника в рентгеновском диапазоне похожа на кривые блеска двух совершенно разных типов аккрецирующих источников — вспыхивающие нейтронные звезды (например, Жанг и др. 1998, Кампана и др. 1998) и карликовые Новые V типа (Варнер 1995). Резкий свал в кривой блеска также наблюдается для

некоторых вспышек систем с черными дырами (Танака & Шибазакэ 1996). Для объяснения такого разгого спада в кривой блеска можно привести следующие причины:

1. С уменьшением темпа аккреции размер магнитосферы звезды сравнивается с радиусом коротации  $R_{co} \approx 31M_{1.4}^{1/3}P_{2.5}^{2/3}$  км и источник входит в так называемый режим «пропеллера» (Илларионов & Сюняев 1975). Светимость источника на этом «пороге» может дать оценку магнитного поля звезды:  $B \sim 3 \cdot 10^7 M_{1.4}^{1/3} R_6^{-8/3} P_{2.5}^{7/6} \left(\frac{L_x}{10^{35}}\right)^{1/2}$  Гс.
2. Дискковая неустойчивость. Время спада определяется скоростью распространения волны охлаждения в диске. Приблизительная оценка для системы SAX J1808.4–3658 дает  $\tau_d \sim 1.3 \left(\frac{0.1}{\alpha}\right)$  дней,  $\alpha$  – параметр вязкости (Варнер 1995). Эта величина примерно соответствует наблюдаемому времени спада потока (рис.7.1).

### 7.3.3 Формирование спектра

Возможным механизмом формирования наблюдаемого степенного спектра с наклоном (фотонным индексом)  $\sim 2$  может быть комптонизация «затравочных» фотонов на направленном движении электронов в радиационно доминированной ударной волне вблизи поверхности нейтронной звезды (Блэндфорд & Пэйн 1981, Любарский & Сюняев 1982). Если в системе нейтронной звезды присутствует значимое влияние магнитосферы (что видно из-за наличия когерентных пульсаций рентгеновского потока), аккрецирующее вещество туннелируется в полярные шапки звезды и падает там на ее поверхность со скоростью близкой к скорости свободного падения в гравитационном поле. Если величина потока излучения  $q$  превышает критическую – величину локального Эддингтоновского потока –, то вблизи поверхности магнитных полюсов нейтронной звезды формируется радиационно доминированная ударная волна (Дэвидсон 1973, Баско & Сюняев 1976), где выделяется более 2/3 от всей энергии аккреции. Простейшие оценки (предполагая, что размер магнитосферы звезды близок к радиусу коротации, что движение падающей плазмы не влияет на поле магнитосферы и что падающее вещество полностью заполняет магнитный туннель) дают величину критической светимости  $L_c \sim \text{few} \times 10^{36} - 10^{37}$  эрг/сек, которая более чем на порядок превышает значение минимальной светимости SAX J1808.4–3658, наблюдавшееся во время вспышки. Однако, точное значение величины критической светимости требует точного учета взаимодействия диск–магнитосфера, магнитосфера–падающий поток вещества. Очень важно отметить, что для того, чтобы рассматриваемый механизм формирования излучения работал в системе SAX J1808.4–3658 необходимо, чтобы выходящий поток излучения был близок к критическому в течении всей вспышки, т.е. нужно, чтобы величина критической светимости все время подстраивалась под выходящую светимость.

Комптонизация на направленном движении электронов в радиационно доминированной ударной волне может также осуществляться вблизи поверхности экватора нейтронной звезды в системах классических рентгеновских барстеров, если радиус

нейтронной звезды в такой системе меньше, чем радиус последней устойчивой орбиты окружающего ее аккреционного диска (Клужняк & Вагонер 1985, Сюняев & Шакура 1986). Степенные спектры с наклоном  $\sim 2$  вплоть до  $\sim 100$  кэВ действительно наблюдаются в системах «классических» барстеров при малых светимостях,  $L_X < 10^{36}$  эрг/сек (рис.7.2).

## 7.4 Литература

Баско, Сюняев & Титарчук 1974// Basko M., Sunyaev R., & Titarchuk L., 1974, A&A, 31, 249

Баско & Сюняев 1976// Basko M. & Sunyaev R. 1976, MNRAS, 175, 395

Блэндфорд & Пэйн 1981// Blandford R. & Payne D. 1981, MNRAS, 194, 1033

Брадт и др. 1993// Bradt H., Swank J., Rothschild R. 1993, A&AS, 97, 355

Варнер 1995// Warner B. 1995, "Cataclismic Variable Stars"

Вэйнандс & ван дер Клис 1998// Wijnands R. & van der Klis M. 1998, Nature, 394, 344

Дэвидсон 1973// Davidson K. 1973, Nature, 246, 1

Джорж & Фабиан 1991// George I.M. & Fabian A.C. 1991, MNRAS, 249, 352

Жанг и др. 1998// Zhang S.N. et al. 1998, ApJ 494, L71

Жиль и др. 1998// Giles A., Hill K. & Greenhill J. 1998, IAU Circ. 6886

ин'т Занд и др. 1998// in't Zand J. et al. 1998, A&A, 331, L25

Илларионов & Сюняев 1975// Illarionov A. & Sunyaev R. 1975, A&A, 39, 185

Кампана и др 1998// Campana S. et al. 1998, ApJ, 499, L65

Клужняк & Вагонер 1985// Kluzniak W. & Wagoner R. 1985, ApJ, 297, 548

Любарский & Сюняев 1982// ПАЖ, 8, 612

Маршалл и др. 1998// Marshall et al. 1998, IAU Circ. 6876

Роше и др. 1998// Roche R. et al. 1998, IAU Circ. 6885

Сюняев & Шакура 1986// ПАЖ, 12, 286

Танака & Шибазакки 1996// Tanaka Y. & Shibazaki N. 1996 ARAA, 34, 697

Хэйндл и др. 1998// Heindl W., Marsden D. & Blanco P., 1998, IAU Circ. 6878

Чакрабартти & Морган 1998// Chakrabarty D. & Morgan E. 1998, Nature, 394, 346



## Глава 8

# Релятивистские искажения в профиле импульса барстера-пульсара SAX J1808.4-3658

### 8.1 Введение

При наблюдении процессов, происходящих на поверхности быстровращающихся нейтронных звезд мы неизбежно должны сталкиваться с проявлениями эффектов специальной теории относительности. Действительно — частоты вращения некоторых нейтронных звезд составляют примерно  $\nu \sim 300-500$  Гц (см., например, обзор ван дер Клис 1998), а приблизительный размер оценивается как 10-20 км. Это означает, что линейная скорость вращения экватора нейтронной звезды может быть  $\sim 2\pi\nu R \sim 2-6 \cdot 10^4$  км/сек или  $\sim 0.1-0.2c$  (аналогичные предположения высказаны, например, в работе Стромайер и др. 1998). При таких параметрах  $\beta$  релятивистские искажения уже довольно существенны. Однако, основная сложность распознавания таких искажений заключается в том, что мы не знаем как наблюдаемое событие должно выглядеть в своей системе отсчета - в системе отсчета нейтронной звезды. Например, для того, чтобы утверждать, что наблюдаемый профиль импульса рентгеновского миллисекундного пульсара искажен, мы должны более или менее знать как должен выглядеть профиль импульса без искажений, что случается очень редко. Наиболее надежными в этом смысле объектами исследования являются, пожалуй, пульсации «горячего» пятна на поверхности вращающихся нейтронных звезд. За последние несколько лет было обнаружено, что в процессе термоядерной вспышки на поверхности звезды (вспышки I типа) небольшой отрезок времени рентгеновский поток от звезды пульсирует на частоте, соответствующей её частоте вращения (см., например, Стромайер и др. 1996, Смит и др 1997). Наблюдаемый профиль импульса действительно идеально, с точностью до погрешности измерений,

является синусоидой <sup>1</sup>, а в некоторых случаях процент пульсирующей компоненты достигает значения 90–95% (Стромайер и др. 1998). К сожалению, рентгеновские барстеры во время поверхностного термоядерного всплеска пульсируют такой малое время, что на поиск релятивистских искажений точности уже не хватает. Вспышка миллисекундного барстера-пульсара SAX J1808.4–3658 весной 1998 г. кардинально изменила ситуацию. Этот источник был ярок в течении приблизительно месяца и демонстрировал исключительно когерентные пульсации на частоте  $\sim 401$  Гц (Вэйнандс & ван дер Клис 1998). Профиль импульса пульсара на низких энергиях ( $< 4$  кэВ) был синусоидальный (Вэйнандс & ван дер Клис 1998), однако со статистически значимыми отклонениями. В этой части мы показываем, что отклонения в профиле импульса миллисекундного пульсара SAX J1808.4–3658 на энергиях  $< 4$  кэВ могут быть в первом приближении описаны при помощи учета влияния эффектов специальной теории относительности. В излучении выше 4–5 кэВ, по видимому, преобладает вклад комптонизированного излучения в облаке горячей оптически тонкой плазмы, который имеет (может иметь) сложную диаграмму направленности, поэтому в профиле импульса на этих энергиях могут появляться (что действительно наблюдается) дополнительные искажения. Учет этих искажений выходит за рамки настоящей работы.

## 8.2 Релятивистские искажения

Предположим, что пульсации рентгеновского потока нейтронной звезды вызваны вращением «горячего пятна» на её поверхности. Если рассматриваемое пятно излучает по закону абсолютно черного тела (в спектре SAX J1808.4-3658 действительно наблюдалась такая компонента, см. предыд. часть) тогда диаграмма направленности излучения в собственной системе пятна представляет собой константу — пятно излучает изотропно, по закону Ламберта. В нерелятивистском приближении удаленный наблюдатель будет регистрировать косинусоидально изменяющийся поток — закон изменения потока для наблюдателя будет задаваться законом изменения величины телесного угла, который занимает излучающее пятно в небе наблюдателя.

Рассмотрим простейшую геометрию излучающей системы: «горячее пятно» вращается на широте  $45^\circ$  нейтронной звезды, ось вращения нейтронной звезды наклонена к нам под углом  $45^\circ$  (см. рис. 8.1). В такой конфигурации пятно движется между положениями «прямо на наблюдателя» и «под прямым углом к наблюдателю» (см. рис.8.1).

Примем за положение с нулевой фазой такую конфигурацию, при которой излучающее пятно находится в зените — угол  $\phi$  на рис. 8.1 равен 0. Если частота (круговая  $\omega = 2\pi\nu$ ) вращения нейтронной звезды равна  $\omega$ , то положение площадки описывается системой:

$$x = \frac{R}{2}(1 - \cos\omega t)$$

<sup>1</sup>это происходит из-за того, что область «горячего» пятна излучает почти по закону абсолютно черного тела, т.е. изотропно в своей системе отсчета

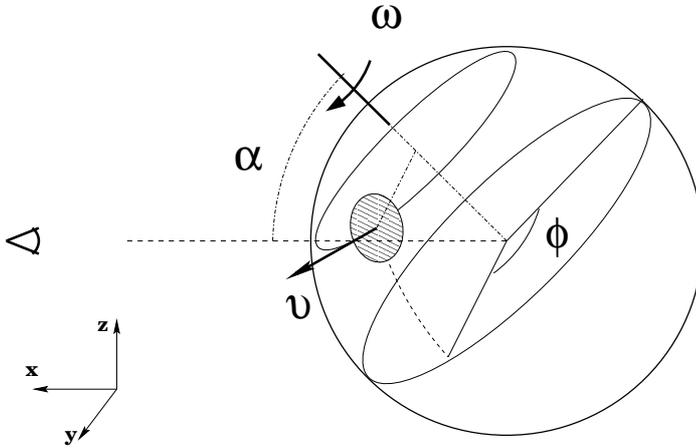


Рис. 8.1. Простейший вариант геометрии излучающей области в системе SAX J1808.4–3658.

$$y = \frac{R}{\sqrt{2}} \sin \omega t$$

$$z = \frac{R}{2} (1 + \cos \omega t)$$

косинус угла между нормалью к бесконечно малой излучающей площадке и лучом зрения наблюдателя равен  $\theta$ :

$$\cos \theta = \frac{1}{2} (1 - \cos \omega t)$$

а проекция вектора скорости площадки  $\vec{v}$  на луч зрения наблюдателя:

$$v \cos \delta = \dot{x} = \frac{R\omega}{2} \sin \omega t = \frac{v}{\sqrt{2}} \sin \omega t$$

здесь  $v$  — линейная скорость движения пятна. Если не учитывать влияние релятивистской абберации лучей, то изменение потока для удаленного наблюдателя будет происходить по закону:

$$I \sim \cos \theta \sim \frac{I_0}{2} (1 - \cos \omega t)$$

здесь  $I_0$  — поток, регистрируемый в момент, когда площадка находится в положении  $\phi = \pi$  (“прямо на наблюдателя”)

Частота (энергия) фотона для удаленного наблюдателя при учете эффектов специальной теории относительности будет меняться по закону:

$$\omega = \omega_0 \gamma (1 + \beta \cos \delta)$$

,где  $\beta = v/c$ , а  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ .

Вдоль траектории фотонов сохраняется величина  $I(\nu)/\nu^3$  (плотность числа заполнения фотонов в фазовом пространстве), где  $I(\nu)$  — поток энергии излучения на частоте  $\nu$ . Если наш спектр излучения не зависит от частоты (т.е. если  $I(\nu) = \text{const}$ ), то:

$$I = I_0 \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^3 = I_0 \gamma^3 (1 + \beta \cos \delta)^3$$

Однако, если наблюдаемый спектр отличается от  $I(\nu) = \text{const}$ , тогда надо учесть, что, регистрируя излучение на одной и той же энергии, наблюдатель будет получать фотоны из слегка разных частей первичного спектра. Предположим, что в точке  $\nu_0$  спектр у нас имеет вид степенного закона с показателем  $\alpha$ :  $I(\nu)d\nu \sim \nu^{-\alpha}d\nu$ . Тогда:

$$I_1(\nu_1) = I_0(\nu_0) \left( \frac{\nu_1}{\nu_0} \right)^3$$

$$I_1(\nu_0) = I_1(\nu_1) \left( \frac{\nu_0}{\nu_1} \right)^{-\alpha} = I_0(\nu_0) \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^3 \left( \frac{\nu_0}{\nu_1} \right)^{-\alpha} = I_0(\nu_0) \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{3+\alpha}$$

$$I_1(\nu_0) = I_0(\nu_0) \gamma^{3+\alpha} (1 + \beta \cos \delta)^{3+\alpha}$$

В результате, получаем конечную форму профиля импульса:

$$I \sim \left( \frac{1 - \cos \omega t}{2} \right) \left( \frac{1 + \beta \cos \delta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right)^{3+\alpha}$$

здесь  $\beta = \frac{R\omega}{\sqrt{2}c}$ , а  $\beta \cos \delta = R\omega \sin \omega t / 2$

### 8.3 Результаты наблюдений

Для построения профиля импульса пульсара мы выбрали наблюдения SAX J1808.4–3658 с высоким потоком и заметной мягкой компонентой — с 16 по 18 апреля 1998 г. Полное время экспозиции PCA составило  $\sim 29$  ксек. Наилучшее временное разрешение в используемом формате данных PCA (*E\_125us\_64M\_0\_1s*) составляет  $\sim 125$  мсек, или, более точно,  $1/8192$  сек.

Для учета орбитального движения нейтронной звезды в системе пульсара мы использовали значения орбитальных параметров, полученные в работе Чакрабарти & Моргана 1998.

$$P_{\text{орбиты}} = 7249.119 \text{ сек}$$

$$a \sin i = 62.809 \text{ мсек}$$

$$P_0 = 50914.89944 \text{ MJD}$$

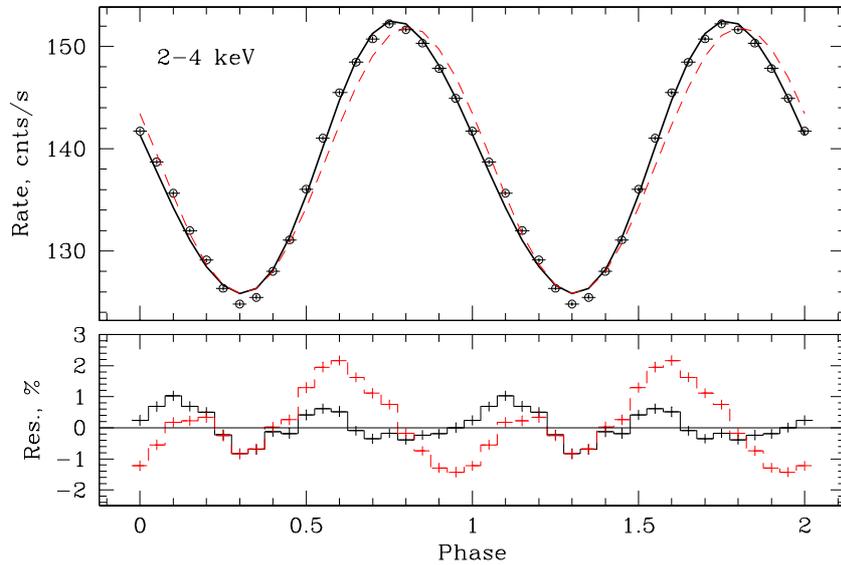


Рис. 8.2. Профиль импульса миллисекундного пульсара SAX J1808.4–3658. Сплошной кривой показана аппроксимация профиля импульса описанной моделью с релятивистскими искажениями. Пунктирной линией показана аппроксимация импульса простым косинусом. На нижнем рисунке показаны отклонения наблюдаемого профиля импульса от аппроксимаций (в процентах). Отклонения, остающиеся при использовании модели пятна с релятивистскими искажениями, в значительной степени убираются учетом геометрии Шварцшильда вблизи нейтронной звезды (см. текст).

$$\nu = 400.9752105 \text{ Гц}$$

При обработке данных PCA для построения профиля импульса мы использовали класс программ *fasebin* из пакета *FTOOLS* 4.2. Приведенные параметры системы SAX J1808.4–3658 обеспечивают сохранение фазы пульса в исследуемый отрезок времени с точностью  $\sim 20$  мксек (лучше 1% от периода пульсара). Профиль импульса в диапазоне 2–4 кэВ показан на рис. 8.2. Разбиение профиля было сделано максимально допустимым 2.49 мсек/122 мксек  $\sim 20$  точек на период (при дальнейшем разбиении точки на профиле импульса перестанут быть независимыми).

На этом же рисунке сплошной кривой показана аппроксимация наблюдаемого профиля моделью косинусоидального пульса с релятивистским искажением (см. предыд. главу). При построении модели мы использовали значение наклона степенного спектра  $\alpha = 1$  в энергетических единицах, или  $\alpha = 2$  в фотонных (фотонный индекс спектра). Пунктирной линией показан простой косинусоидальный профиль. Видно, что передний фронт наблюдаемого импульса несколько круче косинусоидального, а задний фронт — положе. Аппроксимация наблюдаемого профиля проводилась по методу минимизации  $\chi^2$ . Разница в величинах  $\chi^2$  для двух моделей (учитывающая и неучитывающая эффекты специальной теории относительности) составляет  $\Delta\chi^2 \sim 238$  ( $\chi^2 \sim 412$  для косинусоидальной модели и  $\chi^2 \sim 174$  для модели с иска-

жением) при изменении количества свободных параметров на 1 (линейная скорость  $\beta$ ). Полученный при аппроксимации параметр  $\beta = (6.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ . Отсюда, радиус нейтронной звезды в принятой модели:

$$R = \frac{\sqrt{2}c\beta}{2\pi\nu} \sim 11 \text{ км}$$

Из разности наблюдаемого профиля и используемой модели в плоской метрике (специальной релятивистских искажений) — см. рис. 8.2 — видно, что пик наблюдаемого профиля несколько шире, чем предсказывается моделью (на боковых частях профиля наблюдаются положительная разность “наблюдения-модель”). Такую “растянутость” легко объяснить, вспомнив, что геометрия вблизи поверхности нейтронной звезды отнюдь не плоская.<sup>2</sup> В частности, параметр  $(1 - \frac{R_g}{R})^{-1}$ , характеризующий степень отклонения от пространства-времени Минковского, в районе нашего “горячего” пятна может быть  $\sim 1.1 - 1.2$  (масса нейтронной звезды считается равной  $\sim 1.4 M_\odot$ ). Чтобы не вычислять точный профиль импульса в пространстве-времени Шварцшильда (что выходит за рамки настоящей работы), мы сделаем приблизительную оценку эффекта. В целом, влияние метрики Шварцшильда на профиль импульса можно свести к изменению фотонных траекторий, а точнее говоря, углов между ними. Если на поверхности нейтронной звезды две фотонные траектории были расположены между собой под углом  $\eta$ , то угол между ними на бесконечности (в первом приближении) будет равен  $\eta'$ :

$$\frac{\eta'}{\eta} \sim \left(1 - \frac{R_g}{R}\right)^{-\frac{1}{2}} > 1$$

здесь  $R$  — радиус, а  $R_g = \frac{2GM}{c^2}$  — гравитационный радиус нейтронной звезды. Если мы теперь при аппроксимации учтем это “угловое растяжение”, введя в фазу мультипликативный параметр  $k = \frac{\eta'}{\eta}$ , получится, что величина  $\chi^2$  для этой модели упадет еще примерно на  $\sim 130$  и станет равной  $\chi^2 \sim 36$  для 15 ст.св. и отклонения данных от модели станут меньше 0.5% (модель без учета этого эффекта давала  $\chi^2 = 174$  и максимальные отклонения  $\sim 1\%$  на боках пульса). В новой аппроксимации параметр  $\beta = (8.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ , а параметр  $k = 0.91 \pm 0.01$ . Первый параметр дает радиус нейтронной звезды  $R \sim 13$  км, а второй —  $R \sim 19$  км, что, учитывая оценочный характер наших «геометрических» поправок, есть очень хорошее согласие.

Конечно же, все использованные модели пульсации системы SAX J1808.4–3658 слишком упрощены. Была взята определенная геометрия, которая может не совсем соответствовать реальной геометрии системы, рассматривалось только бесконечно малое пятно. Не в полной мере учитывались эффекты общей теории относительности и многое другое. Однако, целью нашей работы было не вычислить точную форму профиля импульса, а показать, что учет релятивистской линейной скорости движения пятна ведет к искажениям в профиле импульса именно такого рода, как

<sup>2</sup>Заметим, что учет эффекта неточности излучающего пятна не даст нужного изменения профиля — неточность пятна расширит как пик профиля импульса так и его минимум, в то время как видимое отклонение заключается лишь в расширении пика

и наблюдается в системе SAX J1808.4–3658. Принимая во внимание вышесказанное, оцененный параметр радиуса нейтронной звезды надо считать приблизительной оценкой.

## 8.4 Заключение

Мы исследовали форму профиля импульса миллисекундного барстера-пульсара SAX J1808.4–3658 в энергетическом диапазоне 2–4 кэВ. Мы привели элементарные оценки искажения формы пульса без учета влияния эффектов общей теории относительности и показали, что искажения простого косинусоидального профиля можно в первом приближении описать как результат проявления релятивистских эффектов, связанных с большой линейной скоростью излучающего пятна на поверхности нейтронной звезды. Полученные, на основе описанной модели, параметры аппроксимации наблюдаемого профиля импульса позволили оценить размер нейтронной звезды  $R \sim 13 - 19$  км.

## 8.5 Литература

- Вэйландс & ван дер Клис 1998// Wijnands & van der Klis 1998, Nature, 394, 344  
ван дер Клис 1998// В публикации конференции Third William Fairbank Meeting, Рим, 29 июня– 9 июля 1998  
Смит, Морган & Братт 1997// Smith D., Morgan E., Bradt H., 1997 ApJ, 479, 137  
Стромайер и др. 1996// Strohmayer T., Zhang W., Swank J., Smale A., Titarchuk L., Day Ch., Lee U., ApJL 469, 9  
Стромайер и др. 1998// Strohmayer T., Zhang W., Swank J., White N., Lapidus I., ApJL, 498, 135  
Чакрабарты & Морган 1998// Chakrabarty & Morgan 1998, Nature, 394, 346



**Часть V**

**Частотная спектроскопия  
рентгеновского излучения  
Галактических черных дыр и  
переменность линии  $K_{\alpha}$  железа:  
Суг X-1 и GX 339-4**



## 9.1 Введение

В последние несколько лет стало общепринятым мнение, что в спектрах Галактических рентгеновских источников присутствует компонента, связанная с отражением жесткого рентгеновского излучения от относительно холодной оптически непрозрачной среды, обычно — аккреционного диска.

Качественно отраженная компонента в рентгеновском спектре может быть охарактеризована следующими особенностями: флуоресцентная линия железа на энергии 6.4–6.7 кэВ (в зависимости от ионизационного состояния среды), край поглощения на энергии 7–9 кэВ и широкая особенность на энергиях  $\sim 20$ –30 кэВ (Баско, Сюняев & Титарчук 1974, Джорж & Фабиан 1991). При любой геометрии излучающей системы, при которой первичный непрерывный спектр не загораживается от наблюдателя, мы должны детектировать спектр, состоящий из первичного континуума с особенностями, привносимыми отраженным спектром. Для стандартного космического обилия мы должны ожидать эквивалентную ширину линии железа  $\approx 100$ –200 эВ (для геометрии: точечный источник располагается над полубесконечной нейтральной средой).

Геометрия и взаимное положение источника первичного непрерывного спектра и отражающей среды будут влиять как на величину эквивалентной ширины флуоресцентной линии железа, так и на характер ее возможной переменности. В частности, конечный размер отражающей области означает, что временная переменность отраженного спектра, в том числе и флуоресцентной линии, будет подавлена на временных масштабах меньше чем время прохождения светом отражающей области. Кроме того, могут возникать дополнительные временные задержки отраженного спектра относительно первичного. С другой стороны, если первичный континуум возникает в геометрически различных областях и каждой области соответствует свой масштаб переменности, то переменность отраженного спектра на временных масштабах меньше некоторого может быть подавлена просто из-за того, что более внутренним (более далеким от диска) областям не удастся эффективно отразить свое излучение от аккреционного диска.

В этой работе мы исследовали переменность двух Галактических кандидатов в черные дыры Cyg X-1 и GX 339-4 на разных частотах, используя новый метод частотных спектров.

## 9.2 Наблюдения

Для анализа переменности отраженного спектра Cyg X-1 мы использовали открытые наблюдения обсерватории RXTE, проведенные в период с 26 по 31 марта 1996 г. общей экспозиции  $\sim 70$  ксек (серия наблюдений P10238). Для построения частотных спектров мы использовали данные PCA в формате “Generic Binned”, имеющем временное разрешение  $1/64 \sim 16$  мсек в 64 энергетических каналах, покрывающих энергетический диапазон  $\sim 2$ –60 кэВ - *B\_16ms\_64M\_0\_249*.

Для анализа переменности GX 339-4 была использована серия наблюдений

P20183 (общая экспозиция  $\sim 61$  ксек). Данные PCA “Good Xepon” в этой серии представляют идеальный формат для исследования частотных спектров — этот формат имеет разрешение  $\sim 1 \mu\text{сек}$  ( $2^{-20}$  сек) в 256 инструментальных каналах. К сожалению, запись данных в этом формате возможна только для слабых источников, что приводит к плохой статистике в нашем частотном анализе энергетических спектров.

Для анализа средних спектров Cug X-1 и GX 339-4 мы использовали формат “Standard 2”.

### 9.3 Метод частотных спектров

Мы посчитали спектр мощности рентгеновского потока в каждом энергетическом канале PCA для 128-сек сегментов кривой блеска в нормировке Миямото и др.(1991).

$$P_j = \frac{2|a_j|^2}{N_\gamma R}$$

$$a_j = \sum_{k=1}^{2^m} x_k e^{i\omega_j t_k}$$

здесь  $t_k$  — временная метка  $k$ -той точки,  $x_k$  — количество отсчетов в  $k$ -той точке,  $N_\gamma$  — полное количество отсчетов и  $R$  — средняя скорость счета в сегменте ( $R = N_\gamma / T$ ,  $T$  — длина сегмента). Эта нормировка ( $(\text{rms}/\text{mean})^2/\text{Hz}$ ) позволяет получать относительную среднеквадратическую (rms) переменность просто интегрируя полученный спектр мощности по выбранному частотному интервалу. Затем полученные спектры мощности были усреднены по всему набору сегментов кривой блеска и разбиты на логарифмические по частоте интервалы.

В результате, для каждого интервала  $\Delta f_j$  частотный спектр может быть записан в виде:

$$S(E_i, f_j) = R_i \sqrt{P_i(f_j) \Delta f_j} = \sqrt{\frac{2|a_{ij}|^2}{T} \Delta f_j}$$

здесь  $S(E_i, f_j)$  — есть скорость счета спектра в частотном интервале  $\Delta f_j$  в энергетическом канале  $E_i$ .

### 9.4 Результаты

Энергетические спектры Cug X-1 и GX339-4 в нескольких узких частотных диапазонах показаны на рис. 9.1. Ясно видно изменение формы спектра при увеличении частоты. Относительная амплитуда особенностей отраженного спектра, в частности флуоресцентной линии на энергиях  $\sim 6-7$  кэВ и края поглощения на энергии выше  $\sim 7$  кэВ, явно уменьшается с увеличением частоты и перестает детектироваться на

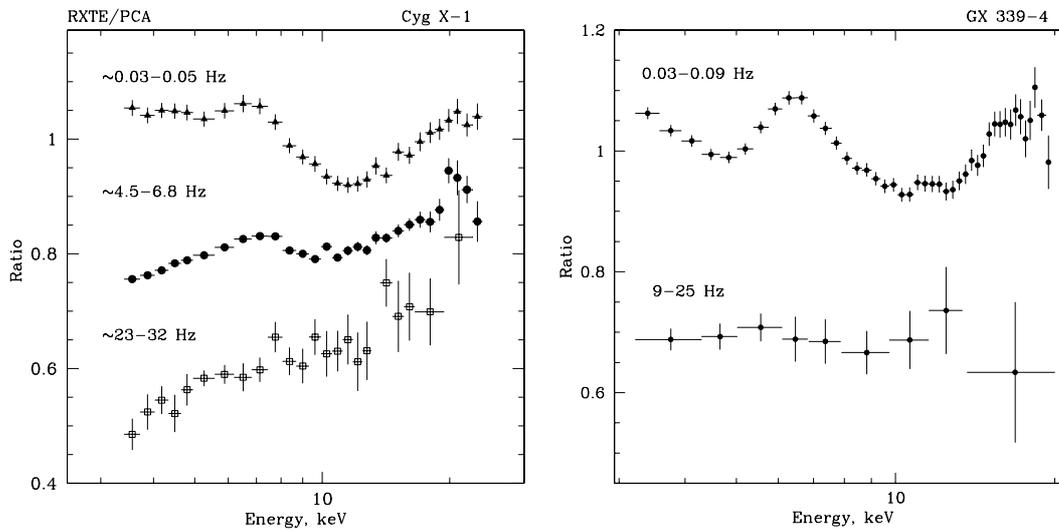


Рис. 9.1. Отношение энергетических спектров Cyg X-1 (*слева*) и GX 339-4 (*справа*) в различных частотных диапазонах с спектру, представляющему степенной закон с фотонным индексом  $\alpha = 1.8$ .

частотах выше 20 Гц. Наряду с тем, что спектр становится более «прямым» он становится более «жестким» (наклон степенного спектра уменьшается).

Для того, чтобы численно описать эту тенденцию мы использовали две спектральные аппроксимации:

1. Мы аппроксимировали энергетические частотные спектры в диапазоне 3–13 кэВ простой двухкомпонентной моделью, состоящей из степенного закона и узкой гауссовской линии на фиксированной энергии 6.4 кэВ. Ширина линии  $\sigma$  была зафиксирована на величине 0.1 кэВ, что меньше, чем энергетическое разрешение PCA на этих энергиях. Полученные параметры аппроксимации для Cyg X-1 приведены в таблице 9.1. Интересно, что после  $\sim 13$  кэВ наклон степенного спектра не зависит от фурье-частоты (см., например, рис.9.1).
2. Для более сложной аппроксимации, которая учитывала бы отраженный континуум (диапазон 3–20 кэВ), мы использовали нашу численную модель отраженного спектра, полученную в результате расчетов методом Монте Карло (изотропный источник над полубесконечной средой, эффекты ионизации не учитывались). Эта модель хороша тем, что в ней эквивалентная ширина флуоресцентной линии железа жестко связана с амплитудой отражения (как оно и должно быть на самом деле), а ввиду того, что в наших частотных спектрах довольно бедная статистика, то появление лишнего свободного параметра было бы нежелательно.

Зависимость эквивалентных ширин линий и параметра отражения ( $\Omega/2\pi$ ) от частоты для обоих источников показана на рис. 9.2. Как видно из рис.9.2 эквивалентная ширина линии железа начинает уменьшаться примерно выше 0.5–1 Гц и падает

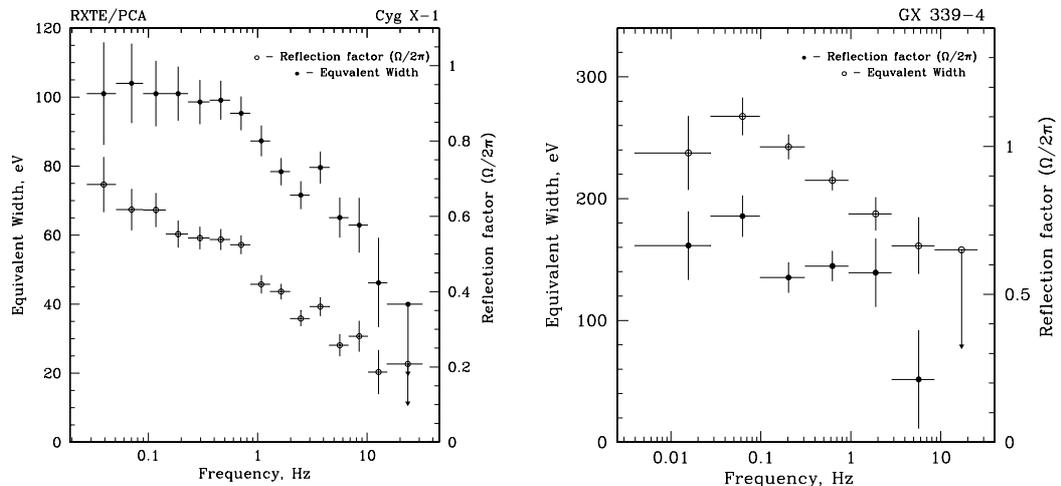


Рис. 9.2. *Слева*: Зависимость эквивалентной ширины флуоресцентной линии железа от фурье-частоты для Cyg X-1. Для спектральной аппроксимации использовалась модель «степенной закон + гаусс. линия», энергетический диапазон 3–13 кэВ, центральная энергия линии и ее ширина были зафиксированы на величинах 6.4 кэВ и 0.1 кэВ соответственно. *Справа*: Зависимость эквивалентной ширины «узкой» линии от частоты. На этой же панели показана зависимость параметра отражения ( $\Omega/2\pi$ ) от частоты.

вдвое на частоте примерно 10 Гц. Выше 15 Гц линия значимо не детектируется,  $2\sigma$  верхний предел для Cyg X-1 составляет  $\sim 40$  эВ, для GX 339-4  $\sim 110$  эВ.

Изменения параметров спектральной аппроксимации, как то изменение положения линии с 6.4 кэВ на 6.0 кэВ или 7.0 кэВ или увеличение ширины линии с 0.1 кэВ до 1.0 кэВ не изменяют вида зависимости, хотя могут значительно изменить сами величины эквивалентных ширин линии. Однако, изменение положения линии до 5 или 9 кэВ, напротив, приводит к исчезновению эффекта.

## 9.5 Обсуждение

Усредненный спектр галактических двойных систем с черными дырами в низком состоянии, а также их спектры на низких частотах сильно отличается от простого степенного спектра. Эти отклонения обычно приписывают вкладу в средний спектр компоненты, отраженной от оптически непрозрачной среды, расположенной вблизи источника первичного жесткого спектра. В простейшем случае отражения от оптически непрозрачной холодной нейтральной среды возникают хорошо известные особенности (Баско, Сюняев & Титарчук 1974, Джорж & Фабиан 1991) – узкая флуоресцентная линия  $K_\alpha$  железа на энергии 6.4 кэВ с эквивалентной шириной  $\sim 100$  эВ, край поглощения на  $\sim 7.1$  кэВ и отраженный континуум, пик которого приходится на  $\sim 20$ -30 кэВ. В реальности спектры Галактических компактных источников всегда несколько сложнее. В частности центральная энергия флуоресцентной линии часто отличается от 6.4 кэВ, ширина линии часто доходит до 1 кэВ и вместо четкого

Табл. 9.1. Параметры аппроксимации частотных спектров Сугг X-1 моделью «степенной закон + гаусс. линия» в энергетическом диапазоне 3–13 кэВ. Центральная энергия линии и ее ширина были зафиксированы на величинах 6.4 кэВ и 0.1 кэВ соответственно

#	Частота, Гц	Фот. индекс $\alpha$	EW, эВ
1	$(3.9 \pm 1.2) \times 10^{-2}$	$1.93 \pm 0.01$	$101 \pm 15$
2	$(7.0 \pm 1.9) \times 10^{-2}$	$1.91 \pm 0.01$	$104 \pm 12$
3	$0.12 \pm 0.03$	$1.91 \pm 0.01$	$101 \pm 9$
4	$0.19 \pm 0.04$	$1.89 \pm 0.01$	$101 \pm 8$
5	$0.30 \pm 0.07$	$1.89 \pm 0.01$	$98.6 \pm 6.4$
6	$0.46 \pm 0.09$	$1.89 \pm 0.01$	$99.1 \pm 5.6$
7	$0.7 \pm 0.14$	$1.89 \pm 0.01$	$95.3 \pm 4.9$
8	$1.07 \pm 0.22$	$1.86 \pm 0.01$	$87.3 \pm 4.4$
9	$1.63 \pm 0.33$	$1.83 \pm 0.01$	$78.4 \pm 3.9$
10	$2.48 \pm 0.50$	$1.81 \pm 0.01$	$71.6 \pm 4.0$
11	$3.74 \pm 0.76$	$1.80 \pm 0.01$	$79.6 \pm 4.7$
12	$5.63 \pm 1.14$	$1.75 \pm 0.01$	$65.1 \pm 5.8$
13	$8.48 \pm 1.71$	$1.70 \pm 0.01$	$62.9 \pm 7.9$
14	$12.7 \pm 2.6$	$1.63 \pm 0.01$	$46.2 \pm 12.8$
15	$19.2 \pm 3.8$	$1.62 \pm 0.01$	$< 48^a$
16	$27.5 \pm 4.5$	$1.63 \pm 0.01$	$< 57^a$

<sup>a</sup> –  $2\sigma$  верхний предел

края поглощения на энергии 7.1 кэВ наблюдается широкий «сглаженный» край на 7–8 кэВ. Эти отклонения от простой модели отражения могут быть вызваны как сложным ионизационным состоянием отражающей среды, так и ее направленным движением (например, кеплеровским вращением).

Результат вышеприведенного анализа показывает, что относительная амплитуда переменности отраженной компоненты на временных масштабах  $< 50$ – $100$  мсек меньше, чем относительная амплитуда отраженной компоненты в усредненном спектре. Наиболее простым объяснением наблюдаемого эффекта может служить сглаживание кривой блеска отраженной компоненты за счет конечного времени пролета светом от одного края отражающей среды до другого. В таком случае характеристическое время отражающей области –  $\tau_{\text{отр}} \sim l_{\text{отр}}/c$  – позволяет оценить размер этой области  $l_{\text{отр}} \sim \tau_{\text{отр}}c \sim 1/2\pi f_{1/2}c$ , где  $f_{1/2}$  частота, на которой эквивалентная ширина флуоресцентной линии падает в 2 раза. получающийся размер  $l_{\text{отр}} \sim 5 \times 10^8$  см или  $150R_g$  для черной дыры массы  $10M_{\odot}$ . Заметим, однако, что если первичный жесткий степенной спектр возникает в области размером  $\sim 10R_g$ , то представляется трудным сделать так, чтобы значительная доля этого излучения отражалась от диска на расстояниях  $\sim 150R_g$  и вносила большую долю в спектр отраженной компоненты.

Другим объяснением факта, что отраженная компонента не «шумит» на частотах выше чем 1–10 Гц может служить предположение, что наиболее короткомасштабные флуктуации первичного континуума возникают в самых внутренних областях аккреционного потока, которые сильно «экранированы» от отражающей среды

— аккреционного диска — и поэтому не могут давать отраженную компоненту.

## 9.6 Литература

- Баско, Сюняев & Титарчук 1974//Basko M., Sunyaev R. & Titarchuk L., 1974, A&A, 31, 249  
Герлински и др 1997//Gierlinski M., Zdziarski A., Done C., Johnson W., Ebisawa K., Ueda Y.,  
Haardt F., Philips B., 1997, MNRAS, 288, 958  
Джорж & Фабиан 1991// George I.M., Fabian A.C., 1991, MNRAS, 249, 352  
Ебисава и др. 1992//Ebisawa K., Inoue H., Mitsuda K., Nagase F., Tanaka Y., Yaqoob T.,  
Yoshida K., 1992, in *Frontiers of X-ray Astronomy*, ed. Y. Tanaka & K. Koyama (Tokyo: Uni-  
versity Press), 301  
Миямото и др. 1991// Miyamoto S., Kimura K., Kitamoto S., Dotani T., Ebisawa K., 1991,  
ApJ, 383, 784  
Новак и др. 1999// Nowak M., Vaughan B., Wilms J., Dove J., Begelman M., 1999, ApJ, 510,  
874

## **Часть VI**

# **Отражение и апериодическая переменность в системах с черными дырами: Суг X-1 и GX339-4**



## 10.1 Введение

Механизмом формирования жесткого рентгеновского излучения в Галактических двойных системах с черными дырами в низком/жестком спектральном состоянии считается комптонизация мягких «затравочных» фотонов в облаке горячей электронной плазмы, расположенной вблизи компактного объекта (Сюняев & Трюмпер 1979). Для теплового распределения электронов с температурой  $T_e$  спектр комптонизированного излучения близок к степенному закону на энергиях существенно ниже  $3kT_e$  (Сюняев & Титарчук 1980). Наклон степенного спектра комптонизированного излучения определяется отношением энергии, передаваемой электронам, и потока мягких фотонов, влетающих в облако. Чем меньше это отношение тем мягче формирующийся спектр (см. например Сюняев & Титарчук 1989, Хаардт & Мараши 1993, Гильфанов и др. 1995).

Отклонения от простого степенного закона в диапазоне 5–30 кэВ, которые часто наблюдаются в спектрах рентгеновских источников в низком состоянии обусловлены переизлучением, отражением первичного комптонизационного спектра от находящейся вблизи холодной, оптически непрозрачной среды. Наиболее вероятным представляется то, что отражение жесткого спектра происходит от оптически непрозрачного аккреционного диска, окружающего внутреннюю горячую область. Как уже было описано в предыдущей части, основными проявлениями отраженного спектра в суммарном излучении системы можно назвать появление флуоресцентной линии железа (6.4 кэВ, если атомы железа не ионизованы), край поглощения на энергии 7.1 кэВ и широкий отраженный континуум на энергиях 20–30 кэВ (Баско, Сюняев & Титарчук 1974, Джорж & Фабиан 1991). Эти особенности действительно наблюдаются в спектрах рентгеновских двойных систем. Конкретная форма и относительная амплитуда этих особенностей зависит от конкретной геометрии данного источника, наличия тяжелых элементов, состояния ионизации и кеплеровского движения отражающей среды и многого другого. Но в первую очередь амплитуда особенностей отраженного спектра зависит от величины телесного угла  $\Omega_{refl}$  затеняемого отражающей средой. Аккуратное определение  $\Omega_{refl}$  — довольно сложная задача, поскольку эта величина сильно зависит от используемой спектральной модели, а так же от точности калибровки конкретного инструмента. Тем не менее известно, что  $\Omega_{refl}$  различается как для разных источников, так и для разных наблюдений одного и того же источника. (см. например Герлински и др. 1999, Дон & Цыки 1999).

Недавно на основе анализа большого числа Сейфертовских Галактик и нескольких Галактических источников в работе Здзиарски, Лубински & Смит (1999) была найдена корреляция между параметром отражения и наклоном степенного спектра. Они заключили, что существование такой корреляции может означать то, что основную роль в формировании отраженного спектра играет та же среда, которая поставляет в область комптонизации мягкие фотоны.

Спектры мощности Галактических источников в низком/жестком спектральном состоянии (см. обзор ван дер Клис 1998) обычно представляет собой константу до определенной частоты  $\nu_{br}$  с последующим падением мощности выше этой частоты по закону  $\sim f^{-1}$  или  $f^{-2}$ . На эту форму иногда накладывается широкая (или узкая

Табл. 10.1. Список наблюдений Cyg X-1, использованных для анализа, параметры спектральной аппроксимации и параметр логарифмического частотного сдвига (см. текст)

Набл.	Дата	Время, UT	Эксп. <sup>1</sup>	$\alpha$ <sup>2</sup>	$R \sim \Omega/2\pi$ <sup>3</sup>	$\sigma_{smo}$ <sup>4</sup>	EW <sup>5</sup>	$\chi^2/\text{dof}$ <sup>6</sup>	Част. сдвиг <sup>7</sup>
10235-01-01-00	12/02/96	12:45–13:54	3173	1.82	$0.58 \pm 0.04$	$0.79 \pm 0.08$	$141 \pm 12$	41.5/43	$0.66 \pm 0.03$
10235-01-03-00	17/02/96	01:35–02:45	3193	1.81	$0.54 \pm 0.04$	$0.84 \pm 0.07$	$141 \pm 12$	35.0/43	$0.61 \pm 0.02$
10236-01-01-02	17/12/96	06:04–11:43	10499	1.75	$0.40 \pm 0.02$	$0.50 \pm 0.11$	$97 \pm 11$	17.7/37	$0.34 \pm 0.02$
10236-01-01-020	16/12/96	15:58–23:00	9982	1.74	$0.38 \pm 0.02$	$0.57 \pm 0.11$	$101 \pm 12$	22.3/37	$0.31 \pm 0.02$
10236-01-01-03	17/12/96	12:45–13:25	2114	1.75	$0.41 \pm 0.02$	$0.48 \pm 0.11$	$101 \pm 12$	23.6/37	$0.33 \pm 0.01$
10236-01-01-04	17/12/96	22:21–00:32	4928	1.75	$0.38 \pm 0.02$	$0.45 \pm 0.13$	$89 \pm 13$	17.9/37	$0.35 \pm 0.01$
10238-01-03-00	03/02/97	19:30–22:05	6441	1.70	$0.29 \pm 0.02$	$0.40 \pm 0.12$	$86 \pm 11$	24.3/37	$0.11 \pm 0.01$
10238-01-04-00	07/04/96	15:32–22:03	11394	2.13	$1.11 \pm 0.11$	$1.00 \pm 0.04$	$283 \pm 20$	47.7/40	$1.54 \pm 0.02$
10238-01-05-00	31/03/96	02:30–06:36	2346	1.90	$0.63 \pm 0.04$	$0.86 \pm 0.08$	$139 \pm 13$	24.0/40	$1.00 \pm 0.02$
10238-01-05-000	30/03/96	19:54–01:58	12198	1.91	$0.67 \pm 0.04$	$0.86 \pm 0.07$	$137 \pm 12$	17.0/40	$1.00 \pm 0.01$
10238-01-06-00	29/03/96	11:43–17:33	12064	1.85	$0.52 \pm 0.03$	$0.82 \pm 0.07$	$146 \pm 12$	34.0/40	$0.76 \pm 0.01$
10238-01-07-00	28/03/96	05:48–11:05	9230	1.83	$0.49 \pm 0.03$	$0.85 \pm 0.07$	$150 \pm 13$	36.7/40	$0.70 \pm 0.01$
10238-01-07-000	27/03/96	23:06–05:20	10797	1.86	$0.58 \pm 0.04$	$0.92 \pm 0.07$	$163 \pm 14$	36.5/40	$0.76 \pm 0.02$
10238-01-08-00	26/03/96	17:57–20:48	6239	1.84	$0.54 \pm 0.03$	$0.70 \pm 0.07$	$130 \pm 10$	24.2/40	$0.70 \pm 0.01$
10238-01-08-000	26/03/96	10:12–17:36	15233	1.81	$0.48 \pm 0.03$	$0.74 \pm 0.07$	$118 \pm 11$	20.6/40	$0.66 \pm 0.01$
20175-01-01-00	25/06/97	11:59–14:37	4067	1.93	$0.64 \pm 0.04$	$0.79 \pm 0.07$	$162 \pm 14$	30.7/37	$1.09 \pm 0.01$
20175-01-02-00	04/10/97	11:45–13:49	4301	1.75	$0.37 \pm 0.02$	$0.41 \pm 0.12$	$87 \pm 12$	19.3/37	$0.34 \pm 0.02$
30157-01-01-00	11/12/97	05:23–06:37	3316	1.75	$0.36 \pm 0.02$	$0.35 \pm 0.09$	$80 \pm 10$	24.9/37	$0.29 \pm 0.01$
30157-01-03-00	24/12/97	21:29–23:03	2861	1.70	$0.33 \pm 0.02$	$0.34 \pm 0.12$	$74 \pm 10$	14.1/37	$0.18 \pm 0.01$
30157-01-04-00	30/12/97	18:18–19:00	2323	1.72	$0.32 \pm 0.02$	$0.36 \pm 0.09$	$86 \pm 10$	25.8/37	$0.21 \pm 0.01$
30157-01-05-00	08/01/98	04:45–06:29	3648	1.74	$0.37 \pm 0.02$	$0.33 \pm 0.09$	$83 \pm 10$	18.5/37	$0.24 \pm 0.03$
30157-01-07-00	23/01/98	01:06–02:01	2772	1.75	$0.39 \pm 0.02$	$0.37 \pm 0.11$	$84 \pm 11$	26.3/37	$0.24 \pm 0.01$
30157-01-08-00	30/01/98	01:10–02:24	2895	1.75	$0.39 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.08$	$74 \pm 9$	20.5/37	$0.34 \pm 0.02$
30157-01-09-00	06/02/98	00:02–00:34	1331	1.74	$0.42 \pm 0.02$	$0.46 \pm 0.10$	$71 \pm 9$	17.5/37	$0.26 \pm 0.03$
30157-01-09-01	05/02/98	23:32–00:01	1647	1.75	$0.43 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.10$	$74 \pm 10$	15.5/37	$0.29 \pm 0.01$
30157-01-10-00	13/02/98	23:31–00:28	2613	1.75	$0.35 \pm 0.02$	$0.34 \pm 0.10$	$76 \pm 10$	20.6/37	$0.32 \pm 0.01$

Энергетические спектры аппроксимировались в диапазоне 4–20 кэВ (см. текст для более подробного описания модели). Приведены ошибки  $1\sigma$  на каждый параметр

- <sup>1</sup> – время экспозиции, скорректированное на мертвое время прибора, сек;
- <sup>2</sup> – показатель степени (фотонный индекс), ошибка доминирована систематикой прибора и для всех наблюдений равна примерно 0.01;
- <sup>3</sup> – параметр отражения;
- <sup>4</sup> – ширина гауссианы, использованной для сглаживания отраженного спектра, кэВ;
- <sup>5</sup> – эквивалентная ширина гауссовой линии 6.4 кэВ, эВ;
- <sup>6</sup> – величина  $\chi^2/\text{ст.св.}$  для спектральной модели;
- <sup>7</sup> – логарифмический частотный сдвиг относительно «эталонного» спектра мощности;

Табл. 10.2. Список наблюдений GX339-4, параметры спектральной аппроксимации и частота QPO

Набл.	Дата	Время, UT	Эксп. <sup>a</sup>	$\alpha$ $\pm 0.01$	$\Omega/2\pi$ $\pm 0.04$	EW	$\sigma^b$	$f_{QPO}$	$\chi^2$ 40dof
10068-05-01-00	17/10/96	02:12–05:07	5550	1.68	0.29	143 ± 30	0.64 ± 0.09	0.09 ± 0.01	26.5
10068-05-02-00	29/10/96	22:33–00:45	5530	1.69	0.30	120 ± 30	0.62 ± 0.14	0.11 ± 0.01	37.6
20056-01-01-00	05/04/97	08:36–09:15	2118	1.79	0.41	173 ± 40	0.85 ± 0.11	0.37 ± 0.03	29.0
20056-01-02-00	10/04/97	11:47–12:28	2071	1.81	0.41	184 ± 32	0.75 ± 0.08	0.39 ± 0.03	38.7
20056-01-03-00	11/04/97	13:25–14:06	2122	1.81	0.45	202 ± 38	0.83 ± 0.09	0.36 ± 0.03	36.2
20056-01-04-00	13/04/97	20:09–20:50	2282	1.82	0.46	213 ± 41	0.92 ± 0.09	0.44 ± 0.02	32.5
20056-01-05-00	15/04/97	20:41–21:20	2049	1.84	0.47	218 ± 37	0.89 ± 0.08	0.53 ± 0.03	27.9
20056-01-06-00	17/04/97	23:25–00:01	2033	1.84	0.49	225 ± 37	0.92 ± 0.07	0.49 ± 0.04	34.2
20056-01-07-00	19/04/97	22:20–23:08	2045	1.86	0.53	216 ± 33	0.79 ± 0.07	0.57 ± 0.02	34.2
20056-01-08-00	22/04/97	21:53–22:29	1988	1.86	0.52	227 ± 38	0.89 ± 0.07	0.66 ± 0.01	41.7
20181-01-01-01	03/02/97	15:56–19:09	6622	1.80	0.46	191 ± 30	0.84 ± 0.07	0.34 ± 0.02	37.7
20181-01-01-00	03/02/97	22:26–01:17	5452	1.79	0.45	196 ± 30	0.83 ± 0.07	0.35 ± 0.02	40.6
20181-01-02-00	10/02/97	15:49–20:22	10535	1.79	0.48	190 ± 29	0.86 ± 0.07	0.32 ± 0.01	22.8
20181-01-03-00	17/02/97	18:28–23:46	11412	1.79	0.45	176 ± 26	0.79 ± 0.07	0.32 ± 0.01	24.3
20183-01-01-01	08/02/97	14:20–20:25	13702	1.80	0.47	185 ± 26	0.80 ± 0.06	0.37 ± 0.02	34.3
20183-01-02-00	14/02/97	00:18–06:33	9780	1.78	0.40	177 ± 24	0.75 ± 0.06	0.34 ± 0.01	21.4
20183-01-02-01	14/02/97	14:20–21:22	5779	1.78	0.43	182 ± 30	0.81 ± 0.08	0.30 ± 0.02	30.0
20183-01-03-00	22/10/97	03:00–05:52	6556	1.84	0.51	203 ± 35	0.90 ± 0.08	0.42 ± 0.02	38.5
20183-01-04-00	25/10/97	03:22–06:00	5385	1.79	0.42	160 ± 28	0.72 ± 0.09	0.39 ± 0.01	35.8
20183-01-05-00	28/10/97	18:08–22:13	6534	1.76	0.37	151 ± 27	0.72 ± 0.09	0.36 ± 0.01	28.2
20183-01-06-00	31/10/97	19:41–22:10	4621	1.74	0.34	129 ± 29	0.63 ± 0.12	0.25 ± 0.02	44.2
20183-01-07-00	03/11/97	20:35–23:48	7186	1.74	0.38	135 ± 26	0.67 ± 0.10	0.29 ± 0.02	30.7

<sup>a</sup> – Корректировано на мертвое время

<sup>b</sup> – Ширина гауссианы, используемой для «сглаживания» спектра (см. описание спектральной модели в тексте)

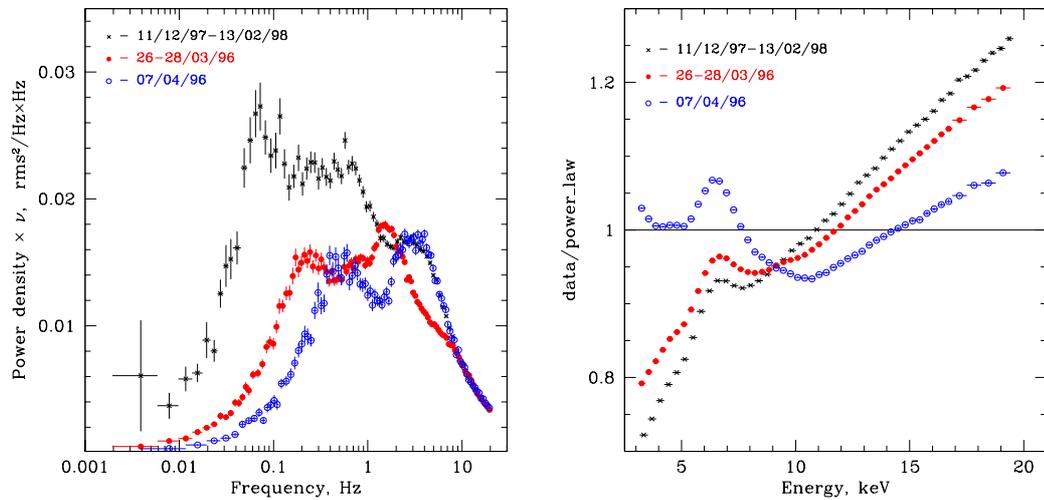


Рис. 10.1. Спектры мощности (*слева*) и энергетические спектры (*справа*) Cyg X–1 в разных наблюдениях. По оси Y спектра мощности отложена величина «частота × мощность», т.е. единицы Гц× $rms^2$ /Гц. Энергетические спектры показаны в отношении к степенному закону. На правом и левом рисунках использованы одинаковые символы. Спектр мощности с наибольшей характерной частотой шума соответствует наблюдению с наибольшей величиной отражения и наибольшей величиной фотонного индекса.

— квазипериодические осцилляции) особенность с характерной частотой,  $\nu_{QPO}$ , примерно на порядок выше, чем частота  $\nu_{br}$ . Несмотря на то, что уже много лет предпринимаются попытки объяснить природу возникновения такой переменности (см. например Альпар и др. 19992, Новак & Вагонер 1991, Ипсер 1996), этот вопрос до сих пор остается открытым. Наблюдения показали, что характерные частоты  $\nu_{br}$  и  $\nu_{QPO}$  сильно меняются от источника к источнику или от наблюдения к наблюдению, однако оказалось, что они весьма тесно связаны между собой  $\nu_{QPO} \propto \nu_{br}^\alpha$  на довольно большом интервале частот и светимостей (Вэйландс & ван дер Клис 1999, Псалтис, Беллони & ван дер Клис 1999).

В этой части мы представляем систематический анализ наблюдений двух Галактических двойных систем с черными дырами — Cyg X-1 и GX 339-4 — обсерваторией RXTE, проведенных в период 1996-1998 гг. с целью поиска взаимных зависимостей спектральных и временных характеристик рентгеновского потока от источника.

## 10.2 Наблюдения и анализ данных

### 10.2.1 Cyg X-1

Мы использовали доступные нам наблюдения Cyg X-1 обсерваторией RXTE в период февраль 1996— февраль 1998 гг. в низком/жестком спектральном состоянии. В целом наш набор составил 26 наблюдений случайным образом выбран-

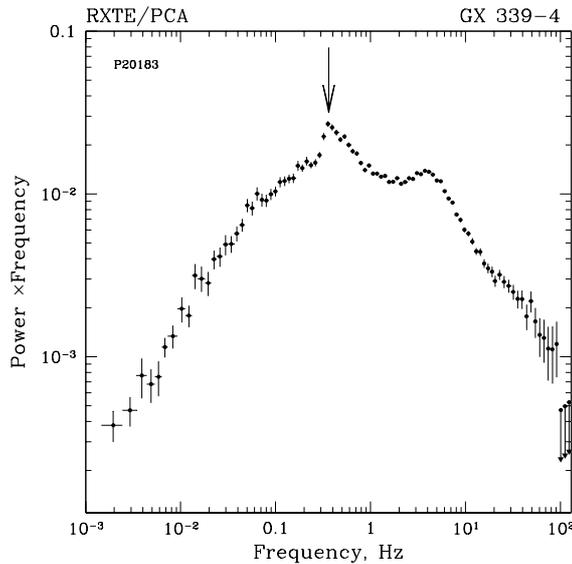


Рис. 10.2. Характерный спектр мощности рентгеновского потока GX 339-4 в низком спектральном состоянии. На спектре мощности хорошо виден пик квазипериодических осцилляций (QPO) на частоте  $\sim 0.35$  Гц (показано стрелкой). На этом рисунке QPO имеет несколько уширенный профиль, поскольку для получения большей статистической значимости спектра мощности было проведено усреднение по большому числу наблюдений, имеющих разные частоты QPO.

ных из серий 10235, 10236, 10238, 20175 and 30157 (таблица 10.1). Энергетические спектры и спектры мощности рентгеновского потока были усреднены для каждого наблюдения. Поток  $\text{Cyg X-1}$  в диапазоне 4–20 кэВ менялся от  $\sim 7.2 \cdot 10^{-9}$  до  $\sim 1.8 \cdot 10^{-8}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>, что соответствует светимостям  $\sim 5.4 \cdot 10^{36} - 1.3 \cdot 10^{37}$  эрг/сек, предполагая расстояние до источника 2.5 кпк.

### 10.2.2 GX 339-4

При анализе рентгеновского излучения GX 339-4 мы использовали доступные наблюдения обсерватории RXTE в период 1996-1997 гг. Всего наш набор составил 23 наблюдения из серий 10068, 20056, 20181, 20183 с полной экспозицией приблизительно 130 ксек. Краткая информация о наблюдениях приведена в таблице 10.2.

Спектры мощности были вычислены для диапазона энергий 2–16 кэВ в частотном диапазоне  $\approx 0.002 - 32$  Hz. Вклад пуассоновского шума в спектр мощности был вычтен с учетом поправок на мертвое время прибора (Вихлинин, Чуразов & Гильфанов 1994, Жанг и др. 1995)

Энергетические спектры были построены по данным PCA в формате «Standard 2». Матрицы отклика для каждого наблюдения строились при помощи пакета RXTE FTOOLS v.4.2. При аппроксимации энергетических спектров учитывалась дополнительная «систематическая» ошибка 0.5%

## 10.3 Результаты

### 10.3.1 Cyg X-1

Несколько энергетических спектров и спектров мощности  $\text{Cyg X-1}$  показаны на рис 10.1. Спектры мощности нарисованы в единицах «частота  $\times$  мощность». Такое

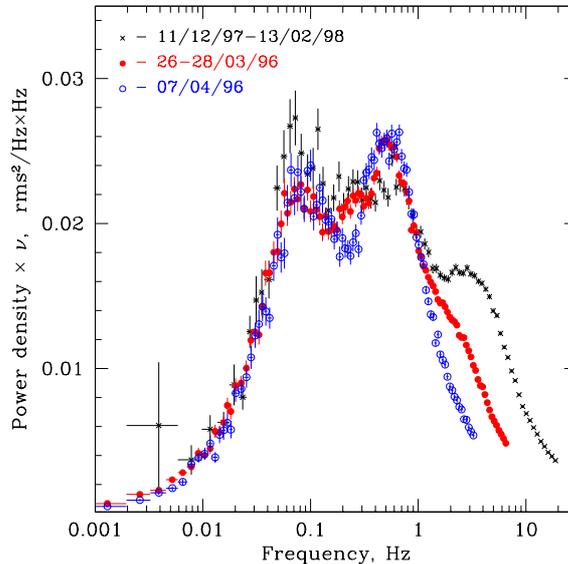


Рис. 10.3. Спектры мощности Cyg X-1 для тех же наблюдений что и рис. 10.1, но логарифмически сдвинуты по оси частот для совпадения со спектром мощности наблюдения 11/12/97–13/02/98 (черные кружки) на низких частотах. Используются такие же символы, как на рис. 10.1.

представление спектров мощности хорошо показывает относительный вклад переменности на разных частотах в полную амплитуду переменности. Почти вся мощность аperiodических вариаций потока Cyg X-1 на частотах меньше 30 Гц приблизительно одинаково поделена между двумя широкими,  $\Delta\nu/\nu \sim 1$ , пиками, разделенными примерно порядком по частоте (левая панель на рис.10.1). Пик с меньшими частотами представляет собой то, что обычно называют «частотно ограниченной» компонентой спектра мощности (например, ван дер Клис 1998). Второй пик иногда называют пиком квазипериодических осцилляций. Несмотря на то, что характерные частоты таких пиков в нашем наборе наблюдений менялись в 10–15 раз, спектр мощности на частотах больше примерно 8 Гц оставался почти неизменным (рис. 10.1, левая панель, см. также Беллони & Хазингер 1990). Однако, низкочастотная и промежуточная часть спектра мощности, в которых находится почти вся переменность источника, менялись самосогласованно, причем такие изменения можно охарактеризовать логарифмическим сдвигом по оси частот (рис.10.3). Это является проявлением фундаментальной зависимости, которая была обнаружена в работах Вэйландс & ван дер Клис 1999, Псалтис, Беллони & Хазингер 1999 для большого числа источников.

Энергетический спектр меняется в соответствии с изменением характерных частот спектра мощности (ср. левый и правый рис.10.1). Увеличение характерной частоты сопровождается общим смягчением энергетического спектра и увеличением относительной амплитуды особенностей отраженной компоненты.

Для того, чтобы количественно описать этот эффект мы аппроксимировали энергетический спектр простой моделью, состоящей из степенного закона с отраженной компонентой (модель reghav в пакете XSPEC) и узкой гауссовой линии на энергии 6.4 кэВ. Наклонение системы было зафиксировано на величине  $i = 50^\circ$  (Со-

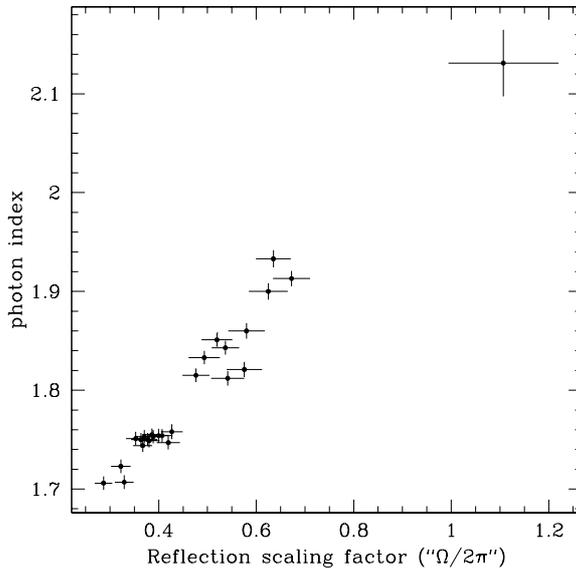


Рис. 10.4. Наклон степенного спектра (фотонный индекс) как функция параметра отражения. См. текст для подробного описания модели и обсуждения.

верс и др. 1998, Дон & Зыки 1999; см., однако, Жис & Болтон 1986), обилие железа  $A_{Fe} = 3.3 \cdot 10^{-5}$  (солнечное обилие) и параметр низкочастотного поглощения  $N_H = 6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Эффекты ионизации отражающей среды не учитывались. Для того, чтобы приблизительно учесть смазывание особенностей отраженного спектра за счет движения аккреционного потока (кеплеровское движение), отраженная компонента спектра и флуоресцентная линия железа были свернуты с Гауссианой, ширина которой была оставлена свободным параметром. Спектры аппроксимировались в диапазоне 4–20 кэВ. При аппроксимации спектра наблюдения 7 апреля 1996 (наблюдение 10238–01–04–00) в модель была включена дополнительная мягкая компонента (модель `diskbb` пакета XSPEC). Это наблюдение было проведено незадолго до того, как источник перешел в мягкое состояние (май-август 1996г.). Этот спектр имеет наибольшую амплитуду отраженной компоненты, а спектр мощности — самую большую характерную частоту в нашем наборе наблюдений (белые кружки на рис.10.1 и 10.3). Параметры аппроксимации спектров описанной моделью приведены в таблице 10.1. Точность абсолютных значений полученных параметров обсуждается в следующей части.

Использованная модель описывает все спектры нашего набора с точностью лучше, чем 1% и величиной  $\chi_r^2$  порядка 0.5–1.1. Качество аппроксимации падает с увеличением параметра отражения. Кроме того, модель не полностью воспроизводит профиль флуоресцентной линии и, особенно, края поглощения. Почти одинаковые отклонения от используемой модели были обнаружены для всех спектров в диапазоне 6–12 кэВ. Учет в модели эффектов ионизации, а также точной формы релятивистского сглаживания за счет Кеплеровского движения отражающей области не приводит к значительному улучшению качества аппроксимации.

Мы обнаружили стабильную корреляцию величины фотонного индекса с параметром отражения  $R \approx \Omega/2\pi$  (рис.10.4). Все остальные параметры меняются со-

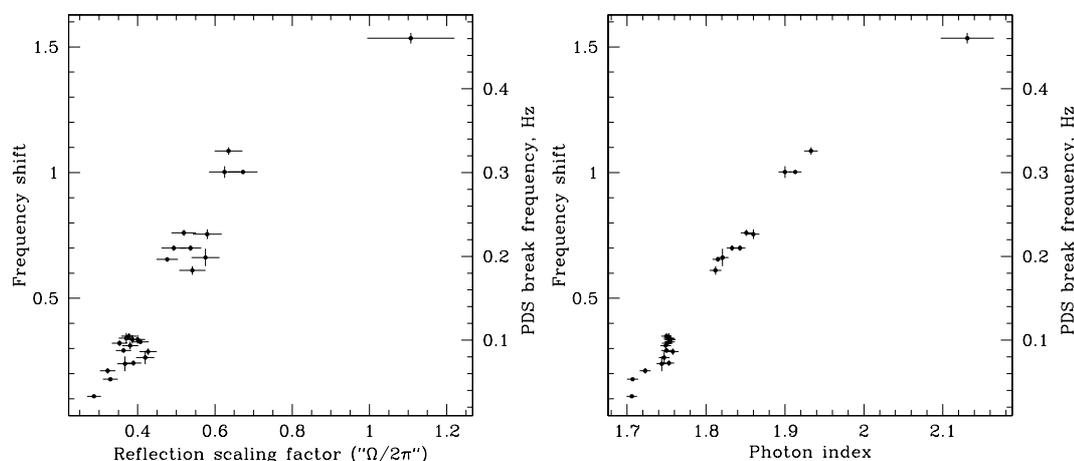


Рис. 10.5. Параметр логарифмического сдвига спектров мощности как функция параметра отражения (*слева*) и наклона степенного спектра (фотонного индекса) (*справа*). Вертикальная ось справа отложена в единицах частоты слома спектра мощности ( $f_{br}$ ).

гласованным образом, что говорит о том, что используемая спектральная модель включает в себя все наиболее важные физические параметры. В частности, ширина гауссианы, использованной для сглаживания отраженного спектра увеличивается с увеличением параметра отражения, эквивалентная ширина линии 6.4 кэВ примерно пропорциональна  $R$ .

Для того, чтобы связать спектральные свойства излучения Cyg X-1 со свойствами аperiodической переменности мы аппроксимировали спектры мощности «эталонным» спектром с целью определить величину логарифмического сдвига СМ по частоте. При аппроксимации использовались части СМ только до второго пика (см. рис.10.3). В качестве эталонного спектра брался усредненный спектр мощности наблюдений 10238–01–05–00 и 10238–01–05–000. Полученные параметры логарифмического сдвига приведены в таблице 10.1. На рис.10.5 показаны зависимости величины сдвига от амплитуды отражения (слева) и от наклона степенного спектра (справа).

Изменение выбора «эталонного» спектра мощности не меняет зависимости, показанной на рис. 10.5. Применение более сложных спектральных моделей, включающих эффекты ионизации отражающей среды, релятивистское сглаживание за счет Кеплеровского движения, в целом изменяют абсолютные значения получаемых параметров отражения и наклона, но не меняют вида зависимости на рис. 10.4 и 10.5. Использование численной модели отраженного спектра (изотропный источник жесткого излучения над оптически непрозрачной поверхностью, солнечное обилие тяжелых элементов, эффекты ионизации учтены), полученной вычислениями методом Монте-Карло, в которой эквивалентная ширина флуоресцентной линии железа  $K-\alpha$  завязана с амплитудой отражения и глубиной края поглощения, также не изменяет полученной зависимости.

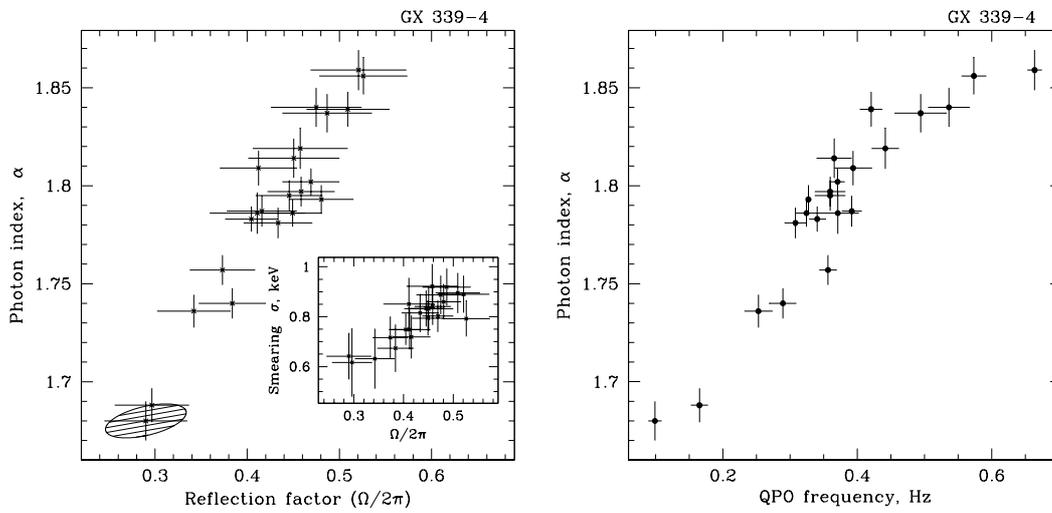


Рис. 10.6. Наклон степенного спектра (фотонный индекс) как функция параметра отражения (*слева*) и частоты QPO (*справа*). Врезка на левой панели показывает зависимость ширины «сглаживания» отраженного спектра от амплитуды отражения. Заштрихованная область на левой панели показывает 68.3% доверительный контур для параметров  $\alpha - \Omega/2\pi$ .

### 10.3.2 GX 339-4

Наблюдения второго Галактического кандидата в черные дыры GX 339-4 были обработаны по той же схеме, что и для Cyg X-1. Используемая спектральная модель (степенной закон с отражением + тонкая линия, спектр отраженного континуума и линия были свернуты с гауссианой, наклонение системы было взято  $i = 45^\circ$ ) показала хорошее качество аппроксимации. Полученные спектральные параметры приведены в таблице 10.2. Поскольку, в отличие от Cyg X-1 спектры мощности рентгеновского потока GX 339-4 часто имеют довольно хорошо определяемый пик квазипериодических осцилляций (см. например оригинальную работу Гребенев и др. 1991, а также рис. 10.2), для параметризации характера его аperiodической переменности мы выбрали значение частоты QPO (полученные значения частоты QPO также приведены в таблице 10.2). Корреляции между спектральными и временными характеристиками в этой системе в точности напоминает корреляции в Cyg X-1 (см. рис. 10.6).

## 10.4 Обсуждение

### 10.4.1 Геометрия потока и простейшая модель зависимости $R - \alpha$

Мы обнаружили корреляцию между характеристиками аperiodического шума рентгеновского потока систем Cyg X-1 и GX 339-4 и спектральными параметрами

их излучения, в частности, наклоном степенного спектра и амплитудой отражения. Увеличение характерной частоты слома на спектре мощности сопровождается смягчением первичного жесткого спектра и увеличением относительной амплитуды отражения.

Корреляция спектральных параметров — параметра отражения и наклона степенного спектра — по сути совпадает с той, которая была найдена в работе Зdziarsки, Лубински & Смит 1999 для большого числа активных Сейфертовских Галактик. Существование такой корреляции может означать, что величина потока мягких фотонов, комптонизирующихся во внутренней горячей области, близко связана в величиной телесного угла, закрываемого отражающей средой. В таком случае, вероятнее всего, что среда, дающая поток «затравочных» фотонов и дает наибольший вклад в отражение. Конфигурация аккреционного потока, которая наиболее часто обсуждается в применении к галактическим компактным источникам в низком/жестком спектральном состоянии, может быть примерно описана, как квазисферическое горячее комптонизирующее облако с окружающим его оптически непрозрачным аккреционным диском (см. рис.10.7). В такой геометрии представляется весьма естественным ожидать, что уменьшение внутреннего радиуса диска приведет к увеличению величины телесного угла, затеняемого отражающей областью (диск) по отношению к горячей излучающей области и увеличению потока в нее «затравочных» фотонов. В то же время характерная частота ( $f_{br}$  и частота QPO) на спектре мощности растёт.

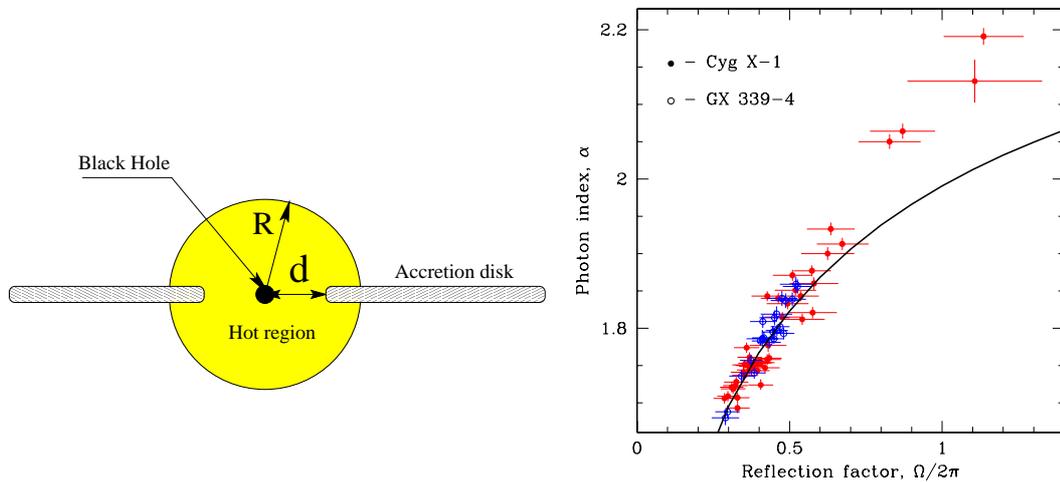


Рис. 10.7. **Слева:** Схематическое изображение конфигурации аккреционного потока Cyg X-1 и GX 339-4 в низком спектральном состоянии. **Справа:** Аппроксимация полученной корреляции для Cyg X-1 и GX 339-4. Сплошной кривой показана модель  $\alpha \approx 2.33 \left( (0.7 \frac{\eta R}{1+R})^{-1} - 1 \right)^{-1/6}$  (см. текст)

Используя геометрию, показанную на рис.10.7 (геометрически тонкий оптически непрозрачный аккреционный диск может лишь слегка входить в горячую комптонизационную область —  $\frac{R-d}{R} \ll 1$ , иначе невозможно поддерживать энергетический баланс при наблюдаемых параметрах рентгеновского спектра черных дыр, см. например Дав и др. 1997) можно попытаться получить модель зависимости наклона степенного спектра от амплитуды отражения (см. также Путанен, Кролик & Райд 1997, Здзиарски, Лубински & Смит 1999). Как известно, наклон спектра (точнее — степенной части комптонизационного спектра) зависит от так называемого «коэффициента усиления» — отношения энергосвечения в комптонизационной области к потоку мягких затравочных фотонов в эту область (см., например, Сюняев & Титарчук 1989, Хаардт & Мараши 1993, Гильфанов и др. 1995). Поток излучения, падающий на диск, пропорционален телесному углу, занимаемому отражающей средой (а точнее — амплитуде отражения  $R = \Omega/2\pi$ ). Тогда, обозначив энергосвечение горячей области (короны) как  $L_c$ , поток, поглощенный, и, в последствии, переизлученный диском запишется как  $\eta \frac{R}{1+R} L_c$ , где  $\eta = 1 - a$ ,  $a$  — альbedo комптоновского отражения ( $a \sim 0.1 - 0.2$ , см., например, Баско, Сюняев & Титарчук 1974 или Магдзиарз & Здзиарски 1995). Значительная часть излучения, поглощенного диском, будет возвращена в горячую область в виде «холодных» фотонов (переизлучение). Поскольку основная часть излучения короны перехватывается диском, который находится либо внутри нее, либо в ее непосредственной близости, то можно принять (в первом приближении), что в корону возвращается почти все излучение, поглощенное диском — 50–80% — и эта доля не зависит от  $R$ . Тогда коэффициент усиления запишется в виде:  $A \sim L_c/0.7 L_d \sim L_c/0.7 \eta \frac{R}{1+R} L_c \sim (0.7 \eta \frac{R}{1+R})^{-1}$ . Для определения наклона теперь воспользуемся результатом вычисления зависимости фотонного индекса степенного спектра от коэффициента усиления из работы Белобородова (1999), где показано, что:  $\alpha \approx 2.33(A - 1)^{-\delta}$ , здесь  $\delta \approx 1/6$  для Галактических черных дыр и  $\delta \approx 1/10$  для активных Галактических ядер (разница появляется в результате разной температуры затравочных фотонов). Итак, получим, что  $\alpha \approx 2.33 \left( (0.7 \frac{\eta R}{1+R})^{-1} - 1 \right)^{-1/6}$ . Эта зависимость для значения  $a = 0.2$  показана сплошной кривой на рис.10.7 (правая панель). Видно, что, несмотря на то, что мы использовали простейшую модель, полученная зависимость хорошо описывает результаты наблюдений в диапазоне  $0.2 < R < 0.6$ . Расхождение при больших параметрах  $R$  может быть связано с неверным определением  $R$  в этих наблюдениях (см. обсуждение ниже), с тем, что при больших  $R$  наша простейшая аппроксимация перестает работать (со значительным увеличением параметра  $R$  доля излучения диска, ушедшего в корону, должна увеличиваться, зависимость  $R - \alpha$  должна расти быстрее, чем показано сплошной линией на рис. 10.7) а так же с изменением температуры затравочных фотонов относительно той, которая была использована в работе Белобородова (1999).

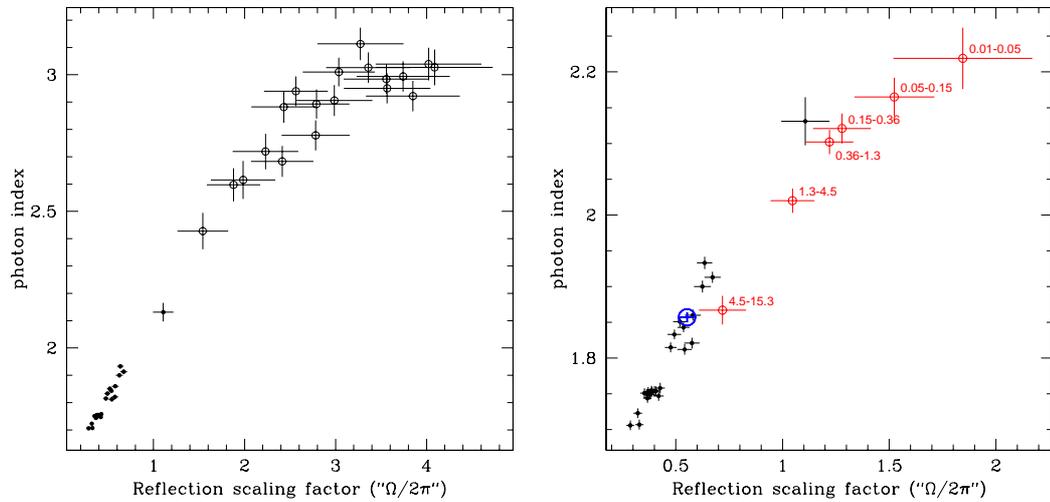


Рис. 10.8. **Слева:** Наклон степенного спектра Cyg X-1 как функция параметра отражения для низкого (черные кружки) и высокого (белые кружки) состояний. Наблюдения низкого состояния такие же как на рис. 10.4. Спектральная модель для высокого состояния та же, что и для низкого, за исключением добавления мягкой компоненты (diskbb). Абсолютные значения параметра отражения для спектров, а особенно спектров высокого состояния, подвержены ряду неопределенностей (см. обсуждение в тексте и рис.10.9). **Справа:** Наклон степенного спектра как функция параметра отражения. Показаны значения для усредненных (черные кружки) и частотных спектров (белые кружки). Числа рядом с белыми кружками показывают частотный диапазон использованных спектров. Большой белый кружок показывает значения параметров для усредненного спектра тех наблюдений, для которых строились частотные спектры.

### 10.4.2 Мягкое состояние Cyg X-1

Наиболее вероятно, что в мягком/высоком состоянии внутренняя граница оптически непрозрачного диска смещается ближе к компактному объекту  $R_d \sim 3R_g$  (ср.  $R_d \sim 15 - 100R_g$  в жестком состоянии, см. Гильфанов, Чуразов & Сюняев 1998, Дон & Цыки 1999). Соответственно, мы можем ожидать, что спектры мягкого состояния будут иметь более мощную отраженную компоненту. Аккуратное определение спектральных параметров высокого состояния — довольно сложная задача и не входит в цель нашей работы. Чтобы проверить высказанную гипотезу мы исследовали ряд наблюдений Cyg X-1 в высоком состоянии (наблюдения обсерватории RXTE в мае-августе 1996 г.). Мы использовали такую же спектральную модель, как и для наблюдений в низком состоянии, добавив мягкую компоненту (модель diskbb пакета XSPEC). Мы обнаружили, что корреляция «наклон степенного спектра — параметр отражения» плавно продолжается в область спектров высокого состояния (рис.10.8), однако сами абсолютные значения параметра отражения получаются слишком большими и, в частности, превышают единицу (что невозможно, например, для геометрии «изотропный источник над полубесконечной средой»). Несмотря на это, относительное увеличение параметра отражения от спектров низкого состояния

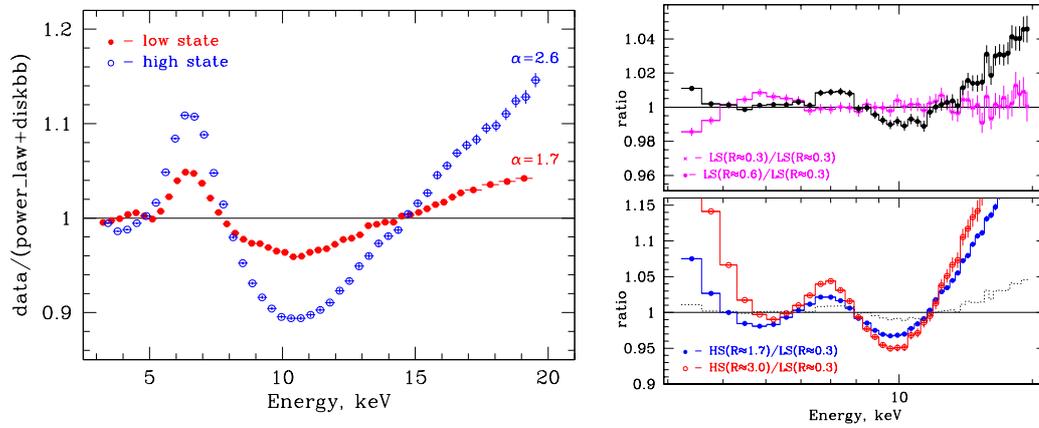


Рис. 10.9. *Слева*: Отношение энергетических спектров низкого и высокого состояний к модели «степенной закон + мягкая компонента». *Справа*: Отношение энергетических спектров низкого (верхний рисунок) и высокого (нижний рисунок) состояний с различным параметром отражения к спектру низкого состояния с наименьшим параметром ( $R \approx 0.3$ ). Спектры домножены на соответствующие степенные функции энергии и отнормированы. Спектры высокого и низкого состояния отмечены как «HS» и «LS» соответственно. Значения параметров отражения, полученных при аппроксимации выбранной моделью, приведены внизу каждого рисунка. Пунктирной линией на нижнем рисунке показан спектр низкого состояния с параметром  $R \approx 0.6$ .

к спектрам высокого представляется весьма убедительным (см. рис.10.9). Результаты анализа в работах Дон & Цыки 1999 и Герлински и др. 1999, где использовалась более реалистичная модель, также подтверждают полученную зависимость —  $\Omega/2\pi \sim 0.1$  и  $\Omega/2\pi \sim 0.6 - 0.7$  для спектров низкого и высокого состояний соответственно.

Очевидно, что использованная нами модель слишком упрощена. Таким образом, полученные при аппроксимации значения *спектральных* параметров могут не совсем точно отражать значения *физических* параметров системы. В частности, от выбранной спектральной модели сильно зависят величины параметра отражения  $R \sim \Omega/2\pi$  и эквивалентной ширины флуоресцентной линии. Наши оценки параметра отражения систематически выше, чем в работе, например, Дон & Цыки 1999, где использовались более физические модели:  $\Omega/2\pi \sim 0.1 - 0.2$ . Однако, несмотря на то, что абсолютные величины, полученные в нашей аппроксимации могут быть не совсем верными, наша модель правильно располагает энергетические спектры в соответствии с амплитудой отраженной компоненты. Чтобы продемонстрировать это мы приводим на рис. 10.9 отношение нескольких энергетических спектров в высоком и низком состояниях с различными параметрами  $R \sim \Omega/2\pi$  к спектру с наименьшим полученным параметром  $R$  в нашем наборе. Из рис.10.9 хорошо видно, что спектры с большим параметром  $R$  имеют более выраженные особенности отраженного спектра — флуоресцентную линию  $K_{\alpha}$  железа на энергиях 6–7 кэВ, край поглощения на энергиях 7–10 кэВ.

### 10.4.3 Частотные спектры

В предыдущей части, на основе метода частотных спектров, было показано, что энергетические спектры Cyg X-1 и GX 339-4, соответствующие временным масштабам меньше 0.1–0.5 сек, имеют меньшую амплитуду отражения, чем спектры больших масштабов или средний спектры источников. Интерпретация полученных спектров весьма неоднозначна и требует предварительных, а priori, предположений. Если предположить, что вариации рентгеновского потока определенного временного масштаба возникают в геометрически различных областях аккрецирующей системы и энергетические спектры не сильно эволюционируют в ходе этих вариаций, то можно сказать, что частотные спектры представляют собой энергетические спектры событий, происходящих в геометрически различных областях. Применение описанной выше спектральной модели к частотным спектрам из предыдущей части обнаружило зависимость «наклон — амплитуда отражения», аналогичную той, которая была получена на основе анализа спектров различных наблюдений (рис.10.8). Также мы обнаружили, что частотные спектры больших временных масштабов (10–100 сек) имеют гораздо больший показатель степени (фотонный индекс) и большую амплитуду отражения, чем средний спектр. Такое поведение может означать, что комптонизирующая область не является однородной по своим физическим параметрам.

## 10.5 Заключение

Мы провели анализ ряда наблюдений Cyg X-1 и GX 339-4 обсерваторией RXTE (РСА) в период 1996–1998 гг.

1. Мы обнаружили сильную корреляцию между характеристической частотой апериодического шума спектра мощности исследуемых источников и характеристиками их энергетических спектров — наклоном степенного спектра и относительной амплитудой отражения (рис.10.4, 10.5, 10.6). Мы полагаем, что одновременный рост частоты слома СМ (частоты QPO в случае GX 339-4), амплитуды отражения и наклона степенного спектра вызваны уменьшением внутреннего радиуса оптически непрозрачного части аккреционного диска.
2. Спектры мягкого состояния Cyg X-1 имеют большую амплитуду отражения, чем спектры низкого состояния, однако корреляция наклона степенного спектра и амплитуды отражения остается такой же (рис.10.8).
3. Мы обнаружили аналогичную корреляцию «наклон — амплитуда отражения» для частотных спектров Cyg X-1. Мы предполагаем, что это является следствием неоднородности физических параметров внутри комптонизирующего облака.

## 10.6 Литература

- Альпар и др. 1992// Alpar, M. A., Hasinger, G., Shaham, J. & Yancopoulos, S. 1992, A&A, 257, 627
- Арнауд 1996//Arnaud, K.A., 1996, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, eds. Jacoby G. and Barnes J., p17, ASP Conf. Series volume 101.
- Баско, Сюняев & Титарчук 1974// Basko M., Sunyaev R. & Titarchuk L., 1974, A&A, 31, 249
- Белобородов 1999// Beloborodov 1999, ApJ, 510, 123L
- Беллони & Хазингер 1990// Belloni T. & Hasinger G., 1990, A&A, 227, L33
- ван дер Клис 1998// van der Klis M., 1998, in The Many Faces of Neutron Stars, Proc. NATO ASI, Lipari, Italy, p.337 (astro-ph/9710016)
- ван дер Хуфт и др 1996// van der Hooft F. et al., 1996, ApJ, 458, L75
- Вихлинин, Чуразов & Гильфанов 1994// Vikhlinin A., Churazov E. & Gilfanov M., 1994, A&A, 287, 73.
- Вэйнандс & ван дер Клис 1999// Wijnands, R. & van der Klis, M. 1999, ApJ, 514, 939
- Гиерлински и др. 1999// Gierlinski M. et al., 1999, MNRAS, submitted (astro-ph/9905146)
- Гильфанов и др. 1995// Gilfanov M. et al., 1995, The Lives of the Neutron Stars. Proceedings of the NATO ASI, Editors, M.A. Alpar, U. Kiziloglu, J. van Paradijs; Kluwer Academic, 1995. p.331, 331
- Гильфанов и др 1998// Gilfanov M., Churazov, Sunyaev R., 1997, In the Proceedings of 18th Teaxs Symp. on Relativistic Astrophysics and Cosmology, 735
- Гребенев С., Сюняев Р., Павлинский М., Деханов И, 1991, ПАЖ, 17, 985
- Дав и др. 1997//Dove J., Wilms J., Maisack M., Begelman M., 1997, ApJ, 487, 759
- Дон & Цыки 1999// Done, C. & Zycki, P. T. 1999, MNRAS, 305, 457
- Джорж & Фабиан 1991// George I.M., Fabian A.C., 1991, MNRAS, 249, 352
- Жанг и др. 1995// Zhang W. et al., 1995, ApJ, 449, 930.
- Жис & Болтон 1986// Gies D. & Bolton C., 1986, ApJ, 304, 371
- Зdziарски, Лубински & Смит 1999// Zdziarski A., Lubinski P., & Smith D., 1999, MNRAS, 303, L11
- Ипсер 1996//Ipser, J. R. 1996, ApJ, 458, 508
- Магдзиарз & Зdziарски 1995// Magdziarz & Zdziarski 1995, MNRAS, 273, 837
- Новак & Вагонер 1991// Nowak, M. A. & Wagoner, R. V. 1991, ApJ, 378, 656
- Псалтис, Беллони & ван дер Клис 1999// Psaltis D., Belloni T. & van der Klis M., 1999, astro-ph/990230
- Путанен, Кролик & Райд 1997// Poutanen Yu. Krolik J, Ryde F, 1997, MNRAS, 292, 21
- Соверс и др 1998// Sowers J. et al., 1998, ApJ, 505, 424
- Сюняев & Трюмпер 1979// Sunyaev R. & Truemper J. 1979, Nature, 279, 506
- Сюняев & Титарчук 1980// Sunyaev R. & Titarchuk L., 1980, A&A, 86, 121
- Сюняев & Титарчук 1989// Sunyaev R. & Titarchuk L.: 1989, in Proceedings of "23rd ESLAB Symposium", ESA SP-296, Bologna, Italy, editors: J.Hunt & B.Battrick, v.1, p.627
- Хаардт & Марашчи 1993//Haardt, F. & Maraschi, L. 1993, ApJ, 413, 507

