

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Александр Анатольевич Лутовинов

ИССЛЕДОВАНИЕ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД
В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ПО ДАННЫМ ТЕЛЕСКОПА АРТ-П
ОБСЕРВАТОРИИ ГРАНАТ

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

Москва
2000

Огромное спасибо моему научному руководителю Сергею Андреевичу Гребеневу за научную школу. Также хотелось бы поблагодарить Михаила Павлинского, Алексея Вихлинина и Михаила Ревнивцева, общение с которыми помогало в работе.

Особую благодарность хотелось бы выразить моей семье и особенно жене Татьяне за понимание и постоянную 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 внимание к работе и неоценимую помощь.

Оглавление

Введение	5
Телескоп АРТ-П обсерватории ГРАНАТ	9
I Рентгеновские Пульсары	13
1 Периоды и профили импульса рентгеновских пульсаров	15
1.1 Введение	15
1.2 Методы анализа	16
1.3 Периоды и профили импульса	22
1.3.1 SMC X-1	22
1.3.2 Геркулес X-1	23
1.3.3 4U0115+634	25
1.3.4 Центавр X-3	27
1.3.5 4U1626-67	28
1.3.6 LMC X-4	31
1.3.7 ОАО1657-415	31
1.3.8 GX1+4	32
1.3.9 Паруса X-1	33
1.3.10 1E1145.1-6141 и 4U1145-619	35
1.3.11 GX301-2	36
1.3.12 Персей X-1	36
2 Переменность рентгеновских пульсаров. Отсутствие пульсаций	39
2.1 ГЕРКУЛЕС X-1	39
2.1.1 Введение	39
2.1.2 Наблюдения	40
2.1.3 Спектры излучения в разных состояниях	41
2.1.4 Фазированная спектроскопия	45
2.1.5 Обсуждение	49
2.2 ЦЕНТАВР X-3	51
2.2.1 Введение	51
2.2.2 Наблюдения	52
2.2.3 Кривые блеска и рентгеновские всплески	52
2.2.4 Профиль импульса	56
2.2.5 Спектр излучения и его эволюция	60
2.2.6 Обсуждение	66

2.2.7	Заключение	70
2.3	ПАРУСА X-1	72
2.3.1	Введение	72
2.3.2	Наблюдения	72
2.3.3	Кривая блеска и пульсации в послезатменном состоянии	75
2.3.4	Спектры излучения	76
2.3.5	Заключение	79
3	Наблюдение циклотронных линий в спектре источника 4U0115+634	81
3.1	Введение	81
3.2	Наблюдения	82
3.3	Рентгеновская переменность	83
3.4	Спектры излучения	85
3.5	Фазированная спектроскопия	88
3.6	Обсуждение	89
II	Рентгеновские Барстеры	91
4	Рентгеновские всплески, зарегистрированные телескопом АРТ-П	93
4.1	Введение	93
4.2	Методы анализа	94
4.3	Результаты	96
5	Рентгеновские барстеры A1742-294 и SLX1744-299/300 вблизи центра Галактики	117
5.1	Введение	117
5.2	Наблюдения	118
5.3	Постоянное излучение	118
5.4	Рентгеновские всплески	119
6	Источник SLX1732-304 в шаровом скоплении Терзан 1	125
6.1	Введение	125
6.2	Наблюдения	126
6.3	Спектр постоянного излучения	126
6.4	Рентгеновский всплеск	130
6.5	Заключение	133
	Заключение	135
	Литература	136

Введение

Идея о существовании нейтронных звезд — объектов с очень высокими плотностями и малыми радиусами, — была высказана еще в начале 30-х годов. Однако на протяжении практически тридцати лет нейтронные звезды в основном игнорировались астрономами, так как из-за малой площади поверхности их остаточное тепловое излучение оказывалось слишком слабым для наблюдений с помощью оптических телескопов. Ситуация начала меняться в связи с развитием внеатмосферной астрономии в 60-х годах, когда были обнаружены рентгеновские источники внесолнечного происхождения, и особенно после открытия в 1967 г. радиопульсаров, которые были интерпретированы как быстро вращающиеся нейтронные звезды. Запущенный в 1970 г. спутник UHURU обнаружил пульсирующее излучение компактных рентгеновских источников — рентгеновских пульсаров, представляющих собой нейтронные звезды, находящиеся в тесных двойных системах и аккрецирующие газ от своего нормального звездного компаньона (Шрейер и др., 1972). В дальнейшем были обнаружены совершенно новые классы рентгеновских источников, одним из наиболее интересных из которых оказались рентгеновские барстеры (Гриндлей и др., 1976) — галактические источники, испускающие непериодические вспышки рентгеновского излучения с длительностями порядка секунд и минут.

Дальнейшие исследования показали, что разница в наблюдательных проявлениях рентгеновских источников в двойных системах связана с природой компактных объектов. Одной из важнейших характеристик таких систем является масса нормальной звезды, в соответствии с которой можно разделить рентгеновские источники в двойных системах на два класса — маломассивные (масса компаньона меньше или порядка массы Солнца) и массивные (масса компаньона больше десяти масс Солнца) двойные системы. В дальнейшем будем сокращенно называть их LMXB и HMXB, соответственно.

В настоящее время известно около 50 рентгеновских пульсаров, находящихся в двойных системах. Основным механизмом, способным обеспечить наблюдаемую у них высокую светимость ($L \sim 10^{35} - 10^{38}$ эрг/с) является аккреция вещества. Считается, что пульсации рентгеновского излучения связаны с тем, что в состав таких систем входят нейтронные звезды в сильном магнитном поле ($B \sim 10^{12}$ Гс). При таких значениях магнитного поля существует некоторый радиус R_A (обычно называемый альвеновским), на котором давление падающего вещества уравнивается давлением магнитного поля нейтронной звезды. Вещество не может проникнуть внутрь магнитосферы и стекает по силовым линиям в область полюсов, образуя на

поверхности нейтронной звезды два горячих пятна. При соответствующей ориентации оси магнитного диполя относительно оси вращения, эти пятна будут периодически появляться на луче зрения, демонстрируя пульсации рентгеновского излучения. Звездами-компаньонами в НМХВ являются звезды ранних спектральных классов (О-В), поэтому в этих системах, как правило, присутствует сильный звездный ветер, из которого и происходит аккреция, хотя в ряде случаев может образовываться аккреционный диск, наблюдаться двухпоточковая аккреция и т.д, причем на разных стадиях эволюции пульсара тип аккреции может меняться. В соответствии с этим различаются и наблюдательные проявления источников. Кривые блеска пульсара, его период и профиль импульса, энергетический спектр и их переменность на различных временных масштабах — это единственная информация которая доступна наблюдателю и которая может дать представление о механизмах формирования излучения, о его взаимодействии с окружающей материей, о конкретном состоянии вещества на разных расстояниях от нейтронной звезды, а также может быть использована для сравнения с теоретическими моделями. Конечно, описанная выше картина аккреции является очень упрощенной и схематичной; в действительности она оказывается гораздо сложнее и интереснее, о чем говорит, например, огромное разнообразие фазовых кривых блеска (профилей импульса) рентгеновских пульсаров.

Класс LMXB включает множество рентгеновских источников различных типов: постоянные и транзиентные кандидаты в черные дыры, яркие источники галактического балджа, несколько рентгеновских пульсаров (Геркулес X-1, 4U1626-67 и GX1+4), рентгеновские барстеры (к настоящему моменту их известно более тридцати). Магнитные поля последних оказываются существенно меньше ($B \leq 10^{10}$ Гс), что может являться одной из причин отсутствия пульсаций. Среди всплесков рентгеновского излучения, регистрируемых от барстеров, наиболее часто встречаются так называемые всплески I типа, для которых характерно резкое возрастание (за несколько секунд) потока рентгеновского излучения, а затем его плавный спад, причем в жестком диапазоне он происходит быстрее (так называемое “смягчение” спектра). Интервал между событиями такого рода обычно составляет от нескольких часов до дней. Всплески II типа, впервые обнаруженные от источника МХВ1730-335 (впоследствии названного Быстрым Барстером), наблюдаются в виде быстрой последовательности отдельных событий с временными масштабами от секунд до минут и практически не проявляют “смягчения”. Основными моделями, которые были предложены для объяснения полученных данных, являются термоядерный взрыв на поверхности нейтронной звезды (I тип) и неустойчивость аккреционного потока (II тип).

Долгое время считалось, что рентгеновские пульсары и барстеры “несовместимы”, т.е. от барстера не может наблюдаться пульсирующее излучение, а от пульсара всплески. Однако в последнее время появились доказательства обратного. В 1996 году были обнаружены высококогерентные пульсации рентгеновского излучения во время всплесков I типа, которые можно объяснить следующим образом: во время термоядерного взрыва на поверхности нейтронной звезды образуется “горячее” пятно, которое за характерное время нарастания потока успевает совершить

много оборотов, что создает пульсации в регистрируемом потоке. Измеренные таким образом периоды вращения нейтронных звезд в маломассивных двойных системах оказались предельно малыми — 1-5 мс, что в тысячи раз меньше периодов, характерных для рентгеновских пульсаров. Кроме того, от недавно открытого сверхэдингтоновского пульсара GROJ1744-28 регулярно наблюдаются типичные всплески рентгеновского излучения I типа.

В данной работе представлены результаты, полученные по данным наблюдений рентгеновских пульсаров и барстеров телескопом АРТ-П орбитальной обсерватории ГРАНАТ. Данные этих наблюдений уникальны — они являются в своем роде единственными данными такого уровня, которые имеет мировая наука за несколько лет, т.к. долгое время этот телескоп был единственным прибором, работавшем на орбите и позволявшим одновременно восстанавливать изображение и проводить временной и спектральный анализ любого источника, находящегося в его поле зрения, а по качеству информации они сравнимы с данными таких спутников как EXOSAT и GINGA.

Первая часть диссертации посвящена описанию телескопа АРТ-П. Во второй части представлены результаты наблюдения более десятка рентгеновских пульсаров. Для каждого из них приведены данные о периоде пульсаций, вековых изменениях периода, а также фазовые кривые потока рентгеновского излучения в разных диапазонах энергий. Среди наиболее интересных результатов: обнаружение перехода от ускорения вращения нейтронной звезды в системе 4U1626-67/KZ TrA к замедлению, оценка массы оптической звезды в этой маломассивной двойной системе, детектирование скачкообразного изменения периода пульсара OAO1657-415, наблюдение зависимости формы профиля импульса долгопериодического пульсара GX301-2 от орбитальной фазы, уточнение орбитальных параметров рентгеновских пульсаров SMC X-1 и 4U0115+634. От нескольких рентгеновских пульсаров зарегистрировано неппульсирующее излучение. В частности, во время “низкого” состояния пульсара Геркулес X-1 был зарегистрирован значимый, на уровне нескольких мКраб, поток неппульсирующего излучения со спектром, описываемым простым степенным законом. Наклон спектра менялся от наблюдения к наблюдению почти в 2 раза, при этом пульсации были зарегистрированы лишь во время “высокого” состояния источника, когда его поток излучения в ~ 25 раз превышал поток в “низком” состоянии. Излучение источника Центавр X-3 характеризовалось сильной переменностью — как регулярной (эволюция интенсивности и степени низкочастотного поглощения в зависимости от орбитальной фазы, изменения профиля импульса в разных диапазонах энергий), так и нерегулярной (вспышки длительностью сотни и тысячи секунд, во время которых поток от источника возрастал более чем в 2 раза). В августе 1990 г. наблюдался вход источника в затмение. В это время был зарегистрирован значимый поток неппульсирующего излучения со спектром более мягким, чем в предзатменном состоянии, и сильной эмиссионной линией железа на энергиях $\sim 6.7-6.9$ кэВ. Проведенный анализ показал, что оба наблюдения были выполнены телескопом АРТ-П во время так называемого предзатменного “дипа” источника, когда его излучение было сильно искажено из-за рассеяния и поглощения в плотном облаке газа на луче зрения (по-видимому, струе вещества, вытекающего из звезды-компаньона и втекающего в аккреционный диск).

Зарегистрированные вспышки могли быть связаны с локальным увеличением прозрачности облака (с дыркой в нем), а медленные вариации интенсивности и спектра — с изменением ориентации облака, сопровождавшимся уменьшением его видимой поверхности и увеличением оптической толщи. Слабое непульсирующее излучение было также зарегистрировано во время рентгеновского затмения пульсара Паруса X-1 и, вероятно, является следствием рассеяния излучения пульсара в звездном ветре оптической звезды. Анализ переменности с характерным временем нескольких тысяч секунд, наблюдаемой у этого источника, показал, что вариации интенсивности сопровождаются изменениями в его спектре излучения. В спектрах источников 4U0115+634 и Паруса X-1 зарегистрированы особенности в поглощении, интерпретированные как линии резонансного рассеяния его излучения на циклотронных гармониках, и исследована фазовая зависимость их параметров.

Третья часть диссертации посвящена изучению нейтронных звезд со слабым магнитным полем — рентгеновских барстеров. Она включает каталог более 100 рентгеновских всплесков, зарегистрированных телескопом АРТ-П, их локализацию и отождествление с известными источниками постоянного излучения, средние и максимальные потоки, измеренные во время всплесков. Подробно изучены временные и спектральные характеристики излучения двух барстеров A1742-294 и SLX1744-299/300, находящихся вблизи центра Галактики. Показано, что спектры постоянного излучения обоих источников хорошо описываются моделью тормозного излучения. Наблюдение сразу по несколько рентгеновских всплесков от этих источников в течение одного сеанса позволило напрямую измерить средние интервалы между всплесками, характерные для каждого из этих барстеров. Полученные значения оказались в несколько раз меньше, чем считалось ранее. Для барстера A1742-294 получена зависимость профиля всплеска от его яркости. Детально проанализирован мощный всплеск рентгеновского излучения, зарегистрированный от этого источника 18 октября 1990 г., построена эволюция его светимости и температуры. Исследованы рентгеновские барстеры, находящиеся в шаровых скоплениях. В частности, наблюдения источника SLX1732-304 в скоплении Терзан 1 показали, что поток рентгеновского излучения от него может изменяться в несколько раз, при этом меняется и форма его спектра. Кроме того, от этого барстера был зарегистрирован мощный всплеск рентгеновского излучения (всего лишь третий за всю историю его наблюдений с 1981 г.), в течение которого удалось проследить эволюцию спектра источника и его температуры.

Телескоп АРТ-П обсерватории ГРАНАТ

Первого декабря 1989 г. ракетоносителем ПРОТОН была выведена на высоко-апогейную орбиту, — период 96 ч, апогей 200000 км, перигей 2000 км, наклонение 51.6° , — международная астрофизическая обсерватория ГРАНАТ. В ее состав входило несколько научных приборов, основными из которых были два — рентгеновский телескоп АРТ-П, разработанный в СССР, и французский телескоп СИГМА, предназначенный для работы в жестком диапазоне энергий 30 — 1500 кэВ. Именно эти два прибора предназначались для выполнения основной задачи миссии — длительному (24 часа и более) наблюдению источников рентгеновского и гамма-излучения в широчайшем диапазоне энергий с угловым разрешением несколько угловых минут и временным разрешением порядка миллисекунды. На рис.1 показан общий вид обсерватории ГРАНАТ, а стрелочкой указан телескоп АРТ-П.

Телескоп АРТ-П состоит из четырех сонаправленных, полностью идентичных модулей, каждый из которых имеет геометрическую площадь 625 см^2 и включает в себя многопроволочную пропорциональную камеру, коллиматор, блок электроники и маску, поддерживаемую легкой фермой из углепластика. Маска сделана из меди толщиной 1.5 мм и состоит из 16 одинаковых мотивов размером 43×41 элемент, построенных на основе URA-последовательностей. Телескоп АРТ-П имеет канал для обмена информацией с телескопом СИГМА. По этому каналу осуществляется передача научной информации из АРТ-П в долговременную память на цилиндрических магнитных доменах телескопа СИГМА. Кроме того, по этому же каналу принимаются данные от французского звездного датчика, определяющего мгновенную ориентацию космического аппарата с точностью $\leq 1'$.

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

Передача данных в основную память проводилась после заполнения буфера (один раз за 100-200 сек) в течении ~ 30 сек, в результате чего записанная информация имеет вид отдельных экспозиций с разрывами между ними. Космический аппарат стабилизирован с точностью порядка ± 30 мин. дуги. В результате его качания в этих пределах поток от источника модулируется с характерным временем 900—

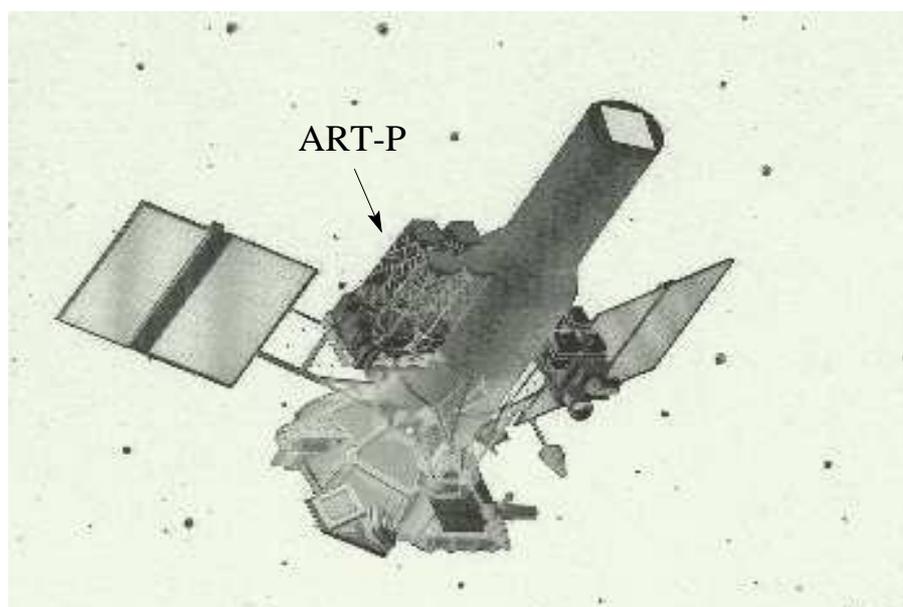


Рис. 1. Орбитальная астрофизическая обсерватория ГРАНАТ. Стрелочкой показан телескоп АРТ-П.

1100 с функцией пропускания коллиматора. При анализе данных телескопа АРТ-П вводились поправки на этот эффект.

Основные технические характеристики телескопа АРТ-П приведены ниже.

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

Для хранения научной информации телескопа АРТ-П между сеансами связи использовалась бортовая память емкостью 16 Мбайт. Эта же память использовалась для хранения информации с французских приборов СИГМА и ФЕБУС. Во время наземной отработки комплекса научной аппаратуры проекта ГРАНАТ была допущена ошибка в бортовой программе телескопа СИГМА — были перепутаны знаки осей этого телескопа и звездного датчика. Последующее перепрограммирование борто-

вой программы телескопа СИГМА с Земли позволило исключить эту ошибку, но при этом пришлось отказаться от режима сжатия информации на телескопе АРТ-П. Поэтому объем выделенной памяти для телескопа АРТ-П (примерно 6-7 Мбайт в сутки) был достаточен для работы, как правило, только одного из четырех модулей.

В первый год работы телескопа использовались попеременно первый и четвертый модули АРТ-П. После года работы на орбите, который пришелся на год активного Солнца, в этих модулях вышли из строя бортовые микропроцессоры. В дальнейшем наблюдения велись при помощи третьего модуля; второй модуль не использовался по причине выхода из строя одного из координатных каналов. В самом начале работы обсерватории ГРАНАТ, при проведении наблюдений в штатном положении, произошел перегрев высоковольтного источника питания третьего модуля, что привело к частичной потере управляемости питания на катодных плоскостях многопроволочной пропорциональной камеры данного модуля. Это в свою очередь привело к снижению координатного и энергетического разрешения детектора в мягкой области (3 – 8 кэВ) и, как следствие, к смещению рабочего диапазона детектора в более жесткую по сравнению с первым и четвертым модулями область. Это в дальнейшем затрудняло, или даже не позволяло проводить спектральный анализ излучения рентгеновских источников в мягком диапазоне энергий при наблюдении их третьим модулем телескопа. Подробное описание телескопа АРТ-П дано в работах Сюняева и др.(1990) и Павлинского (1991).

Наблюдения пульсара в Крабовидной туманности. Для калибровки приборов обсерватории ГРАНАТ регулярно, раз в год, проводились наблюдения пульсара NP0532 в Крабовидной туманности. Мы использовали их для проверки процедур и алгоритмов временного анализа, а также для калибровки энергетической матрицы отклика детекторов телескопа.

Результаты измерений периода пульсаций NP0532 представлены в табл.1. Значения периодов приведены к барицентру Солнечной системы. Изменение периода в 1990-1992 гг показано на рис.2. Сплошная кривая представляет собой экстраполяцию радионаблюдений по данным обсерватории Джодрел Бэнк (Лайн и др., 1988; Лайн 1992). Сравнение значений периода, полученных с помощью телескопа АРТ-П с радионаблюдениями показывает, что система временного анализа данных АРТ-П

Табл. 1. Сравнение результатов определения периода пульсара в Крабовидной туманности прибором АРТ-П с данными радионаблюдений обсерватории Джодрел Бэнк.

Дата	JD 244000 +	Радионаблюдения,мс	Рентгеновские наблюдения,мс
02.03.90	7953.154	33.374 596 3	$33.374 597 2 \pm 2.5 \times 10^{-6}$
14.03.90	7965.352	33.375 040 1	33.375 044 3±
02.03.91	8318.058	33.387 871 9	33.387 874 2±
03.03.91	8319.265	33.387 915 9	33.387 921 9±
06.04.91	8353.368	33.389 156 5	33.389 156 8±
10.04.91	8357.323	33.389 300 3	33.389 302 5±
10.03.92	8692.212	33.401 481 9	33.401 480 9±
13.03.92	8695.041	33.401 584 9	33.401 585 5±

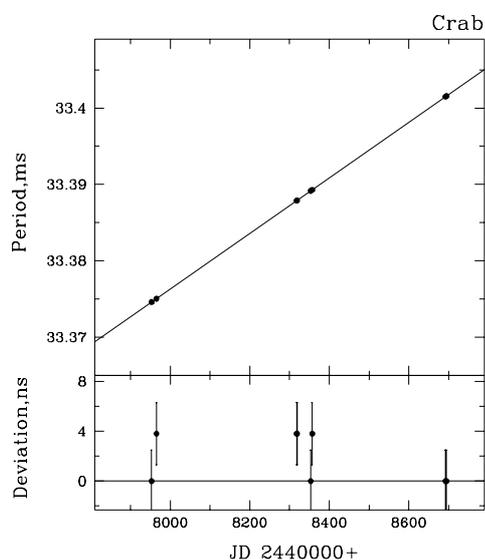


Рис. 2. Результаты измерений периода пульсара в Крабовидной туманности телескопом АРТ-П в 1990-1992 гг. и их отклонения от данных радионаблюдений обсерватории Джодзел Бэнк. Сплошной линией показана экстраполяция данных радионаблюдений.

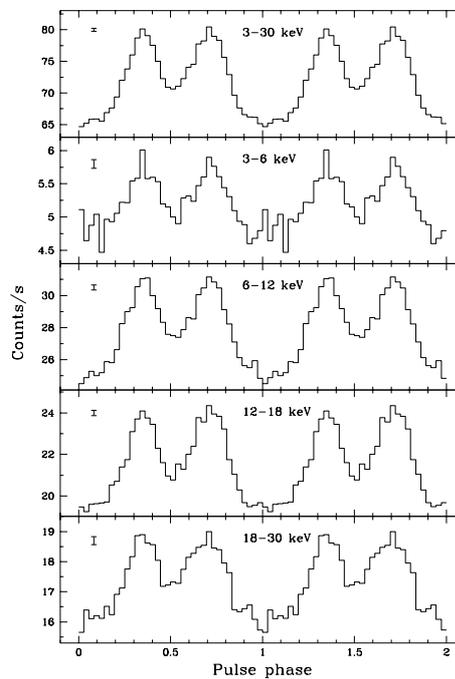


Рис. 3. Фазовые кривые блеска пульсара NP0532 в разных энергетических диапазонах по данным телескопа АРТ-П, полученным в 1991 г.

обеспечивает точность определения периода $\delta P/P < 2 \times 10^{-7}$. На рис.3 представлены профили импульса пульсара NP0532 в различных энергетических диапазонах.

Часть I

Рентгеновские Пульсары

Глава 1

Периоды и профили импульса рентгеновских пульсаров

1.1 Введение

Как показывают наблюдения (Нагазе, 1989; Лутовинов и др., 1994, 1995а,б; Билдстен и др., 1997), периоды рентгеновских пульсаров не являются постоянными, а изменяются с характерными временами от дней (короткопериодические флуктуации) до десятков и тысяч лет (вековое изменение периода пульсаций). В соответствии с этим наблюдаются различные типы поведения периодов пульсаций: некоторые источники находятся на стадии ускорения или замедления вращения достаточно долго, в то время как другие демонстрируют сложное, неустойчивое поведение периода пульсаций. Последнее, как правило, относится к пульсарам, излучающим посредством аккреции из звездного ветра, в то время как в системах с дисковой аккрецией чаще наблюдаются длительные периоды монотонного ускорения или замедления вращения нейтронной звезды (хотя на малых временах также существует быстрая переменность). Подобное поведение периодов пульсаций является прямым следствием обмена моментами вращения между нейтронной звездой и аккрецируемым ею веществом. Детальное изучение этого механизма дает возможность исследовать изменения ряда параметров двойных систем (рентгеновская светимость, темп аккреции и т.д.) на разных масштабах времени и, кроме того, может служить одним из критериев применимости различных теоретических моделей, описывающих процессы взаимодействия в двойных системах (Гош и Лэмб, 1978, 1979; Липунов, 1987; Кул и Анзер, 1993; Байкал и Огельман, 1993).

Другим важным объектом исследования являются профили импульса рентгеновских пульсаров, среди которых наблюдается большое разнообразие — однопиковые синусоидальноподобные, двухпиковые, асимметричные одиночные, многопиковые, зависящие и независящие от энергии и т.д. Как правило, форма фазовой кривой блеска каждого пульсара довольно стабильна, хотя в ряде случаев регистрировались ее существенные изменения, например при переходе пульсара ЕХО2030-375 в состояние с другим уровнем светимости (Пармар и др., 1989а). Подробное изучение

профилей импульса рентгеновских пульсаров, их зависимости от энергии, светимости, орбитальной фазы и т.д. может дать необходимые знания о структуре аккреционной колонки вблизи магнитных полюсов, о геометрической конфигурации между осью вращения нейтронной звезды и осью магнитного диполя, о состоянии вещества внутри двойной системы.

В периодом с 1990 по 1992 год телескопом АРТ-П орбитальной обсерватории ГРАНАТ было проведено более 400 сеансов наблюдений различных Галактических и внегалактических источников рентгеновского излучения продолжительностью 4-10 часов каждый. Из них более 60 сеансов было посвящено наблюдениям рентгеновских пульсаров в двойных системах. Всего за это время в поле зрения телескопа АРТ-П попало 16 таких объектов. В табл.1.1 приведены результаты измерения периодов импульса 11 рентгеновских пульсаров, а на рис.1.1 приведены результаты измерений их периодов импульса за всю историю наблюдений (данные прибора BATSE были взяты из открытых архивов). Остальные 5 пульсаров в момент наблюдения их обсерваторией ГРАНАТ либо находились в выключенном состоянии (LMC X-4), либо являются транзиентными источниками (A0535+26, 2S1417-624, GX304-1, 4U1145-619).

1.2 Методы анализа

Периоды пульсаций рентгеновских пульсаров, измеряемые на Земле, испытывают периодические смещения, обусловленные как движением наблюдателя, так и движением нейтронной звезды в двойной системе. Первый эффект устраняется преобразованием наблюдаемых моментов прихода импульса к барицентру Солнечной системы, принимая во внимание движение спутника и Земли. После того, как получен ряд скорректированных на барицентр моментов прихода импульса, для определения собственного периода пульсаций нейтронной звезды необходимо знать параметры ее орбиты в двойной системе.

Адекватная модель для данного ряда конструируется следующим представлением моментов излучения импульса t_n :

$$t_n = t_0 + \sum P_n, \quad (1.1)$$

где t_0 — эпоха наблюдения. Если в течении интервала наблюдений собственный период пульсара меняется незначительно, то сумму, стоящую в уравнении (1.1), можно представить в виде разложения в ряд Тейлора, оборвав его (как это обычно делается), на втором члене, т.е.

$$t_n = t_0 + P_0 n + \frac{1}{2} \dot{P}_0 n^2 + \dots, \quad (1.2)$$

где P_0 — период повторения импульсов в момент времени t_0 , а \dot{P} — его производная. Соответствующие моменты прихода импульса получаются прибавлением времени запаздывания, связанного с орбитальным движением:

$$t'_n = t_n + \frac{a_x \sin i}{c} F(e, \omega, \tau, \theta), \quad (1.3)$$

Табл. 1.1. Результаты измерений периодов рентгеновских пульсаров прибором АРТ-П обсерватории ГРАНАТ в 1990-1992 гг. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

Источник	Дата	JD 2440000+	Орбитальная фаза	Период, с
SMC X-1	22.04.90	8000.4	0.65-0.77	0.70957531±0.00000006
	24.04.90	8006.4	0.19-0.27	0.70957326±0.00000012
	25.04.90	8007.2	0.42-0.45	0.70957451±0.00000054
	11.05.90	8023.3	0.52-0.59	0.70955929±0.00000027
	12.05.90	8024.3	0.75-0.90	0.70955668±0.00000015
	25.01.91	8282.3	0.10-0.14	0.70932134±0.00000057
	21.04.91	8368.0	0.13-0.16	0.70925315±0.00000140
	22.04.91	8369.4	0.43-0.53	0.70925399±0.00000015
Геркулес X-1	06.03.90	7957.2	0.20-0.29	0.70925399±0.00000015
4U0115+634	18.02.90	7940.0	0.95	3.614544±0.000049
	19.02.90	7942.3	0.00	3.614627±0.000030
	22.02.90	7945.0	0.12	3.614606±0.000008
Центавр X-3	10.02.90	7933.2	0.54-0.72	4.821536±0.000016
	19.08.90	8123.4	0.67-0.90	4.820909±0.000014
4U1626-67	25.09.90	8160.0		7.65989±0.00045
	27.08.91	8496.3		7.66165±0.00009
	17.09.91	8516.9		7.66232±0.00060
	21.09.91	8521.0		7.66170±0.00007
ОАО1657-415	27.03.90	7978.0	0.42-0.45	37.8574±0.0011
	18.02.91	8306.1	0.83-0.87	37.7652±0.0009
	02.09.91	8502.1	0.59-0.62	37.8692±0.0035
GX1+4	23.08.90	8127.3		114.540±0.062
	07.10.90	8172.2		114.657±0.014
	08.09.91	8508.2		116.158±0.057
Паруса X-1	13.06.92	8787.3	0.72-0.75	283.29±0.02
	15.06.92	8789.3	0.95	283.33±1.65
1E1145.1-614	06.02.92	8659.3		296.79±0.09
GX301-2	09.01.91	8266.4	0.03-0.04	682.84±0.04
	13.08.91	8482.1	0.23-0.24	678.91±0.43
	29.01.92	8651.3	0.31	678.77±1.82
	07.02.92	8660.4	0.52-0.53	676.84±0.07
Персей X-1	12.02.90	7935.6		835.90±0.56
	13.08.90	8117.0		832.81±1.99

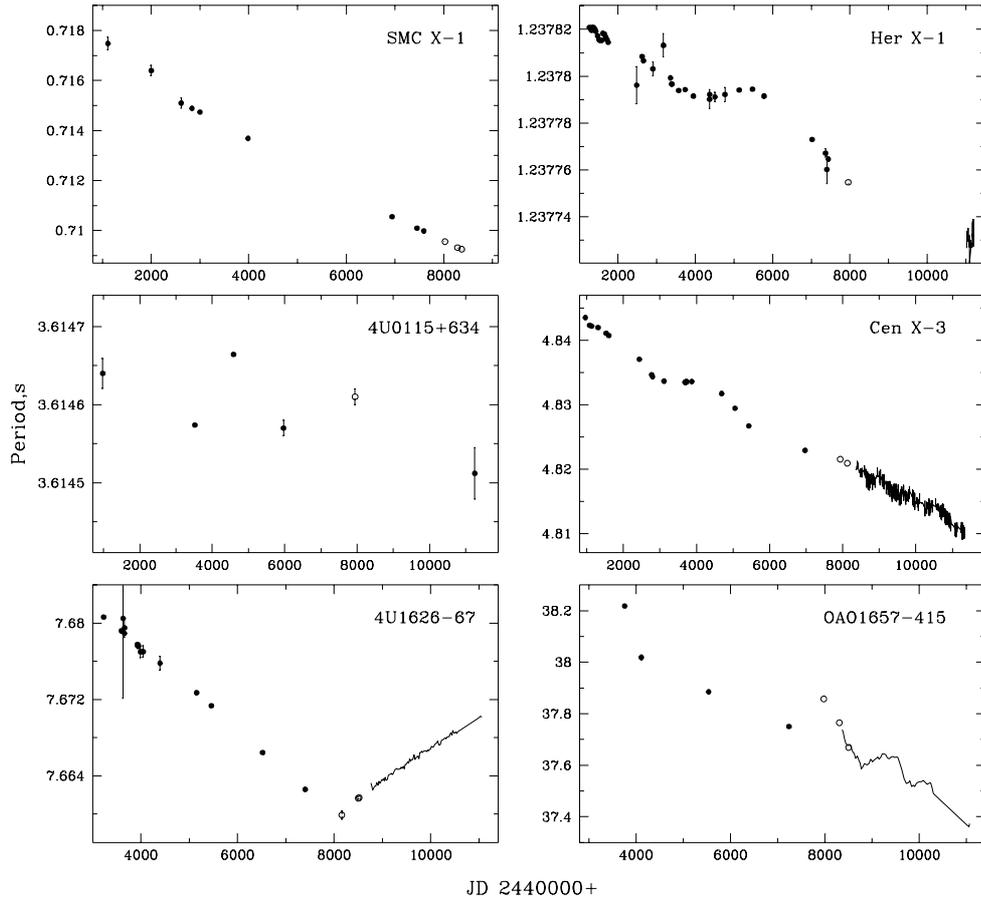


Рис. 1.1. Эволюции периодов пульсаций рентгеновских пульсаров. Результаты измерений периодов пульсаций телескопом АРТ-П обсерватории ГРАНАТ показаны светлыми кружками (Лутовинов и др., 1994). Темные кружки — результаты предшествующих наблюдений (Нагазе, 1989, Гильфанов, 1989). Линиями представлены результаты, полученные прибором BATSE.

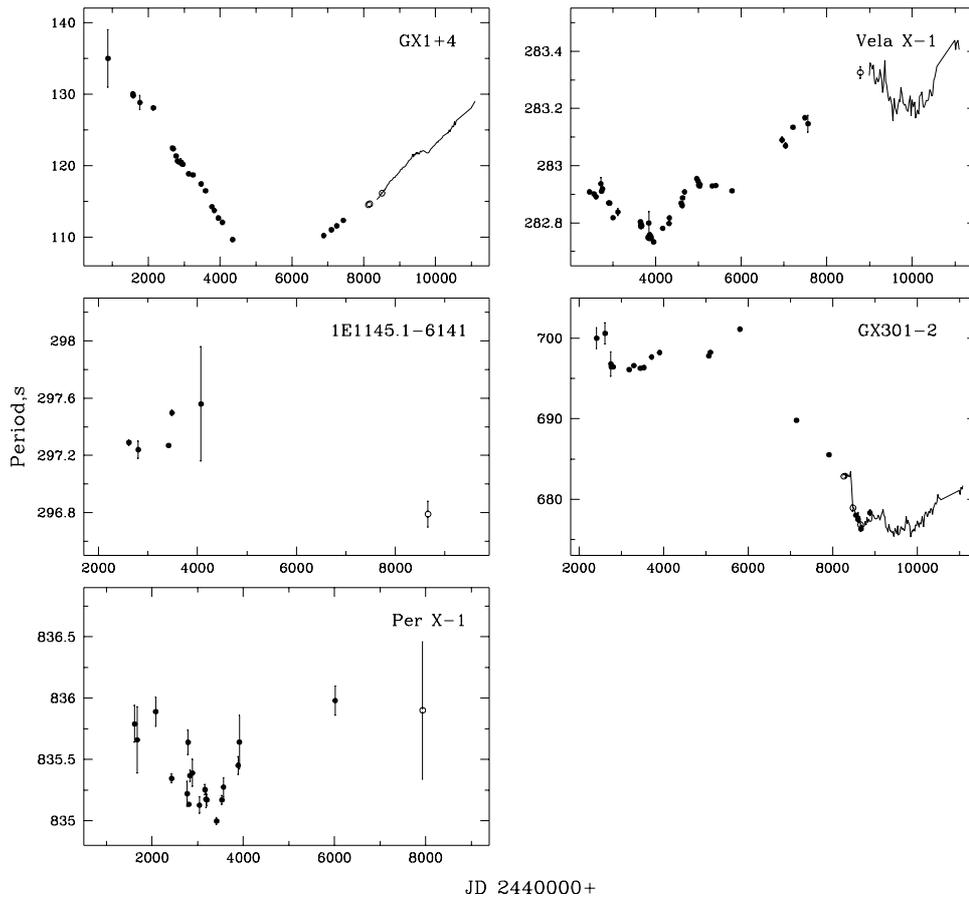


Рис.1.1. Продолжение

где $a_X \sin i$ — проекция главной полуоси орбиты нейтронной звезды в двойной системе с углом наклона i . Функция $F(e, \omega, \tau, \theta)$ описывает доплеровский сдвиг для эксцентричной орбиты и выражается следующей формулой (см. Спарт, 1953):

$$F(e, \omega, \tau, \theta) = (1 - e^2) \frac{\sin(\vartheta + \omega)}{1 + e \cos \vartheta}, \quad (1.4)$$

где e — эксцентриситет, ω — долгота периастроны, τ — эпоха прохождения через периастрон, ϑ — истинная аномалия, θ — средняя аномалия. Между последними двумя существует связь:

$$\tan \frac{\vartheta}{2} = \left(\frac{1+e}{1-e} \right)^{1/2} \tan \frac{E}{2}, \quad E - e \sin E = \theta, \quad \theta = 2\pi \frac{t - \tau}{P_{orb}}, \quad (1.5)$$

где E — эксцентричная аномалия, P_{orb} — орбитальный период в двойной системе.

Аппроксимируя ряд барицентрических моментов прихода импульса уравнением (1.3), можно определить собственный период пульсара P в момент времени t_0 , его производную \dot{P} , а также орбитальные параметры системы $a_X \sin i$, e , ω , τ и P_{orb} . После этого с помощью закона Кеплера легко получить функцию масс:

$$f(M) = \frac{4\pi^2 (a_X \sin i)^3}{GP_{orb}^2} = \frac{M_c \sin^3 i}{(1+q)^2}, \quad (1.6)$$

где M_c — масса звезды-компаньона и $q = M_x/M_c$ — отношение масс, которое получается как

$$q = \frac{K_c P_{orb} (1 - e^2)^{1/2}}{2\pi a_X \sin i}, \quad (1.7)$$

если из оптических наблюдений известна полуамплитуда доплеровских скоростей K_c звезды-компаньона. И, наконец, зная половинный угол затмения, определяем наклонение i и звездные параметры M_x, M_c, R_c .

К настоящему времени характеристики орбит известны для почти двадцати двойных систем, содержащих рентгеновские пульсары. В табл. 1.2 приведены орбитальные параметры для тех из них, которые наблюдались телескопом АРТ-П. Информацию об орбитальных параметрах других пульсаров можно найти в обзоре Билдстена и др. (1997).

После того как моменты прихода импульсов скорректированы на движение наблюдателя и нейтронной звезды (с использованием уравнения (1.3), если известны ее орбитальные параметры), можно определить собственный период пульсаций рентгеновского источника в любой момент времени. Для выделения периодичности существуют различные методы (см. Теребиж, 1992). В данной работе использовался стандартный метод наложения эпох, при котором отсутствие повторяющихся участков временного ряда проверяется с помощью χ^2 -статистики. Подробное описание этого метода дано в работе Лехи и др. (1983).

Табл. 1.2. Сводная таблица орбитальных параметров некоторых рентгеновских пульсаров.

Источник	τ^a , JD2440000+	P_{orb}^b , дн	$a_X \sin i$, св. сек	e	ω^B , град
SMC X-1	2836.68277±0.00020	3.89229118±0.00000048	56.4876±0.0004	< 0.00004	-
Геркулес X-1	3805.019980±0.000014	1.70016772±0.00000001	13.1831±0.0003	-	-
4U0115+634	7942.224 Γ ±0.004	24.31643 Γ ±0.00007	140.13±0.16	0.3402±0.0004	47.66±0.17
Центавр X-3	958.8509±0.0008	2.08713845±0.00000005	39.56±0.07	0.0004±0.0002	-
LMC X-4	7742.4904±0.0002	1.40839±0.00001	26.31±0.03	0.006±0.002	-
ОАО1657-415	8516.49 Δ ±0.05	10.4436±0.0038	106.0±0.5	0.104±0.005	93±5
Паруса X-1	8895.7186 Δ ±0.0012	8.96437±0.00004	113.89±0.13	0.0898±0.0012	152.6±0.9
Паруса X-1	3906.56 Δ ±0.16	41.508±0.007	371.2±3.3	0.472±0.011	-50.1±2.6

^а τ – эпоха прохождения через периастрон (для систем с $e = 0$ – момент середины затмения)

^б для пульсаров SMC X-1, Геркулес X-1 и Центавр X-3 получены следующие значения \dot{P}_{orb}/P_{orb} :
 $(-3.36 \pm 0.02) \times 10^{-6} \text{ год}^{-1}$ (Левин и др., 1993), $(-1.32 \pm 0.16) \times 10^{-8} \text{ год}^{-1}$ (Дитер и др., 1991) и
 $(-1.738 \pm 0.004) \times 10^{-6} \text{ год}^{-1}$ (Нагазе и др., 1992)

^в для 4U0115+634 и Паруса X-1 получено $\dot{\omega} = 0^\circ.030 \pm 0^\circ.016 \text{ год}^{-1}$ (Тамура и др., 1992) и $\dot{\omega} \leq 1^\circ.6 \pm 0^\circ.016 \text{ год}^{-1}$ (Дитер и др., 1987)

^г по данным обсерватории ГРАНАТ

^д в оригинальных работах приведены эпохи $T_{\pi/2}$, когда средняя долгота $l = \pi/2$. Здесь они пересчитаны к моментам прохождения через периастрон τ

1.3 Периоды и профили импульса

1.3.1 SMC X-1

Обсерваторией ГРАНАТ трижды проводились серии наблюдений этого пульсара в начале каждого года, однако пульсации рентгеновского излучения регистрировались только в 1990 и 1991 гг. Значения периодов, измеренные в ходе индивидуальных сеансов наблюдений, приведены в табл. 1.1. История измерений периода пульсаций SMC X-1 (рис. 1.1) свидетельствует о практически равномерном ускорении вращения нейтронной звезды, продолжающемся с момента ее открытия в 1971 г. со средней скоростью $\dot{P}/P \simeq -6 \times 10^{-4} \text{ год}^{-1}$. Однако, анализируя все ранее полученные результаты, Нагазе (1989) заметил, что скорость изменения периода пульсаций этого источника все же не является постоянной, а слегка уменьшается. Наблюдения АРТ-П подтвердили эту точку зрения. Средний темп изменения периода за время наших наблюдений в 1990-1991 гг. составил $\dot{P}/P = (-4.61 \pm 0.12) \times 10^{-4} \text{ год}^{-1}$.

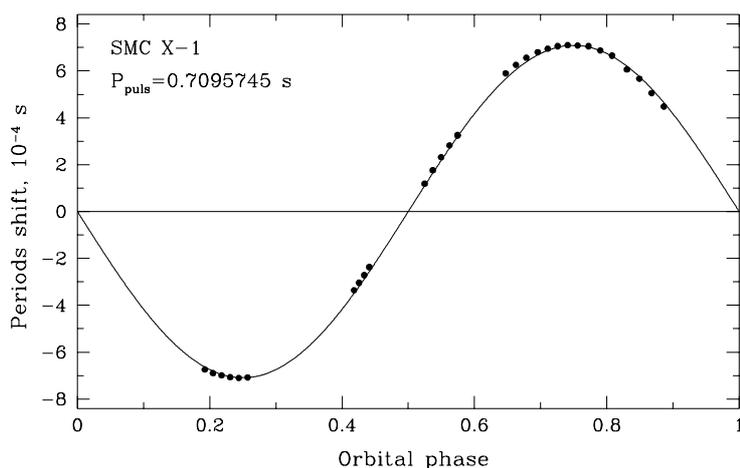


Рис. 1.2. Доплеровское смещение периода пульсаций рентгеновского излучения SMC X-1 при орбитальном движении источника по данным за апрель-май 1990 г. Точками показаны результаты измерения периода пульсаций с помощью телескопа АРТ-П. Сплошная кривая — предсказываемое смещение периода.

Период пульсаций SMC X-1 подвержен сильным периодическим вариациям, связанным с орбитальным движением нейтронной звезды в двойной системе. На рис. 1.2 показаны значения периода пульсаций, полученных в различных сеансах наблюдений, без коррекции на движение нейтронной звезды в двойной системе (но приведенные к барицентру Солнечной системы). Сеансы наблюдений разбивались на несколько частей и для каждой вычислялось значение периода. Сплошной кривой на рис. 1.2 изображено предсказываемое смещение периода в соответствии с известными орбитальными параметрами двойной системы. Анализируя результаты, полученные за всю историю наблюдений источника SMC X-1 Левин и др. (1993) установили, что орбитальный период системы уменьшается. Его значение, измеренное по результатам наблюдений телескопа АРТ-П, находится в хорошем согласии с предсказываемым согласно эфемеридам, по которым вычислялся момент середины за-

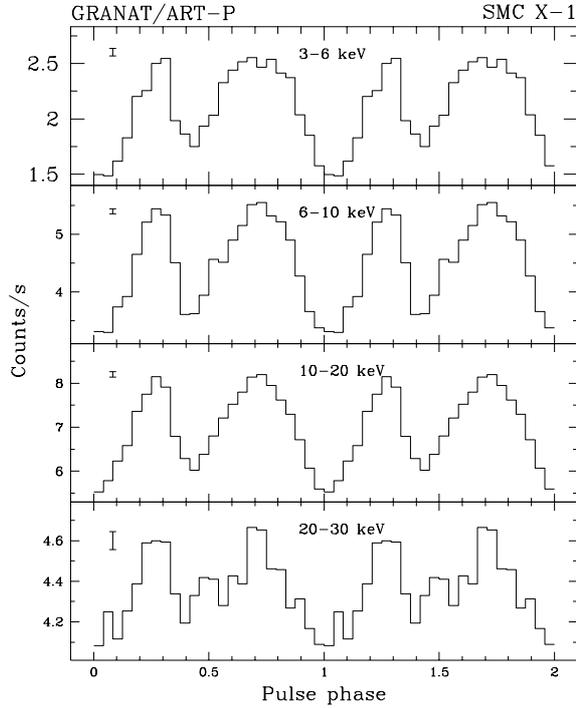


Рис. 1.3. Профиль импульса рентгеновского пульсара SMC X-1 по данным, полученным 24 апреля 1990 г.

тмения:

$$T_{\text{mecl}}(JD) = A_0 + A_1 N + A_2 N^2$$

где $A_0 = 2442836.68277 \pm 0.00020$, $A_1 = 3.89229118 \pm 0.00000048$, $A_2 = (-6.97 \pm 0.03) \times 10^{-8}$, N – порядковый номер оборота в двойной системе.

Профили импульса SMC X-1 в диапазоне 3-28 кэВ и поддиапазонах 3-6, 6-12, 12-20 и 20-28 кэВ, показанные на рис.1.3, представляют собой два симметричных пика, расположенных в интервале фаз 0.1-0.4 и 0.5-1.0. Интересно отметить, что с увеличением энергии фотонов ширина второго пика уменьшается.

1.3.2 Геркулес X-1

Особенностью рентгеновского источника Геркулес X-1 является наличие в системе трех периодичностей: помимо периода повторения рентгеновских импульсов ~ 1.24 с и орбитального периода ~ 1.7 сут наблюдения источника свидетельствуют о присутствии в системе 35-дневного цикла “включено-выключено”.

Из четырех индивидуальных сеансов наблюдений, во время которых источник попадал в поле зрения телескопа АРТ-П, пульсации рентгеновского излучения были зарегистрированы только в одном, 6 марта 1990 г., когда Геркулес X-1 находился в “высоком” состоянии. Значение периода, определенное методом наложения эпох после коррекции времен прихода фотонов на движение нейтронной звезды в двойной системе и на движение Земли и космического аппарата, оказалось равным

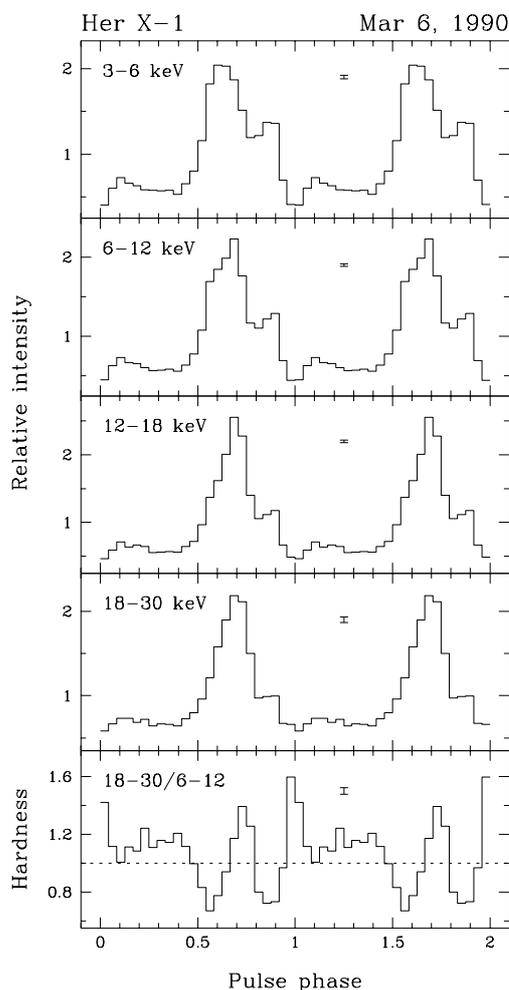


Рис. 1.4. Профиль импульса пульсара Геркулес X-1 в разных диапазонах энергий, полученный 6 марта 1990 г. во время “высокого” состояния. Вдоль вертикальной оси отложено отношение мгновенного потока фотонов к среднему (по периоду) потоку. На нижней панели приведена эволюция “жесткости” излучения источника в течение периода. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

$1.23775454 \pm 0.00000048$ с (табл. 1.1), а доля пульсирующего излучения в диапазоне энергий 3-30 кэВ, определяемая как

$$F = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \quad (1.8)$$

где I_{\max} и I_{\min} — значения скорости счета в максимуме и минимуме профиля импульса, составила $\simeq 65.5\%$. Отметим, что в диапазоне энергий 3-18 кэВ величина F оставалась практически неизменной на уровне 67-68% и только при переходе к более высоким энергиям уменьшилась до $\sim 58\%$. Верхний предел на пульсации рентгеновского излучения в “низком” состоянии во время сеансов 3 марта и 21 июля был равен 2.9% и 18% (3σ), соответственно (Лутовинов и др., 2000a). Этот результат согласуется с привязкой фазы 35-дневного цикла, определенной в соответствии с результатами Сунга и др.(1987): $T_0 = JD2443770.0; \psi_{35} = 0.98, 0.06, 0.00$ и 0.38 , соответственно (период 35-дневного цикла принимался равным $34^d.875$, Огельман и др., 1985; ошибка в определении фазы ± 0.03). Значение периода пульсаций, измеренное 6 марта 1990 г. свидетельствовало о продолжаю-

щейся стадии квазиравномерного ускорения вращения пульсара, которое наблюдается с 1984 г. (последующие наблюдения источника монитором BATSE подтверждают эту тенденцию) (рис. 1.1). Средний темп ускорения за время наблюдений источника приборами обсерваторий РЕНТГЕН на модуле КВАНТ и ГРАНАТ был равен $\dot{P}/P = (-5.8 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ год}^{-1}$.

На рис. 1.4 в четырех энергетических диапазонах (3–6, 6–12, 12–18 и 18–30 кэВ) приведены фазовые кривые блеска пульсара, усредненные за весь этот сеанс наблюдений. Вдоль вертикальной оси отложено отношение мгновенного потока к среднему (по периоду пульсаций) потоку излучения. Полученный профиль импульса Геркулеса X-1 имеет типичную для стадии “включено” форму — сравнительно широкий (~ 0.5 периода) двухпиковый импульс с явным преобладанием первого пика и резким падением интенсивности до минимального значения после второго пика. Исследование энергетической зависимости профиля импульса показало, что с увеличением энергии амплитуда второго пика уменьшается и в самом жестком диапазоне он практически исчезает. Первый пик становится существенно более узким, положение минимума остается неизменным, а максимум интенсивности смещается вправо на ~ 0.1 в область фаз 0.70–0.75. Наглядно такое поведение фазовых кривых представлено на нижней панели рис. 1.4, на которой показана фазовая зависимость отношения профилей импульса, полученных в диапазонах энергий 18–30 и 6–12 кэВ.

1.3.3 4U0115+634

5 февраля 1990 г. прибор, обзоревающий все небо, на борту японского спутника GINGA зарегистрировал вспышку транзитного рентгеновского пульсара 4U0115+634 (Макино, 1990). Сразу после этого источник был включен в программу наблюдений обсерватории ГРАНАТ и три сеанса наблюдений пульсара 4U0115+634 телескопами обсерватории были проведены 18, 19 и 22 февраля 1990 г.

Источник интересен тем, что он вместе с Ве звездой-компаньоном образует двойную систему, которая обладает высоким эксцентриситетом ($e \sim 0.34$) и тем, что возможность его наблюдений появляется только во время вспышек. На рис. 1.5 сплошной кривой показано предсказываемое изменение периода пульсаций источника вследствие его орбитального движения, а точками — значения, полученные телескопом АРТ-П. Орбитальные параметры системы были нами взяты из работы Раппопорта и др. (1978) (см. табл. 1.2), за исключением эпохи прохождения через периастрон, которая была определена, исходя из измеренных значений периода, $\tau(\text{JD}) = 2447942.224 \pm 0.004$. Сравнение найденного значения τ с предыдущими результатами спутника SAS-3 дает возможность уточнить орбитальный период двойной системы: $P_{\text{orb}} = 24^{\text{d}}.31643 \pm 0^{\text{d}}.00007$ (предполагая, что параметры двойной системы не изменились со времени последних наблюдений SAS-3). Определение орбитальных параметров проводилось в соответствии с методом, описанным выше. Величина χ^2 , полученная при аппроксимации наблюдаемых моментов прихода импульса уравнением (1.3) с использованием уточненных значений τ и P_{orb} равна 1.02 на степень свободы. В табл. 1.1 приведены собственные периоды пульсаций источника, скорректированные на движение в двойной системе с учетом уточнения орбитальных

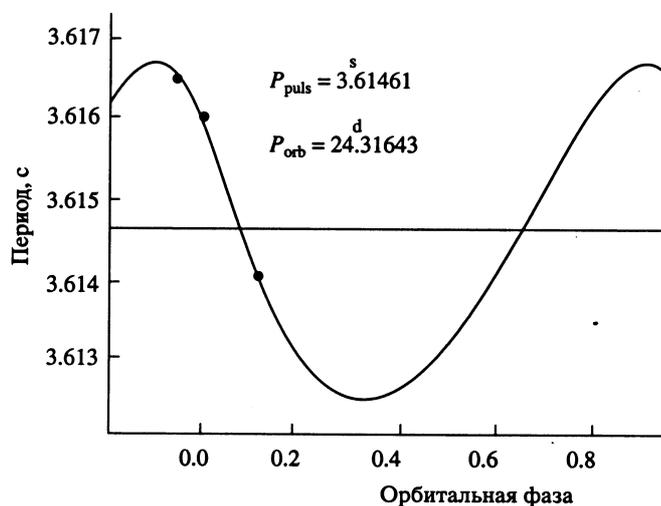


Рис. 1.5. Изменение периода пульсаций источника 4U0115+634 при его орбитальном движении в двойной системе. Точками показаны данные измерений периода пульсаций с помощью телескопа АРТ-П, приведенные к барицентру Солнечной системы. Сплошная кривая — предсказываемое изменение периода пульсаций (эпоха прохождения через периастрон и орбитальный период определены по результатам телескопа АРТ-П, остальные параметры двойной системы взяты из работы Раппопорта и др.(1978).

параметров. Они свидетельствуют о начавшемся замедлении вращения нейтронной звезды (рис.1.1).

Анализ профилей импульса пульсара 4U0115+634, полученных для разных эпох и в разных диапазонах энергий, показал, что их форма практически не зависит от орбитальной фазы. С целью достижения более высокого временного разрешения и улучшения статистики были построены и приводятся на рис.1.6 в четырех энергетических диапазонах (3-6, 6-12, 12-18 и 18-30 кэВ) профили импульса, усредненные по всем трем сеансам наблюдений. Вдоль вертикальной оси отложено отношение мгновенного потока к среднему (по периоду пульсаций) потоку излучения. Это позволяет следить за изменением амплитуды пульсаций при переходе от одного диапазона к другому. Видно, что изменения были не велики. Доля пульсирующего излучения F находилась в пределах 30-40%, а ее среднее значение в диапазоне 3-30 кэВ было равно 36% (Лутовинов и др., 2000б).

В целом профили импульса, полученные во время наблюдений телескопом АРТ-П, имели характерную для этого пульсара форму — мощный симметричный главный пик в интервале фаз 0.1-0.45 и более слабый широкий и асимметричный второй пик в интервале фаз 0.5-0.9. При переходе к высоким энергиям ширина первого пика возрастала, а ширина и интенсивность второго уменьшались. Такое поведение фазовых кривых сопровождалось изменением жесткости излучения источника на масштабе одного периода пульсаций, что хорошо видно на нижней панели рис.1.6, на которой показано отношение профилей импульса, полученных в диапазонах энергий 18-30 и 6-12 кэВ.

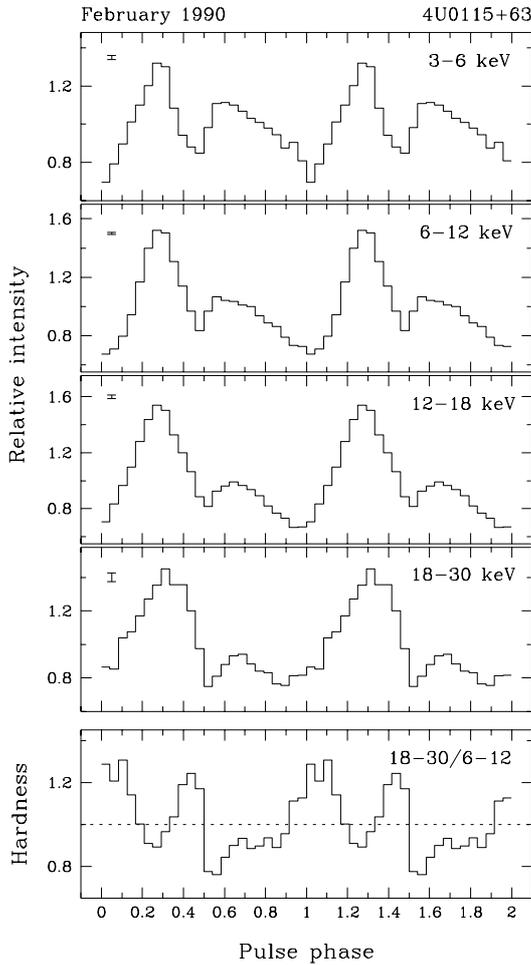


Рис. 1.6. Зависимость профиля импульса пульсара 4U0115+634 от энергии по данным телескопа АРТ-П. Вдоль вертикальной оси отложено отношение мгновенного потока фотонов к среднему (по периоду) потоку, что позволяет судить об изменении амплитуды пульсаций. На нижней панели приведена эволюция “жесткости” излучения источника в течение периода. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

1.3.4 Центавр X-3

Центавр X-3 входит в состав массивной двойной системой с хорошо определенной скоростью изменения орбитального периода $\dot{P}_{\text{orb}}/P_{\text{orb}} = (-1.738 \pm 0.004) \times 10^{-6}$ год $^{-1}$ (Нагазе и др., 1992). Орбитальные параметры, которые использовались нами при временном анализе, приведены в табл. 1.2.

Как видно из рис. 1.1 период пульсаций Сеп X-3 уменьшался с почти постоянным темпом на протяжении всех 30-и лет, прошедших с момента его открытия. На фоне этого общего тренда наблюдались лишь незначительные вариации, носящие регулярный волнообразный характер, которые могут быть учтены введением синусоподобной поправки

$$P(t) = A - B(t - 1969) + C \sin[2\pi(t - 1969)/P_a].$$

Здесь t выражено в годах, $A = 4.84401 \pm 0.00009$ с, $B = 1.135 \pm 0.008$ мс год $^{-1}$, $C = 1.52 \pm 0.07$ мс, $P_a = 9.23 \pm 0.13$ годам. Цунечи и др. (1996) показали, что отклонение экспериментальных данных, полученных в разных экспериментах за всю

историю наблюдений, от этой формулы не превышает 0.5 мс. Отклонения значений периода пульсаций источника, измеренные по данным телескопа АРТ-П 10 февраля и 19 августа 1990 г., составили 4.821536 ± 0.000016 и 4.820909 ± 0.000014 с, соответственно (табл.1.1), от приведенной выше формулы равно 0.015 и 0.2 мс. Средний темп ускорения вращения пульсара в период наблюдений его обсерваторией ГРАНАТ составил $\dot{P}/P = (-2.496 \pm 0.005) \times 10^{-4}$ год $^{-1}$.

Подробный анализ профиля импульса источника Центавр X-3, его зависимости от энергии и орбитальной фазы, будет дан в следующей главе.

1.3.5 4U1626-67

Как отмечалось во Введении, большинство рентгеновских пульсаров входят в состав массивных двойных систем. Поэтому семисекундный пульсар 4U1626-67, образующий очень тесную маломассивную двойную систему со слабой голубой звездой KZ TrA ($V \simeq 18^m.5$) представляет собой уникальное явление. Этот источник наблюдался телескопом АРТ-П несколько раз в 1990-1991 гг. Результаты измерения периода пульсаций 4U1626-67 приведены в табл.1.1.

Предшествующие наблюдения (рис.1.1) свидетельствовали о постоянном ускорении вращения нейтронной звезды со средней скоростью $\dot{P}/P \simeq -2 \times 10^{-4}$ год $^{-1}$ (Нагазе, 1989). Темп ускорения оставался практически постоянным на протяжении всей истории наблюдений (1977-1990 гг). С помощью телескопа АРТ-П впервые удалось обнаружить этот пульсар на стадии замедления вращения (рис.1.1). Темп замедления $\dot{P}/P = (2.42 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ год $^{-1}$, измеренный по результатам трех наблюдений, выполненных в течение ~ 1 года, близок по абсолютной величине к темпу предшествующего ускорения. Последующие наблюдения этого источника монитором BATSE хорошо согласуются с данным выводом. Заметим, однако, что мы не знаем точно, когда началось ускорение, так как значение периода, измеренное 25 сентября 1990 г., все еще хорошо согласуется с экстраполяцией предыдущего замедления вращения.

На протяжении всей истории наблюдений источника 4U1626-67 неоднократно предпринимались попытки определить орбитальные параметры системы, исходя из результатов рентгеновских наблюдений. К настоящему времени получен лишь верхний предел на $a \chi \sin i \leq 13$ световых мс в широком диапазоне периодов $10 \text{ мин} \leq P_{\text{orb}} \leq 10 \text{ ч}$ (Левин и др., 1988). Однако, оптические наблюдения Миддледица и др.(1981) показали, что наряду с периодом, соответствующим периоду рентгеновских пульсаций, в системе существует еще один вид периодичности с периодом $P = 2491.06$ с, предположительно связанный с орбитальным движением звезды.

Мы попытались подтвердить существование этого периода, используя данные телескопа АРТ-П от 21 сентября 1991 г. (полезное время наблюдений ~ 32000 с). Использование для этой цели данных, полученных в ходе других сеансов наблюдений было затруднительно: 25 сентября 1990 г. источник имел сложную форму профиля импульса, разную в разных диапазонах энергий, во время сеанса 27 августа 1991 г. произошла солнечная вспышка, а 17 сентября 1991 г. длительность наблюдений была мала. Сеанс 21 сентября 1991 г. был разбит на последователь-

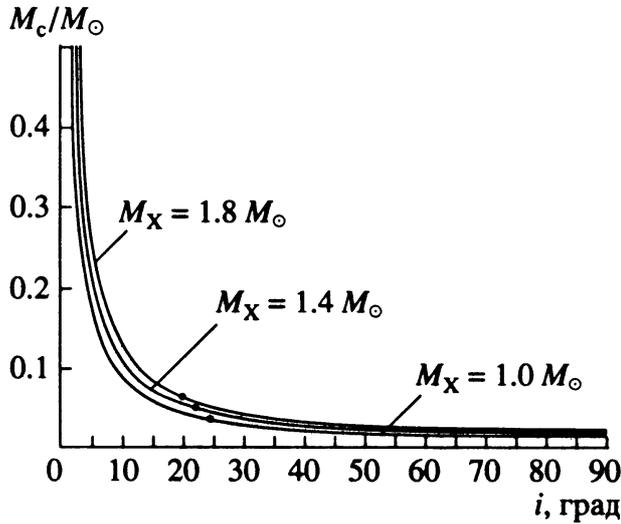


Рис. 1.7. Верхний предел на массу оптической звезды в системе 4U1626-67/KZ TrA как функция угла наклона орбиты по данным телескопа АРТ-П. Точками показаны значения, полученные с использованием результатов оптических наблюдений.

ные интервалы, продолжительностью $1/8$ от предполагаемого орбитального периода $P_{\text{orb}} = 2491.06$ с. Затем по участкам, соответствующим одинаковым орбитальным фазам, были проведены измерения периода пульсаций. Нам не удалось обнаружить статистически достоверных отклонений от среднего измеренных в разных орбитальных фазах значений периода пульсаций — полученная величина $\chi^2 = 9.4$ для 7 степеней свободы.

Хотя мы и не смогли подтвердить период 2491.06 с в системе 4U1626-67/KZ TrA, можно поставить верхний предел на величину $a_x \sin i$, предполагая, что такой период все же существует. Используя стандартную в астрономии технику оценки параметров (Лэмптон и др., 1976), получаем $a_x \sin i \leq 13.3$ св. мс (уровень достоверности 99%) и, в соответствии с формулой (1.6), для функции масс системы $f(M) \leq 3.1 \times 10^{-6} M_\odot$. Эта величина является наименьшей известной функцией масс для двойных систем. Полагая массу нейтронной звезды $M_x = 1.4 M_\odot$, из соотношения (1.7) получаем для случая $i = 90^\circ$ верхнюю оценку массы оптической звезды $M_c \leq 0.018 M_\odot$.

Найденное значение $f(M)$ может быть также использовано для того, чтобы определить массу оптической звезды как функцию угла наклона орбиты i . На рис. 1.7 приведены результаты таких вычислений для трех разных предположений о массе нейтронной звезды. Видно, что для углов i , близких к 90° , масса оптической звезды оказывается довольно малой $M_c \leq 0.02 M_\odot$, в то время как для углов $i \leq 10^\circ$, она превышает $0.1 M_\odot$. Более того, используя приведенное в работе Джосса и Раппапорта (1984) значение полуамплитуды доплеровских скоростей оптической звезды $K_c \simeq 280$ км/с, можно найти нижний предел на отношение масс $M_x/M_c \geq 28$ (в предположении круговой орбиты). Отсюда легко получаем верхний предел на массу оптической звезды и, в соответствии с соотношением (1.7), угол наклона плоскости орбиты i . Таким образом, для разных значений M_x имеем:

$$\begin{array}{lll}
 M_x = 1.0M_{\odot} & M_c \leq 0.035M_{\odot} & i \simeq 25^{\circ} \\
 M_x = 1.4M_{\odot} & M_c \leq 0.050M_{\odot} & i \simeq 22^{\circ} \\
 M_x = 1.8M_{\odot} & M_c \leq 0.065M_{\odot} & i \simeq 20^{\circ}
 \end{array}$$

Полученные результаты показаны на рис.1.7 точками.

На рис.1.8 представлены фазовые кривые потока рентгеновского излучения 4U1626-67 в разных энергетических диапазонах, полученные во время двух разных сеансов наблюдений (25 сентября 1990 г. и 27 августа 1991 г.) и свернутые с соответствующими периодами. Для удобства восприятия рисунков на них сплошными линиями показаны усредненные фазовые кривые (кривые с меньшим фазовым разрешением). Первое из этих наблюдений (*a*) было проведено, когда пульсар находился в процессе перехода от ускорения к замедлению или, по крайней мере, был близок к этому моменту. Обращает на себя внимание ясно выраженное различие формы импульса в диапазонах энергий 6-12 и 15-30 кэВ. Отметим также, что в диапа-

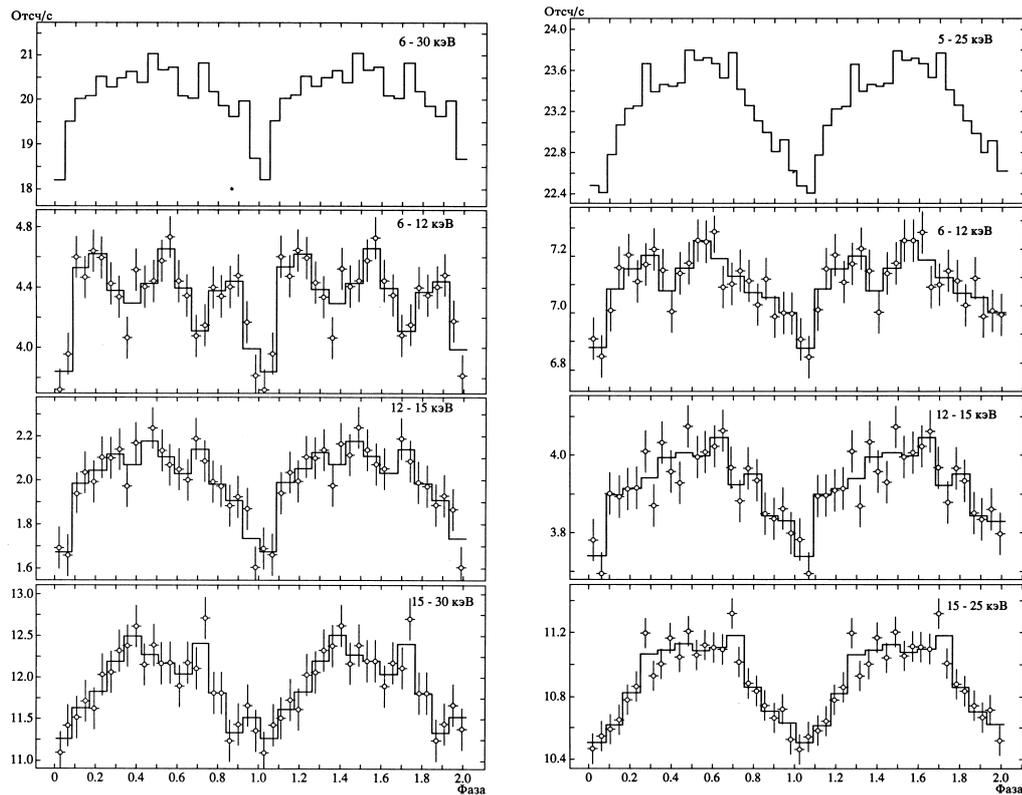


Рис. 1.8. Кривые блеска 4U1626-67 в разных диапазонах энергий: (*a*) — наблюдение было выполнено 25 сентября 1990 г., когда нейтронная звезда находилась в процессе перехода от ускорения к замедлению вращения. Сплошными линиями показаны усредненные фазовые кривые (кривые, рассчитанные с меньшим фазовым разрешением); (*b*) — то же, что и на рис.(*a*), но для сеанса наблюдения, выполненного 21 сентября 1991 г., когда источник находился уже на стадии замедления вращения.

зоне 15-30 кэВ вблизи фазы 0.7 существует статистически значимый выброс, зарегистрированный на уровне 2.6σ , в то время как в диапазоне 6-12 кэВ в том же месте виден провал (уровень достоверности 2.7σ). Рис.1.8б относится ко второму сеансу выполненному спустя примерно год со времени изменения знака ускорения, когда источник уже находился на стадии замедления. Ясно видно, что при высоких энергиях существует широкий одиночный пик (интервал фаз 0.2-0.8), в то время как в мягком диапазоне видны два близких пика (фазы 0.1-0.35 и 0.4-0.75). Подробное обсуждение профилей импульса этого источника и его спектра дано в работе Лозникова и др.(1993).

1.3.6 LMC X-4

Подобно известному источнику Геркулес X-1, этот рентгеновский пульсар демонстрирует наличие в системе трех периодичностей: периода вращения нейтронной звезды ~ 13.5 с, орбитального периода ~ 1.4 дня и ~ 30 -дневного цикла “включено-выключено”. К сожалению, оба сеанса наблюдения, во время которых LMC X-4 находился в поле зрения телескопа АРТ-П, проведенные 19 мая и 13 октября 1991 г., совпали с состоянием “выключено” 30-дневного цикла ($\psi_{30} = 0.96$ и $\psi_{30} = 0.78$, соответственно). Пульсации источника в диапазоне периодов 13.2-13.6 с не были обнаружены. Верхний предел на пульсирующую компоненту потока рентгеновского излучения в диапазоне энергий 3-30 кэВ во время этих сеансов был на уровне 3.3σ и 3.4σ , соответственно. Привязка фазы осуществлялась в соответствии с данными, взятыми из работы Лэнга и др.(1981): $T_0(JD) = 2443386.0$, $P_{30} = 30^d.48 \pm 0^d.06$. Орбитальные параметры системы приведены в табл.1.2 (Левин и др., 1991).

1.3.7 ОАО1657-415

В 1990-1991 гг. было проведено несколько сеансов наблюдения этого сверхжесткого рентгеновского пульсара (табл.1.1). В ходе наблюдений 27-28 марта 1990 г. телескопы АРТ-П и СИГМА (Гильфанов и др., 1991) впервые обнаружили скачкообразное увеличение периода пульсаций (“глича”) этого пульсара. Дальнейшие наблюдения, выполненные телескопом АРТ-П, показали, что вращение нейтронной звезды вновь начало ускоряться, причем темп этого ускорения $\dot{P}/P = (-3.4 \pm 0.3) \times 10^{-3} \text{ год}^{-1}$ заметно превышал темп ускорения, наблюдавшийся в 1979-1988 гг. История наблюдений изменения периода пульсаций этого источника (рис.1.1) позволяет сделать вывод, что за последние несколько лет наблюдалось неоднократное резкое увеличение периода пульсаций различной величины (от ~ 0.03 до ~ 0.7 с) с последующим быстрым возвратом к прежней скорости вращения, причем длительности таких “всплесков” также менялись от ~ 80 до ~ 400 дней.

Важнейшим событием стало обнаружение монитором BATSE на борту обсерватории гамма-лучей им. А.Комптона вариаций периода пульсаций этого источника, связанных с его орбитальным движением и определением параметров орбиты (см. Чакраборти и др.,1993). Орбитальное движение ОАО1657-415 было учтено при

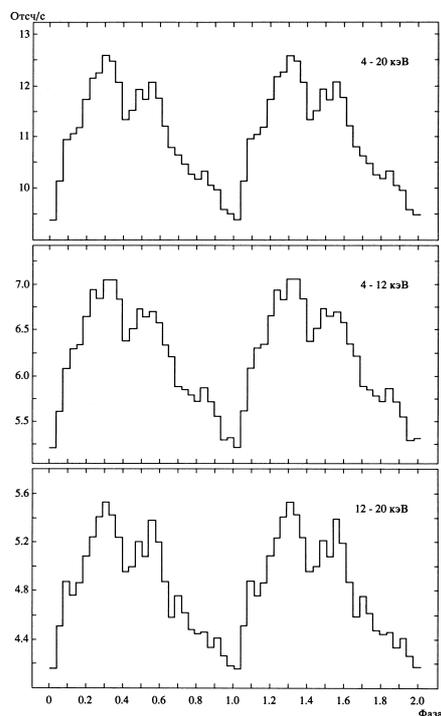


Рис. 1.9. Профили импульса рентгеновского пульсара OAO 1657-415 по данным наблюдений 27 марта 1990 г.

измерении его периода пульсаций телескопом АРТ-П. Используемые при этом анализе орбитальные параметры приведены в табл.1.2.

Профили импульса пульсара в разных энергетических диапазонах показаны на рис.1.9. Хорошо видна особенность — провал в максимуме профиля вблизи фазы 0.43. Отметим, что этот провал присутствует на фазовых кривых во всех диапазонах энергий.

1.3.8 GX1+4

С момента его открытия, рентгеновский пульсар GX1+4 является одним из наиболее часто наблюдаемых источников. Однако орбитальные параметры системы, в которой он находится, до сих пор не определены. Поэтому значения периодов пульсаций, полученные обсерваторией ГРАНАТ (табл.1.1), приведены только к барицентру Солнечной системы. Данные телескопа АРТ-П свидетельствуют о том, что пульсар продолжает равномерно замедляться. Средний темп замедления за время наблюдения его обсерваторией ГРАНАТ составил $\dot{P}/P = (1.37 \pm 0.07) \times 10^{-2} \text{ год}^{-1}$. Заметим, что GX1+4 является единственным пульсаром с такой высокой скоростью изменения периода и одним из двух, которые находятся на стадии замедления столь долго (около 10 лет). Обратим также внимание на схожесть эволюций периодов рентгеновских пульсаров GX1+4 и 4U1626-67 (рис.1.1), которые, как предполагается, находятся в маломассивных двойных системах.

Профиль импульса GX1+4, полученный телескопом АРТ-П во время двух раз-

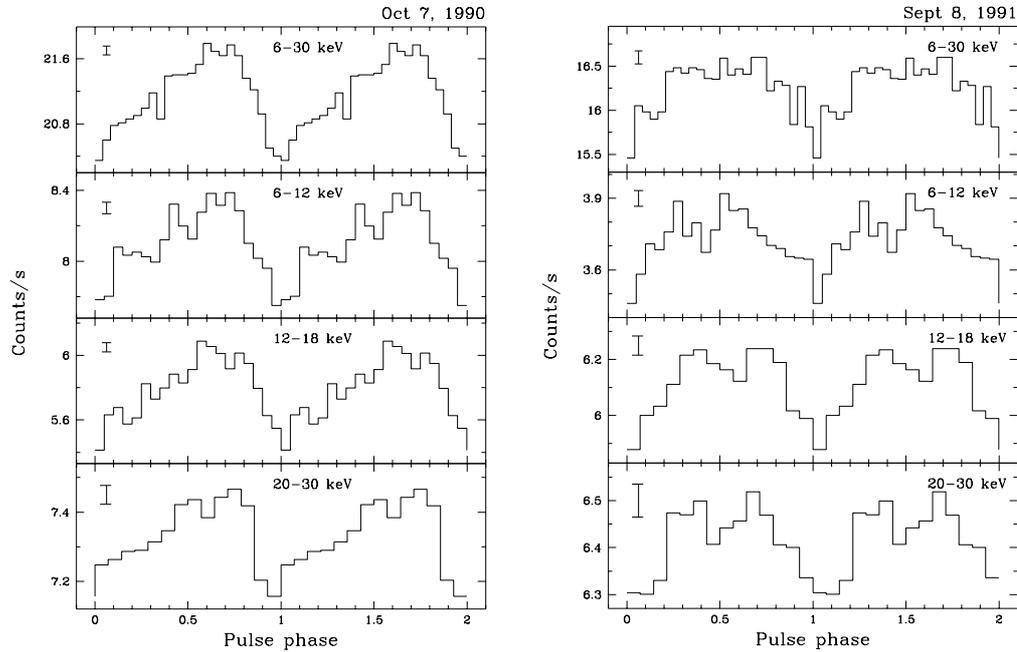


Рис. 1.10. Профили импульса рентгеновского пульсара GX1+4 по данным наблюдений 7 октября 1990 г. (левая панель) и 8 сентября 1991 г. (правая панель).

ных сеансов наблюдений, показан в разных энергетических диапазонах на рис.1.10. Фазовые кривые блеска, измеренные 7 октября 1990 г., имеют характерную для этого пульсара форму — широкий асимметричный пик, в то время как в профиле импульса, полученном 8 сентября 1991 г., четко прослеживается довольно редко наблюдаемая (Поль и др., 1997) у данного источника двухпиковая структура, причем интересно отметить, что в обоих случаях форма профиля импульса слабо зависит от энергии.

1.3.9 Паруса X-1

Этот рентгеновский пульсар дважды наблюдался телескопом АРТ-П обсерватории ГРАНАТ в июне 1992 г. (табл.1.1). В ходе наблюдения 15 июня 1992 г. было зафиксировано рентгеновское затмение (Лутовинов и др., 2000в). Момент затмения совпал с предсказываемым в соответствии с известными орбитальными параметрами, взятыми из работы Билдстена и др.(1997) и приведенными в табл.1.2. Сравнение измеренного значения периода пульсаций источника (рис.1.1) с данными предыдущих наблюдений инструментами обсерваторий РЕНТГЕН и GINGA показывает, что пульсар продолжал квазиравномерно замедляться со средним темпом $\dot{P}/P = (1.6 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ год}^{-1}$. Интересно отметить, что ускорение вращения нейтронной звезды, наблюдавшееся в 1975-1979 гг., происходило с близким по абсо-

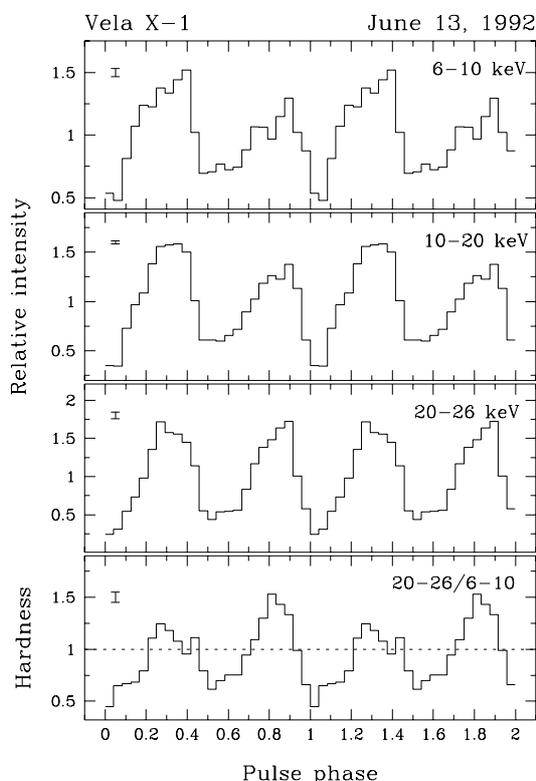


Рис. 1.11. Фазовые кривые блеска пульсара Паруса X-1 в трех диапазонах энергий. Вдоль вертикальной оси отложено мгновенное значение потока фотонов к среднему (по периоду) потоку. На нижней панели показано изменение “жесткости” излучения источника в течение периода. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

лутной величине темпом $\dot{P}/P = 1.5 \times 10^{-4} \text{ год}^{-1}$ (Нагазе и др., 1984). Наблюдения источника Паруса X-1 монитором BATSE показали, что за последующие несколько лет темп вращения нейтронной звезды претерпевал существенные колебания (рис. 1.1).

Профиль импульса, полученный во время сеанса 13 июня (рис. 1.11) путем сворачивания соответствующих кривых блеска с измеренным периодом $P \simeq 283.287 \text{ с}$, имеет характерную для пульсара Паруса X-1 в диапазоне энергий выше $\sim 6 \text{ кэВ}$ двухпиковую структуру, причем ширина пиков приблизительно одинакова (~ 0.4 периода) и не зависит от энергии. При переходе к высоким энергиям амплитуда второго пика увеличивается, практически сравниваясь в самом жестком диапазоне с амплитудой первого пика. Такое изменение профиля происходит на фоне общего увеличения относительной амплитуды импульса. Последнее подтверждается возрастанием доли пульсирующего излучения источника F от $(50.2 \pm 4.8)\%$ в диапазоне 6-10 кэВ до $(65.2 \pm 2.8)\%$ в диапазоне 10-20 кэВ и $(84.5 \pm 8.8)\%$ в диапазоне 20-26 кэВ. В широком диапазоне энергий 6-26 кэВ величина $F \simeq (69.1 \pm 2.7)\%$. Отметим, что приведенные данные являются усредненными за весь сеанс, так как несмотря на вариации интенсивности источника во время сеанса его профиль импульса оставался практически неизменным.

1.3.10 1E1145.1-6141 и 4U1145-619

Только один из пары этих рентгеновских пульсаров-близнецов, находящихся друг от друга на угловом расстоянии менее 15 мин. дуги и имеющих близкие периоды пульсаций (292 и 297 с соответственно), был обнаружен телескопом АРТ-П в ходе наблюдений этого поля 6-7 февраля 1992 г. Поток излучения от зарегистрированного источника 1E1145.1-6141 был равен 23 ± 3 мКраб в диапазоне энергий 6-20 кэВ и пульсировал с периодом 296.79 ± 0.09 с (табл.1.1). Верхний предел на уровне трех стандартных отклонений для потока излучения от второго источника был равен 8 мКраб в диапазоне энергий 6-20 кэВ.

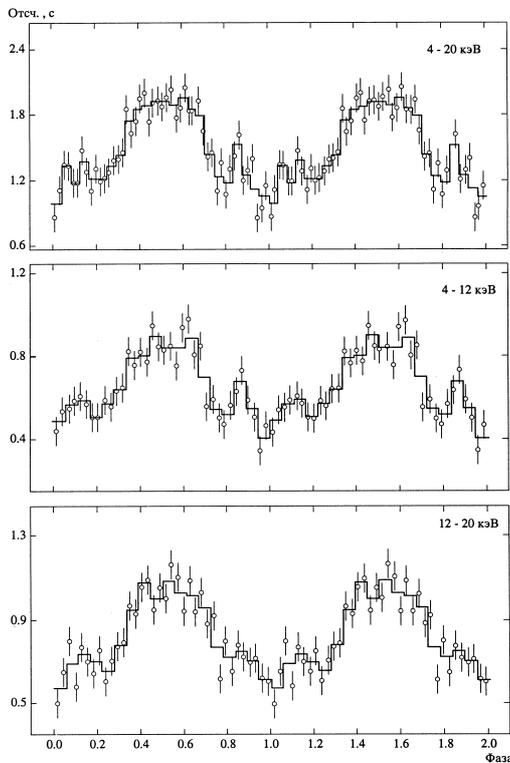


Рис. 1.12. Профили импульса рентгеновского пульсара 1E1145.1-6141 по данным наблюдений 2 февраля 1992 г. Сплошными линиями показаны усредненные фазовые кривые (кривые, рассчитанные с меньшим фазовым разрешением). В мягком диапазоне вблизи фазы 0.8 четко виден интеримпульс.

Из рис.1.1 видно, что вращение пульсара заметно ускорилось за 12 лет, прошедших со времени его предыдущих наблюдений инструментами на борту обсерватории EINSTEIN. На рис.1.12 приведены профили импульса 1E1145.1-6141 в диапазоне энергий 4-20 кэВ и в поддиапазонах 4-12 и 12-20 кэВ. Отметим, что наряду с широким основным импульсом излучения (в интервале фаз 0.3-0.7), на интегральной кривой и на фазовой кривой мягкого энергетического диапазона наблюдается второй узкий импульс (интервал фаз 0.8-0.9). Подробное обсуждение результатов наблюдения рентгеновских пульсаров 1E1145.1-6141 и 4U1145-619 телескопом АРТ-П обсерватории ГРАНАТ дано в работе Гребенева и др.(1992).

1.3.11 GX301-2

Рентгеновский пульсар GX301-2 входит в массивную двойную систему с очень высоким эксцентриситетом ($e \sim 0.47$). При анализе данных использовались орбитальные параметры, полученные Сато и др.(1986а). Измеренные телескопом АРТ-П значения периода пульсаций (приведенные на рис.1.1 и в табл.1.1) свидетельствовали о продолжающемся ускорении вращения нейтронной звезды. Средний за время наблюдений источника обсерваторией ГРАНАТ темп ускорения составил $\dot{P}/P = (-8.8 \pm 0.1) \times 10^{-3} \text{ год}^{-1}$, что уступает только известному пульсару GX1+4 (см.выше). Однако вскоре после наблюдений источника телескопом АРТ-П, как это следует из рисунка, в сентябре 1992 г. прибором ВОТЧ обсерватории ГРАНАТ было зарегистрировано изменение знака ускорения вращения нейтронной звезды (Чичков и др.,1995).

Анализ профиля импульса пульсара показал, что его форма сильно зависит энергии, орбитальной фазы, светимости источника (рис.1.13). Кроме того, из рисунка прекрасно видно, что пульсации рентгеновского излучения регистрировались телескопом АРТ-П вплоть до энергии 40 кэВ. Детальное исследование кривых блеска источника, его спектра, зависимости доли пульсирующего излучения от энергии, интенсивности излучения и орбитальной фазы дано в работе Лутовинава и др.(2000г).

1.3.12 Персей X-1

Этот рентгеновский пульсар, являющийся одним из самых долгопериодических, дважды попадал в поле зрения телескопа АРТ-П в 1990 г. (табл.1.1). Рис.1.1, на котором приведена эволюция периода пульсаций источника Персей X-1 за всю историю его наблюдений, в том числе точка, полученная телескопом АРТ-П 12 февраля 1990 г., когда период был определен более точно, свидетельствует, что скорость вращения нейтронной звезды значимо не изменилась со времени предыдущих наблюдений спутником ТЕНМА.

На рис.1.14 представлены фазовые кривые рентгеновского излучения Персея X-1 в диапазоне 3-24 кэВ и поддиапазонах 3-6, 6-12 и 12-24 кэВ. Для того, чтобы лучше показать детали внутренней структуры профиля импульса, в диапазоне 12-24 кэВ точками показана кривая с большим фазовым разрешением. Ясно видно, что наряду с широким основным импульсом излучения (в интервале фаз 0.2-0.8) на фазовой кривой жесткого диапазона наблюдается второй импульс (фаза 0.85-1.1). Отметим, что на фазовых кривых мягких диапазонов такой импульс отсутствует.

GX301-2

GRANAT/ART-P

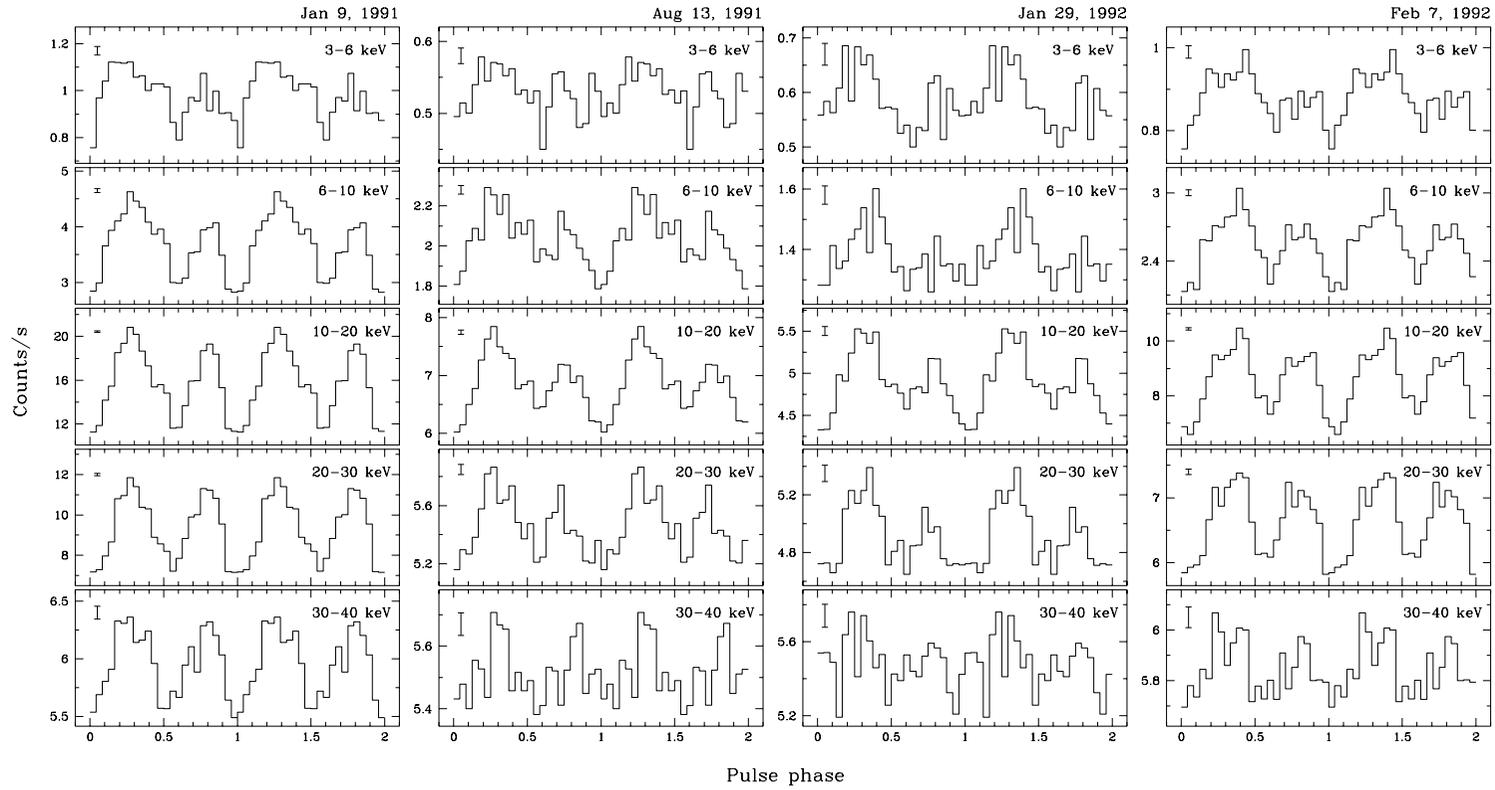


Рис. 1.13. Зависимость профиля импульса пульсара GX301-2 от диапазона энергий и орбитальной фазы по данным телескопа АРТ-П.

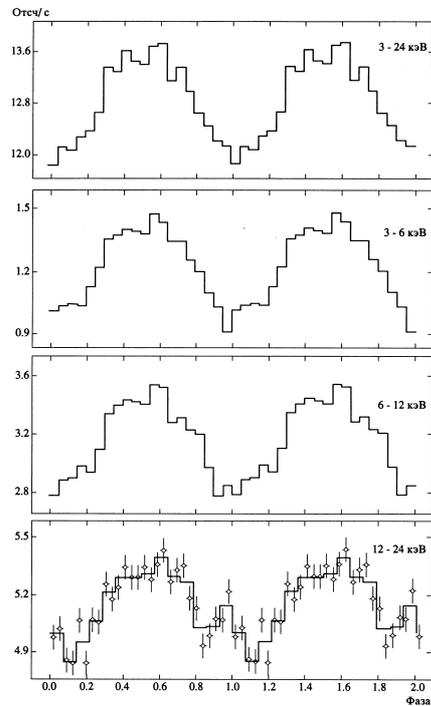


Рис. 1.14. Профили импульса для рентгеновского пульсара Персей X-1 по данным наблюдений 12 февраля 1990 г. Светлыми кружками показаны кривые с большим фазовым разрешением. В диапазоне 12-24 кэВ в интервале фаз 0.85-1.1 хорошо виден интеримпульс.

Глава 2

Переменность рентгеновских пульсаров. Отсутствие пульсаций

2.1 ГЕРКУЛЕС X-1

2.1.1 Введение

Рентгеновский пульсар Геркулес X-1, образующий маломассивную двойную систему со звездой HZ Нег с параметрами $M_1 = 2.0M_\odot$, $R_1 = 3.9R_\odot$, $a = 8.6R_\odot$, $i = 80^\circ$, где a — расстояние между компонентами системы и i — наклонение орбиты (Нагазе, 1989), и сегодня, спустя 30 лет после его открытия (Тананбаум и др., 1972), остается одним из наиболее часто наблюдаемых рентгеновских источников. Главная причина такого внимания — существование в системе трех периодичностей. Как уже говорилось выше, помимо периода вращения нейтронной звезды ~ 1.24 с и орбитального периода ~ 1.7 сут, наблюдения свидетельствуют о присутствии в системе 35-дневного цикла “включено-выключено” — в течение ~ 12 дней пульсар находится в состоянии с высоким уровнем интенсивности, а в остальные ~ 23 дня поток от источника падает до уровня нескольких процентов от потока в состоянии “включено”. Примерно посередине между высокими состояниями в течение ~ 5 дней рентгеновский поток возрастает до $\sim 1/3$ от максимального (состояние “включенное низкое”, Джонс, Форман, 1976). Цикл 35-дневный нельзя назвать периодическим в строгом смысле этого слова. Как полагают некоторые авторы (Тананбаум и др., 1972; Кроса, Бойнтон, 1980; Шакура и др., 1998), включение источника происходит вблизи орбитальных фаз 0.2 и 0.7, поэтому фаза момента включения “плавает” от одного 35-дневного цикла к другому. Бочкарев и др. (1988), проанализировав данные многолетних наблюдений Геркулеса X-1, пришли к выводу, что фаза момента включения пульсара связана также с изменением его периода. В работах Бойнтон и др. (1980), Штауберта и др. (1983), Огельмана (1987) обсуждались разные статистические модели, объясняющие наблюдаемые вариации фазы момента включения источника.

Несмотря на обилие наблюдательных данных, природа 35-дневного цикла окончательно не ясна. Наиболее широко обсуждаемыми моделями, объясняющими такое

Табл. 2.1. Наблюдения пульсара Геркулес X-1 телескопом АРТ-П.

Дата	Длительность,с	Поток,мКраб ^a	ϕ_{17}	ψ_{35}
3.03.90	14620	6.3 ± 0.4	0.41-0.55	0.98
6.03.90	10920	150.4 ± 1.0	0.20-0.29	0.07
21.07.90	15250	6.5 ± 0.6	0.80-0.93	0.99
	15760	0.8 ± 0.5	0.93-0.07	0.00
22.08.91	23000	10.9 ± 1.8	0.30-0.51	0.38

^aв диапазоне энергий 3-20 кэВ

поведение, являются: наклоненный или искривленный прецессирующий аккреционный диск, периодически затмевающий области генерации рентгеновского излучения на поверхности нейтронной звезды (Кац, 1973; Бойнтон и др., 1980; Шакура и др., 1999), либо свободная прецессия нейтронной звезды (Лэмб и др., 1975; Трюмпер и др., 1986). Основываясь на данных спутника EXOSAT, Шеффер (1987) указал, однако, на невозможность подобной прецессии нейтронной звезды в системе Her X-1/HZ Her.

2.1.2 Наблюдения

Из четырех сеансов наблюдений, во время которых пульсар Геркулес X-1 попадал в поле зрения телескопа АРТ-П (3 и 6 марта, 21 июля 1990 г. и 22 августа 1991 г.), только 6 марта 1990 г. источник был обнаружен в “высоком” состоянии, остальные три сеанса соответствовали различным фазам “низкого” состояния. Наблюдение 21 июля 1990 г. частично пришлось на момент рентгеновского затмения, которое имеет место при $\phi_{17} \simeq 0.93-0.07$ (Бочкарев и др., 1988). Необходимо отметить, что из-за значительно худшего энергетического разрешения модуля телескопа, использовавшегося для наблюдений 22 августа 1991 г., полученные в этот день данные применялись только для построения изображения и временного анализа.

В табл.2.1 приведены даты и длительности наблюдений, средние потоки фотонов, измеренные в течение сеансов в диапазоне 3-20 кэВ, а также соответствующие фазы орбитального периода и 35-дневного цикла (для сеанса 21 июля 1990 г. приведены отдельно средние потоки от источника в предзатменном и затменном состояниях). На рис.1 представлены рентгеновские карты неба размером $3^\circ.0 \times 3^\circ.0$, содержащие Геркулес X-1 и полученные во время трех разных сеансов наблюдений. Изображение, показанное на рис.2.1 *a*, было получено 6 марта 1990 г., когда источник находился в “высоком” состоянии, панели *b* и *в* представляют карты неба, полученные 3 марта и 21 июля 1990 г. во время “низкого” состояния, а панель *г* — 21 июля 1990 г. во время затмения. Приведенные карты показывают, что, тем не менее, регистрируемое излучение приходит именно от пульсара Геркулес X-1, а не от какого-то случайного слабого источника в поле зрения. Изменение потока рентгеновского излучения, связанное с входом источника в затмение во время этого сеанса,

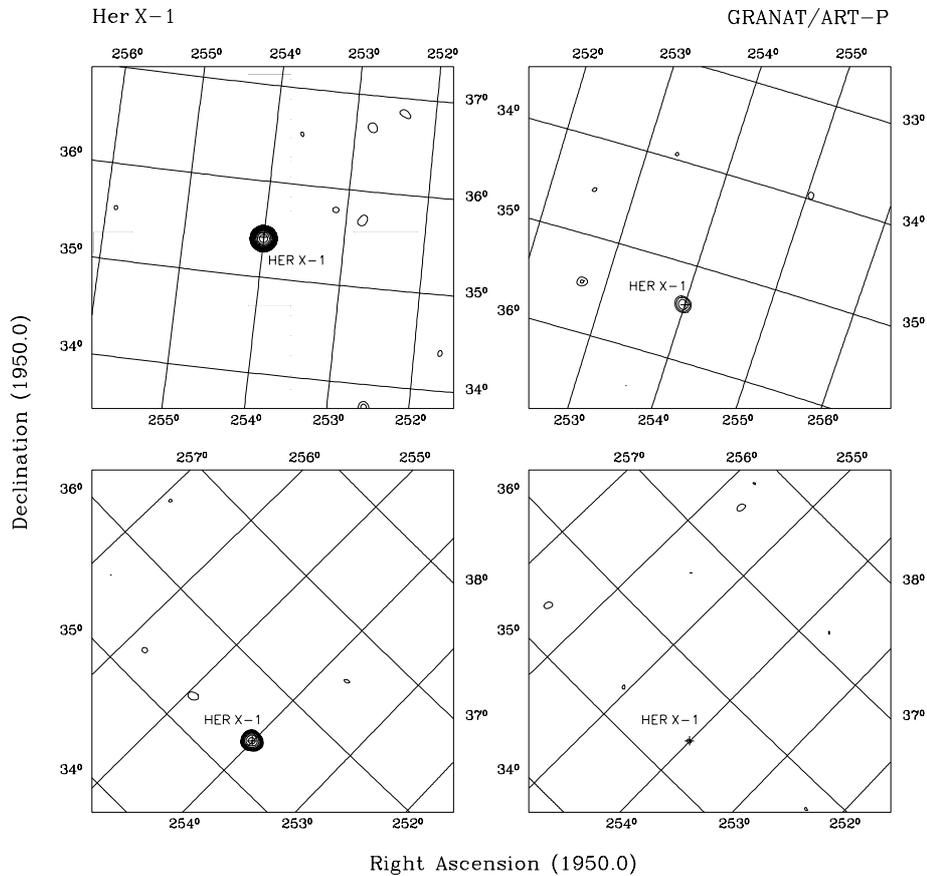


Рис. 2.1. Изображения участка неба, содержащего источник Геркулес X-1, полученные телескопом АРТ-П в диапазоне 3-20 кэВ во время “высокого” (а), “низкого” (б), (в) и затменного (г) состояний. Контурами показаны доверительные области вероятного обнаружения источника на уровне 3, 4, 5 и более стандартных отклонений.

приведено на рис.2.2 (фоновая скорость счета вычтена). Момент начала затмения находится в хорошем согласии с предполагаемым в соответствии с известными орбитальными параметрами системы (Дитер и др., 1991).

2.1.3 Спектры излучения в разных состояниях

Основной спектральной моделью при исследовании рентгеновских пульсаров является простой степенной закон с завалом на высоких энергиях (Вайт и др., 1983). В зависимости от конкретного объекта эта модель модифицируется, как правило, поглощением в мягкой области и эмиссионными линиями. В спектрах некоторых пульсаров наблюдаются циклотронные линии поглощения (Трюмпер и др., 1978, Михара и др., 1995). В случае источника Геркулес X-1 циклотронная линия находится за

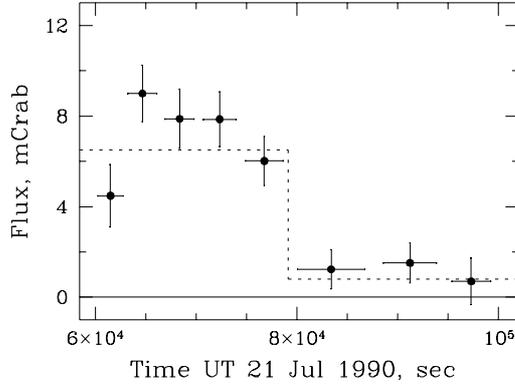


Рис. 2.2. Кривая блеска пульсара, включающая затмение, полученная во время наблюдения 21 июля 1990 г. Штрихами показано предполагаемое время начала затмения.

пределами рабочего диапазона телескопа АРТ-П, поэтому модель, применявшаяся нами при спектральном анализе, выглядит следующим образом:

$$I(E) = I_{10} \left(\frac{E}{10 \text{ кэВ}} \right)^{-\alpha} \exp(-\sigma_A N_H) \times \begin{cases} 1, & \text{если } E < E_c; \\ \exp[-(E - E_c)/E_f], & \text{если } E \geq E_c, \end{cases} \quad (2.1)$$

где E - энергия фотонов в кэВ, I_{10} - нормировка степенной компоненты на 10 кэВ, α - фотонный индекс спектра, N_H - поверхностная плотность водорода на луче зрения, $\sigma_A(E)$ - сечение межзвездного поглощения (Морриссон, Маккаммон, 1983), E_c - энергия слома и E_f - характерная энергия экспоненциального завала в спектре источника. Хотя это чисто эмпирическая формула, содержащая к тому же излом на энергии E_c , она широко и успешно используется для аппроксимации спектров рентгеновских пульсаров. Любарский, Сюняев (1982) показали, что близкие по форме спектры могут формироваться при комптонизации излучения в радиационно-доминированной ударной волне, возникающей при аккреции на магнитный полюс нейтронной звезды.

Предварительный анализ (Лутовинов и др., 1997) показал, что спектр “высокого” состояния пульсара хорошо описывается уравнением (2.1) (модель 1), величина межзвездного поглощения при этом была на уровне $N_H \leq 4.5 \times 10^{21}$ атом см⁻². Более подробное исследование выявило дополнительную особенность излучения на энергии ~ 7.6 кэВ. Чтобы ее учесть, модель 1 была модифицирована добавлением в нее гауссиана с центральной энергией E_K и полным потоком A_K (модель 2). Линия предполагалась узкой, поэтому ее ширина была зафиксирована на значении 0.1 кэВ, что находится за пределами спектрального разрешения телескопа АРТ-П. Результаты наилучшей аппроксимации спектра приведены в табл.2.2 (все ошибки соответствуют уровню 1σ). Эквивалентная ширина линии $W \simeq 280$ эВ. Чтобы проверить, насколько значимым является уменьшение величины χ^2 при переходе от модели 1 к модели 2 (см. табл.2.2), мы оценили вероятность того, что такое уменьшение χ^2 произошло случайно. Расчет вероятности, проведенный на основе $\Delta\chi^2$ статистики дает значение 3.4×10^{-5} , что в стандартных отклонениях нормального распределе-

Табл. 2.2. Параметры аппроксимации спектра излучения Геркулеса X-1 в “высоком” состоянии по данным наблюдений 6 марта 1990 г.

Параметр	модель 1	модель 2
I_{10}^a	1.572 ± 0.015	1.540 ± 0.017
α	0.945 ± 0.020	0.918 ± 0.021
$N_H, 10^{22} \text{ см}^{-2}$	0.45	0.45
$E_c, \text{ кэВ}$	21.7 ± 1.3	21.9 ± 1.3
$E_f, \text{ кэВ}$	11.0 ± 3.2	10.2 ± 3.0
$E_K, \text{ кэВ}$...	7.58 ± 0.19
A_K^b	...	5.5 ± 1.6
$\chi_N^2(N)^B$	1.49(29)	0.84(27)

^a Поток на 10 кэВ ($10^{-2} \text{ фот. см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$)

^б Полный поток в линии ($10^{-3} \text{ фот. см}^{-2} \text{ с}^{-1}$)

^в Значение χ^2 , нормированное на число степеней свободы N

ния составляет 4.2σ . На рис.2.3а приведен спектр излучения пульсара в “высоком” состоянии. Точками показан приборный спектр (в отсч. $\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$), сплошной линией — соответствующий модельный фотонный спектр (в $\text{фот. с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$) с

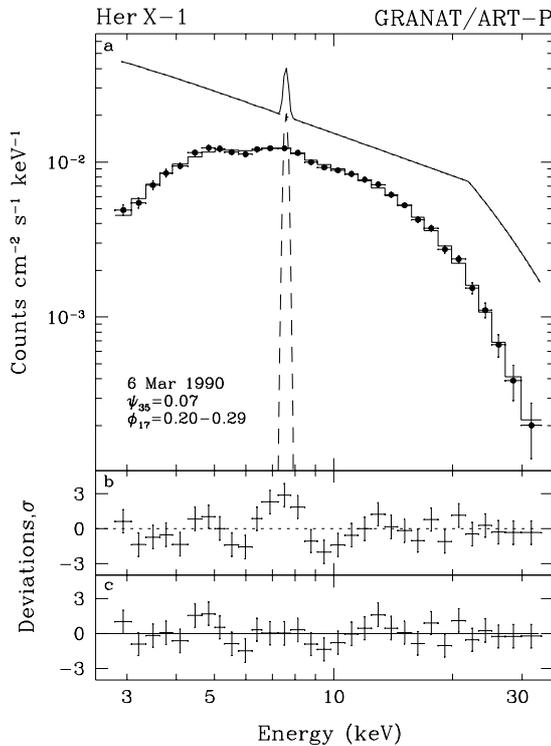


Рис. 2.3. Спектр “высокого” состояния пульсара Геркулес X-1 по данным телескопа АРТ-П, полученным 6 марта 1990 г. (панель а). Точками показан измеренный (приборный) спектр, гистограммой — результат его наилучшей аппроксимации моделью 2. Модельный (фотонный) спектр дан сплошной линией. Штриховой линией показан вклад линии излучения на 7.6 кэВ. Панели (б) и (в) приводят отклонения экспериментальных данных (выраженные в стандартных отклонениях) от результата наилучшей аппроксимации моделей 1 и 2, соответственно. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

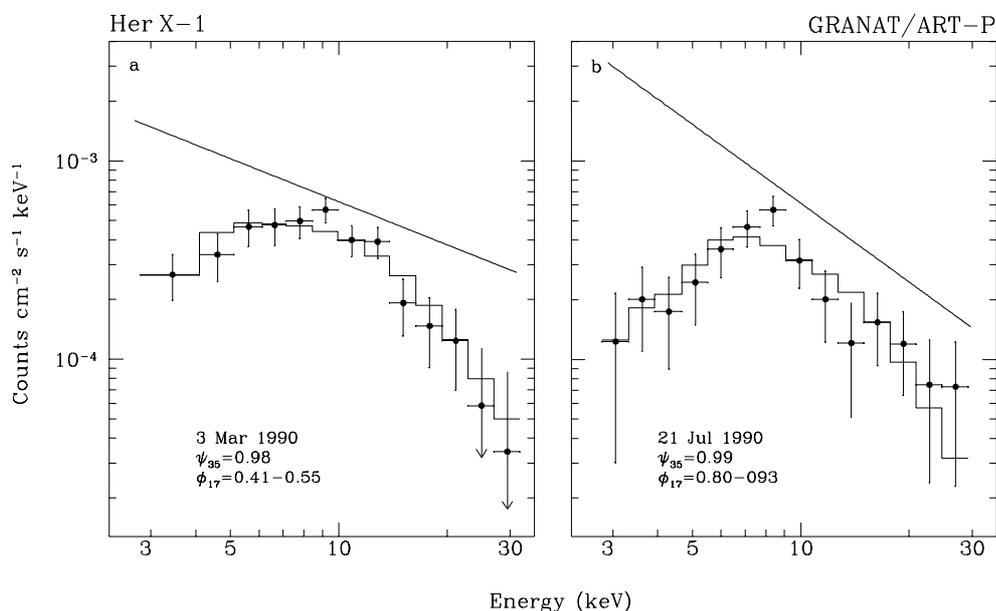


Рис. 2.4. Спектры “низкого” состояния пульсара Геркулес X-1, полученные 3 марта (а) и 21 июля 1990 г. (вне затмения) (б). Гистограммами показаны результаты наилучших аппроксимаций степенным законом, сплошными линиями — модельные (фотонные) спектры. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

учетом линии на ~ 7.6 кэВ, вклад которой отдельно показан штриховой линией. Отклонения (в стандартных отклонениях) измеренного спектра от свернутых с матрицей отклика прибора модельных спектров приведены на рис.2.3б (без учета линии) и 2.3в (с линией).

“Низкое” состояние пульсара Геркулес X-1, согласно данным телескопа АРТ-П, характеризуется рентгеновским потоком на уровне нескольких процентов от величины потока в “высоком” состоянии и отсутствием пульсаций рентгеновского излучения. Спектры источника, измеренные 3 марта и 21 июля 1990 г., приведены на рис.2.4а и 2.4б, соответственно. Как и на рис.2.3, точками показаны приборные спектры, сплошными линиями — соответствующие модельные спектры. Некоторое визуальное отличие приборных спектров связано с различием матриц отклика для модулей телескопа, использовавшихся во время этих наблюдений. Оба спектра хорошо описываются простым степенным законом без признаков завала в жесткой области или эмиссионных линий. Спектральные параметры, полученные в результате такой аппроксимации, приведены в табл.2.3. Видно, что наклон спектров излучения различается в ~ 2 раза при практически одинаковом потоке фотонов на 10 кэВ (и одинаковом интегральном потоке в диапазоне 3–20 кэВ, см. табл.2.1).

Геркулес X-1 наблюдается в “низком” состоянии, если компактный источник оказывается скрытым за внешним краем искривленного (или наклоненного к плос-

Табл. 2.3. Параметры аппроксимации спектра излучения Геркулеса X-1 во время “низкого” состояния.

Дата	Параметр	модель 1	модель 3
3.03.90	I_{10}^a	6.23 ± 0.43	7.94 ± 0.9
	α	0.72 ± 0.15	0.945
	E_c , кэВ	...	21.7
	E_f , кэВ	...	11.0
	N_H , 10^{22} см $^{-2}$	0.45	10.9 ± 6.6
	$\chi_N^2(N)^b$	0.59(11)	0.50(11)
21.07.90	I_{10}^a	6.12 ± 0.57	6.45 ± 0.61
	α	1.30 ± 0.21	0.945
	E_c , кэВ	...	21.7
	E_f , кэВ	...	11.0
	N_H , 10^{22} см $^{-2}$	0.45	$\leq 20(3\sigma)$
	$\chi_N^2(N)^b$	0.66(13)	0.87(13)

^a Поток на 10 кэВ (10^{-4} фот·см $^{-2}$ с $^{-1}$ кэВ $^{-1}$), без учета поглощения

^b Значение χ^2 , нормированное на число степеней свободы N

кости орбиты) аккреционного диска. До нас доходит излучение, сильно ослабленное поглощением и рассеянием в холодном веществе на периферии диска, либо — рассеянное в горячей короне над диском. На присутствие подобной короны в системе указывает целый ряд наблюдательных фактов (Бочкарев, 1989). В первом приближении наблюдаемый в этом состоянии спектр должен отличаться от исходного просто нормировкой (из-за рассеяния) и более сильным завалом на низких энергиях (из-за фотопоглощения). Используя в такой модели в качестве исходного спектр “высокого” состояния источника, мы попытались аппроксимировать спектры, измеренные во время его “низкого” состояния. Результаты, приведенные в табл.2.3 (модель 3), свидетельствуют, что описанная картина полностью подтверждается наблюдениями, выполненными 3 марта, но находится в противоречии (заметное увеличение величины χ_N^2 и никаких признаков поглощения) с наблюдениями, выполненными 21 июля 1990 г. Скорее всего, за пять месяцев, прошедших между наблюдениями, собственный спектр источника заметно изменился. В какой-то степени такое противоречие может быть связано с увеличением доли фотонов, рассеянных в горячей короне, по сравнению с теми, которые пришли с края диска. Качество спектров, измеренных во время “низкого” состояния источника, к сожалению, не позволяет однозначно ответить на этот вопрос.

2.1.4 Фазированная спектроскопия

Зависимость профиля импульса пульсара от энергии непосредственно связана с эволюцией его спектра излучения на масштабе одного периода пульсаций. Чтобы ис-

следовать эту связь была проведена фазированная спектроскопия излучения источника в состоянии “включено”. Данные, полученные во время сеанса 6 марта, были свернуты с периодом пульсара и разделены на 8 бинов (это число, в 3 раза меньшее, чем использовалось при построении профиля импульса на рис.1.4, было выбрано из соображений улучшения статистики). Время прихода каждого фотона было скорректировано с учетом эффекта Доплера, вызванного движением спутника и Земли вокруг Солнца и движением нейтронной звезды в двойной системе. Интегральное время накопления по каждой из 8 групп данных с учетом поправки на “мертвое” время прибора составило ~ 1060 с. Анализ показал, что в целом все полученные спектры удовлетворительно описываются в диапазоне энергий 3–20 кэВ простым степенным законом, хотя фотонный индекс излучения сильно меняется (более чем в 2 раза) на масштабе одного периода пульсаций (рис.2.5б). Для большей наглядности на рис.2.5а приведен профиль импульса источника в диапазоне 3–20 кэВ. Видно, что вблизи максимума основного пика спектр пульсара становится значительно более “жестким” по сравнению со спектром, измеренным на других фазах. Аналогичный результат был получен при анализе профиля импульса источника (см. нижнюю панель на рис.1.4). Подобная зависимость отмечалась ранее Правдо и др. (1977б) при анализе данных спутника OSO-8.

Более детальное исследование фазовых спектров показало, что во многих из них присутствуют особенности, которые не описываются степенным законом. На рис.2.6 приведены отклонения измеренных спектров (в стандартных отклонениях) от наилучшей степенной аппроксимации. В последующем анализе применялись модели, представляющие собой различные комбинации из компонент моделей 1 и 2. Как и при исследовании усредненного по фазе спектра пульсара результаты, полученные при аппроксимации этими моделями, сравнивались с результатами приближения простым степенным законом с помощью $\Delta\chi^2$ -критерия. Модель считалась при-

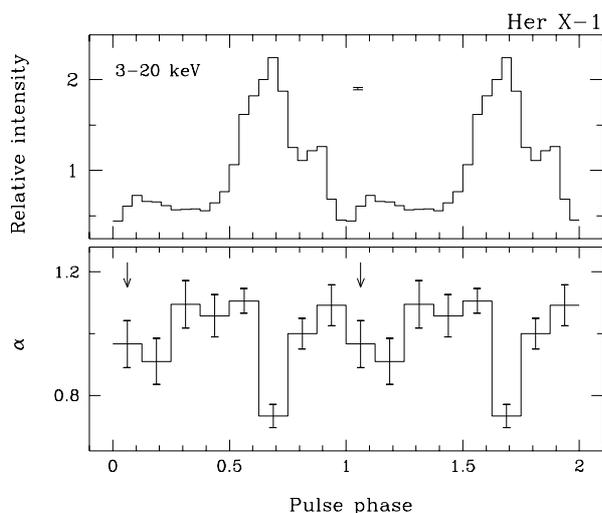


Рис. 2.5. Интегральный профиль импульса пульсара в диапазоне 3-20 кэВ, полученный во время наблюдения 6 марта 1990 г. (а). Вдоль вертикальной оси отложено отношение мгновенного потока фотонов к среднему (по периоду) потоку. Зависимость измеренного в этом диапазоне фотонного индекса от фазы показана на панели (б). Стрелками отмечен первый (I) бин разбиения, использовавшегося для фазированной спектроскопии.

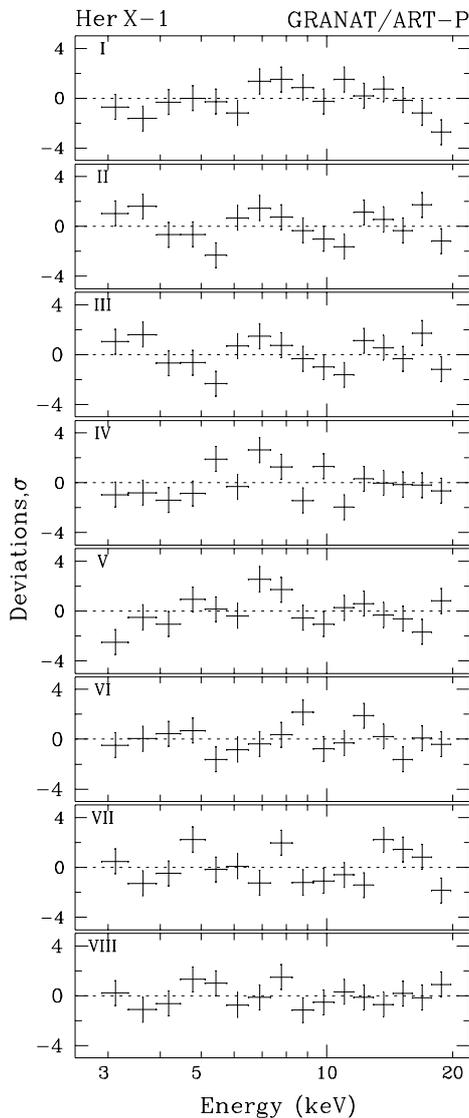


Рис. 2.6. Отклонения экспериментальных данных (в стандартных отклонениях), измеренные для фазовых спектров излучения источника Геркулес X-1, от результатов наилучшей аппроксимации их степенным законом в диапазоне 3-20 кэВ.

емлимой, если вероятность того, что улучшение величины χ^2 при переходе к более сложной модели произошло не случайно, превышала 95%. В табл.2.4 приведены параметры моделей, наилучшим образом описывающих фазовые спектры. Для сравнения там же указаны результаты аппроксимации спектров степенным законом. Сравнение фазовых спектров показывает, что линия ~ 7.6 кэВ в интегральном спектре, по-видимому, формируется в результате сложения особенностей излучения водорода и гелиеподобного железа на энергиях 6.7 – 6.9 кэВ в одних спектрах и особенностей в поглощении за K -краем сильно ионизованного железа на 8.6 – 9.3 кэВ в других спектрах.

Интересно отметить обнаружение в спектрах IV и V, соответствующих моменту нарастания импульса, значительного поглощения, что говорит о возможном присутствии в этот момент на луче зрения достаточного количества холодного вещества.

Табл. 2.4. Параметры моделей, наилучшим образом описывающих фазовые спектры излучения пульсара Геркулес X-1.

Фаза	Модель ^а	$I_{10},^б$ 10^{-3}	α	$E_c,$ кэВ	$E_f,$ кэВ	$N_H,$ 10^{22}	A_K 10^{-2}	$E_K,$ кэВ	χ^2_N (N)
I	PL	8.51 ± 0.27	1.002 ± 0.069	7.8 ± 3.3	15.4 ± 6.5				1.22 (24)
	PL+HEC	11.55 ± 2.61	0.430 ± 0.380						0.81 (22)
II	PL	8.84 ± 0.27	0.957 ± 0.067						1.72 (24)
III	PL	8.20 ± 0.27	1.121 ± 0.070						1.35 (24)
IV	PL	9.82 ± 0.26	1.038 ± 0.063						2.05 (23)
	PL+ABS	11.53 ± 0.88	1.343 ± 0.151			10 ± 5			1.89 (22)
V	PL	22.99 ± 0.37	1.131 ± 0.035						1.59 (24)
	PL+ABS+GAU	23.94 ± 1.22	1.222 ± 0.090			4.3 ± 2.7	1.15 ± 0.48	7.37 ± 0.33	1.15 (21)
VI	PL	28.27 ± 0.42	0.830 ± 0.031						2.68 (25)
	PL+HEC	31.68 ± 0.61	0.670 ± 0.039	22.1 ± 1.9	8.1 ± 4.6				1.20 (23)
VII	PL	16.75 ± 0.33	1.048 ± 0.044						1.65 (24)
VIII	PL	10.35 ± 0.27	1.154 ± 0.060						1.01 (24)

^а PL – степенной спектр, HEC – завал на высоких энергиях, ABS – поглощение в мягкой области, GAU – линия с гауссовым профилем

^б I_{10} – поток в фот.см⁻²с⁻¹кэВ⁻¹, измеренный на 10 кэВ

Поглощение практически не оказывает влияния на форму усредненного спектра источника, скорее всего потому, что основной вклад в него дают спектры, измеренные вблизи максимума профиля импульса (VI-VII).

2.1.5 Обсуждение

Бочкаревым (1989) для объяснения мерцаний излучения Геркулеса X-1 во время рентгеновских дипов была предложена модель горячей ($T_c \simeq 2.5 \times 10^6$ К) короны над внешними ($R_d \geq 1.7 \times 10^{11}$ см) частями аккреционного диска. Концентрация газа в короне $n_e \simeq (5-7) \times 10^{11}$ см⁻³, ее высота над плоскостью диска $H \geq 10^{11}$ см. Рассеяние излучения компактного источника на электронах короны может объяснить существование рентгеновского потока в “низком” состоянии. В самом деле, оптическая толщина короны по томсоновскому рассеянию вдоль диска $\tau_T = 2H\sigma_T n_e \simeq 0.1$, таким образом поток рассеянного излучения должен составлять $F_s \simeq \tau_T F_0 \Omega / 4\pi \simeq 0.02 F_0$, где F_0 — поток от компактного источника и $\Omega \simeq 4\pi(1-\mu) \sim 2\pi(H/R)^2$ — телесный угол, под которым видна корона. Данные, полученные с помощью телескопа АРТ-П, в целом согласуются с такой картиной, хотя и свидетельствуют о более сильном рентгеновском излучении в “низком” состоянии (с интенсивностью в ~ 25 раз меньшей, чем во время “высокого” состояния). Возможно, какой-то вклад в это излучение дают фотоны, испытавшие многократные рассеяния в холодном и достаточно плотном веществе на краю аккреционного диска и обладающие поэтому спектром, сильно искаженным из-за фотопоглощения (по сравнению со спектром фотонов, рассеянных в горячей короне). Оптическая толщина по рассеянию и поглощению в этом случае должна быть большой, чтобы объяснить наблюдаемое сильное падение потока излучения. С другой стороны, низкая оценка потока рассеянных фотонов может быть связана с неопределенностью оценок параметров короны.

В этой связи любопытно, что в ходе наблюдений рентгеновского затмения Геркулеса X-1 телескопом АРТ-П был зарегистрирован положительный поток излучения, хотя и на низком уровне значимости. Сходный результат был получен ранее во время наблюдений этого источника спутниками EXOSAT и GINGA (Пармар и др., 1985; Чой и др., 1994). Величина рентгеновского потока во время затмения упала по крайней мере в ~ 6 раз относительно потока в “низком” состоянии. Это означает, что рассеивающая область (корона) закрывается оптической звездой не полностью и ее размеры должны быть сравнимыми с размерами звезды $R_1 \simeq 3.9 R_\odot \simeq 2.7 \times 10^{11}$ см, т.е. превышать предполагаемый размер диска R_d и высоту короны H . С другой стороны, оценив из рис.2 длительность входа источника в затмение $\Delta t \leq 4000$ с и зная относительную орбитальную скорость нейтронной и нормальной звезд $K \simeq 300$ км/с, получаем для размера излучающей области $R \sim \Delta t K \simeq 1.2 \times 10^{11}$ см, что находится в согласии с принятыми оценками R_d и H .

При рассеянии в короне любая информация о переменности с характерным временем меньшим $H/c \sim 3$ с, где c — скорость света, должна замываться. Это позволяет объяснить отсутствие пульсаций в “низком” состоянии источника. Подобный эффект имеет место и при рассеянии на краю диска — в этом случае наблюдаются фотоны, рассеянные в геометрически удаленных участках края диска, поэтому за-

паздывание во времени прихода фотонов одного и того же импульса может достигать $R_d/c \sim 6$ с.

Обнаруженная телескопом АРТ-П в спектре пульсара линия излучения на ~ 7.6 кэВ, по-видимому, формируется в результате сложения особенностей в излучении и поглощении, наблюдаемых на энергиях 6.4-9.3 кэВ в отдельных фазовых спектрах. Правдо и др. (1977а), зарегистрировавшие эмиссионные особенности в спектре Геркулеса X-1 на энергиях ~ 5.5 и ~ 7.3 кэВ с помощью спутника OSO-8, предложили в качестве одного из возможных объяснений их возникновения доплеровские смещения флуоресцентной линии железа 6.4 кэВ. Несмещенная линия 6.4 кэВ наблюдалась от этого источника во многих экспериментах. За излучение в ней может быть ответственна плазма, текущая по магнитосфере нейтронной звезды. В случае телескопа АРТ-П, чтобы получить наблюдаемый сдвиг центра линии, излучающая плазма должна иметь большую скорость $v \sim 0.15c$. Радиус, соответствующий такой скорости вращения, равен $R_K = v(P/2\pi) \simeq 8.6 \times 10^8$ см, что сравнимо с размером альвеновской поверхности $R_A \simeq (2-7) \times 10^8$ см (Маккрей, Лэмб, 1976; Правдо и др., 1977а). Используя значение R_K и считая светимость пульсара равной $\simeq 1.3 \times 10^{37}$ эрг с $^{-1}$, в соответствии с результатами его наблюдения в “высоком” состоянии и в предположении расстояния $d = 5$ кпк, можно оценить величину магнитного поля на поверхности звезды $B \sim 1.3 \times 10^{13}$ Гс. Это несколько превышает значения, получаемые по наблюдениям циклотронных линий в спектре пульсара $B \simeq (3.5-5.3) \times 10^{12}$ Гс (Трюмпер и др., 1978, Дал Фиуме и др., 1998).

Описанная выше модель была предложена Маккреем и Лэмбом (1976) для объяснения мягкого рентгеновского излучения Геркулеса X-1. Толщина оболочки оказывается максимальной на магнитном экваторе, постепенно уменьшаясь по направлению к высоким широтам и снова становясь большой на магнитных полюсах. Меняя соотношение углов между осью вращения звезды, осью магнитного диполя и направлением на наблюдателя, можно подобрать такой закон изменения оптической толщи вещества, сквозь которую проходит рентгеновское излучение горячих пятен на полюсах нейтронной звезды, который позволяет описать наблюдаемую форму профиля импульса. В рамках этой модели находит естественное объяснение и зарегистрированное изменение “жесткости” излучения источника (Правдо и др., 1977б).

2.2 ЦЕНТАВР X-3

2.2.1 Введение

Рентгеновский пульсар Центавр X-3 (Cep X-3 = 3U1118-60), открытый в 1971 г. спутником Uhuru (Джиаккони и др., 1971), входит в состав массивной двойной системы с периодом 2.08 дня. Оптическим компаньоном является звезда V779 Cep спектрального класса O6.5 III (Кшеминский, 1974; Ховарт, Принья, 1989). Система неоднократно наблюдалась в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, ее звездные и орбитальные параметры определены с высокой точностью. В частности — измерен темп уменьшения орбитального периода и обнаружена долговременная периодичность с периодом 26.1 дней, связанная, по-видимому, с прецессией оси вращения оптической звезды (Черепашук, 1982; Келли и др., 1983; Нагазе, 1989; Нагазе и др., 1992).

Во время яркого (“высокого”) состояния пульсара спектр его рентгеновского излучения имеет степенной вид и характеризуется фотонным индексом $\alpha \sim 1 - 2$ (Вайт и др., 1983). На низких энергиях спектр модифицирован из-за фотопоглощения, в жестком диапазоне — экспоненциально обрывается. В спектре наблюдаются эмиссионные линии нейтрального 6.4 кэВ и сильно ионизованного 6.7 и 6.97 кэВ железа, интенсивность которых меняется в зависимости от орбитальной фазы и эпохи наблюдений (Нагазе и др., 1992; Дэй и др., 1993; Одли и др., 1996; Эбисава и др., 1996).

Околоэддингтоновская светимость ($\sim 1 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} на расстоянии 8 кпк) во время “высокого” состояния источника и почти монотонное на протяжении 30-и лет уменьшение периода пульсаций (ускорение вращения нейтронной звезды) указывают на то, что в нем идет дисковая аккреция вещества. Однако, в этом случае любые вариации периода на фоне общего тренда должны были бы быть скоррелированными с изменениями в темпе аккреции, что не наблюдается (Цунечи и др., 1996). Либо рентгеновская светимость не отражает полной светимости источника (именно так обстоит дело во время предзатменных “дипов” Cep X-3, см. Нагазе и др., 1992), либо в данной системе наряду с дисковой заметную роль играет аккреция из звездного ветра оптической звезды. Ожидаемый темп истечения ветра \dot{M}_W из сверхгиганта с параметрами V779 Cep равен $\sim 7 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{год}^{-1}$ и может заметно (на порядок величины) превышать это значение из-за эффектов прогрева поверхности звезды рентгеновским излучением (Дэй, Стивенс, 1993). Такой темп достаточен для поддержания рентгеновской светимости Cep X-3 на уровне $(1 - 5) \times 10^{36}$ эрг с^{-1} , что сопоставимо со светимостью, измеряемой во время его так называемого “низкого” состояния (Шрейер и др., 1976). Даже если это не так, звездный ветер все равно должен оказывать заметное влияние на процессы, происходящие в системе. В определенной степени он может быть ответственным за наблюдающийся плавный вход Cep X-3 в рентгеновское затмение и остаточное излучение во время него, за формирование линий излучения сильноионизованного железа (Эбисава и др., 1996). Изменения в темпе истечения, ионизационной структуре и плотности ветра в связи с переходами между “высоким” и “низким” состояниями источника подробно обсу-

Табл. 2.5. Поток излучения и светимость рентгеновского пульсара Сеп X-3 в 1990 г. по данным телескопа АРТ-П.

Дата наблюдения	Поток, мКраб		Светимость ^а , 10^{36} эрг с ⁻¹ 4–20 кэВ
	4–10 кэВ	10–20 кэВ	
10.02.90			
(I)	40.4 ± 1.3	112.6 ± 3.7	9.61 ± 0.22
(II)	24.6 ± 0.7	64.3 ± 1.6	5.63 ± 0.11
19.08.90			
(I)	72.6 ± 1.2	134.8 ± 2.7	14.46 ± 0.19
(II)	31.6 ± 1.0	70.2 ± 2.1	6.93 ± 0.15
(III)	11.9 ± 1.8	19.2 ± 3.8	2.25 ± 0.27

^абез поправки на поглощение и в предположении, что источник находится на расстоянии 8 кпк

ждались Дэйем, Стивенсом (1993).

2.2.2 Наблюдения

Область неба, содержащая рентгеновский пульсар Сеп X-3, наблюдалась телескопом АРТ-П дважды — 10 февраля (в период, соответствующий орбитальным фазам 0.54–0.73) и 19 августа (орбитальные фазы 0.67–0.91) 1990 г. Полезное время наблюдений составило 27300 и 34200 с, соответственно. Рентгеновская светимость источника, измеренная в эти дни (см. табл.2.5), была в несколько раз меньше светимости, характерной для его нормального (“высокого”) состояния. Соотношение светимостей свидетельствует о том, что оба наблюдения телескопом АРТ-П были выполнены либо во время “низкого” состояния пульсара (Предгорски, Тэррел, 1983), либо во время так называемого предзатменного “дипа” (Нагазе и др., 1992). Конец наблюдения, проведенного 19 августа, пришелся на начало затмения источника, при этом поток его излучения в рентгеновском диапазоне упал примерно в 6 раз.

2.2.3 Кривые блеска и рентгеновские всплески

Кривые блеска источника Сеп X-3 в жестком (10–20 кэВ) и мягком (4–6 кэВ) диапазонах энергий и их отношение, характеризующее изменение “жесткости” излучения, приведены на рис.2.7 и 2.8 для сеансов наблюдений 10 февраля и 19 августа, соответственно. Кривые скорректированы на фоновую скорость счета и на вариации эффективности, связанные с неточностью наведения спутника. На горизонтальной оси указаны значения орбитальной фазы в соответствии с параметрами двойной системы, взятыми из работы Нагазе и др. (1992).

Из рисунков видно, что наряду с общим медленным трендом интенсивности источника во время сеанса наблюдалась сильная нерегулярная переменность его излучения (всплески или вспышки) на временном масштабе от сотен до нескольких тысяч секунд. В момент всплеска поток рентгеновского излучения увеличивался в 3–4

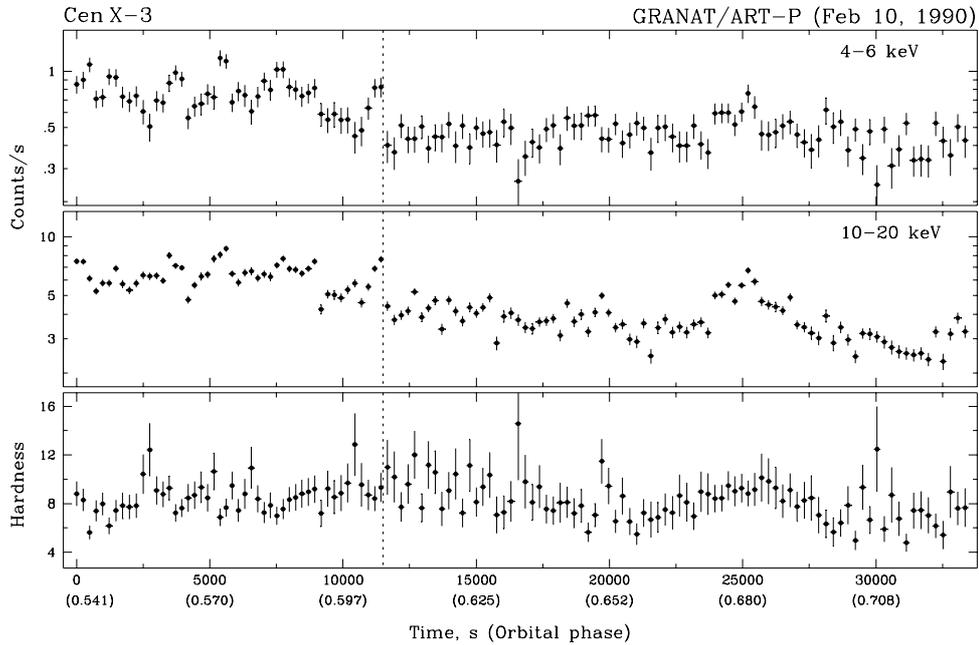


Рис. 2.7. Кривые блеска источника Сеп X-3 в диапазонах энергий 4–6 и 10–20 кэВ и их отношение (“жесткость излучения”), по данным наблюдений телескопом АРТ-П 10 февраля 1990 г. Каждая точка получена в течение одной “экспозиции” и имеет длительность 200–300 с. Момент 0 на горизонтальной оси соответствует UT 11^h48^m22^s. Ошибки указаны на уровне достоверности 1σ .

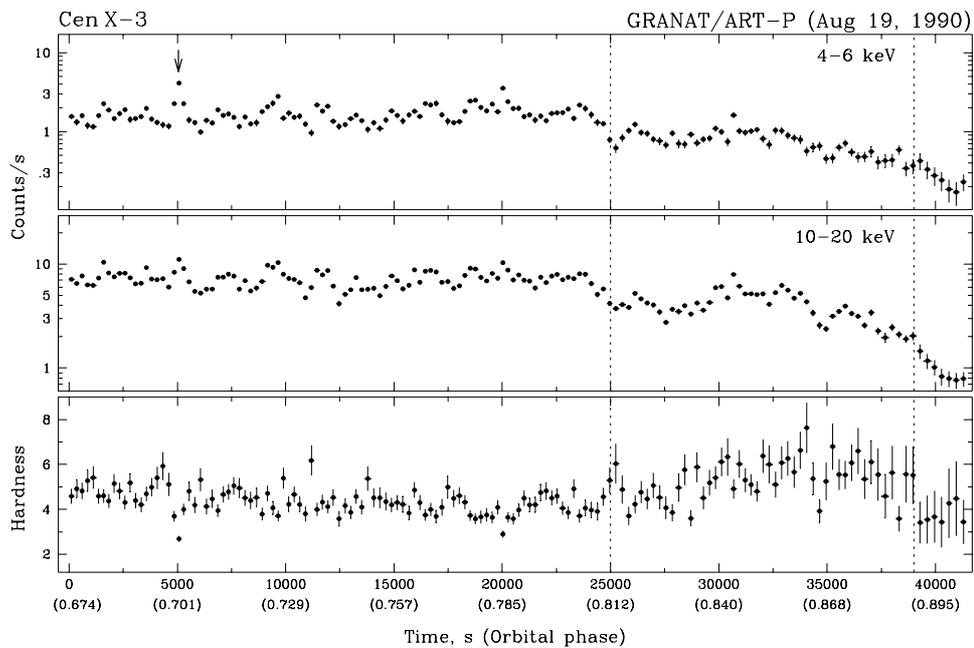


Рис. 2.8. То же, что и на рис.1, только для сеанса наблюдений, проведенного 19 августа 1990 г. Момент 0 на горизонтальной оси соответствует UT 16^h36^m57^s. Стрелкой отмечен сильный рентгеновский всплеск, временной профиль которого с высоким разрешением приведен на рис.2.9.

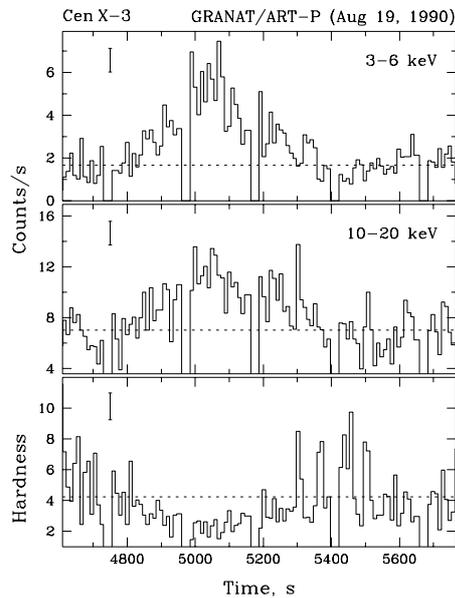


Рис. 2.9. Временной профиль рентгеновского всплеска, зарегистрированного телескопом АРТ-П 19 августа 1990 г., в мягком 3–6 кэВ и жестком 10–20 кэВ диапазонах энергий и соответствующее изменение “жесткости” излучения. Всплеск наблюдался вблизи орбитальной фазы 0.7 (момент всплеска отмечен стрелкой на рис.2.8). Ошибки соответствуют уровню достоверности 1σ .

раза. Условно, наблюдавшиеся всплески можно отнести к одному из следующих двух типов: *длинные всплески* (с характерным временем $\sim 2000\text{--}5000$ с), во время которых жесткость источника слегка увеличивалась (см., например, всплеск на рис.2.7 вблизи орбитальной фазы 0.68), и *короткие всплески*, во время которых спектр источника становился более мягким (несколько всплесков длительностью 200–500 с на рис.2.8) (Лутовинов и др., 1998, 1999). На рис.2.9 показан профиль одного из таких “коротких” всплесков с детальным (10-секундным) временным разрешением в двух разных диапазонах энергий. На нижней панели приведена зависимость отношения потоков в этих диапазонах от времени, подтверждающая факт уменьшения жесткости излучения источника в момент всплеска. Отметим, что данный всплеск зарегистрирован на очень высоком уровне значимости (отношение сигнала, проинтегрированного по временному профилю, к шуму составляло $S/N \simeq 43$).

Рентгеновские всплески, наблюдавшиеся телескопом АРТ-П от источника Сеп X-3, ни по форме, ни по длительности не напоминают классические всплески I-го типа, регистрируемые от рентгеновских барстеров (см. Льюин и др., 1993; ниже, в главе 4, дано описание всплесков, зарегистрированных телескопом АРТ-П в 1990–1992 гг.). Отличаются они и от мощных рентгеновских всплесков, характерных для пульсаров со сверхэдингтоновским излучением: SMC X-1 (Анжелини и др., 1991) и GRO J1744-28 (Коувелиото и др., 1996; Аптекарь и др., 1997; Сазонов и др., 1997). Скорее всего, обнаруженные всплески являлись проявлением хаотической вспышечной активности того же типа, что и наблюдавшаяся ранее у рентгеновских пульсаров LMC X-4, GX301-2, GX304-1 (Диннерл, 1989; ссылки в работе Анжелини и др., 1991).

Во время сеанса наблюдения 19 августа было зарегистрировано падение потока фотонов от пульсара в диапазоне 4–20 кэВ приблизительно в 6 раз. Точнее, понижение потока произошло в два этапа — сначала, в середине сеанса, примерно на 50%, а ближе к концу сеанса еще на 35%. Момент последнего падения потока со-

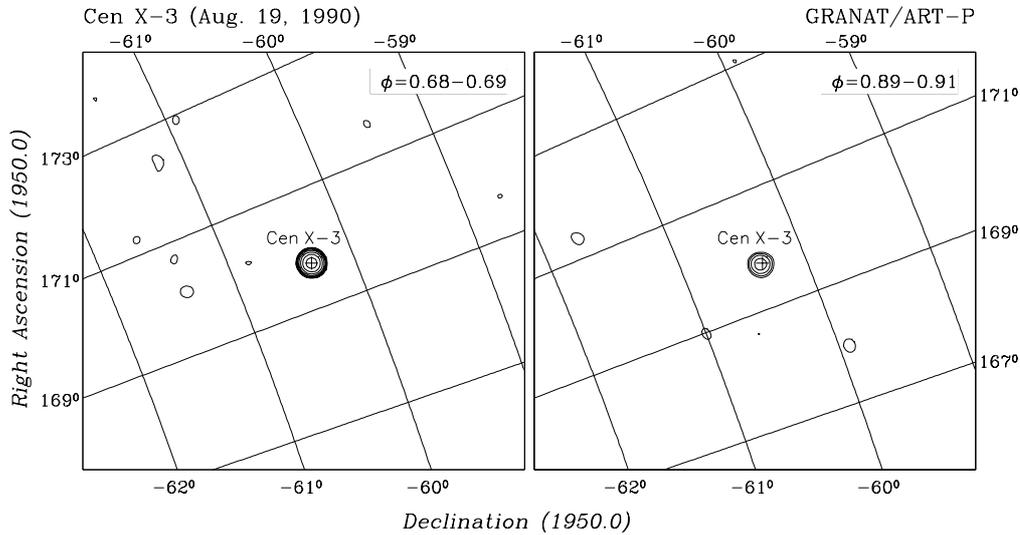


Рис. 2.10. Изображения участка неба, содержащего Cen X-3, полученные телескопом АРТ-П в диапазоне 3-20 кэВ 19 августа 1990 г. в течение ≈ 2200 с во время первой (яркое состояние — левая панель) и третьей (вход в затмение — правая панель) частей сеанса. Контурными показаны доверительные области вероятного обнаружения источника на уровне 3, 4.5, 7, 10, 15, 23, 34 и 51 стандартных отклонений.

ответствовал значению орбитальной фазы ($\phi \approx 0.89$), при котором в предыдущих экспериментах (Нагазе и др., 1992; Эбисава и др., 1996) наблюдалось начало рентгеновского затмения. Для дальнейшего анализа этот сеанс был разбит на три части, соответствующие временным интервалам с приблизительно постоянным уровнем интенсивности источника: ~ 90 мКраб (0–25000 с), ~ 45 мКраб (25000–39000 с) и ~ 14 мКраб (39000–41400 с). Любопытно, что, если при переходе от первого (I-го) временного интервала ко второму (II-му) интенсивность излучения упала в мягком диапазоне сильнее, чем в жестком (жесткость увеличилась примерно на 20%), то во время входа в затмение (переход к III-му интервалу) падение интенсивности пришлось наоборот в основном на жесткий диапазон. Соответствующее скачкообразное уменьшение жесткости на $\sim 40\%$ хорошо видно на нижней панели рис.2.8. Аналогичным образом был разбит на две части с разным уровнем интенсивности, ~ 60 мКраб (0–11500 с) и ~ 35 мКраб (11500–33300 с), сеанс наблюдения, выполненный 10 февраля. Хотя рис.2.7 не позволяет говорить о сильном изменении жесткости источника в этом сеансе, далее будет показано, что спектры излучения, полученные в течение I-го и II-го временных интервалов, в ряде важных деталей отличаются. Необходимо отметить также, что во время I-й части этого сеанса нерегулярная хаотическая переменность источника была выражена более ярко.

Из сказанного выше следует, что и после входа источника в затмение от него телескопом АРТ-П регистрировался отличный от нуля поток рентгеновского излучения. Сравнение изображений, полученных в течение I-й и III-й частей сеанса 19

августа (рис.2.10), показывает, что наблюдалось именно излучение Сеп X-3, а не какого-нибудь другого слабого фонового источника. Контурами показаны области превышения сигнала над шумом на уровне 3, 4.5, 7, 10, 15, 23, 34, 51 стандартных отклонений (даны с логарифмическим шагом). Оба изображения получены в диапазоне энергий 3–20 кэВ. При построении изображения на левой панели использовался лишь небольшой участок I-й части сеанса, имеющий ту же длительность, что и вся часть III ($\simeq 2200$ с). Поэтому уменьшение значимости, с которой зарегистрирован источник, на правой панели по сравнению с левой (с 64σ до 13σ) напрямую связано с падением интенсивности его излучения.

2.2.4 Профиль импульса

Темп ускорения вращения (уменьшения периода) рентгеновских пульсаров, излучающих за счет дисковой аккреции, связан с темпом аккреции (или полной светимостью) простой зависимостью $\dot{P}/P \sim -3 \times 10^{-5} PL^{6/7}$ год $^{-1}$, где период пульсара P выражен в секундах, а светимость L в единицах 10^{37} эрг с $^{-1}$ (Лэмб и др., 1973). Из этой формулы видно, что темп ускорения вращения Сеп X-3, $\dot{P}/P = (-2.496 \pm 0.005) \times 10^{-4}$ год $^{-1}$, полученный на основе двух измерений периода телескопом АРТ-П, может быть обеспечен в случае, если его светимость $L \simeq 1.9 \times 10^{37}$ эрг с $^{-1}$. Это неплохо согласуется с рентгеновской светимостью, непосредственно наблюдавшейся у источника (табл.2.5).

На рис.2.11 приведены профили импульса Сеп X-3 в разных диапазонах энергий, полученные 10 февраля и 19 августа (в обоих случаях — отдельно для I-й и II-й частей сеансов). Профиль, наблюдавшийся в жестком 14–20 кэВ диапазоне во время первого сеанса, имеет типичную для этого источника форму — единичный асимметричный пик в интервале фаз 0.1–0.5 (Джиаккони и др., 1971; Вайт и др., 1983). При переходе к меньшим энергиям ширина пика увеличивается и одновременно в интервале фаз 0.5–1.0 появляется второй пик. Похожее поведение было зарегистрировано у Сеп X-3 в 1989 г. спутником GINGA во время “высокого” состояния источника (Нагазе и др., 1992). Однако, если тогда амплитуды первого и второго пика сравнивались в мягком 4–7 кэВ диапазоне и оба пика остались узкими, во время наблюдения телескопом АРТ-П второй пик излучения был слабым и протяженным. Во время же части II сеанса в этом диапазоне вообще произошло слияние двух импульсов в один широкий размытый пик с плоской вершиной и центром вблизи фазы 0.5.

Эффекты, приводящие к сглаживанию профиля импульса Сеп X-3, играли еще бóльшую роль во время сеанса наблюдений 19 августа. Как видно из рис.2.11, профиль, полученный в этот день, сильно размыт уже в диапазоне 14–20 кэВ, а в диапазоне 7–14 кэВ наблюдается слияние импульсов и формирование единого широкого пика — подобно тому, как это происходило 10 февраля в области меньших ($h\nu \leq 7$ кэВ) энергий. Сглаживание формы профиля импульса сопровождалось уменьшением доли пульсирующего излучения источника F на треть при переходе от I-й части

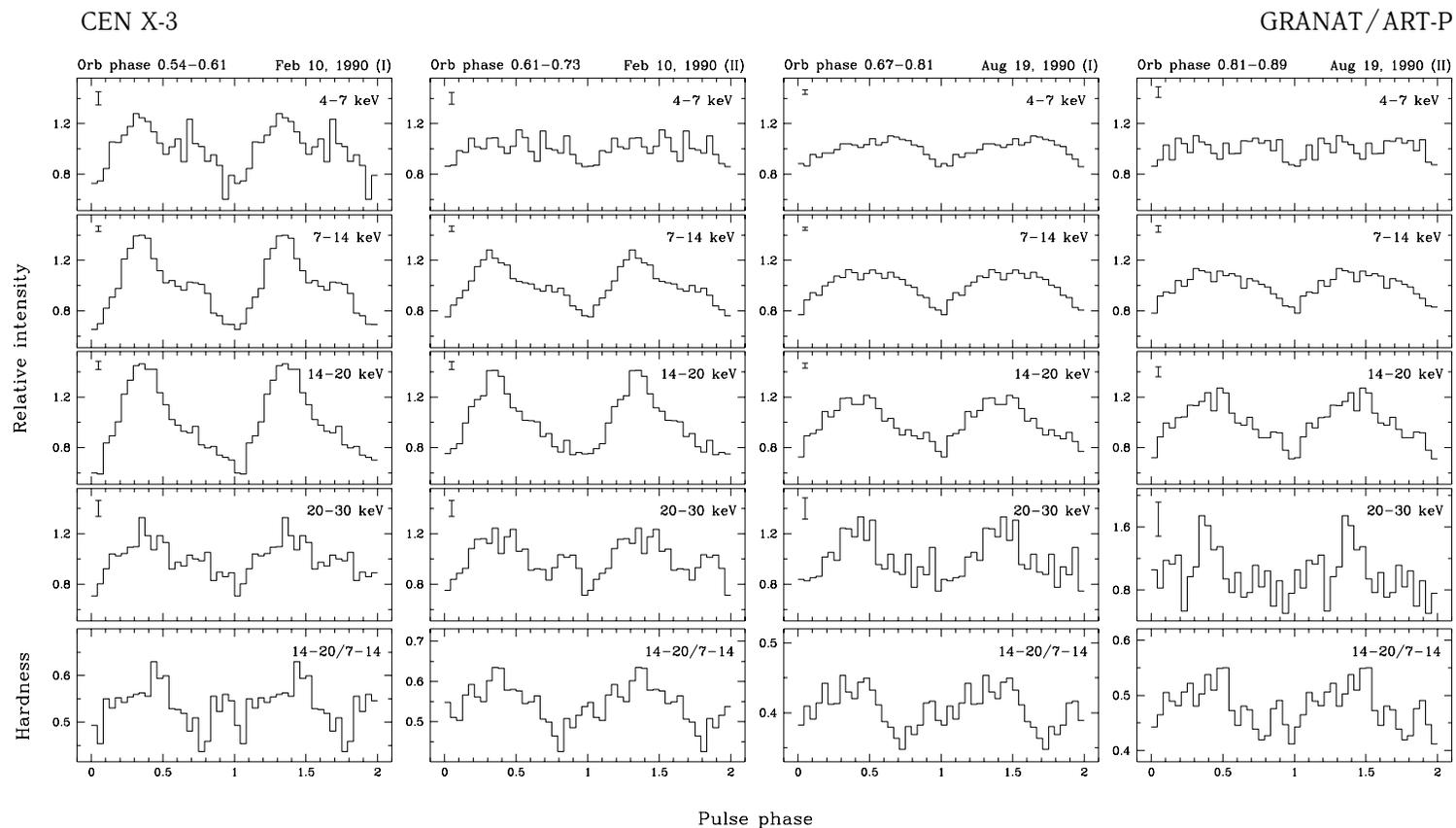


Рис. 2.11. Зависимость профиля импульса пульсара Сеп X-3 от диапазона энергий и орбитальной фазы по данным телескопа АРТ-П. Вдоль оси ординат отложено отношение мгновенного потока к среднему по периоду пульсаций потоку излучения, что позволяет следить за изменением амплитуды пульсаций. На нижней панели показана эволюция в течение периода “жесткости” спектра источника (отношения потоков в диапазонах 14-20 и 7-14 кэВ).

Табл. 2.6. Доля пульсирующего излучения источника Cen X-3 по данным телескопа ART-P (в процентах)^a

Дата наблюдения	Диапазон энергий			
	4–7 кэВ	7–14 кэВ	14–20 кэВ	20–30 кэВ
10.02.90 (I)	30.9 ± 3.5	37.6 ± 2.1	44.6 ± 3.9	30.5 ± 6.2
(II)	14.6 ± 4.7	26.6 ± 2.3	32.4 ± 3.5	27.2 ± 6.3
19.08.90 (I)	12.3 ± 1.8	18.9 ± 1.2	25.2 ± 2.2	28.2 ± 8.3
(II)	≤ 14 (3σ)	18.4 ± 2.7	28.3 ± 4.2	≤ 59 (3σ)

^a при фазовом разбиении на 24 бина

первого сеанса ко II-й части и еще примерно на треть при переходе ко второму сеансу (табл.2.6). Интересно, что падение доли пульсирующего излучения происходило одинаковым образом одновременно во всем диапазоне энергий телескопа ART-P. Это хорошо видно из рис.2.12. Впечатление, что на низких энергиях профиль размывался быстрее, складывается из-за того, что пульсации здесь были изначально слабее, чем на более высоких энергиях. Кроме того, в этом диапазоне профиль пульсаций оказывается менее контрастным из-за появляющегося второго импульса излучения.

Сглаживание профиля импульса пульсара связано, скорее всего, с рассеянием

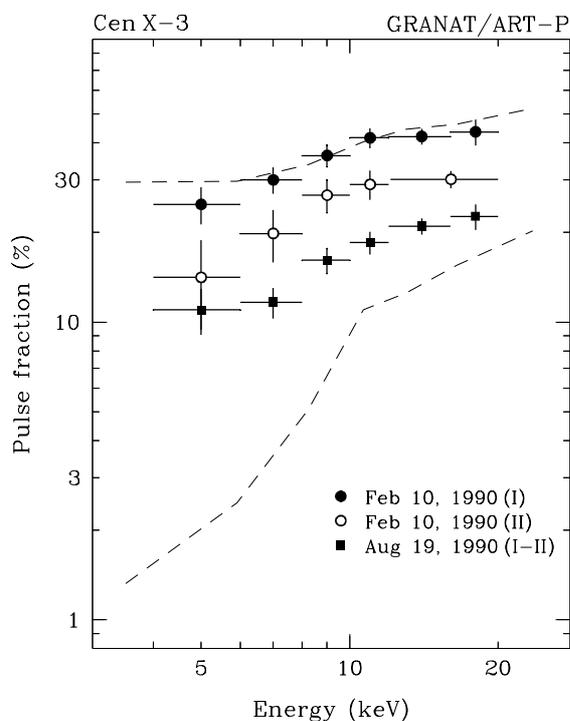


Рис. 2.12. Зависимость доли пульсирующего излучения Cen X-3 от энергии, измеренная телескопом ART-P во время разных сеансов наблюдений (при фазовом разбиении на 15 бинов). Первый и второй спектры получены 10 февраля 1990 г. в период орбитальных фаз $\phi = 0.54-0.61$ и $0.61-0.73$, третий — 19 августа в период фаз $\phi = 0.67-0.89$. Штриховыми линиями показаны аналогичные зависимости, полученные спутником GINGA в 1990 г. (Нагазе и др., 1992) во время “высокого” состояния источника (верхняя кривая) и предзатменного “дипа” (нижняя кривая).

его излучения в окружающем веществе. Звездный ветер оптической звезды ответственным за это быть не может. В самом деле, рассеивающая область должна иметь линейные размеры менее 2–3 световых секунд, т.е. $l \leq (6-9) \times 10^{10} \text{ см} \simeq 1 R_{\odot}$, в противном случае рассеяние (и поглощение) приводило бы просто к уменьшению амплитуды пульсаций, а не к уширению импульсов и размыванию профиля. Это много меньше размеров двойной системы $D \simeq 19 R_{\odot}$ и радиуса звезды-компаньона $R_2 \simeq 12 R_{\odot}$. Рассеивающее облако должно быть оптически непрозрачным по томсоновскому рассеянию $\tau = \sigma_T n_H l \geq 1$ (σ_T — сечение томсоновского рассеяния) и достаточно плотным $n_H \geq (\sigma_T l)^{-1} \geq 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В противном случае, вклад рассеянного излучения в полный поток от пульсара был бы мал по сравнению с вкладом излучения прямого вылета. Поток рассеянного излучения пропорционален $\Omega/4\pi$, где $\Omega = \pi (l/2d)^2$ — телесный угол, под которым облако видно с поверхности нейтронной звезды, а d — расстояние, на котором оно от звезды находится. Из неравенства $\Omega/4\pi \geq \exp(-\tau)$ получаем, что $\tau \geq 2.8 + 2 \ln(d/l)$. Оптическая толщина τ не может, однако, и сильно превышать единицу. Должно выполняться неравенство $0.5\tau^2 l/c \leq 2-3 \text{ с}$, иначе многократные рассеяния в облаке приводили бы к полной потере информации о временной структуре излучения. Облако с $\tau \sim 1$ должно находиться на расстоянии $d \sim l/2$ от нейтронной звезды и перехватывать значительную ($\Omega \sim \pi$) часть рентгеновского потока¹.

Все указанные ограничения на параметры рассеивающего облака можно, похоже, удовлетворить, если предположить, что рассеяние происходит в струе вещества, вытекающего из звезды-компаньона через внутреннюю точку Лагранжа и втекающего в аккреционный диск. По крайней мере тот факт, что роль рассеяния резко возрастает при значениях орбитальной фазы 0.6–0.9 (см. рис.2.11), т.е. именно тогда, когда такая струя может оказаться на луче зрения, свидетельствует в пользу этого предположения. Предзатменный “дип”, наблюдавшийся у Cen X-3 спутником GINGA в 1989 г. (Нагазе и др., 1992), несомненно, был тоже связан с рассеянием и поглощением излучения в струе аккрецирующего вещества. Однако, в 1989 г. рассеяние происходило в оптически более плотной и холодной среде, чем в 1990 г. Во время “дипа” было зарегистрировано резкое падение амплитуды пульсаций, особенно в мягком диапазоне, что свидетельствовало о заметном фотопоглощении (см. штриховые линии на рис.2.12). Экспериментальные точки на этом рисунке показывают, что в период наблюдений источником телескопом АРТ-П амплитуда пульсаций (величина F) упала менее сильно. Измеренные значения F (и характер ее зависимости от энергии) были гораздо ближе к тем, что наблюдались спутником GINGA во время “высокого” состояния пульсара.

Несмотря на 50%-ое падение потока излучения от источника при переходе от I-й части второго сеанса ко II-й части, доля его пульсирующего излучения практически не изменилась (табл.2.6). Это означает, что непосредственно перед входом в затмение все наблюдавшееся излучение было напрямую связано с пульсаром и

¹Приведенные формулы формально остаются справедливыми и для очень компактного $l \ll R_{\odot}$ оптически толстого $\tau \gg 1$ (но $\tau^2 \leq 2R_{\odot}/l$) облака. В этом случае, однако, $d \gg l$ и вероятность, что облако будет достаточно долго находиться на луче зрения, ничтожно мала

вклад независимых компонент (например, излучения, рассеянного на пыли по пути к Земле, см. Дэй, Теннант, 1991; Ву и др., 1994) был мал. Падение потока излучения было скорее всего связано с изменением ориентации рассеивающего облака — струи аккрецирующего газа — по отношению к наблюдателю. При этом с одной стороны возрастала оптическая толща облака по фотопоглощению и рассеянию, что приводило к падению потока излучения прямого вылета, с другой — уменьшалась видимая поверхность облака, что вело к падению потока рассеянного излучения. При совместном действии этих эффектов профиль импульса пульсара мог остаться практически тем же, что был до изменения ориентации облака. Наиболее сильных изменений профиля и амплитуды пульсаций можно было бы ожидать в самом мягком диапазоне энергий, где в игру вступает фотопоглощение. К сожалению, падение интенсивности источника и относительно небольшая продолжительность II-й части сеанса не позволили измерить точно долю пульсирующего излучения в этом (а также в самом жестком, см. рис.2.11) диапазонах. Предел на уровне 3σ на амплитуду пульсирующего излучения в диапазоне 4–7 кэВ, полученный в предположении, что форма профиля импульса в нем не изменилась по сравнению с I-й частью сеанса, равен 14% (табл.2.6).

Пульсаций рентгеновского излучения во время части III сеанса (начало затмения) обнаружить не удалось. При всей естественности такого вывода, однако, нельзя однозначно утверждать, что в это время их действительно не было. В силу упоминавшихся выше причин (слабость источника и малая длительность наблюдений) 3σ предел на амплитуду пульсаций был очень высок $F \leq 63\%$. Предел получен в диапазоне энергий 4–30 кэВ, при фазовом разбиении на 15 бинов и опять в предположении о неизменности формы профиля импульса.

2.2.5 Спектр излучения и его эволюция

В ярком состоянии Сеп X-3 фотонный спектр его рентгеновского излучения хорошо описывается степенным законом, экспоненциально обрывающимся на высоких энергиях (2.1). В случае Сеп X-3 энергия обрыва $E_c \simeq 17$ кэВ, температура $kT \simeq 7-8$ кэВ (табл.2.7). Межзвездное поглощение в направлении на источник незначительно — соответствует поверхностной плотности водорода $N_H \simeq 1.4 \times 10^{22}$ см⁻² (Дэлтабьют, Мейер, 1972). Во время предзатменных “дипов” спектр, однако, может сильно искажаться из-за поглощения внутри системы, а величина N_H при этом — достигать $\sim 8 \times 10^{23}$ см⁻² в предположении солнечного обилия элементов (Нагазе и др., 1992). В спектре часто наблюдаются линии излучения нейтрального и сильно ионизованного железа. Во время рентгеновского затмения иногда удается измерить поток фотонов, рассеянных в звездном ветре оптической звезды, — на уровне 2–4% от полного потока. Многими авторами отмечается появление во время затмения еще и дополнительной мягкой компоненты излучения (Нагазе и др., 1992; Эбисава и др., 1996).

На рис.2.13 представлены приборные спектры излучения Сеп X-3 (в отсч см⁻² с⁻¹ кэВ⁻¹), измеренные 10 февраля 1990 г. во время I-й (заштрихованные кружки) и II-й (незаштрихованные кружки) частей сеанса. Наблюдения во время I-й части

Табл. 2.7. Параметры наилучшей аппроксимации спектра излучения Сеп X-3.

Дата	I_{10}^a	α	E_c^b	kT^b	N_H^B	Fe $^\Gamma$	$\chi_N^2 (N)^d$
10.02.90							
(I)	6.94 ± 0.65	0.74 ± 0.25	16.7 ± 1.6	6.7 ± 2.6	16.4 ± 8.1		0.77 (36)
(II)	4.21 ± 0.08	0.74	16.7	6.7	16.4	E	1.31 (19)
19.08.90							
(I)	12.65 ± 0.66	1.99 ± 0.10	17.3 ± 0.8	8.0 ± 1.8	38.0 ± 4.1	A	1.41 (22)
(II)	7.27 ± 0.31	1.99	17.3	8.0	49.6 ± 2.6	A	0.87 (21)
(III)	2.16 ± 0.33	1.99	17.3	8.0	49.6	E	0.62 (9)
всплеск	22.20 ± 1.91	1.99	17.3	8.0	26.7 ± 5.8		0.43 (10)

^a поток на 10 кэВ (10^{-3} фот см $^{-2}$ с $^{-1}$ кэВ $^{-1}$)

^б параметры, характеризующие обрыв спектра на высоких энергиях (кэВ)

^в поверхностная плотность водорода (10^{22} см $^{-2}$)

^г особенность, связанная с излучением (E) фотонов в линии 6.7 кэВ или поглощением (A) фотонов с энергией $h\nu \geq 7.11$ кэВ на К-оболочке железа (см. текст)

^д значение χ^2 , нормированное на число степеней свободы N

проводились одновременно двумя модулями телескопа АРТ-П, слегка отличающимися по своим техническим характеристикам, поэтому полученные спектры приведены на разных панелях рисунка. Сплошными и штриховыми линиями показаны модельные спектры излучения (в фот см $^{-2}$ с $^{-1}$ кэВ $^{-1}$), полученные на основе формулы 2.1, гистограммами — соответствующие им спектры отсчетов. Значения параметров наилучшей аппроксимации, приведены в табл.2.7. При определении значения N_H использовалось сечение межзвездного поглощения, протабулированное Морриссоном, Маккаммоном (1983).

В соответствии с обсуждением предыдущего раздела предполагалось, что падение потока во время II-й части сеанса было связано не с изменением спектра и интенсивности самого пульсара, а лишь с рассеянием его излучения в облаке плазмы, оказавшемся на луче зрения, и с изменением ориентации этого облака. Для аппроксимации данных использовался тот же модельный спектр (с теми же параметрами α , E_c , kT , N_H), что был получен при анализе I-й части сеанса. Определялась лишь его общая нормировка. Значение N_H было зафиксировано, поскольку в ходе проведенной проверки значимого изменения в степени поглощения обнаружено не было. Аппроксимация данных этой моделью оказалась, однако, не вполне удовлетворительной ($\chi^2 = 34.2$ для 20 степеней свободы). Главным образом это связано с присутствием в измеренном спектре эмиссионной особенности на ~ 7 кэВ (рис.2.13, средняя панель). Включение в модель линии излучения гелиеподобного железа с энергией 6.7 кэВ (как показано на правой панели рисунка) позволило уменьшить χ^2 до приемлимого значения (24.9 для 19 степеней свободы). Непосредственное измерение энергии центра линии дало $E_{Fe} \simeq (7.12 \pm 0.28)$ кэВ. Линия считалась спектрально узкой — ее ширина (σ в гауссовом профиле) была зафиксирована на значении 0.1 кэВ, что находится за пределами разрешения телескопа. Эквивалентная ширина линии $EW_{6.7} \simeq (420 \pm 135)$ эВ, полный поток $I_{6.7} \simeq$

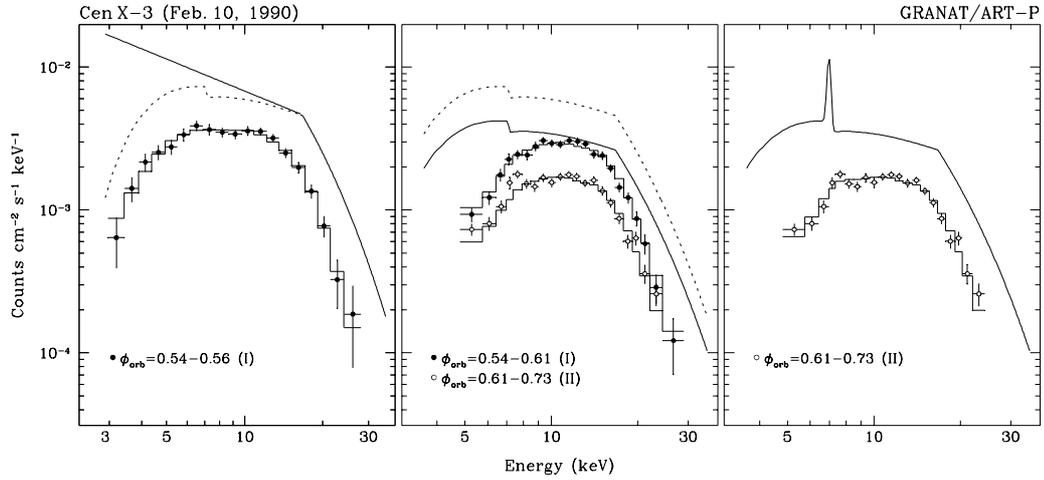


Рис. 2.13. Изменение спектра излучения пульсара Сеп X-3 в зависимости от орбитальной фазы по данным наблюдений телескопом АРТ-П 10 февраля 1990 г. Спектры на левой и центральной панелях рисунка получены двумя разными модулями телескопа, слегка отличающимися по своим характеристикам. Сплошными и штриховыми линиями показаны модельные (в рамках модели 2.1) фотонные спектры, наилучшим образом описывающие результаты измерений для I-й и II-й частей сеанса, гистограммами — соответствующие им спектры отсчетов. На правой панели представлен результат аппроксимации спектра II-й части сеанса моделью, в которой в рассмотрение включена линия излучения сильноионизованного железа 6.7 кэВ.

$(1.78 \pm 0.57) \times 10^{-3}$ фот см $^{-2}$ с $^{-1}$. Отметим, что 3σ -верхний предел на эквивалентную ширину этой линии во время I-й части сеанса был равен 550 эВ.

Аналогичным образом анализировались спектры излучения Сеп X-3, измеренные телескопом АРТ-П 19 августа. Спектры отсчетов для каждой из трех частей сеанса представлены на рис.2.14, параметры наилучшей аппроксимации — в табл.2.7. Напомним (см. рис.2.8), что в отличие от сеанса 10 февраля в этот день у источника наблюдались сильные вариации жесткости излучения. Другие отличия — бóльшая крутизна спектра $\alpha \simeq 2$ и значительно более быстрый спад потока на низких энергиях, что связано с большой толщиной по фотопоглощению ($N_{\text{H}} \simeq 3.8 \times 10^{23}$ см $^{-2}$ для I-й части сеанса). Чтобы достичь удовлетворительного согласия с данными пришлось ввести в модель дополнительную компоненту — особенность в поглощении на К-оболочке железа с пороговой энергией $E_{\text{K}} = 7.11$ кэВ и толщиной $\tau_{\text{K}} \simeq 0.278 \pm 0.065$. Это позволило уменьшить значение χ^2 с 49.7 до 30.9 (для 23 и 22 степеней свободы, соответственно). Предполагалось, что $\tau_{\text{Fe}} = \tau_{\text{K}} (E_{\text{K}}/E)^3$. Необходимость введения такой особенности свидетельствует либо о повышенном (в ~ 1.6 раза по сравнению с солнечным) обилии элементов группы железа в системе, либо о практически полной ионизации более легких элементов. Измеренное значение $E_{\text{K}} \simeq (7.25 \pm 0.39)$ кэВ означает, однако, что само железо ионизовано лишь частично. Аппроксимация спектра, полученного во время II-й части сеанса, этой же моделью, но с фиксиро-

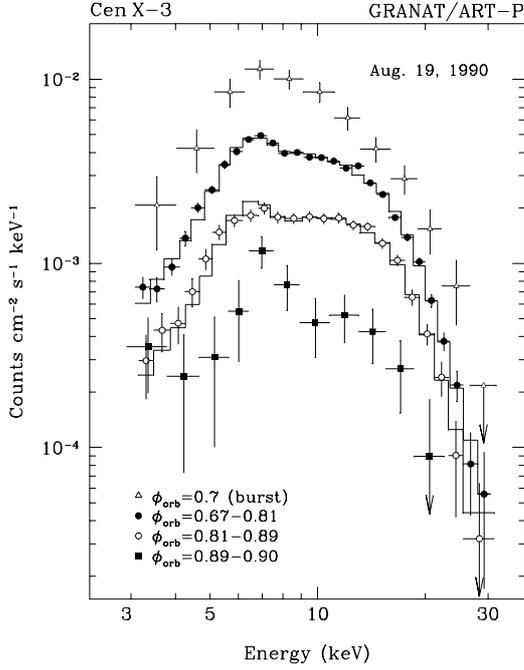


Рис. 2.14. Эволюция спектра излучения пульсара Сеп X-3 по данным телескопа АРТ-П в течение сеанса 19 августа 1990 г. Темные кружки соответствуют спектру отсчетов, измеренному во время I-й части сеанса, светлые кружки — во время II-й части, квадраты — во время III-й части (при входе в рентгеновское затмение). Треугольниками показан спектр источника во время всплеска, зарегистрированного вблизи орбитальной фазы 0.7. Результат наилучшей аппроксимации спектров I-й и II-й частей сеанса показан гистограммами.

ванными значениями α , E_c и kT (табл.2.7), указывает на дальнейшее усиление роли фотопоглощения как в области малых энергий $N_H \simeq 5.0 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$, так и за К-краем железа $\tau_K \simeq 0.572 \pm 0.139$.

Линий излучения во время I-й и II-й частей сеанса обнаружено не было (Зс-верхний предел на эквивалентную ширину линии 6.7 кэВ равен 360 эВ и 150 эВ, соответственно). Наличие особенности в поглощении выше 7.11 кэВ позволяет предположить, что в спектре источника могла бы присутствовать линия флуоресцентного излучения слабоионизованного железа с энергией $E_{6.4} = 6.4$ кэВ. Считая, что поглощение происходит в облаке газа, находящемся на луче зрения, можно оценить эквивалентную ширину этой линии

$$EW_{6.4} \simeq \frac{L(E_K)}{L(E_{6.4})} \frac{E_{6.4} \omega_{6.4}}{(2 + \alpha)} \tau_K^* (\Omega/4\pi) \simeq 490 \tau_K^* (\Omega/4\pi) \text{ эВ}. \quad (2.2)$$

Здесь Ω — телесный угол, под которым облако видно с поверхности нейтронной звезды, $L(E)$ — ее светимость на данной энергии, α — фотонный индекс, $\omega_{6.4} \simeq 0.34$ — флуоресцентный выход для железа и τ_K^* — полная толщина по поглощению вблизи порога, т.е. $\tau_K^* = \tau_K + \sigma_K \zeta_{\text{Fe}} N_H$, где $\sigma_K = 3.5 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ — сечение поглощения и $\zeta_{\text{Fe}} \simeq 3.3 \times 10^{-5}$ — солнечное обилие железа. Для I-й части сеанса $\tau_K^* \simeq 0.72$ и $EW_{6.4} \simeq 88 (\Omega/\pi)$ эВ, для II-й части $\tau_K^* \simeq 1.15$ и $EW_{6.4} \simeq 138 (\Omega/\pi)$ эВ. Как уже отмечалось, 50%-ое падение потока излучения от источника при переходе от I-й части сеанса ко II-й, скорее всего, связано с изменением ориентации и уменьшением видимой поверхности рассеивающего облака, т.е. с уменьшением Ω . Соответственно, эквивалентная ширина линии 6.4 кэВ во время II-й части сеанса может быть в ~ 2

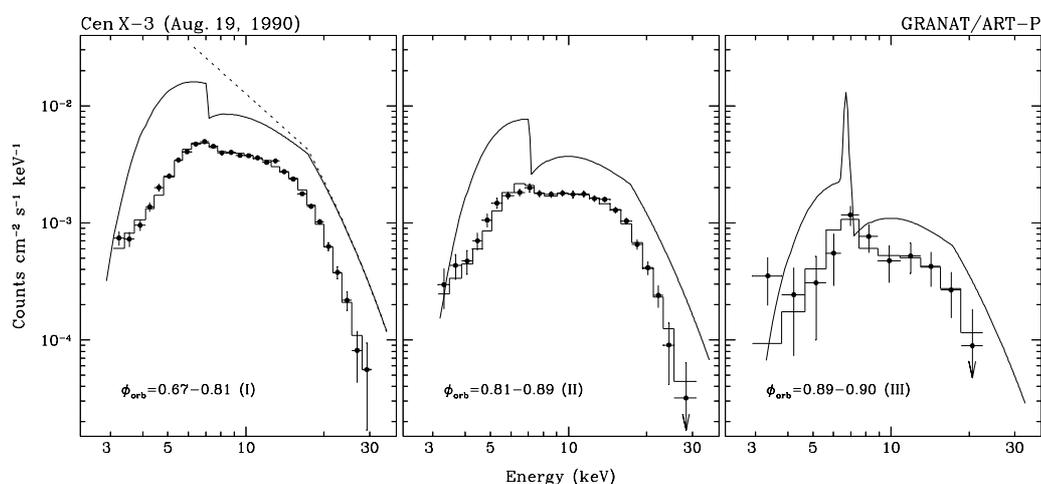


Рис. 2.15. Изменение спектра излучения пульсара Сеп X-3 в зависимости от орбитальной фазы по данным наблюдений телескопом АРТ-П 19 августа 1990 г. Сплошными линиями показаны модельные фотонные спектры, наилучшим образом описывающие результаты наблюдений, гистограммами — соответствующие им спектры отсчетов.

раза ниже приведенной оценки.

Спектр источника во время затмения (III-я часть сеанса) был измерен с большими статистическими ошибками. Тем не менее, из рис.2.14 и 2.15 хорошо видно, что в это время в нем появляется дополнительная компонента излучения — линия с энергией ~ 7 кэВ. Предположив, что это линия 6.7 кэВ гелиеподобного железа, можно оценить ее интенсивность $I_{6.7} \simeq (2.7 \pm 1.4) \times 10^{-3}$ фот см $^{-2}$ с $^{-1}$ и эквивалентную ширину $EW_{6.7} \simeq (1.2 \pm 0.6)$ кэВ. Непрерывный спектр источника в области $h\nu \geq 5$ кэВ в целом согласуется по форме со спектром, наблюдавшимся во время II-й части сеанса, но имеет меньшую нормировку. По-видимому, хотя сам источник в это время уже был скрыт от нас диском оптической звезды, часть поверхности рассеивающего облака (струи аккрецирующего вещества) оставалась в зоне видимости и именно рассеянное в этом облаке излучение мы и наблюдали. Этот вывод подтверждается и продолжавшимся в течение всей этой части сеанса плавным падением потока излучения (рис.2.8). С другой стороны, определенный вклад в наблюдающийся поток излучения должны были давать фотоны, испущенные пульсаром и рассеянные в звездном ветре оптической звезды. Поток этих фотонов не должен сильно зависеть от времени (орбитальной фазы). Отметим также, что на энергиях ниже 5 кэВ в измеренном спектре явно присутствует избыток мягкого излучения (рис.2.15), обнаруженный ранее (и с большей достоверностью) при анализе кривой блеска источника.

Особый интерес представляет последний из четырех приведенных на рис.2.14 спектров. Он был измерен в момент рентгеновского всплеска, наблюдавшегося вблизи орбитальной фазы 0.7 (на рис.2.8 этот всплеск показан стрелкой). Спектр был получен в течение ~ 180 с в области максимума потока излучения. Видно, что он сильно отличается от трех других спектров: во-первых, его форма меньше ис-

кажена из-за низкочастотного поглощения (см. табл.2.7), во-вторых, в нем отсутствуют сколько-нибудь заметные спектральные детали (поглощение за К-краем железа или линия 6.7 кэВ). В целом спектр во время вспышки оказывается мягче, чем в спокойном состоянии источника, что подтверждает вывод, сделанный ранее в ходе анализа его кривой блеска (рис.2.9). Указанные особенности позволяют предположить, что само появление всплеска было связано с локальным уменьшением оптической толщи рассеивающего облака, иначе говоря, с дыркой в облаке. Поток фотонов, прошедших сквозь дырку, был в меньшей степени подвержен рассеянию и поглощению, поэтому спектр, зарегистрированный во время всплеска, воспроизводит истинный спектр излучения пульсара намного лучше спектра, наблюдавшегося у него в спокойном состоянии. Светимость пульсара во время вспышки в диапазоне 4–20 кэВ была равна 2.9×10^{37} эрг с^{-1} (в предположении изотропности излучения и расстояния 8 кпк). После коррекции на поглощение и экстраполяции на весь диапазон телескопа АРТ-П (2.5–40 кэВ) оценка уровня светимости возростала до 6×10^{37} эрг с^{-1} .

Хотя наклон спектра пульсара сильно изменился за время, прошедшее между сеансами 10 февраля и 19 августа, параметры экспоненциального обрыва на жестких энергиях остались практически теми же. Это может свидетельствовать о существовании некоторого эффективного механизма, поддерживающего температуру плазмы в области формирования жесткого излучения пульсара (т.е. в радиационно-доминированной ударной волне) приблизительно на одном уровне. Наклон спектра на низких энергиях сильно зависит от реальной геометрии задачи, оптической толщи аккрецирующего вещества, степени сжатия вещества и излучения в ударной волне.

Показательно, что изменения в спектре излучения, наблюдавшиеся на масштабе одного периода пульсаций источника (вариации жесткости, показанные на нижней панели рис.2.11), также были связаны прежде всего с изменением спектрального индекса. На рис.2.16 приведены спектры, измеренные 10 февраля во время главного импульса пульсара (бины 6–12 при фазовом разбиении на 24 бина — заштрихованные кружки) и интеримпульса (бины 14–23 — незаштрихованные кружки). На нижней панели дано отношение R этих спектров. Левый и правый рисунок показывают спектры, полученные во время I-й и II-й частей сеанса, соответственно. Видно, что в обоих случаях величина R характеризуется степенной зависимостью от энергии (сплошные кривые) и показатель степени $\Delta\alpha$ равен ~ 0.4 . Этот вывод согласуется с результатами непосредственной аппроксимации измеренных спектров моделью (1) с фиксированными значениями параметров E_c и kT (табл.2.7). В частности, по данным I-й части сеанса фотонный индекс $\alpha \simeq 0.56 \pm 0.10$ во время главного импульса и $\simeq 0.96 \pm 0.10$ во время интеримпульса. Во время II-й части сеанса диапазон изменения индекса слегка увеличивается $\Delta\alpha \simeq 0.59 \pm 0.15$. Хотя статистическая значимость этого результата невелика, в определенной степени это увеличение может быть вызвано вкладом в поток на энергиях $\sim 7-8$ кэВ излучения в линии 6.7 кэВ. Соответствующие этим энергиям точки на графике зависимости R от E на правой панели рис.2.16 лежат выше аналитической кривой. Отметим также, что во время обеих частей сеанса на зависимости R от E наблюдается особенность (выброс) в области энергий $\sim 12-15$ кэВ.

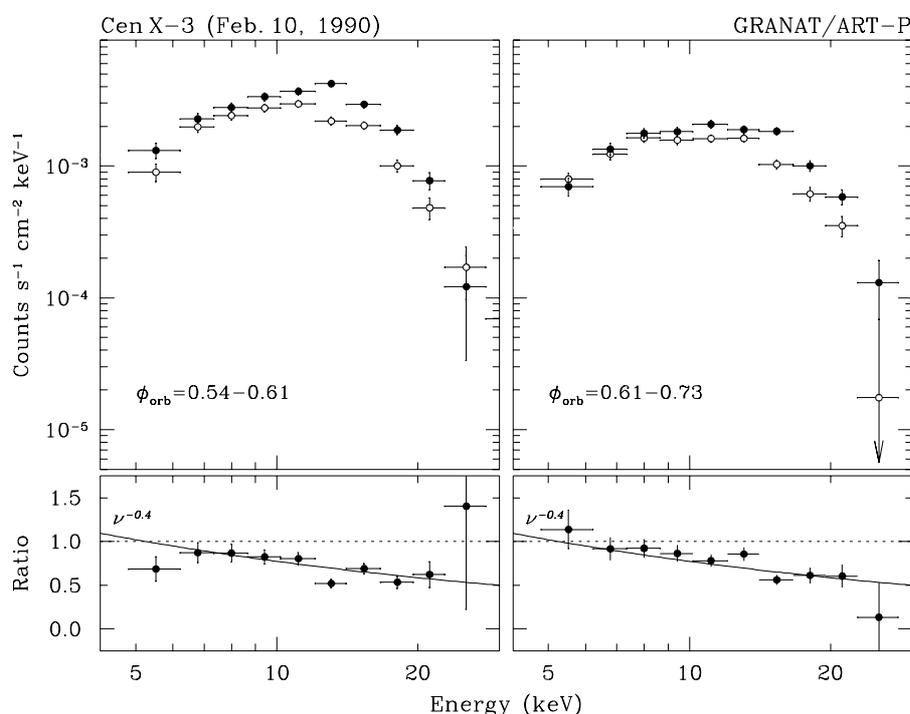


Рис. 2.16. Изменение спектра излучения источника Сеп Х-3 на масштабе одного периода пульсаций. Заштрихованными кружками показан спектр, полученный в интервале фаз периода пульсаций 0.25–0.5 (главный импульс излучения), незаштрихованными — в интервале фаз 0.58–0.96 (второй импульс). Результаты представлены отдельно для двух частей сеанса, выполненного телескопом АРТ-П 10 февраля 1990 г. На нижних панелях показано отношение этих двух спектров, свидетельствующее о том, что изменение спектра пульсара связано в основном с изменением его фотонного индекса (см. текст).

2.2.6 Обсуждение

Представляя данные наблюдений Сеп Х-3 телескопом АРТ-П, мы пытались сразу же найти объяснение полученным результатам. До сих пор, однако, не было дано ответов на следующие естественно возникающие вопросы: 1). как формируется профиль импульса пульсара (истинный профиль, т.е. тот, который источник имел бы в случае отсутствия рассеяния и поглощения в двойной системе), 2). каково происхождение линии излучения 6.7 кэВ, зарегистрированной в его спектре, и 3). в чем причина появления избытка мягкого излучения источника во время затмения?

Формирование профиля импульса. Уже сам факт наблюдения второго пика излучения в профиле импульса Сеп Х-3 достоин обсуждения. Его появление далеко не так естественно, как кажется на первый взгляд. У подавляющего большинства рентгеновских пульсаров, излучающих за счет дисковой аккреции, в профиле присутствует лишь один пик (см. коллекции профилей в работах Нагазе, 1989; Лутовинова и др., 1994; Билдстена и др., 1997). Это связано с тем, что излучение, идущее от

одного из двух магнитных полюсов нейтронной звезды, полностью перехватывается протяженным аккреционным диском.

Как мог бы в этом случае формироваться профиль импульса Сеп X-3 и возникать его зависимость от энергии? Прежде всего отметим, что светимость пульсара превышает максимальное ее значение

$$L^* = 2 \frac{c a m_p}{\sigma_s} \frac{G M_1}{R_1} = 4.1 \times 10^{36} \left(\frac{\sigma_T}{\sigma_s} \right) \left(\frac{a}{2 \times 10^5 \text{ см}} \right) \left(\frac{10^6 \text{ см}}{R_1} \right) \left(\frac{M_1}{M_\odot} \right) \text{ эрг с}^{-1}, \quad (2.3)$$

при котором еще возможно локальное высвечивание энергии падающего вещества в ударной волне на магнитном полюсе нейтронной звезды (формирование “горячего пятна”). При светимости $L \geq L^*$ ударная волна поднимается высоко над поверхностью звезды и под ней образуется зона медленно оседающего радиационно-доминированного газа — “аккреционная колонка”, излучающая в основном через боковую поверхность (Баско, Сюняев, 1976а). Фазовая модуляция излучения пульсара определяется в этом случае просто ориентацией оси аккреционной колонки по отношению к наблюдателю. В приведенной формуле M_1 и R_1 — масса и радиус нейтронной звезды, a — длина основания аккреционной колонки, σ_s — сечение взаимодействия излучения с веществом, выраженное в единицах томсоновского сечения σ_T . В случае Сеп X-3 мы видим аккреционный диск под скользящим углом $\sim 15^\circ$ к его поверхности (наклонение орбиты $i \simeq 75^\circ \pm 12^\circ$, см. Нагазе, 1989). Положив, что ось вращения нейтронной звезды нормальна к диску и что угол между осью вращения и осью магнитного диполя достаточно велик, можно ожидать появления на фазовой кривой в моменты, когда ось диполя (и поверхность аккреционной колонки) перпендикулярна лучу зрения, два симметричных импульса излучения.

Дополнительная модуляция возникает из-за слоя холодной непрозрачной плазмы, текущей по альвеновской поверхности нейтронной звезды. Баско и Сюняев (1976б) отметили, что поток аккрецирующей плазмы, периодически закрывая от наблюдателя область основного энерговыделения пульсара, должен приводить к провалам в интенсивности, подобным тому, который наблюдается у Сеп X-3 вблизи фазы 0 (см. рис. 2.11). Плазма на альвеновской поверхности может даже полностью или частично скрыть один из двух импульсов излучения пульсара, поскольку из-за разницы между кеплеровской скоростью на внутреннем краю диска и скоростью вращения магнитосферы течение плазмы должно быть сильно асимметрично. С большей вероятностью этот эффект будет наблюдаться в жестком диапазоне, где излучение формируется компактно — в ударной волне в верхней части аккреционной колонки. Напротив, в мягком диапазоне излучает практически вся поверхность колонки, а поскольку при большой светимости ее высота сравнима с альвеновским радиусом, полностью закрыть ее практически невозможно и профиль импульса пульсара будет иметь двух-пиковую структуру.

Происхождение линии 6.7 кэВ. Линия излучения гелиеподобного железа, зарегистрированная телескопом АРТ-П во время затмения Сеп X-3 (19 августа), а также непосредственно перед затмением (10 февраля), формируется, по-видимому, в звездном ветре оптической звезды, обтекающем рентгеновский источник и нагрет-

ваемом его жестким излучением до высокой температуры. За эмиссию в этой линии может быть ответственна лишь достаточно компактная сильно ионизованная область около пульсара, характерный размер r которой определяется из условия, что параметр ионизации в ней $\xi = L/n_{\text{H}}r^2$ превышает $\sim 10^3$ (Хатчетт и др., 1976; Хатчетт, МакКрэй, 1977; Каллмэн, МакКрэй, 1982). Размер этой области не может, однако, быть меньше радиуса оптической звезды $R_2 = 12 R_{\odot}$ — в противном случае ее излучение было бы невозможно наблюдать во время затмения. Отсюда легко найти верхний предел на плотность звездного ветра

$$n_{\text{H}} = \left(\frac{L}{r^2 \xi} \right) \leq 1.4 \times 10^{11} \left(\frac{\xi}{10^3} \right)^{-1} \left(\frac{L}{1 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}} \right) \left(\frac{r}{12 R_{\odot}} \right)^{-2} \text{ см}^{-3} \quad (2.4)$$

и на поток излучения этой области в линии 6.7 кэВ

$$\begin{aligned} F_{6.7} &\simeq I(E_{\text{th}}) E_{\text{th}} \frac{\sigma_{\text{th}} n_{\text{H}} r \omega_{6.7} \zeta_{\text{FeXXV}}}{(\alpha + 2)} \simeq \\ &\simeq 2.6 \times 10^{-3} \zeta_{\text{FeXXV}} \left(\frac{n_{\text{H}}}{1 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}} \right) \left(\frac{r}{12 R_{\odot}} \right) \text{ фот см}^{-2} \text{ с}^{-1} \leq \\ &\leq 3.7 \times 10^{-3} \zeta_{\text{FeXXV}} \left(\frac{\xi}{10^3} \right)^{-1} \left(\frac{L}{1 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}} \right) \left(\frac{r}{12 R_{\odot}} \right)^{-1} \text{ фот см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь ζ_{FeXXV} — доля ионов железа, находящихся в гелиеподобном (FeXXV) состоянии, $I(E)$ — поток фотонов с энергией E , который бы регистрировался от пульсара на Земле в отсутствии поглощения в двойной системе (для оценки использовался спектр, измеренный во время “всплеска”, см. табл.2.7). Значения для порога ионизации FeXXV $E_{\text{th}} = 8.83 \text{ кэВ}$, сечения ионизации $\sigma_{\text{th}} = 3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ и флуоресцентного выхода $\omega_{6.7} \simeq 0.5$ были взяты из работы Одли и др. (1996). Полученное значение $F_{6.7}$ прекрасно согласуется с потоком излучения в линии 6.7 кэВ, измеренным телескопом АРТ-П, и показывает, что в окрестности пульсара плотность ветра звезды-компаньона достигает уровня $1 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Оценка (2.5), найденная тем же путем, что и формула (2.2), т.е. предполагающая, что ионизация FeXXV практически полностью определяется жестким излучением и роль ионизации электронными ударами невелика, в данном случае оказывается достаточно хорошим приближением.

Отметим, что выше, говоря о линии 6.7 кэВ, мы на самом деле подразумевали бленду рекомбинационных линий FeXXV: разрешенной (с энергией фотонов $h\nu = 6.70 \text{ кэВ}$), запрещенной ($h\nu = 6.64 \text{ кэВ}$) и двух интеркомбинационных ($h\nu = 6.67$ и 6.68 кэВ). Телескоп АРТ-П не позволяет разрешить эту бленду на отдельные линии. То же самое можно сказать и в отношении линии 6.97 кэВ водородоподобного иона железа, вклад которой становится заметным лишь при более высоких значениях параметра ионизации $\xi \geq 10^{3.5}$. Линия 6.97 кэВ формируется в областях, непосредственно прилегающих к источнику, поэтому (после интегрирования по объему) полный поток излучения в ней оказывается меньше потока излучения в линиях рекомбинации FeXXV.

Как уже упоминалось, темп истечения звездного ветра \dot{M}_{W} , ожидающийся для сверхгиганта с параметрами V779 Cep (звезды-компаньона Cep X-3), находится на

уровне $\sim 7 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Соответственно, плотность звездного ветра на орбите нейтронной звезды в Сеп X-3 должна была бы быть равной

$$n_{\text{H}} = 1.3 \times 10^{10} \left(\frac{\dot{M}_{\text{W}}}{7 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}} \right) \left(\frac{D}{19 R_{\odot}} \right)^{-2} \left(\frac{v_{\text{W}}}{10^3 \text{ км/с}} \right)^{-1} \text{ см}^{-3}. \quad (2.6)$$

Это почти на порядок меньше оценки, полученной на основе измерений потока излучения в линии 6.7 кэВ. Такое расхождение служит прямым указанием на наличие сильного фотоиндуцированного ветра в системе, т.е. на стимуляцию истечения вещества с обращенной к нейтронной звезде поверхности звезды-компаньона ее жестким рентгеновским излучением (см., например, Баско и др., 1977).

Природа мягкой компоненты излучения. Избыток мягкого рентгеновского излучения, зарегистрированный телескопом АРТ-П во время затмения Сеп X-3, наблюдался ранее спутниками EXOSAT, GINGA, ASCA. В этой связи широко обсуждается искажения, вносимые межзвездной пылью, находящейся на луче зрения по направлению к источнику. Предполагается, что наблюдающийся избыток излучения может быть связан с фотонами, испущенными пульсаром до начала затмения и приходящими с большой временной задержкой из-за рассеяния на пыли (Дэй, Теннант, 1991; Ву и др., 1994). Из-за быстрого падения сечения рассеяния с энергией спектр рассеянного излучения должен отличаться от истинного спектра источника в $\sim E^{-2}$ раз.

Результаты, полученные телескопом АРТ-П, возможно, более естественным образом могут быть объяснены за счет другого эффекта, а именно — за счет рассеяния излучения пульсара на электронах в звездном ветре оптической звезды. В самом деле, поток рассеянного излучения должен был составлять долю $\sim \tau_{\text{T}}$ от “истинного” потока излучения источника. Здесь τ_{T} — оптическая толщина ветра по томсоновскому рассеянию, которая во время наблюдений Сеп X-3 телескопом АРТ-П, достигала достаточно большой величины

$$\tau_{\text{T}} \simeq \int_D^{\infty} \sigma_{\text{T}} n_{\text{H}}(r=D) \left(\frac{D}{r} \right)^2 dr \simeq \sigma_{\text{T}} n_{\text{H}} D \simeq 0.09 \left(\frac{n_{\text{H}}}{1 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}} \right) \left(\frac{D}{19 R_{\odot}} \right). \quad (2.7)$$

Предположив, что “истинный” поток излучения пульсара на 10 кэВ I_{10} в этот день был равен $(22.2 \pm 1.9) \times 10^{-3} \text{ фот см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$ (т.е. соответствовал потоку, измеренному телескопом АРТ-П в момент “всплеска”, см. табл.2.7), находим, что поток рассеянного излучения $I_{10}^{\text{s}} \simeq 2 \times 10^{-3} \text{ фот см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$. Полученная величина хорошо согласуется с результатами непосредственного измерения потока во время затмения источника (табл.2.7). Рассеянное излучение не должно пульсировать, так как после каждого рассеяния траектория фотона удлиняется в среднем на $D/c \simeq 45 (D/19 R_{\odot})$ световых секунд и, соответственно, любая информация о переменности излучения с временной шкалой короче 45 с (в том числе о пульсациях с периодом 4.8 с) теряется. Другая важная особенность рассеянного излучения — его спектр остается практически неискаженным из-за фотопоглощения, тогда как собственно излучение пульсара во время предзатменного “дипа” сильно поглощается при прохождении сквозь плотное холодное облако, расположенное на луче зрения.

Именно этот эффект должен приводить к “избытку” мягкого рентгеновского излучения источника во время затмения.

Дополнительный вклад в поток излучения в мягком диапазоне энергий могла бы давать сильно ионизованная зона звездного ветра вокруг источника, которая прогревается его жестким излучением до температур $\sim 10^6 - 10^7$ К. Объемная мера эмиссии этой зоны

$$n_{\text{H}}^2 V \simeq 5 \times 10^{58} \left(\frac{\xi}{10^3} \right)^{-2} \left(\frac{L}{1 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{r}{12R_{\odot}} \right)^{-1} \text{ см}^{-3}, \quad (2.8)$$

а соответствующая ей спектральная плотность потока тормозного излучения на расстоянии 8 кпк

$$I_s(E) \simeq 3 \times 10^{-2} \left(\frac{n_{\text{H}}^2 V}{5 \times 10^{58} \text{ см}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{1 \times 10^7 \text{ К}} \right)^{-1/2} \left(\frac{d}{8 \text{ кпк}} \right)^{-2} \times \\ \times g(E, T) E^{-1} \exp(-E/kT) \text{ фот см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}, \quad (2.9)$$

Здесь энергия фотонов E выражена в кэВ, а $g(E, T)$ — Гаунт-фактор (Лэнг, 1978). Отметим в этой связи, что Нагазе и др. (1992) успешно использовали для аппроксимации измеренного спутником GINGA спектра мягкой компоненты излучения Сеп X-3 закон теплового излучения оптически тонкой плазмы с температурой $kT \simeq 0.8$ кэВ.

2.2.7 Заключение

Анализ данных, полученных в ходе наблюдения источника Сеп X-3 телескопом АРТ-П обсерватории ГРАНАТ позволяет сделать следующие выводы:

1). Оба сеанса наблюдений Сеп X-3 были выполнены во время предзатменного “дипа” источника. В это время его излучение сильно искажалось из-за рассеяния и поглощения в плотном облаке газа, расположенном на луче зрения (струе вещества, вытекающего из звезды-компаньона через внутреннюю точку Лагранжа и втекающего в аккреционный диск?). На это указывают: низкий уровень измеренной рентгеновской светимости пульсара $L_X \sim (1 - 2) \times 10^{37}$ эрг с⁻¹ (почти на порядок ниже уровня, типичного для его “высокого” состояния), область орбитальных фаз, на которую пришлось эти наблюдения $\phi = 0.54 - 0.91$, заметное поглощение на низких энергиях $N_{\text{H}} \sim (2 - 5) \times 10^{23}$ см⁻², а также падение доли пульсирующего излучения и сглаживание профиля импульса пульсара при переходе от жесткого рентгеновского диапазона к мягкому.

2). Наблюдавшиеся вспышки рентгеновского излучения Сеп X-3 на масштабе сотен и тысяч секунд, сопровождавшиеся изменением жесткости его спектра, были, по-видимому, связаны с неоднородной структурой поглощающего облака (существованием мест с пониженной поверхностной плотностью), а в целом сильная переменность спектра и интенсивности излучения пульсара в зависимости от орбитальной

фазы — с изменением ориентации облака и, соответственно, с изменением его видимой поверхности и оптической толщи.

3). Появление второго пика излучения на низких $h\nu \leq 14$ кэВ энергиях в профиле импульса пульсара при том, что на более высоких энергиях наблюдался только один слегка асимметричный пик, позволяет предположить, что его излучение формируется в “аккреционной колонке”, а не в “горячем пятне” на магнитном полюсе нейтронной звезды. Отчетливо второй пик удалось наблюдать лишь в интервале орбитальных фаз $\phi = 0.54 - 0.61$, тогда как в период фаз $\phi = 0.61 - 0.89$ рассеяние и поглощение в плотном облаке на луче зрения размывало структуру профиля и приводило к формированию в мягком диапазоне очень широкого пика малой амплитуды со смещенным положением максимума.

4). Отличный от нуля поток рентгеновского излучения Cen X-3, зарегистрированный во время затмения, состоял, скорее всего, из нескольких компонент. Во-первых, какое-то время после начала затмения наблюдалось излучение пульсара, рассеянное в непрозрачном облаке на луче зрения (за счет этого обеспечивался плавный вход источника в затмение). Во-вторых, наблюдалось излучение, рассеянное в звездном ветре оптической звезды. Поскольку рассеянное излучение практически не искажалось из-за фотопоглощения, в затменном спектре по сравнению с предзатменным формировался “избыток” мягкого рентгеновского излучения. В-третьих, жесткое излучение нагревало звездный ветер в окрестности пульсара до температур $\sim 10^6 - 10^7$ К и приводило к его сильной ионизации. Эта область была ответственна за эмиссию в линии 6.7 кэВ гелиеподобного железа, а ее тепловое излучение давало свой дополнительный вклад в поток на низких энергиях.

2.3 ПАРУСА X-1

2.3.1 Введение

Источник Паруса X-1 (4U0900–403) — долгопериодический ($P \simeq 283$ с, Мак-Клинток и др., 1976) рентгеновский пульсар, движущийся по слегка вытянутой ($e \simeq 0.089$) орбите вокруг сверхгиганта HD77581 спектрального класса B0.5Ib, массы $M_1 \simeq 23M_{\odot}$ и радиуса $R_1 \simeq 30R_{\odot}$ (ван Керквийк и др., 1995). Система затменная, расстояние между ее компонентами $a \simeq 1.7R_1$, орбитальный период $P_o \simeq 8.964$ сут., длительность затмения ~ 1.72 сут. (Форман и др., 1973; Сато и др., 1986б; Дитер и др., 1987; Билдстен и др., 1997). Нейтронная звезда в такой компактной системе оказывается глубоко погруженной в звездный ветер, истекающий с оптического компаньона с темпом $\dot{M} \sim 4 \times 10^{-6}M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ (Нагазе и др., 1986). Аккреция из звездного ветра является наиболее вероятной причиной рентгеновского излучения. С другой стороны, величина углового момента, передаваемого нейтронной звезде, оказывается при такой аккреции недостаточной для объяснения наблюдающихся вариаций периода ее вращения с характерным временем несколько дней. Поэтому Борнером и др. (1987) было предположено существование в системе еще и аккреционного диска.

Спектр излучения источника имеет типичную для рентгеновских пульсаров форму — степенной закон с экспоненциальным завалом на высоких энергиях — при этом энергия начала завала варьируется в пределах от ~ 20 до 40 кэВ (Нагазе и др., 1986; Кречмар и др., 1997; Крейкенбом и др., 1999). Спектр искажен на низких энергиях из-за сильного фотопоглощения, кроме того, в нем присутствует линия ~ 6.4 кэВ флуоресцентного излучения нейтрального железа. В жесткой части спектра на энергиях ~ 24 –27 и ~ 54 кэВ обнаружены две особенности в поглощении, которые, как предполагается, возникают в результате резонансного рассеяния излучения источника на электронах в магнитном поле нейтронной звезды (Кречмар и др., 1997; Орландини и др., 1998; Крейкенбом и др., 1999). При расстоянии до системы $d \simeq 1.9$ кпк (Садакане и др., 1985) светимость пульсара в рентгеновских лучах оказывается равной $L_X \simeq (1 - 5) \times 10^{36}$ эрг с^{-1} , что согласуется с предположением об аккреции из звездного ветра.

2.3.2 Наблюдения

Область неба, содержащая пульсар Паруса X-1, наблюдалась телескопом АРТ-П дважды — 13 и 15 июня 1992 г. (табл.2.8). Это были одни из последних сеансов, выполненных телескопом за все время наблюдений. К сожалению, не обошлось без некоторых технических проблем. Работал только один модуль, который имел нормальную эффективность лишь в диапазоне $h\nu \geq 6$ кэВ (см. подробнее в главе 4). В середине обоих сеансов произошел отказ жесткого телеметрического канала, по которому передавалась информация о фотонах с энергией выше 26 кэВ (для сеанса 13 июня этот момент показан на рис.2.17). Таким образом, возможность исследовать жесткое $h\nu \geq 26$ кэВ излучение пульсара существовала лишь на

Табл. 2.8. Поток фотонов и светимость пульсара Паруса X-1 по данным наблюдений телескопом АРТ-П в июне 1992 г.^а.

Дата (UT)	Экспозиция, с	Поток, мКраб	$L_X, \text{б} \cdot 10^{36} \text{эрг с}^{-1}$
13.638–13.692 (I)	1340	133 ± 22	1.05 ± 0.17
13.692–13.751 (II)	3650	204 ± 25	1.61 ± 0.20
13.751–13.946 (III)	12280	138 ± 11	1.09 ± 0.09
15.467–15.719 (I)	16150	13.7 ± 4.8	0.11 ± 0.04
15.719–15.787 (II)	4180	18.8 ± 6.6	0.15 ± 0.05

^а в диапазоне энергий 6–26 кэВ^б в предположении расстояния до источника $d = 1.9$ кпк

начальном этапе наблюдений.

Первое наблюдение было выполнено в интервале орбитальных фаз 0.714–0.748, второе — в интервале фаз 0.918–0.953. Значительная часть второго наблюдения пришлось на рентгеновское затмение. Здесь и далее орбитальная фаза отсчитывается от эпохи прохождения периастра (JD 2448789.706) по эфемеридам, рассчитанным на основе данных многолетних наблюдений источника прибором BATSE

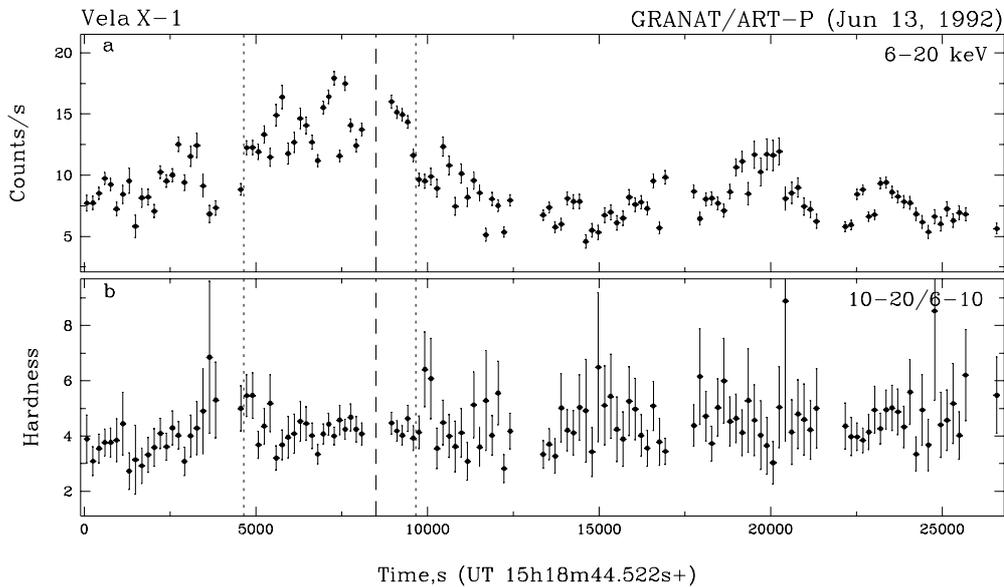


Рис. 2.17. Кривая блеска пульсара Паруса X-1 (а), полученная с помощью телескопа АРТ-П 13 июня 1992 г. в диапазоне энергий 6–20 кэВ, и соответствующее изменение “жесткости” излучения источника — отношения скоростей счета в жестком (10–20 кэВ) и мягком (6–10 кэВ) диапазонах (б). Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

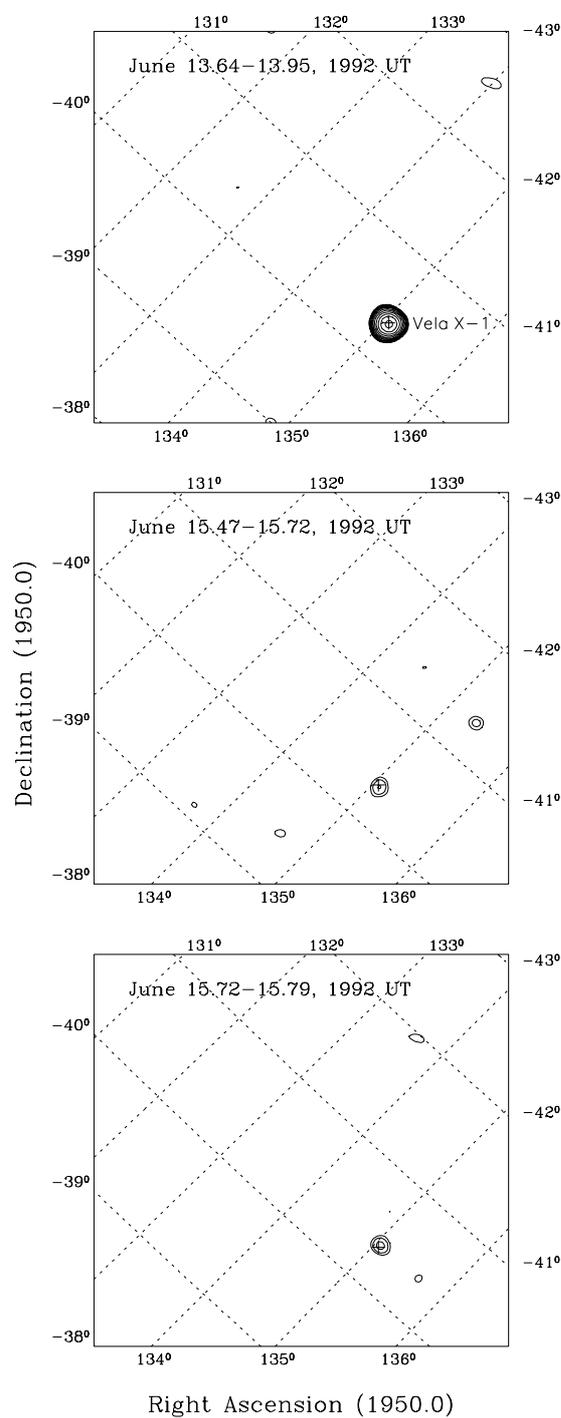


Рис. 2.18. Изображения участка неба, содержащего источник Паруса X-1, полученные телескопом АРТ-П в диапазоне 6–26 кэВ во время яркого состояния (а), рентгеновского затмения (б) и выхода из затмения (в). Контурами показаны доверительные области вероятного обнаружения источника на уровне 2.7, 3.4, 4.2, 5.3 и более стандартных отклонений (даны с логарифмическим шагом).

обсерватории CGRO (Билдстен и др., 1997). Период затмения попадает в интервал фаз 0.756–0.946 (Сато и др., 1986б). В зависимости от уровня рентгеновского потока, зарегистрированного в диапазоне 6–20 кэВ (табл.2.8), сеанс наблюдений 13 июня был условно разбит на три части, как показано пунктирными линиями на рис.2.17. Второй сеанс был разделен на две части в соответствии с моментом выхода источника из затмения. Из табл.2.8 видно, что во время затмения и при выходе из него от источника наблюдался отличный от нуля поток излучения на уровне примерно 1/10 от потока в ярком состоянии. Рис.2.18 иллюстрирует этот результат. На нем показаны изображения области неба в поле зрения телескопа, полученные во время первого сеанса и во время двух частей второго сеанса. Хотя значимость регистрации источника в последних двух случаях формально не очень высока (4.3 и 4.6 σ , соответственно), обнаруженное превышение сигнала над фоном находится на изображении точно на месте источника и не может быть случайным. Это подтверждают и результаты временного анализа излучения пульсара, приведенные ниже.

2.3.3 Кривая блеска и пульсации в послезатменном состоянии

На рис.2.17а приведены кривая блеска пульсара в диапазоне энергий 6–20 кэВ, полученная телескопом АРТ-П 13 июня во время его яркого состояния. Кривая скорректирована на фоновую скорость счета и вариации эффективности наблюдения, вызванные уменьшением пропускания коллиматора при изменении ориентации спутника (который стабилизирован с точностью до 30 мин. дуги). На рис.2.17б показано изменение жесткости излучения источника в течение сеанса (отношение потоков фотонов, измеренных в диапазонах 10–20 и 6–10 кэВ). Время интегрирования каждой точки составляет ~ 140 –170 с и соответствует длительности одной “экспозиции”. Рисунок демонстрирует наличие у пульсара переменности излучения на масштабах порядка нескольких тысяч секунд, при этом его интенсивность плавно возрастает в ~ 1.5 раза и затем также плавно падает.

Мелкомасштабные (сотни секунд) вариации интенсивности, сопровождающиеся изменениями в жесткости излучения источника, связаны с рентгеновскими пульсациями. Изменения в жесткости хорошо видны на нижней панели рис.1.11, где показана эволюция отношения скоростей счета в диапазонах энергий 20–26 и 6–10 кэВ в течение одного периода. Сравнение с профилями импульса, приведенными на трех верхних панелях рисунка для диапазонов 6–10, 10–20 и 20–26 кэВ, показывает, что жесткость излучения возрастает в максимумах импульса.

Пульсации излучения были обнаружены и во время второго сеанса, но только после выхода источника из затмения (часть II сеанса). Период пульсаций был равен $P \simeq 283.33 \pm 1.65$ с. На рис.2.19 приведена периодограмма, полученная во время этой части сеанса в диапазоне 6–26 кэВ методом “наложения эпох”, а на рис.2.20 — фазовая кривая блеска, данная в сравнении с аналогичной кривой, полученной 13 июня. Пульсации были зарегистрированы на уровне значимости 10.2σ , доля пульсирующего излучения составляла $(33.9 \pm 6.4)\%$, т.е. была примерно в 2 раза ниже

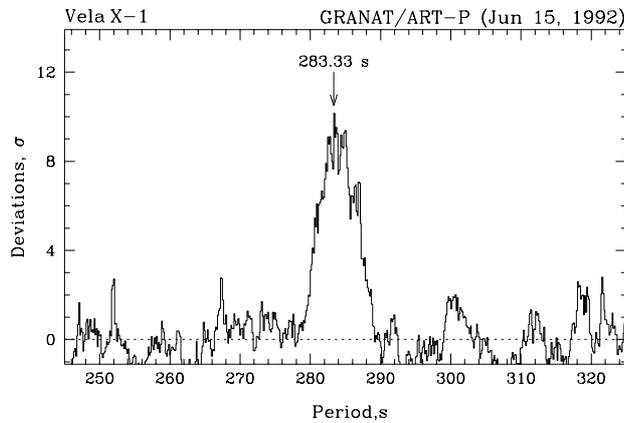


Рис. 2.19. Периодограмма излучения пульсара Паруса X-1 в диапазоне энергий 6–26 кэВ, полученная методом “наложения эпох” во время второй части сеанса наблюдения 15 июня (после выхода источника из затмения). Амплитуда отклонений периодограммы от нулевого уровня выражена в стандартных отклонениях.

значения F , измеренного в ярком состоянии источника. Во время I части сеанса (в период затмения) подобных пульсаций обнаружить не удалось, 3σ предел на долю пульсирующего излучения составил 9.6%.

2.3.4 Спектры излучения

Фотонные спектры излучения источника, соответствующие разным частям сеанса от 13 июня, приведены на рис.2.21. Из-за отказа телеметрического канала, по которому передавалась информация о жестких фотонах, при построении спектра части II сеанса использовались данные, полученные лишь до момента времени, отмеченного на рис.2.17 штриховой линией. При этом спектры I и II частей сеанса

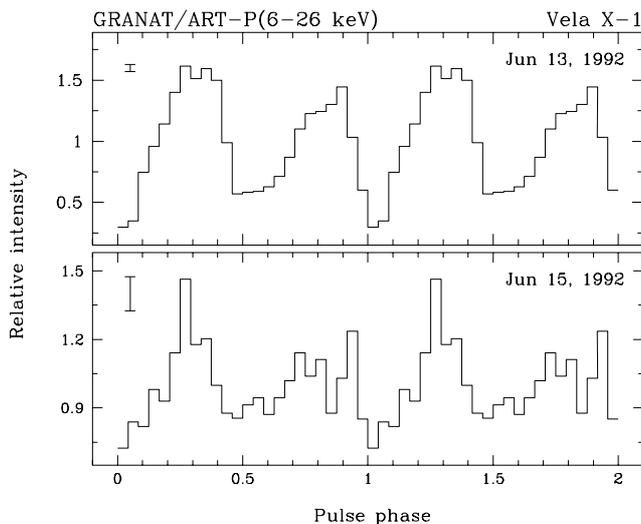


Рис. 2.20. Сравнение фазовых кривых блеска пульсара Паруса X-1 в диапазоне энергий 6–26 кэВ, измеренных телескопом АРТ-П 13 июня (в течение всего сеанса) и 15 июня 1992 г. (после выхода из затмения — во время второй части сеанса). Вдоль вертикальной оси отложено отношение мгновенного потока фотонов к среднему (по периоду) потоку. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

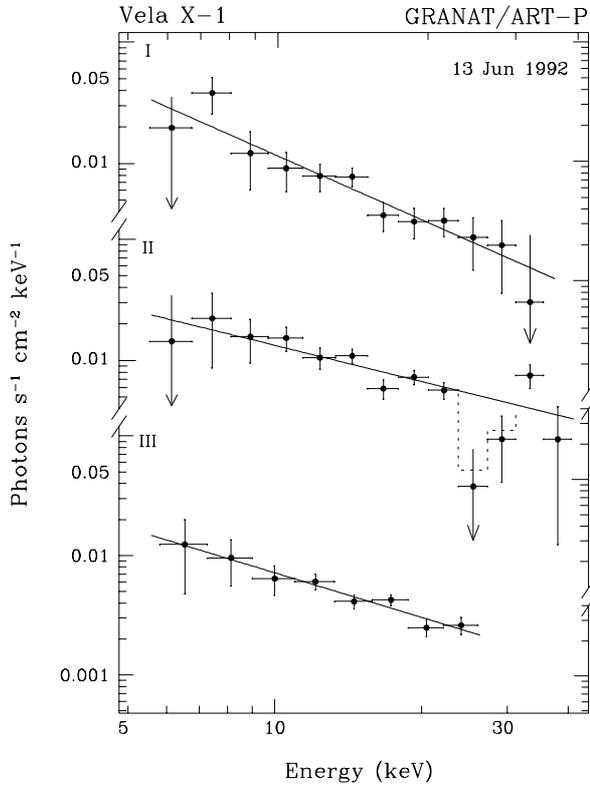


Рис. 2.21. Эволюция фотонного спектра излучения источника Паруса X-1 по данным телескопа АРТ-П, полученным 13 июня 1992 г. Сплошными линиями представлены результаты аппроксимации спектра простым степенным законом во время каждой из трех частей сеанса. Штриховая линия (гистограмма) показывает вклад циклотронной линии поглощения.

восстановлены вплоть $h\nu \sim 40$ кэВ, а спектр части III — лишь в области $h\nu \leq 26$ кэВ. Рисунок свидетельствует, что во всем диапазоне энергий телескопа АРТ-П спектр источника хорошо описывается простым степенным законом без признаков экспоненциального завала в жесткой области, характерного для большинства рентгеновских пульсаров. Возможно, энергия слома находилась за верхней границей чувствительности телескопа АРТ-П. Наклон спектра (фотонный индекс) изменялся в течение сеанса, в целом уменьшаясь с повышением потока излучения источника.

Так как в ряде экспериментов в спектре источника наблюдалась циклотронные особенности в поглощении на энергиях ~ 27 и ~ 54 кэВ (Кречмар и др., 1997; Орландини и др., 1998; Крейкенбом и др., 1999), в модель 2.1 была включена линия поглощения с лоренцевским профилем, центральной энергией E_1 , шириной W_1 и оптической глубиной в центре линии τ_1 . Таким образом, для определения параметров измеренных спектров использовалась модель

$$I(E) = I_{10} \left(\frac{E}{10 \text{ кэВ}} \right)^{-\alpha} \exp \left[-\tau_1 \left(\frac{E}{E_1} \right)^2 \frac{W_1^2}{(E - E_1)^2 + W_1^2} \right]. \quad (2.10)$$

Межзвездное поглощение в направлении источника мало (соответствует $N_H \sim 6 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, Форман и др., 1973), однако, поглощение в звездном ветре нормальной звезды может приводить к сильным искажениям спектра на низких энергиях. Согласно Сато и др. (1986), Пан и др. (1994), величина поглощения меняется в зависимости от орбитальной фазы, достигая максимального значения $N_H \sim 7 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$

Табл. 2.9. Параметры спектров излучения пульсара Паруса X-1, измеренных телескопом АРТ-П 13 июня 1992 г.

Часть сеанса	$I_{10}, 10^{-2} \text{фот см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$	α	CL^a
(I)	1.14 ± 0.17	1.81 ± 0.30	0
(II)	1.38 ± 0.19^b	1.20 ± 0.26^b	0
	1.27 ± 0.18	0.97 ± 0.28	1
(III)	0.72 ± 0.10	1.24 ± 0.22	0

^a присутствие линии циклотронного поглощения с параметрами:
 $E_1 = 27.3 \pm 0.83$ кэВ, $\tau_1 = 3.5 \pm 2.6$, $W_1 = 1.0$ кэВ (зафиксирована).

^b аппроксимация в диапазоне энергий 6–26 кэВ для удобства сравнения со спектром части III

непосредственно перед и сразу после рентгеновского затмения. В нашем случае отсутствие данных в мягком $h\nu \leq 6$ кэВ диапазоне не позволило измерить величину фотопоглощения, поэтому оно приведенной выше моделью не учитывалось. Результаты наилучшей аппроксимации спектров излучения источника, измеренных во время сеанса 13 июня, сведены в табл.2.9.

Указания на возможное присутствие в спектре источника линии циклотронного резонанса были найдены лишь во время второй части сеанса. Учет линии заметно улучшает аппроксимацию спектра, приводя к уменьшению величины χ_N^2 , нормированной на число степеней свободы, с 1.44 до 0.85. Согласно статистике $\Delta\chi^2$, вероятность соответствующего случайного уменьшения величины χ_N^2 равна 1.24×10^{-2} , что в стандартных отклонениях нормального распределения соответствует 2.5σ . Таким образом, достоверность присутствия линии поглощения в измеренном спектре не слишком велика. Мы упоминаем о ней только в силу того, что она была обнаружена именно на тех энергиях, где ранее у этого пульсара подобная особенность в поглощении наблюдалась другими обсерваториями (GINGA, МИР-КВАНТ, RXTE).

Вариации жесткости излучения источника, выявленные на масштабе одного периода пульсаций (см. нижнюю панель рис. 1.11), указывают на сложную зависимость формы его спектра о фазы. К сожалению, слабость источника и недостаточное время наблюдений не позволили провести фазовую спектроскопию излучения в полном объеме. Было проведено лишь сравнение спектров, соответствующих двум пикам в профиле импульса. Спектры были накоплены в течение всего сеанса для фазовых интервалов равных $\sim 1/3$ периода каждый. Аппроксимация степенным законом в диапазоне 6-26 кэВ показала, что во время первого пика фотонный индекс излучения $\alpha \simeq 1.51 \pm 0.17$, во время второго $\alpha \simeq 1.04 \pm 0.23$. Таким образом, спектр источника был более жестким во втором пике. Анализ, проведенный отдельно по каждой из частей сеанса, показал, что наклон спектра второго пика был к тому же подвержен более сильным изменениям в течение сеанса.

2.3.5 Заключение

Наблюдения рентгеновского пульсара Паруса X-1, выполненные телескопом АРТ-П, выявили переменность его излучения на масштабах от сотен (длительность импульса) до нескольких тысяч секунд. Плавные изменения интенсивности сопровождались изменениями в спектре излучения — с возрастанием рентгеновского потока наклон спектра источника в целом уменьшался, а затем по мере падения потока снова увеличивался. Жесткость излучения менялась и на масштабе одного периода пульсаций, достигая максимума во время двух пиков профиля импульса. При этом излучение источника во втором пике было существенно более жестким (на $\sim 30 - 40\%$) по сравнению с излучением в первом пике. Такая зависимость жесткости от потока приводила к тому, что относительная амплитуда обоих пиков возрастала при переходе от низких к высоким энергиям.

Измерения во время рентгеновского затмения (его заключительной части, составляющей $\sim 15\%$ от всего периода затмения) выявили поток неппульсирующего излучения на уровне $1/10$ от предзатменного потока. Это может быть излучение, рассеянное в достаточно плотном звездном ветре или в протяженной атмосфере оптической звезды. Учитывая, что характерный размер системы $l \sim a/c \simeq 120$ световых секунд в два раза меньше периода пульсаций, фотоны должны испытать несколько рассеяний, чтобы форма профиля импульса оказалась достаточно размытой. Поэтому оптическая толща ветра по рассеянию $\tau_T \sim 1$. Подобная оценка следует и из величины низкочастотного поглощения $N_H \sim 7 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$, наблюдающегося в спектре этого источника сразу после его выхода из затмения (Сато и др., 1986; Пан и др., 1994). При $\tau_T \sim 1$ соотношение рассеянного и исходного потоков позволяет оценить телесный угол $\Omega \sim 0.4 \pi$, под которым кольцо рассеивающей оболочки видно с компактного источника. Соответственно, высота оболочки над поверхностью оптической звезды

$$H \sim \left(R_1^2 + 0.4 a^2 \right)^{1/2} - R_1 \simeq 0.47 R_1 \simeq 14 R_\odot.$$

После выхода источника из затмения пульсации его излучения были обнаружены, но их относительная амплитуда была на уровне $\sim 34\%$, то есть была в 2 раза меньше, чем во время яркого состояния. Это означает, что в это время в дополнение к неппульсирующей компоненте, наблюдавшейся во время затмения, примерно такой же вклад в общий поток давало излучение, непосредственно пришедшее от пульсара. Прямые измерения показывают, что по сравнению с периодом затмения поток излучения вырос в 1.4 ± 0.7 раза.

В спектре излучения источника, измеренном 13 июня во время второй части сеанса, когда рентгеновский поток увеличился в ~ 1.5 раза, найдены свидетельства присутствия особенности в поглощении на энергии $E_1 \simeq 27.3 \text{ кэВ}$. Эта особенность может быть связана с резонансным рассеянием излучения пульсара на электронах в магнитном поле нейтронной звезды, другими словами, является линией циклотронного поглощения. В этом случае величина магнитного поля на поверхности нейтрон-

ной звезды

$$B \simeq 8.6 \times 10^{10} \left(\frac{E_1}{1 \text{ кэВ}} \right) \left(1 - \frac{2GM_2}{R_2 c^2} \right)^{-1/2} \text{ Гс} \simeq 3.6 \times 10^{12} \text{ Гс.}$$

Мы учли здесь гравитационное красное смещение нейтронной звезды, приняв ее радиус $R_2 \simeq 10$ км, а ее массу $M_2 \simeq 1.9M_\odot$ (ван Керквийк и др., 1995).

Глава 3

Наблюдение циклотронных линий в спектре источника 4U0115+634

3.1 Введение

Транзиентный рентгеновский источник 4U0115+634 был открыт спутником UHURU во время вспышки в январе 1971 г. (Форман и др., 1976). Значительно позже, во время гигантской вспышки 1978 г. (Коминский и др., 1978), были обнаружены пульсации его излучения с периодом 3.6 с, показавшие, что наблюдается быстровращающаяся аккрецирующая нейтронная звезда с сильным магнитным полем. Доплеровские смещения периода позволили измерить параметры двойной системы — ее орбитальный период $P_{\text{orb}} \simeq 24.3$ сут., эксцентриситет $e \simeq 0.34$ и проекцию большей полуоси орбиты $a_X \sin i \simeq 140$ св. сек. (Раппапорт и др., 1978), свойства же оптического компаньона — звезды V635 Cas — долгое время оставались неизвестными. Лишь недавно Унгер и др. (1998) показали, что эта звезда является сверхгигантом спектрального класса O9e. Многолетние наблюдения системы свидетельствуют, что вспышки рентгеновского излучения происходят приблизительно раз в три года и продолжаются несколько недель (Крисс и др., 1983; Цунеми, Китамото, 1988; Витлок и др., 1989; Тамура и др., 1992). Гигантские вспышки, во время которых рентгеновская светимость источника увеличивается в десятки и сотни раз, достигая уровня светимости Крабовидной туманности, случаются еще реже. Найденная Мендельсоном и Мазехом (1991) для ряда вспышек положительная корреляция между оптической и рентгеновской активностью источника (с запаздыванием рентгеновского события относительно оптического на несколько месяцев) указывает на то, что вспышки вызваны происходящим время от времени сбросом оболочки звездой V635 Cas, при этом аккреция начинается лишь после накопления в области захвата достаточного количества вещества, способного преодолеть центробежный барьер на границе магнитосферы нейтронной звезды (Неджюрюла и др., 1997).

Источник 4U0115+634 является ярким представителем группы “жестких” рентгеновских транзиентов, по своим свойствам сильно отличающихся от “мягких” транзиентов — рентгеновских новых. Его спектр излучения, как правило, хорошо опи-

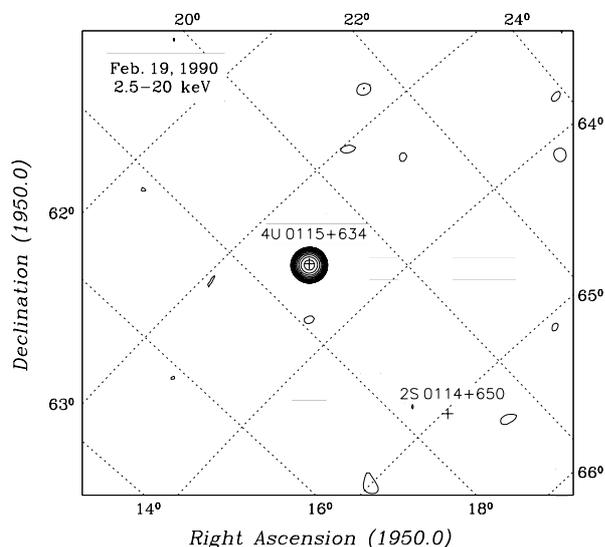


Рис. 3.1. Изображение области внутри поля зрения телескопа АРТ-П в диапазоне энергий 2.5-20 кэВ, полученное 19 февраля 1990 г. в ходе наблюдения транзиентного пульсара 4U0115+634. Контурами показаны области вероятного обнаружения источника на уровне достоверности 3, 4, 5, 6.5, ..., 180 стандартных отклонений (даны с логарифмическим шагом).

сывается степенным законом с показателем степени (фотонным индексом) $\alpha \sim 0.5$, который экспоненциально обрывается на энергиях выше 10-15 кэВ. Анализируя данные, полученные спутником HEAO-1, Витон и др. (1979) обнаружили в спектре пульсара линию поглощения вблизи ~ 20 кэВ. Дальнейшие наблюдения показали, что спектр источника имеет в действительности две особенности на $\simeq 11.5$ и $\simeq 23$ кэВ (Вайт и др., 1983; Нагазе и др., 1991). Эти особенности были интерпретированы как циклотронные линии поглощения в сильном магнитном поле, соответствующие фундаментальной частоте и ее второй гармонике. Недавно появилось сообщение (Хейндл и др., 1999) об обнаружении спутником RXTE и третьей гармоники с энергией ~ 33.6 кэВ. Иногда источник демонстрирует еще более необычные свойства. В частности, во время вспышки 1994 г. он был найден прибором HEXE орбитального модуля МИР-КВАНТ в аномально жестком состоянии, со спектром, оставшимся степенным вплоть до ~ 100 кэВ без каких-либо признаков завала на высоких энергиях (Боркус, 1998).

3.2 Наблюдения

Начало вспышки источника было зарегистрировано 5 февраля 1990 г. японским спутником "Ginga" (Макино, 1990). Вскоре после этого (18, 19 и 22 февраля) телескопом АРТ-П были проведены три сеанса наблюдений пульсара с полезной экспозицией 6420, 2070 и 6310 с, соответственно.

На рис.3.1 показано изображение поля вблизи источника 4U0115+634, полученное в ходе наблюдения 19 февраля. Несмотря на сравнительно небольшое время накопления данных (2070 с), источник был зарегистрирован на очень высоком уровне значимости ($\sim 210\sigma$), что свидетельствовало о его яркости. В поле зре-

ния телескопа во время этого и последующих сеансов наблюдений попадал источник 2S0114+650, расположенный в полутора градусах от пульсара 4U0115+634 и также как и он входящий в состав двойной системы с массивным оптическим компаньоном — Ве звездой LSI +65°010 (см. Кэнигсбергер и др., 1983; Ямаучи и др., 1990). Рентгеновское излучение этого источника телескопом АРТ-П зарегистрировано не было (3σ верхний предел на поток фотонов в диапазоне 3-20 кэВ по сумме трех сеансов был равен 18 мКраб).

3.3 Рентгеновская переменность

На рис.3.2 (верхняя панель) показана кривая блеска источника 4U0115+634 в диапазоне энергий 4-30 кэВ, полученная в ходе его наблюдений телескопом АРТ-П. Три группы точек соответствуют разным сеансам наблюдений, а каждая отдельная точка — измерению скорости счета прибора в течение одной экспозиции (длительностью от 45 с до 80 с). Результат измерения был скорректирован на вклад фоновой скорости счета и прочие приборные эффекты (пропускание коллиматора, просчеты из-за “мертвого” времени и т.д.). Из рисунка видно, что наряду с монотонным, хотя и довольно быстрым (в ~ 1.5 раза за 4 дня) падением интенсивности источника наблюдались достаточно сильные хаотические вариации потока его излучения

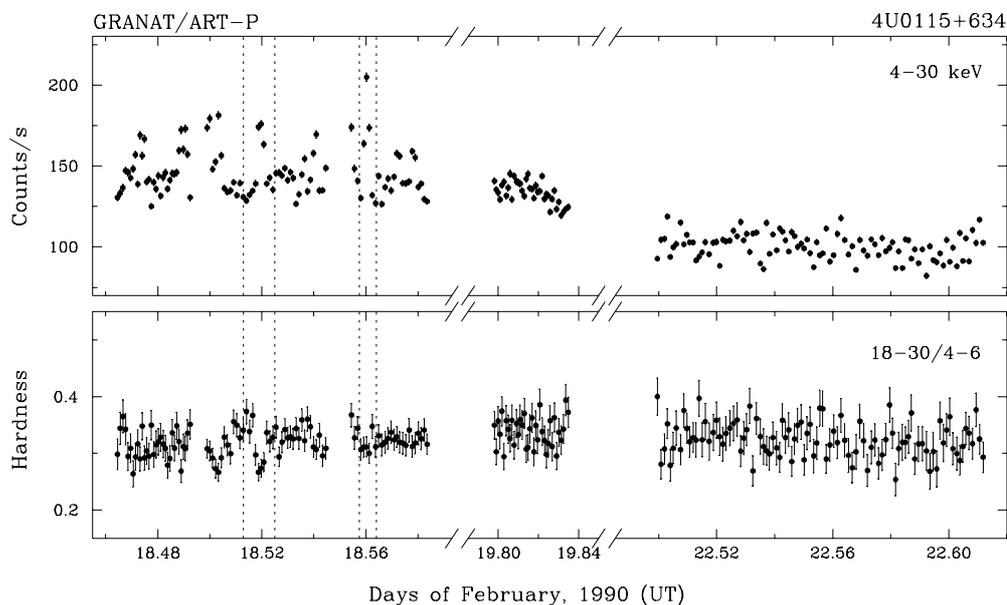


Рис. 3.2. Кривая блеска пульсара 4U0115+634, полученная с помощью телескопа АРТ-П во время вспышки в феврале 1990 г. в диапазоне энергий 4-30 кэВ, (верхняя панель) и соответствующее изменение “жесткости” излучения источника — отношение скоростей счета в жестком (18-30 кэВ) и мягком (4-6 кэВ) диапазонах (нижняя панель). Вертикальные пунктирные линии показывают временные интервалы, для которых на рис.3.3 приведены кривые блеска с лучшим разрешением. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

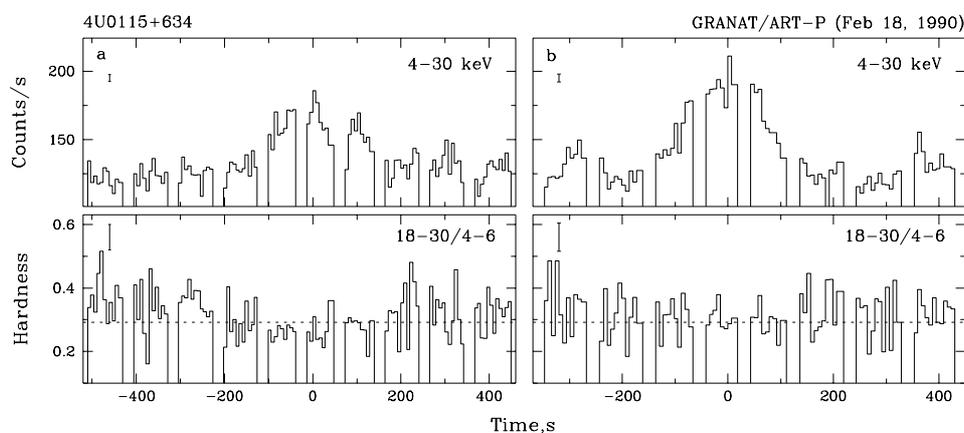


Рис. 3.3. Кривые блеска источника 4U0115+634 и кривые изменения “жесткости” его излучения, измеренные во время рентгеновских всплесков и приведенные с хорошим временным разрешением (рисунки *a* и *б* получены в интервалах, указанных на рис.3.2 пунктирными линиями; моменты времени “0” соответствуют UT 18.5195 и 18.5604 февраля).

с характерным временем несколько десятков или даже сотен секунд. В частности, 18 февраля было зарегистрировано несколько вспышек (всплесков) излучения длительностью 300-500 с, которые происходили раз в 1000-3000 с и во время которых поток от источника увеличивался на $\sim 20-30\%$. На рис.3.3 приведены профили двух таких всплесков с хорошим временным разрешением (размер временного бина был взят равным 7.2 с, чтобы по возможности убрать переменность, связанную с пульсациями). Интервалы времени, соответствующие этим всплескам, вблизи 18.5195 и 18.5604 UT указаны на рис.3.2 вертикальными пунктирными линиями. Отметим, что всплески рентгеновского излучения наблюдались и ранее у таких пульсаров, как SMC X-1, LMC X-4, Cen X-3 (см. предыдущую главу и ссылки там). Отметим также, что несмотря на сильные изменения в интенсивности источника усредненная по экспозициям “жесткость” его излучения оставалась практически неизменной в течение всей серии наблюдений. Это подтверждается нижней панелью рис.3.2, на которой приведено отношение скоростей счета в жестком (18-30 кэВ) и мягком (4-6 кэВ) диапазонах энергий телескопа ART-P. Исключение, быть может, составляли лишь отдельные короткие всплески, во время которых “жесткость” слегка уменьшалась (нижняя панель на рис.3.3). К выводу о приблизительном постоянстве “жесткости” рентгеновского излучения источника пришли ранее Витлок и др. (1989) на основе анализа десяти вспышек, наблюдавшихся в период с 1969 г. по 1987 г.

По данным монитора слежения за всем небом (ASM) на борту спутника GINGA максимум интенсивности излучения источника в диапазоне 1-20 кэВ во время обсуждаемой вспышки пришелся на 11 февраля (Тамура и др., 1992). Это означает, что наблюдения телескопом ART-P были выполнены уже на спаде рентгеновской кривой его блеска. Тем не менее источник оставался еще очень ярким. В табл.3.1 для каждого из трех сеансов наблюдений приведены результаты измерений потока его излучения (по отношению к потоку фотонов от Крабовидной туманности) и све-

Табл. 3.1. Поток фотонов и светимость источника 4U0115+634 во время февральской вспышки 1990 г. по данным телескопа АРТ-П.

Дата (UT)	Орбит. фаза ^а	Поток фотонов, мКраб			$L_X^б, 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$
		3-6 кэВ	6-18 кэВ	18-30 кэВ	3-30 кэВ
18.464-18.584	0.951	460 ± 8	873 ± 9	802 ± 41	3.04 ± 0.03
19.798-19.835	0.004	393 ± 8	763 ± 9	792 ± 38	2.67 ± 0.05
22.503-22.612	0.117	304 ± 4	628 ± 5	577 ± 22	2.15 ± 0.02

^а Согласно эфемеридам, приведенным в табл.1.2.

^б В предположении расстояния до источника $\simeq 3.5$ кпк.

тимости (в предположении расстояния до источника $\simeq 3.5$ кпк, см. Раппапорт и др., 1978).

3.4 Спектры излучения

Помимо характерных для большинства рентгеновских пульсаров свойств излучения, таких как степенной спектр в стандартном (2-10 кэВ) рентгеновском диапазоне, экспоненциальный завал на высоких энергиях, возможные эмиссионные линии железа, в спектре источника 4U0115+634 были обнаружены две особенности в поглощении на энергиях ~ 12 и ~ 23 кэВ, привлёкшие к нему особое внимание (Витон и др., 1979; Нагазе и др., 1991). Предполагается, что эти особенности могут возникать в результате резонансного циклотронного рассеяния рентгеновского излучения на электронах в магнитном поле нейтронной звезды. Для анализа спектральных данных, полученных телескопом АРТ-П, использовалась модель спектра 2.10, в которую была включены две линии поглощения с лоренцевым профилем. Линия с таким профилем может формироваться при рассеянии в оптически тонкой $\tau_i \leq 1$ и достаточно холодной $kT_e \ll E_i$ замагниченной плазме (см., например, Железняков, 1997). Межзвездное поглощение не учитывалось, поскольку в спектрах, измеренных телескопом АРТ-П, отсутствовало сколько-нибудь заметное искажение спектра источника, которое можно было бы связать с поглощением. В большинстве случаев не учитывалась и возможная (Нагазе и др., 1991) эмиссия в линиях железа в области 6.4–6.9 кэВ. Исключение составлял лишь спектр, полученный 19 февраля, в котором узкая линия 6.4 кэВ была зарегистрирована, хотя и не на очень высоком уровне значимости (см. ниже).

В табл.3.2 приведены результаты наилучшей аппроксимации спектров излучения источника, измеренных во время трех сеансов наблюдений. Видно, что фотонный индекс α и энергия E_c начала экспоненциального обрыва спектра слегка менялись от сеанса к сеансу, тогда как параметр E_f , характеризующий скорость обрыва, оставался практически неизменным. Все три измеренных спектра содержали, однако, особенности (локальные изломы и неровности), из-за которых простая модель, не учитывающая поглощение в циклотронных линиях, описывала их не вполне удовле-

Табл. 3.2. Параметры аппроксимации спектра излучения источника 4U0115+634 по данным телескопа АРТ-П.^а

Дата	I_0	α	E_c	E_f	$I_{6.4}^b$	CL^B	$\chi_N^2(N)^{\Gamma}$
18.02.90	0.305 ± 0.060	0.454 ± 0.118	7.19 ± 0.52	8.57 ± 0.64			1.74 (35)
19.02.90	0.208 ± 0.049	0.315 ± 0.148	6.54 ± 0.61	8.48 ± 0.81			1.95 (35)
22.02.90	0.282 ± 0.033	0.540 ± 0.064	9.85 ± 0.88	8.74 ± 0.81	2.89 ± 0.69	1	1.52 (32)
	0.164 ± 0.021	0.327 ± 0.078	7.20 ± 0.32	8.27 ± 0.39			2.26 (35)
	0.142 ± 0.019	0.242 ± 0.080	7.33 ± 0.37	8.80 ± 0.51			0.77 (31)

^а На основе модели, данной уравнением (2.10); I_0 – нормировка степенной компоненты ($\text{фот}\cdot\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{кэВ}^{-1}$), α – фотонный индекс, E_c и E_f (кэВ) – параметры экспоненциального обрыва; все ошибки на уровне 1σ .

^б Поток фотонов (10^{-2} фот·см⁻²с⁻¹) в линии флуоресценции железа (энергия и ширина линии полагались равными 6.4 кэВ и 0.1 кэВ, соответственно).

^в Присутствие в спектре линий циклотронного поглощения с параметрами:
 1 – $E_1 = 11.45 \pm 0.34$ кэВ, $\tau_1 = 0.28 \pm 0.12$, $W_1 = 1.5$ кэВ (первая гармоника);
 2 – $E_1 = 12.10 \pm 0.25$ кэВ, $\tau_1 = 0.25 \pm 0.04$, $W_1 = 1.5$ кэВ (первая гармоника);
 3 – $E_2 = 22.24 \pm 0.56$ кэВ, $\tau_2 = 0.51 \pm 0.13$, $W_2 = 2.0$ кэВ (вторая гармоника).

^г Значение χ^2 , нормированное на число степеней свободы N .

Табл. 3.3. Достоверность регистрации телескопом АРТ-П линий циклотронного поглощения в спектре излучения пульсара 4U0115+634.

Дата	Особенность в спектре	Уровень значимости ^а	σ^b
19.02.90	линия на первой гармонике ^в	2.2×10^{-4}	3.7
22.02.90	линия на первой гармонике	8.6×10^{-9}	5.8
	линия на второй гармонике ^г	1.2×10^{-4}	3.9
	линии на обеих гармониках	2.8×10^{-11}	6.7

^а Вероятность случайного улучшения величины χ_N^2 (см. табл.3.2).

^б В стандартных отклонениях нормального распределения.

^в Одновременно в модель включена линия железа 6.4 кэВ (табл.3.2).

^г Относительно модели с одной линией на первой гармонике.

творительно (см. значения χ_N^2 в таблице). Учет линий поглощения заметно улучшал аппроксимацию спектров, полученных 19 февраля и особенно 22 февраля. В первом случае была найдена только одна линия вблизи энергии ~ 11.5 кэВ, соответствующая первой циклотронной гармонике, во втором случае наблюдались линии поглощения как на первой ($E_1 \simeq 12.1$ кэВ), так и на второй ($E_2 \simeq 22.2$ кэВ) гармониках. Ширина линий поглощения полагалась фиксированной и равной $W_1 = 1.5$ кэВ и $W_2 = 2.0$ кэВ в случаях первой и второй гармоник, соответственно. Согласно проведенному анализу этот параметр можно было измерить по данным телескопа АРТ-П лишь с большой степенью неопределенности (в частности, для спектра, полученного 22 февраля, мы нашли, что $W_1 \simeq 1.46 \pm 1.08$ кэВ и $W_2 \simeq 4.4 \pm 3.5$ кэВ, где

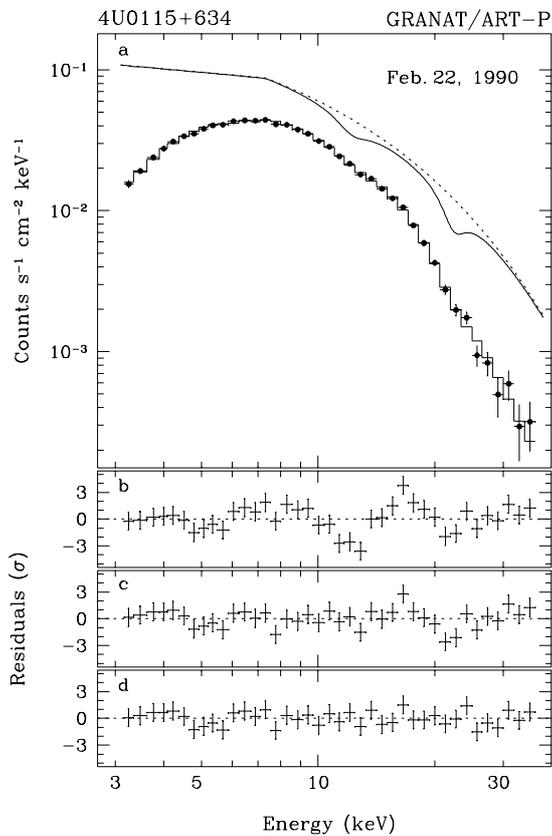


Рис. 3.4. Спектр излучения источника 4U0115+634 по данным телескопа АРТ-П, полученным 22 февраля 1990 г. (панель *a*). Точками показан измеренный (приборный) спектр, гистограммой — результат его наилучшей аппроксимации моделью (2.10) с учетом циклотронного поглощения на двух гармониках. Модельный (фотонный) спектр показан сплошной линией. Штриховая линия дает тот же спектр, но без линий поглощения. Панели (*б*), (*в*) и (*г*) рисунка приводят отклонения экспериментальных данных (выраженные в стандартных отклонениях) от результата наилучшей аппроксимации для трех моделей спектра — без учета циклотронного поглощения, с одной и с двумя линиями поглощения, соответственно.

ошибки даны на уровне 1σ).

Чтобы показать, насколько значимым является уменьшение величины χ_N^2 при добавлении в модель одной или двух линий поглощения, мы привели в табл.3.3 для каждого конкретного случая оценку вероятности того, что такое уменьшение χ_N^2 произошло случайно. Расчет вероятностей был произведен на основе $\Delta\chi^2$ статистики. Из таблицы видно, что по крайней мере 22 февраля линии циклотронного поглощения были зарегистрированы в спектре пульсара 4U0115+634 с очень высокой статистической достоверностью. Спектр излучения пульсара, наблюдавшийся в этот день, приведен на рис.3.4*a*. Точками показан приборный спектр (в отсч. $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{кэВ}^{-1}$), сплошной линией — соответствующий модельный спектр (в фот. $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{кэВ}^{-1}$), в котором учтено циклотронное поглощение на основной и второй гармониках. Для сравнения пунктирной линией показан модельный спектр с теми же параметрами, но без линий поглощения. Отклонения измеренного спектра от свернутых с матрицей отклика прибора модельных спектров приведены на рис.3.4*б, в, г* в порядке увеличения их сложности: без учета циклотронных линий, с одной линией и с двумя линиями.

При аппроксимации спектра излучения источника, наблюдавшегося 19 февраля, в модель потребовалось включить кроме циклотронной линии поглощения на ~ 11.5

кэВ еще и эмиссионную линию с гауссовым профилем и центральной энергией 6.39 ± 0.15 кэВ (табл.3.2). Такая линия в спектрах рентгеновских источников обычно появляется в результате флуоресценции слабоионизованного железа при отражении рентгеновского излучения от поверхности нормальной звезды, аккреционного диска или вещества, текущего по магнитосфере нейтронной звезды. Линия предполагалась спектрально узкой ($\sigma = 0.1$ кэВ, что находится за пределами разрешения телескопа АРТ-П), ее эквивалентная ширина была равна 282 ± 68 эВ. Во время сеансов наблюдений 18 и 22 февраля эта линия не была обнаружена и для ее эквивалентной ширины удалось получить лишь верхние пределы на уровне трех стандартных отклонений (3σ), равные 245 и 200 эВ, соответственно.

3.5 Фазированная спектроскопия

Чтобы более детально исследовать изменения в спектре источника, происходящие на масштабе одного периода пульсаций, мы провели фазированную спектроскопию его излучения. Данные третьего сеанса (представлявшие наибольший интерес из-за присутствия в спектре источника в это время сразу двух циклотронных линий поглощения) были разбиты на восемь частей, соответствующих восьми последовательным фазовым бинам. Такое разбиение, в три раза более грубое, чем использовавшееся при построении фазовых кривых на рис.1.6, было выбрано для улучшения статистики. Время прихода каждого фотона было скорректировано с учетом искажений, вносимых движением спутника ГРАНАТ и Земли вокруг Солнца и движением нейтронной звезды в двойной системе. Время накопления фотонного спектра для каждой группы данных составляло ~ 790 с.

Анализ фазированных спектров проводился по методике, уже применявшейся при исследовании усредненных по фазе спектров пульсара: для аппроксимации фотонного спектра использовалась модель (2.10) либо без циклотронных линий, либо с одной линией, либо с двумя линиями, причем на каждом этапе решение о необходимости использовать более сложную модель принималось на основе $\Delta\chi^2$ -критерия с 5%-м уровнем значимости. Иначе говоря, если вероятность того, что улучшение величины χ^2_N при переходе к более сложной модели произошло не случайно, превышала 95%, то использовалась именно эта (либо еще более сложная) модель. Результаты такого анализа показаны на рис.3.5 в виде графиков зависимости параметров спектра от фазы импульса. Отметим, что на протяжении всего периода пульсаций в спектре источника присутствует статистически значимый завал на высоких энергиях, в то время как линии поглощения появляются только при определенных значениях фаз. Энергии центров линий смещаются с изменением фазы, при этом отношение энергий второй и первой гармоник $H = E_2/E_1$ не сохраняется. Величина H имеет наименьшее значение $\simeq 1.65$ на подъеме главного пика в профиле импульса и достигает значений $H \simeq 1.85$ на его спаде и $H \simeq 2.05$ в начале второго пика. Усреднение по фазовым бинам, во время которых наблюдались обе линии, дало $H \simeq 1.79 \pm 0.08$. Отношение же энергий этих линий в среднем (по фазе) спектре излучения источника было равно 1.84 ± 0.06 (табл.3.2).

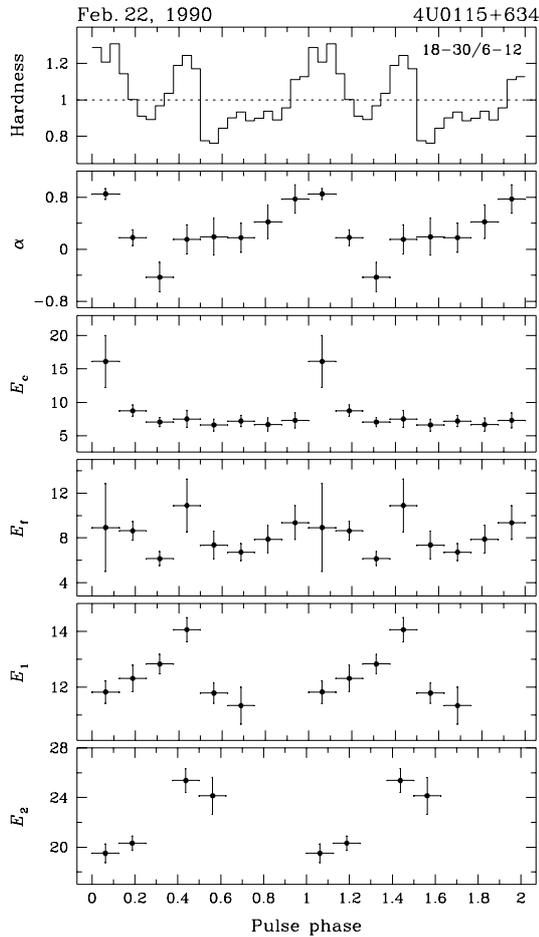


Рис. 3.5. Изменение спектральных параметров источника 4U0115+634 в зависимости от фазы импульса. Здесь α — фотонный индекс, E_c и E_l — параметры экспоненциального завала в спектре, E_1 и E_2 — центральные энергии линий циклотронного поглощения, соответствующих двум гармоникам. На верхней панели для сравнения приведена зависимость “жесткости” излучения источника от фазы импульса.

Из рис.3.5 видно, что фазовые изменения введенной ранее как отношение скоростей счета в диапазонах 18-30 и 6-12 кэВ “жесткости” излучения источника сильно коррелируют с появлением в его спектре линий циклотронного поглощения и с изменением их энергии. Вариации фотонного индекса α носят совершенно другой характер и, очевидно, должны влиять на жесткость спектра в более мягкой ($E \leq 6$ кэВ) области. В частности, из рисунка следует, что наклон спектра в мягком диапазоне становится положительным (т.е. плотность потока фотонов растет с энергией) вблизи максимума главного импульса.

3.6 Обсуждение

Выше уже упоминалось, что вспышки рентгеновского излучения источника 4U0115+634, во время которых он проявляет себя как рентгеновский пульсар, происходят приблизительно раз в 3 года. В полном соответствии с данным утверждением недавно (в марте 1999 г.) обсерваторией CGRO была зарегистрирована очередная вспышка источника (Вильсон и др., 1999). Все вспышки можно разбить на

две группы — сильные (гигантские) и слабые; последние, как правило, происходят лишь вблизи орбитальной фазы 0.55 (Витлок и др., 1989). Вспышка в феврале 1990 г., во время которой были проведены наблюдения этого источника телескопом АРТ-П, относилась к разряду очень сильных вспышек.

Анализ рентгеновской кривой блеска пульсара показал, что наряду с общим трендом интенсивности источника поток его излучения испытывал значительные вариации на масштабах времени от нескольких десятков до сотен и тысяч секунд. В частности, 18 февраля телескопом АРТ-П было зарегистрировано несколько коротких всплесков излучения длительностью 300-500 с. Усредненная по экспозициям жесткость излучения источника оставалась практически постоянной в течение всего ряда наблюдений.

В фотонном спектре источника, полученном телескопом АРТ-П, выявлены особенности в поглощении на энергиях $E_1 \simeq 12.1$ и $E_2 \sim 22.2$ кэВ, связанные, скорее всего, с резонансным рассеянием его излучения на первой и второй циклотронных гармониках. В этом случае величина магнитного поля на поверхности нейтронной звезды

$$B \simeq 8.6 \times 10^{10} \left(\frac{E_1}{1 \text{ кэВ}} \right) \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)^{-1/2} \text{ Гс} \simeq 1.3 \times 10^{12} \text{ Гс}.$$

Мы учли здесь гравитационное красное смещение нейтронной звезды, положив ее радиус $R = 12$ км и массу $M = 1.4 M_{\odot}$.

Отношение энергий циклотронных линий $H = E_2/E_1 \simeq 1.8$ отличалось от значения $H = 2$, предполагаемого гармоническим соотношением. Более того, это отношение заметно менялось вместе с энергией линий на масштабе одного периода пульсаций. Тамура и др. (1992) объясняют похожие результаты, полученные ими при исследовании источника 4U0115+634 с борта спутника GINGA, тем, что линии образуются в областях с разным магнитным полем, например, находящихся на разной высоте над поверхностью нейтронной звезды. В пользу такого объяснения говорит отличие почти в 2 раза в значениях оптической толщи, измеренной для первой и второй циклотронных гармоник по данным телескопа АРТ-П (табл.3.2). Однако, определенный вклад в этот результат могли бы дать эффекты двухфотонного рассеяния и излучения, которые, согласно Александру и Мезаросу (1991), способны увеличивать глубину второй и последующих гармоник в спектре источника по сравнению с глубиной основной гармоники. Отметим в заключение, что заметное отклонение от гармонического закона было найдено недавно и для третьей гармоники, обнаруженной в спектре излучения этого пульсара спутником RXTE (Хейндл и др., 1999).

Часть II

Рентгеновские Барстеры

Глава 4

Рентгеновские всплески, зарегистрированные телескопом АРТ-П

4.1 Введение

Довольно быстро после открытия рентгеновских всплесков в 1975 г. (Гриндлей и др., 1976; Белиан и др., 1976) было понято, что их источниками являются нейтронные звезды в маломассивных двойных системах (LMXB). Следующие факты свидетельствуют в пользу такого заключения: 1) измеренные чернотельные радиусы в течение всплесков соответствуют нейтронным звездам (Свэнк и др., 1977; Ван Парадайз, 1978); 2) оптическими компаньонами в транзитных барстерах Cen X-4 и Aql X-1 являются звезды поздних классов с низкой светимостью (Ван Парадайз, 1980; Кояма и др., 1981); 3) для барстера 1636-53 был найден орбитальный период ~ 3.8 ч (Педерсен и др., 1981). Также, практически сразу, Вусли и Таам (1976) и, независимо, Мараш и Кавальери (1977), основываясь на пионерских исследованиях Хансена и Ван Хорна (1975) по термоядерной неустойчивости в приповерхностных слоях аккрецирующей нейтронной звезды, предположили, что рентгеновские всплески обусловлены термоядерными вспышками на поверхности нейтронной звезды. Однако, после открытия Льюином (1976а) Быстрого Барстера, от которого регистрировалось около тысячи всплесков в день, стало ясно, что эти быстро повторяющиеся всплески не могут быть связаны с термоядерными вспышками; в противном случае должен наблюдаться очень высокий постоянный поток, обусловленный потерей гравитационной энергии, а этого не происходит (подробнее см. Льюин и др., 1976б). Решение этой проблемы было получено в 1977 г., когда Хоффман и др. (1978а) обнаружили, что Быстрый Барстер излучает два совершенно различных типа всплесков, которые ими были классифицированы как тип I и тип II. Авторы этой работы обратили внимание на то, что отношение усредненных по времени светимостей всплесков типа II и типа I составляет $\sim 10^2$; это привело к заключению, что тип I - рентгеновские всплески, связанные с термоядерными вспышками и на-

блюдавшиеся ранее от других источников, а тип II - быстро повторяющиеся всплески, связанные с аккреционной нестабильностью, т.е. энергия, выделяющаяся во время этих всплесков, обусловлена потерями гравитационной потенциальной энергии. Кроме того, существенно различается эволюция спектра в течение фазы спада: если для типа II спектр практически не меняется, то для типа I характерно значительное охлаждение.

Телескопом АРТ-II наблюдались всплески только типа I (Быстрый Барстер дважды - в сентябре 1990 г и октябре 1991 г - попадал в поле зрения телескопа, однако мы не обнаружили от него ни одного сколько-нибудь значимого всплеска), поэтому в дальнейшем, говоря о рентгеновских всплесках, мы будем подразумевать всплески типа I, общими характеристиками которых можно считать следующие: интервал между всплесками десятки минут—дни, нарастание всплеска $\sim 1-10$ с, фаза спада от секунд до минут, спектр во время всплеска хорошо описывается чернотельным излучением с температурой в максимуме $\sim 3 \times 10^7$ К, значительное “смягчение” спектра в течение фазы спада. Подробнейшее изложение свойств рентгеновских всплесков обоих типов, теоретических моделей, сравнение их с наблюдательными проявлениями можно найти в обзоре Льюина и др.(1993).

4.2 Методы анализа

Анализ, проводившийся при исследовании рентгеновских всплесков, можно разделить на несколько этапов: детектирование с определением значимости и длительности всплеска, локализация, вычисление среднего и максимального потоков при определенных предположениях о форме спектра.

Детектирование, длительность На рис.4.1 приведены две гистограммы разных сеансов наблюдения Галактического Центра. Стрелочками показаны рентгеновские всплески. Значимость максимума всплеска определялась в предположении пуассоновского распределения, а длительность всплеска — с момента нарастания скорости счета до того момента, когда она сравнивалась с довсплесковой.

Локализация. При построении изображений фотоны, зарегистрированные в течение всплеска, корректировались с учетом показаний звездного датчика и фоновой обстановки, после чего определялись координаты всплеска. Если они соответствовали координатам какого-нибудь известного источника и при этом значимость всплеска на изображении была не меньше 5 стандартных отклонений, то всплеск идентифицировался с этим источником. Вероятность появления на изображении случайного выброса соответствующего 5σ при использовании нашего метода построения изображений равна 5.0×10^{-7} . Кроме того, для некоторых событий мы строили сравнительное изображение того же участка неба за предшествующее всплеску время, равное длительности всплеска. На примере источника A1742-294 мы оценили время, необходимое для получения изображения значимостью 5σ в спокойном состоянии. Оно оказалось равным 126 с при среднем потоке от источника $0.055 \text{ фот}\cdot\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

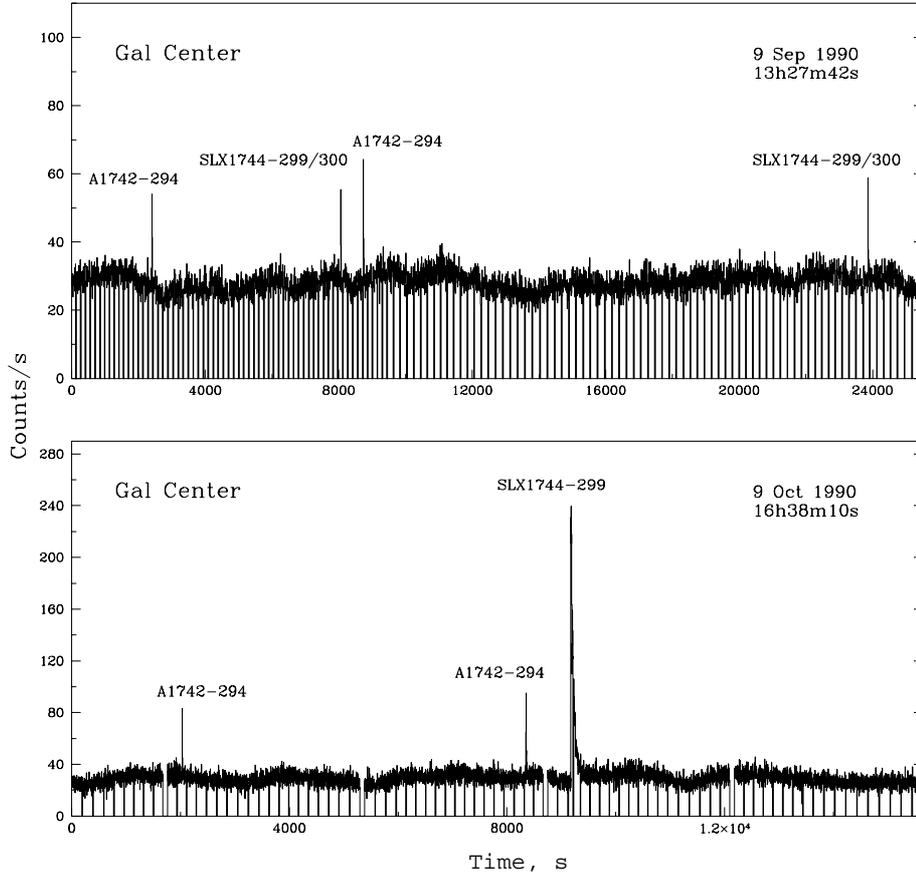


Рис. 4.1. Детектирование всплесков из области Галактического Центра в двух сеансах наблюдений (диапазон энергий 3-20 кэВ, временное разрешение 2 сек, фон не вычитался): а) 9 сентября 1990, первый и третий всплески от A1742-294, остальные три - от SLX1744-299/300; б) 9 октября 1990, первый и второй всплески от A1742-294, третий - чрезвычайно мощный всплеск от SLX1744-299. Момент 0 на горизонтальной оси соответствует времени, указанному на рисунке в UT.

Потоки. Еще в ранних работах Свэнк и др.(1977) и Хоффман и др.(1977) показали, что спектры рентгеновских всплесков хорошо описываются чернотельным излучением

$$S(E) = AE^3(\exp(E/kT_{bb}) - 1)^{-1}, \quad (4.1)$$

где E — энергия фотонов, T_{bb} — температура черного тела и A — нормировочная константа. Так как из-за особенностей третьего модуля телескопа детальный спектральный анализ в целом ряде случаев был невозможен, то при оценке потоков было принято, что спектры всплесков для всех источников являются чернотельными со средней температурой $kT_{bb} = 1.8$ кэВ (см. Льюин и др., 1993 и ссылки там); также был учтен эффект межзвездного поглощения (Морриссон и

Маккаммон, 1983). Кроме того, для каждого модуля телескопа АРТ-П, используя калибровочные наблюдения пульсара в Крабовидной туманности, была построена энергетическая матрица отклика, а также принята во внимание эффективность регистрации фотонов, обусловленная качанием спутника и коллиматором (если нам не удавалось определить точные координаты всплеска, эффективность коллиматора принималась равной 0.7). Для этого, в предположении постоянства фона на орбите, по нескольким пустым сеансам (т.е. сеансам, в которых не было ни одного сколько-нибудь значимого источника) была определена фоновая скорость счета в диапазоне энергий 3-20 кэВ: $(2.59 \pm 0.02) \times 10^{-2}$ фот·см⁻²с⁻¹ по первому, $(2.82 \pm 0.03) \times 10^{-2}$ фот·см⁻²с⁻¹ по третьему и $(2.32 \pm 0.05) \times 10^{-2}$ фот·см⁻²с⁻¹ по четвертому модулям. После этого, вычитая из полученной во время всплеска скорости счета фотонов постоянную предвсплесковую и принимая во внимание все вышеизложенное, определялась нормировочная константа A для каждого всплеска и вычислялся поток.

4.3 Результаты

Как уже отмечалось выше, источниками рентгеновских всплесков являются нейтронные звезды в маломассивных двойных системах. За 2.5 года наблюдений 35 таких объектов (ван Парадаиз, 1995) попало в поле зрения телескопа АРТ-П, из которых от 11 наблюдались рентгеновские всплески. Для каждого источника в табл.4.1 приведена суммарная длительность его наблюдений разными модулями телескопа АРТ-П, а также количество зарегистрированных всплесков от источника. В качестве примера (рис.4.2) показан обзор телескопом АРТ-П источников вблизи центра Галактики, где квадратики соответствуют полю зрения телескопа, причем чем темнее область, тем больше времени она наблюдалась.

Результаты наблюдений рентгеновских всплесков телескопом АРТ-П суммированы в табл.4.2. Во второй колонке указаны источники, с которыми нам удалось идентифицировать зарегистрированные всплески. К сожалению, в целом ряде случаев мы не смогли определить координаты всплеска (Гребенев и др., 2000). Помимо особенностей третьего модуля телескопа сыграло свою роль и то, что во время нескольких сеансов отказывал звездный датчик (такие всплески помечены ^б). Если в это время в поле зрения телескопа АРТ-П попадал какой-нибудь один известный барстер, то в табл.4.2 мы указывали его как наиболее вероятный источник всплеска, помечая ^а. Время T_0 , указанное в третьей колонке, соответствует моменту максимума всплеска в UT; в четвертой и пятой колонках приведены средние и максимальные, соответственно, потоки за время всплеска; в шестой — длительность всплеска; в седьмой колонке приведены значимости максимума каждого всплеска и в восьмой колонке указан номер модуля, зарегистрировавшего всплеск. При определении потоков от источников рентгеновских всплесков были приняты следующие значения поверхностной плотности водорода N_H : 3.5×10^{22} атом см⁻² для источника MX0836-42 (Маркерт и др., 1977), 5×10^{22} атом см⁻² для источника 4U1702-42 (Макишима

Табл. 4.1. Маломассивные двойные системы, наблюдавшиеся телескопом АРТ-П.

Источник	Время наблюдения, с		Кол-во всплесков	
	1 и 4 модули	3 модуль	1 и 4 модули	3 модуль
LMC X-2	0	49940	0	0
MX0836-42	0	208860	0	1
2S0918-549	0	22520	0	0
Cir X-1	7500	114900	0	0
A1524-617	0	41000	0	0
2S1543-624	0	23130	0	0
4U1630-472	0	53640	0	0
GX340+0	7760	53640	0	0
4U1702-42	25250	64550	1	2
GX349+2	5200	0	0	0
MX1715-321	0	74100	0	0
4U1724-307	0	141670	0	1
GX354-0	17290	14840	1	1
MXB1730-335	17290	14840	0	0
KS1731-26	111040	37180	1	1
SLX1732-304	81100	141130	1	0
KS1732-273	52120	30130	0	0
GRS1734-292	150400	578540	0	0
4U1735-44	0	18350	0	0
SLX1735-269	36051	0	0	0
GRS1741.9-2853	195730	633540	0	0
A1742-294	195730	633540	16	10
A1742-289	195730	633540	0	0
A1743-28	195730	633540	0	0
1E1743.1-2843	195730	633540	0	0
SLX1744-299/300	195730	633540	4	1
SLX1744-299	195730	633540	1	0
GX3+1	51100	0	1	0
GRS1747-312	49470	288720	0	0
GX5-1	28460	26040	0	0
GX17+2	4700	0	1	0
4U1820-30	0	64380	0	0
2A1822-37	0	88370	0	0
2U2130+47	56600	0	0	0
Cyg X-2	37460	28120	0	0

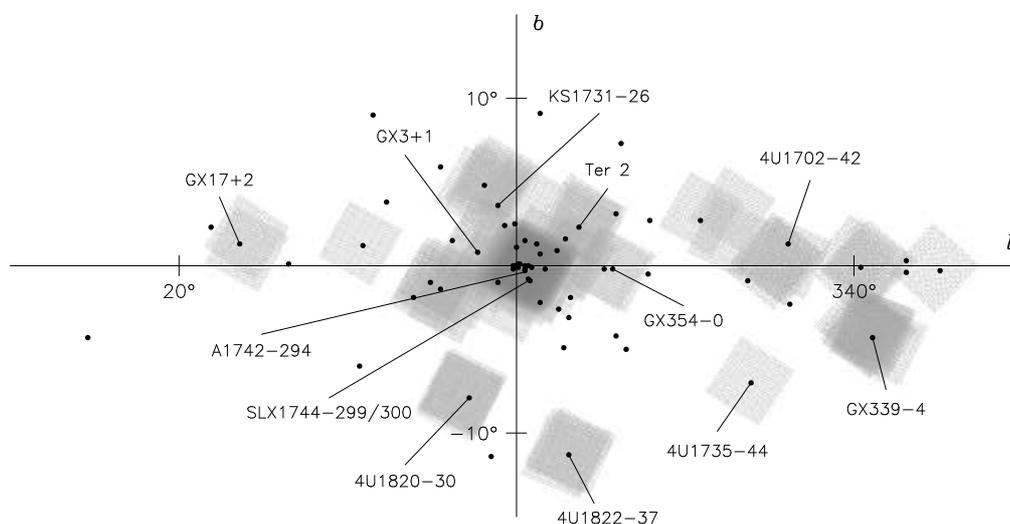


Рис. 4.2. Обзор телескопом АРТ-П источников в области Галактического Центра. Заштрихованные квадратики соответствуют полю зрения телескопа; каждый квадратик представляет индивидуальный сеанс наблюдения. Точками показаны источники рентгеновского излучения. Подписаны наиболее известные маломассивные двойные системы (ван Парадайс, 1995). l и b — галактические координаты.

и др., 1982), 1.8×10^{22} атом см^{-2} для источника 4U1724-307 (Пармар и др., 1989б), 3×10^{22} атом см^{-2} для источника GX354-0 (Иное и др., 1981), 2.2×10^{22} атом см^{-2} для источника KS1731-26 (Сюняев и др., 1990б), 1.8×10^{22} атом см^{-2} для источника SLX1732-304 (Джонстон и др., 1995), $\sim 6 \times 10^{22}$ атом см^{-2} для источников Галактического Центра (Павлинский и др., 1994), 3×10^{22} атом см^{-2} для источника GX3+1 (Иное и др., 1981) и 2×10^{22} атом см^{-2} для источника GX17+2 (Вайт и др., 1988). На рис.4.3 приведены временные истории рентгеновских всплесков в диапазоне энергий 3-20 кэВ с разрешением 1 сек. Время, указанное на этих рисунках, соответствует моменту максимума каждого всплеска T_0 (табл.4.2). Отметим, что скорости счета, показанные на рис.4.3, являются приборными без учета влияния коллиматора и вычитания фона. Ниже мы приводим краткие резюме для каждого идентифицированного источника рентгеновских всплесков.

MX0836-42. Этот рентгеновский барстер является северным компонентом пары транзиентных источников 0836-42/0834-43. Льюин и др.(1993), ссылаясь на наблюдения японского спутника GINGA, сообщают о детектировании 28 всплесков от источника MX0836-42 и определяют интервал между ними ~ 2 ч. Единственный всплеск, зарегистрированный от данного источника телескопом АРТ-П, попал на конец экспозиции (рис.4.3), поэтому мы не смогли точно определить длительность всплеска и значение среднего потока.

Табл. 4.2. Рентгеновские всплески, зарегистрированные телескопом АРТ-П в 1990-1992.

Дата	Источник	T_0 , UT	Поток, фот·см ⁻² ·с ⁻¹	Поток макс, фот·см ⁻² ·с ⁻¹	Длитель- ность,сек	Значи- мость	Модуль
20.03.90	A1742-294	18 ^h 05 ^m 00 ^s	0.379±0.052	0.902±0.092	26	17.5	1
	A1742-294	20 01 29	0.311±0.044	0.962±0.095	18	16.4	1
24.03.90	A1742-294	18 32 42	0.572±0.068	1.197±0.109	24	18.8	1
	A1742-294	21 42 00	0.461±0.059	0.822±0.086	17	12.0	1
27.03.90	4U1702-42	14 07 58	2.920±0.185	7.135±0.294	14	30.5	1
8.04.90	A1742-294	14 06 38	0.421±0.053	0.757±0.080	24	18.8	1
7.09.90	GX354-0	12 00 36	0.972±0.080	2.977±0.148	23	69.3	4
8.09.90	SLX1732-304	12 16 21	1.436±0.100	3.673±0.163	26	88.2	4
9.09.90	A1742-294	14 07 48	0.363±0.041	0.835±0.071	18	11.6	4
	SLX1744-299/300	15 42 10	0.339±0.039	0.627±0.058	19	12.2	4
	A1742-294	15 53 21	0.386±0.043	0.804±0.069	17	16.0	4
	SLX1744-299/300	20 05 21	0.529±0.053	0.940±0.076	16	13.8	4
10.09.90	SLX1744-299/300	00 52 25	0.270±0.033	0.657±0.061	15	17.2	4
29.09.90	A1742-294	13 32 38	0.164±0.018	0.279±0.026	30	8.5	4
5.10.90	A1742-294	15 31 44	0.208±0.030	0.294±0.039	32	12.0	4
	A1742-294	19 43 33	0.187±0.029	0.296±0.040	21	11.9	4
6.10.90	A1742-294	22 10 36	0.551±0.057	0.864±0.074	22	12.0	4
б 7.10.90	KS1731-26 ^a	14 48 34	0.459±0.052	0.886±0.077	13	33.8	4
9.10.90	A1742-294	17 20 52	0.334±0.038	0.652±0.060	11	13.3	4
	A1742-294	19 06 11	0.373±0.042	0.831±0.070	15	17.8	4
	SLX1744-299	19 19 58	0.720±0.064	2.742±0.138	170	86.3	4
10.10.90	A1742-294	14 35 48	0.369±0.041	0.608±0.058	12	15.3	4
	A1742-294	16 06 25	0.589±0.057	0.798±0.069	9	12.5	4
14.10.90	GX3+1	21 49 59	1.476±0.099	3.316±0.155	18	36.0	4
18.10.90	A1742-294	9 50 31	0.982±0.078	2.299±0.125	17	69.9	4
	SLX1744-299/300	11 07 49	0.583±0.056	1.211±0.088	21	17.1	4
23.10.90	GX17+2	11 20 58	0.149±0.012	0.574±0.039	~500	18.9	4
22.12.90	MX0836-42	13 23 43	0.641±0.098	0.888±0.123	8	13.1	3
22.02.91	Гал.центр	10 47 20	0.347±0.055	0.729±0.098	24	9.4	3
	A1742-294	14 07 59	0.987±0.119	2.055±0.189	13	33.6	3
	Гал.центр	15 24 40	0.415±0.065	0.862±0.112	23	11.1	3
	Гал.центр	17 12 50	1.338±0.148	2.220±0.200	7	26.0	3
23.02.91	Гал.центр	17 32 09	0.417±0.065	0.769±0.103	12	8.7	3
	SLX1744-299/300	21 35 50	0.391±0.063	0.930±0.119	15	9.1	3
	A1742-294	22 24 36	0.969±0.119	2.381±0.207	16	42.6	3
26.02.91	A1742-294	11 00 20	0.911±0.114	2.026±0.188	15	19.5	3
	Гал.центр	11 02 39	0.377±0.058	0.814±0.104	10	10.2	3
	Гал.центр	14 32 20	0.333±0.054	0.829±0.109	18	7.5	3
27.02.91	Гал.центр	15 38 48	0.284±0.047	0.737±0.101	12	6.4	3
	Гал.центр	18 39 30	0.298±0.049	0.779±0.104	12	8.4	3
	Гал.центр	19 11 31	0.295±0.049	0.760±0.103	12	8.4	3
	Гал.центр	21 25 52	0.293±0.048	0.693±0.096	20	10.0	3
14.03.91	Гал.центр	12 36 19	0.405±0.065	0.759±0.104	12	11.12	3
	Гал.центр	12 52 34	1.104±0.133	2.073±0.194	14	38.3	3
	Гал.центр	18 45 14	0.260±0.044	0.579±0.087	18	8.4	3

Табл.4.2. Продолжение

Дата	Источник	T_0 , UT	Поток, фот·см ⁻² ·с ⁻¹	Поток макс, фот·см ⁻² ·с ⁻¹	Длитель- ность,сек	Значи- мость	Модуль
22.03.91	Гал.центр	13 29 14	0.516±0.078	1.392±0.153	16	15.3	3
	Гал.центр	13 41 33	0.570±0.086	1.107±0.135	20	18.1	3
	Гал.центр	17 38 43	0.512±0.079	0.835±0.112	18	12.7	3
	Гал.центр	19 12 18	0.377±0.062	0.766±0.107	11	10.2	3
б27.03.90	Гал.центр	20 33 56	0.486±0.076	1.403±0.155	13	16.8	3
28.03.91	Гал.центр	18 40 40	0.694±0.096	1.212±0.139	21	10.5	3
1.04.91	A1742-294	13 39 44	0.507±0.077	1.090±0.131	28	16.4	3
	A1742-294	15 28 57	0.705±0.099	1.413±0.155	19	18.5	3
	Гал.центр	20 31 22	0.375±0.061	0.623±0.090	21	7.1	3
б	Гал.центр	22 40 05	0.763±0.104	1.393±0.153	23	23.3	3
8.04.91	A1742-294	13 16 25	0.654±0.091	1.601±0.164	22	13.0	3
б	Гал.центр	14 46 40	0.495±0.074	1.237±0.139	18	14.0	3
б	Гал.центр	16 08 33	0.317±0.052	1.039±0.126	18	11.3	3
б	Гал.центр	17 05 57	0.383±0.061	1.094±0.130	13	10.6	3
б	Гал.центр	18 35 38	0.475±0.070	1.066±0.126	26	14.7	3
30.08.91	Гал.центр	17 40 50	0.576±0.084	1.325±0.147	17	14.5	3
б2.09.91	4U1702-42 ^a	10 11 55	1.217±0.146	3.014±0.245	14	29.2	3
3.09.91	Гал.центр	19 01 40	0.497±0.074	0.739±0.099	10	7.0	3
	Гал.центр	19 51 58	1.544±0.161	3.294±0.249	12	22.2	3
б7.09.91	Гал.центр	17 32 46	0.359±0.058	0.822±0.109	13	8.6	3
б	Гал.центр	19 10 00	0.393±0.063	0.851±0.112	13	9.4	3
23.09.91	SLX1744-299/300	17 11 33	0.589±0.085	1.757±0.174	20	16.7	3
	Гал.центр	18 02 00	1.021±0.124	2.550±0.216	16	36.4	3
1.10.91	GX354-0	13 36 14	1.977±0.194	6.638±0.381	16	59.1	3
6.10.91	KS1731-26	12 59 10	2.293±0.220	5.443±0.352	16	36.6	3
15.10.91	Гал.центр	16 31 06	0.215±0.031	0.634±0.096	14	9.9	3
	A1742-294	19 59 08	0.626±0.095	1.710±0.178	14	17.9	3
б	Гал.центр	22 10 38	0.475±0.077	1.593±0.170	15	18.8	3
б16.10.91	Гал.центр	00 08 57	0.324±0.054	0.766±0.110	17	12.5	3
б	Гал.центр	00 18 35	0.295±0.049	0.746±0.108	16	11.2	3
17.10.91	Гал.центр	16 04 53	0.771±0.100	1.681±0.167	16	21.5	3
18.10.91	A1742-294	11 44 04	0.592±0.086	1.321±0.147	15	24.6	3
	Гал.центр	14 49 01	0.699±0.106	0.948±0.132	5	7.6	3
	Гал.центр	19 53 01	0.519±0.079	1.768±0.177	20	20.5	3
19.10.91	Гал.центр	12 15 38	0.379±0.060	1.174±0.136	26	15.0	3
	Гал.центр	12 21 41	0.583±0.091	1.039±0.140	12	8.1	3
	Гал.центр	14 21 49	0.508±0.076	1.093±0.130	13	13.1	3
	Гал.центр	16 20 09	0.716±0.097	1.574±0.162	12	16.6	3
	Гал.центр	17 17 14	0.457±0.070	1.244±0.141	15	14.9	3
	Гал.центр	18 48 33	0.617±0.088	1.423±0.154	14	16.5	3
	Гал.центр	22 06 11	0.643±0.091	1.249±0.142	12	16.4	3
20.10.91	Гал.центр	00 05 15	0.705±0.107	1.159±0.152	7	8.5	3
	Гал.центр	00 22 39	0.604±0.088	1.156±0.136	11	14.7	3
	Гал.центр	00 26 41	1.523±0.161	3.851±0.273	27	49.2	3
14.02.92	4U1702-42 ^a	20 41 57	0.401±0.067	0.890±0.119	15	13.2	3
15.02.92	4U1702-42 ^a	20 45 49	0.370±0.060	1.268±0.168	23	12.5	3
17.02.92	4U1724-307	19 11 06	1.896±0.199	4.489±0.320	80	97.5	3

Табл.4.2. Окончание

Дата	Источник	T_0 , UT	Поток, фот·см ⁻² с ⁻¹	Поток макс, фот·см ⁻² с ⁻¹	Длитель- ность,сек	Значи- мость	Модуль
21.02.92	A1742-294	12 52 53	0.755±0.103	2.453±0.213	21	39.9	3
	Гал.центр	15 12 00	0.518±0.081	0.880±0.117	6	6.1	3
	Гал.центр	20 04 11	0.496±0.078	0.967±0.124	15	16.5	3
22.02.92	Гал.центр	20 06 19	0.550±0.084	1.558±0.165	18	21.6	3
	Гал.центр	21 37 45	0.473±0.075	1.679±0.173	4	13.0	3
29.02.92	Гал.центр	17 55 20	0.368±0.062	1.117±0.148	18	7.0	3
2.03.92	Гал.центр	1 06 31	0.594±0.093	1.077±0.145	7	8.8	3
	A1742-294	1 43 22	0.929±0.120	2.322±0.207	15	29.8	3
4.03.92	Гал.центр	20 05 48	0.547±0.087	0.990±0.136	10	9.5	3
	Гал.центр	21 11 18	0.455±0.071	1.105±0.133	18	12.8	3
17.03.92	Гал.центр	12 28 40	0.987±0.122	2.516±0.215	14	24.5	3
	Гал.центр	15 52 00	0.700±0.099	1.429±0.157	9	17.5	3
3.04.92	Гал.центр	15 37 00	0.400±0.065	1.050±0.130	13	8.7	3
	Гал.центр	20 19 55	0.835±0.111	1.919±0.185	12	30.3	3
	Гал.центр	21 16 04	0.729±0.110	1.019±0.140	13	12.0	3
	Гал.центр	22 46 14	0.658±0.095	1.389±0.154	14	17.9	3
	Гал.центр	23 11 07	0.483±0.076	1.098±0.133	19	14.1	3
	Гал.центр	19 30 31	0.517±0.079	1.089±0.132	15	14.7	3
4.04.92	Гал.центр	17 20 20	0.629±0.092	1.391±0.154	13	19.5	3
7.04.92	Гал.центр	19 37 18	0.783±0.106	1.822±0.180	13	20.8	3

^а – наиболее вероятные источники всплеска (см. в тексте);

^б – сеансы, во время которых отказывал звездный датчик.

4U1702-42. Из области неба, содержащей этот источник и наблюдавшейся телескопом АРТ-П четыре раза, было зарегистрировано 3 всплеска приблизительно одинаковой длительности (~15 с) и профиля (см. табл.4.2 и рис.4.3). Однако лишь один из них удалось однозначно отождествить с источником 4U1702-42; во время всплеска 2 сентября 1991 г. отказал звездный датчик, а в третьем случае всплеск был слишком слаб для его локализации по третьему модулю. Заметим, что 4U1702-42 является единственным из известных барстеров, находившихся во время этих сеансов в поле зрения телескопа АРТ-П (другими источниками были ОАО1657-415, ОАО1653-40 и 4U1701-39), поэтому, скорее всего, наиболее вероятным источником всплесков, зарегистрированных 2 сентября 1991 г. и 14 февраля 1992 г. был источник 4U1702-42.

4U1724-307. Профиль единственного всплеска (рис.4.3), зарегистрированного от этого источника, находящегося в шаровом скоплении Терзан 2, имеет интересную особенность: сначала скорость счета резко (за ~1 с) возрастает в несколько раз и также быстро падает до предвсплескового значения, через несколько секунд после этого вновь начинается быстрое нарастание интенсивности до максимума и затем длительный спад. Подобная форма профиля рентгеновского всплеска, характерная для так называемых “быстрых транзиентов с прекурсорами” (Хоффман и др.,1978б), наблюдалась ранее Свэнком и др.(1977) у этого же источника, Таварой и др.(1984а) у барстера 1715-321 и Дотани и др.(1990) у источника 2127+119. Тавара и др.(1984а) предположил, что и прекурсор и основной всплеск являются ча-

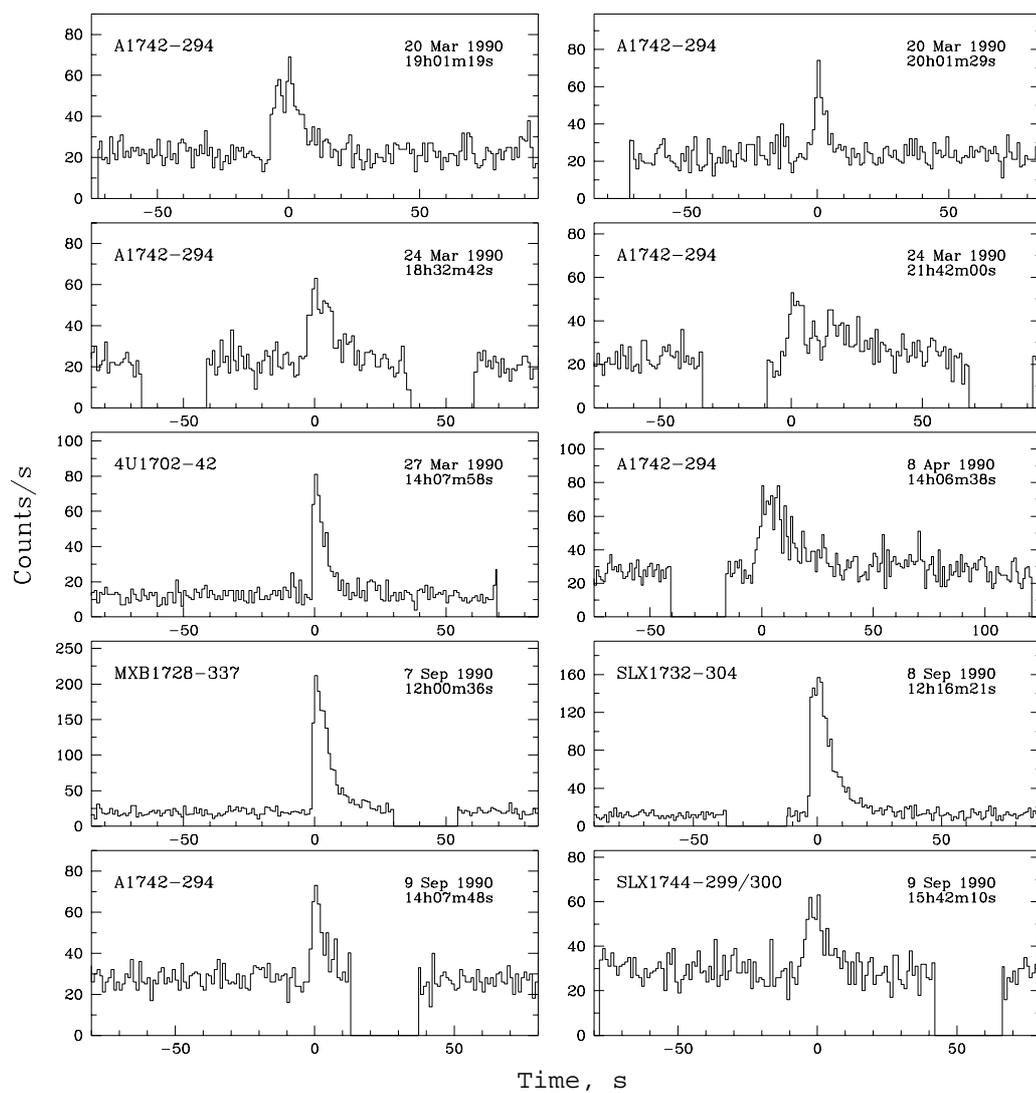


Рис. 4.3. Временные истории рентгеновских всплесков, зарегистрированных телескопом АРТ-П, в диапазоне 3-20 кэВ. Момент 0 на горизонтальной оси соответствует максимумам всплесков и временам, указанным на рисунках в UT. Фон не вычитался.

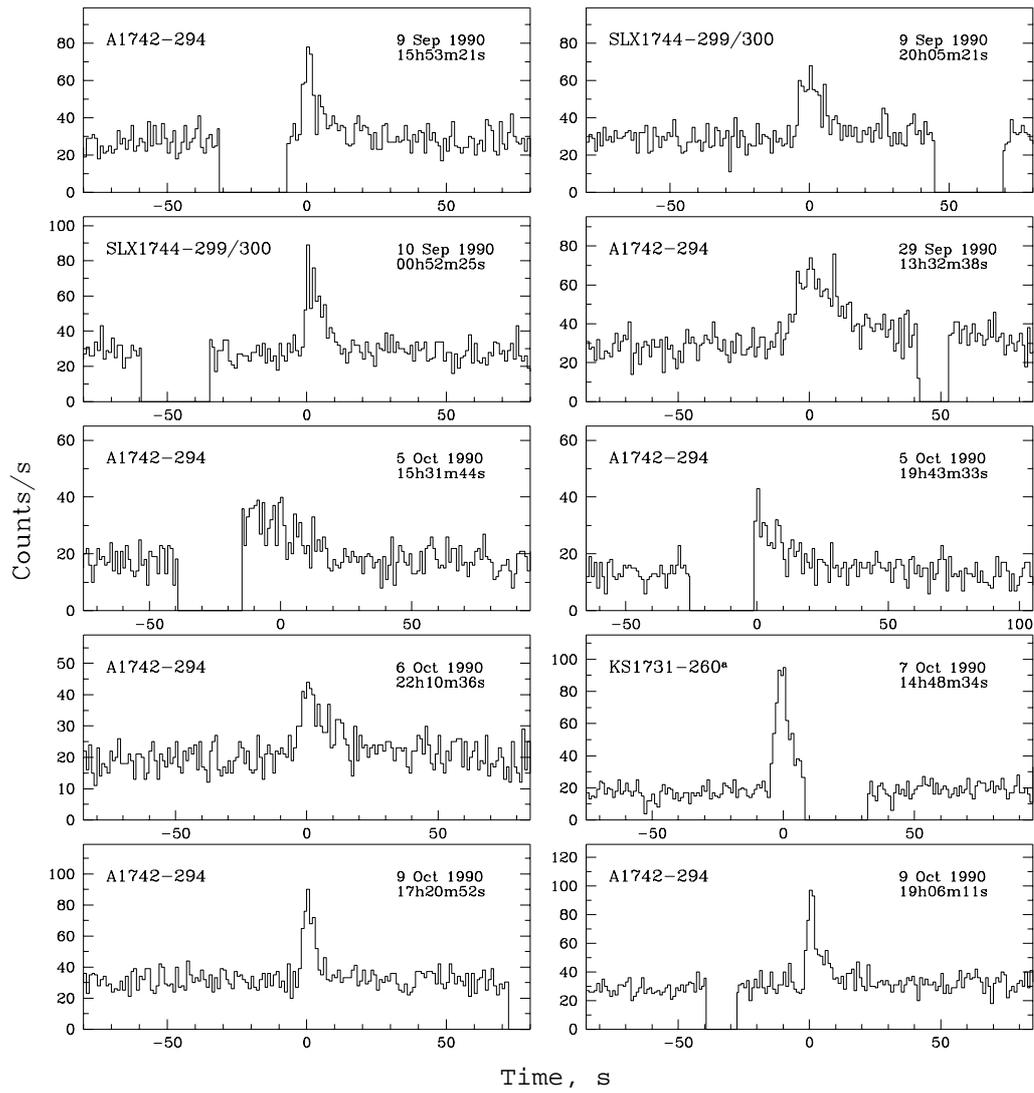


Рис.4.3. Продолжение

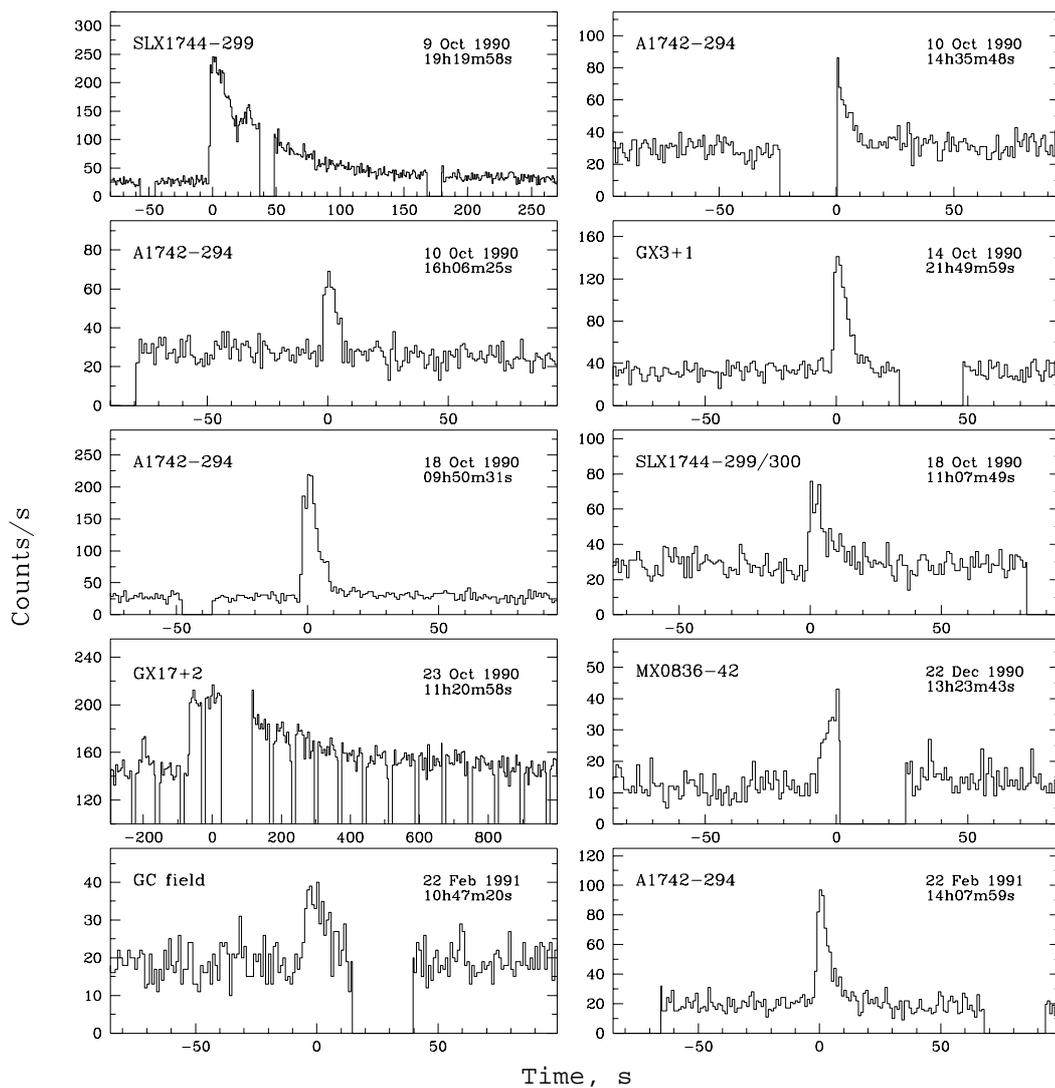


Рис.4.3 Продолжение

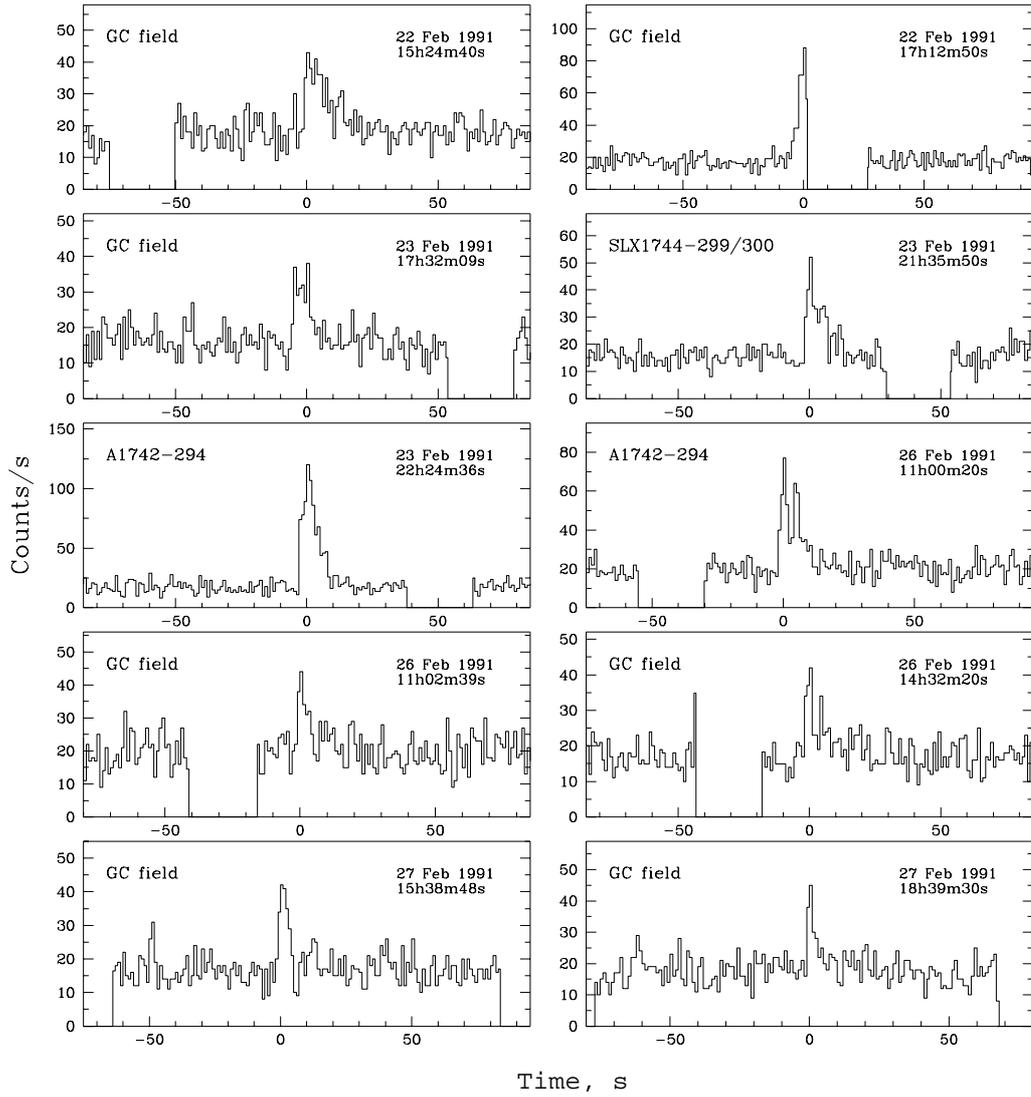


Рис.4.3 Продолжение

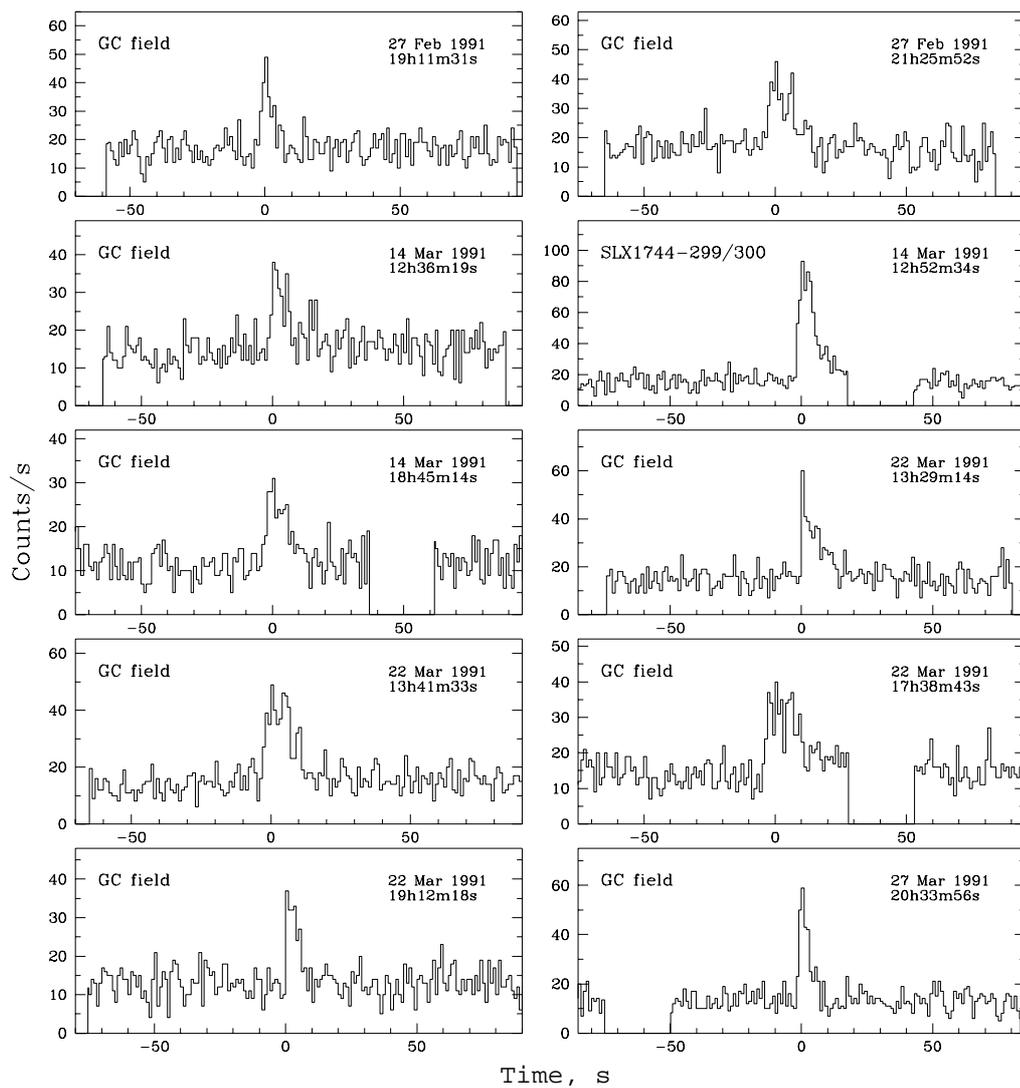


Рис.4.3 Продолжение

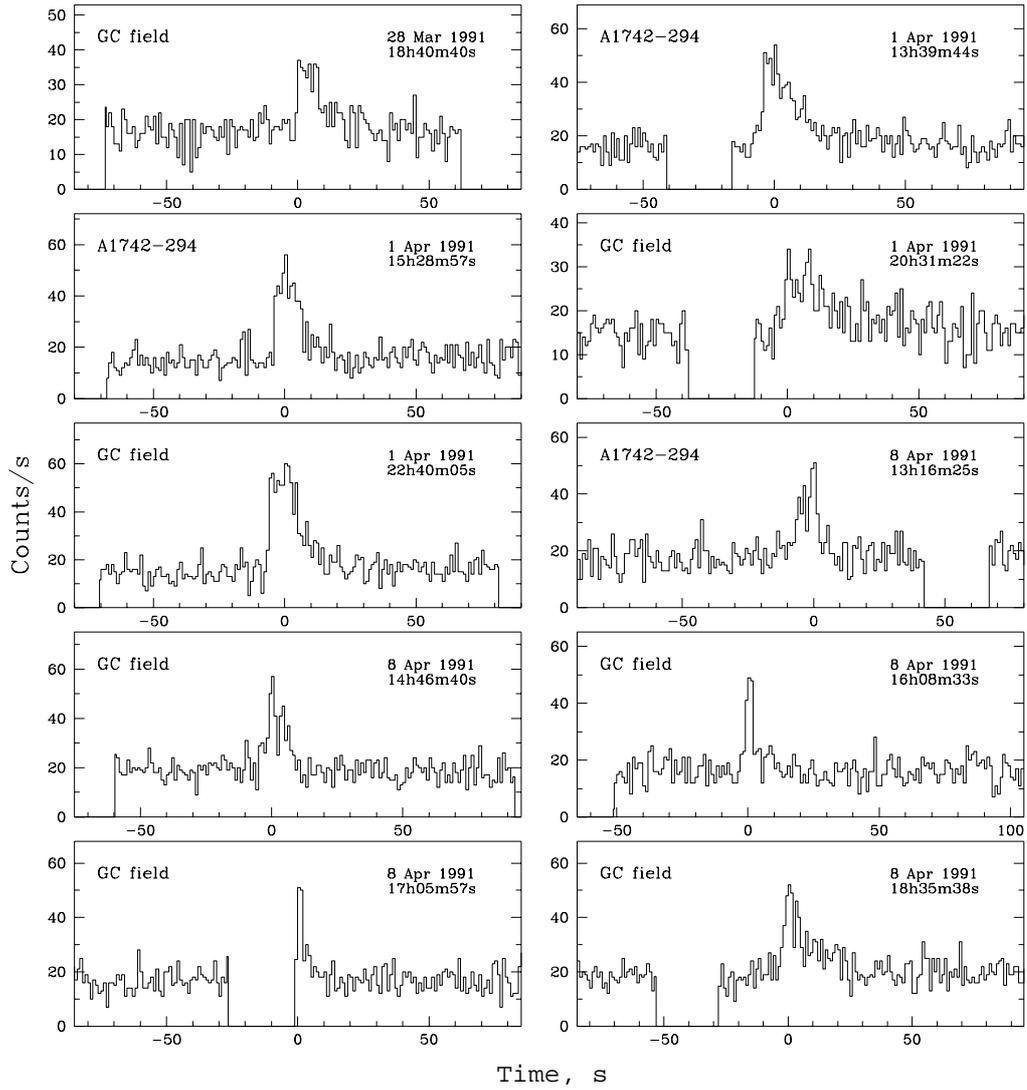


Рис.4.3 Продолжение

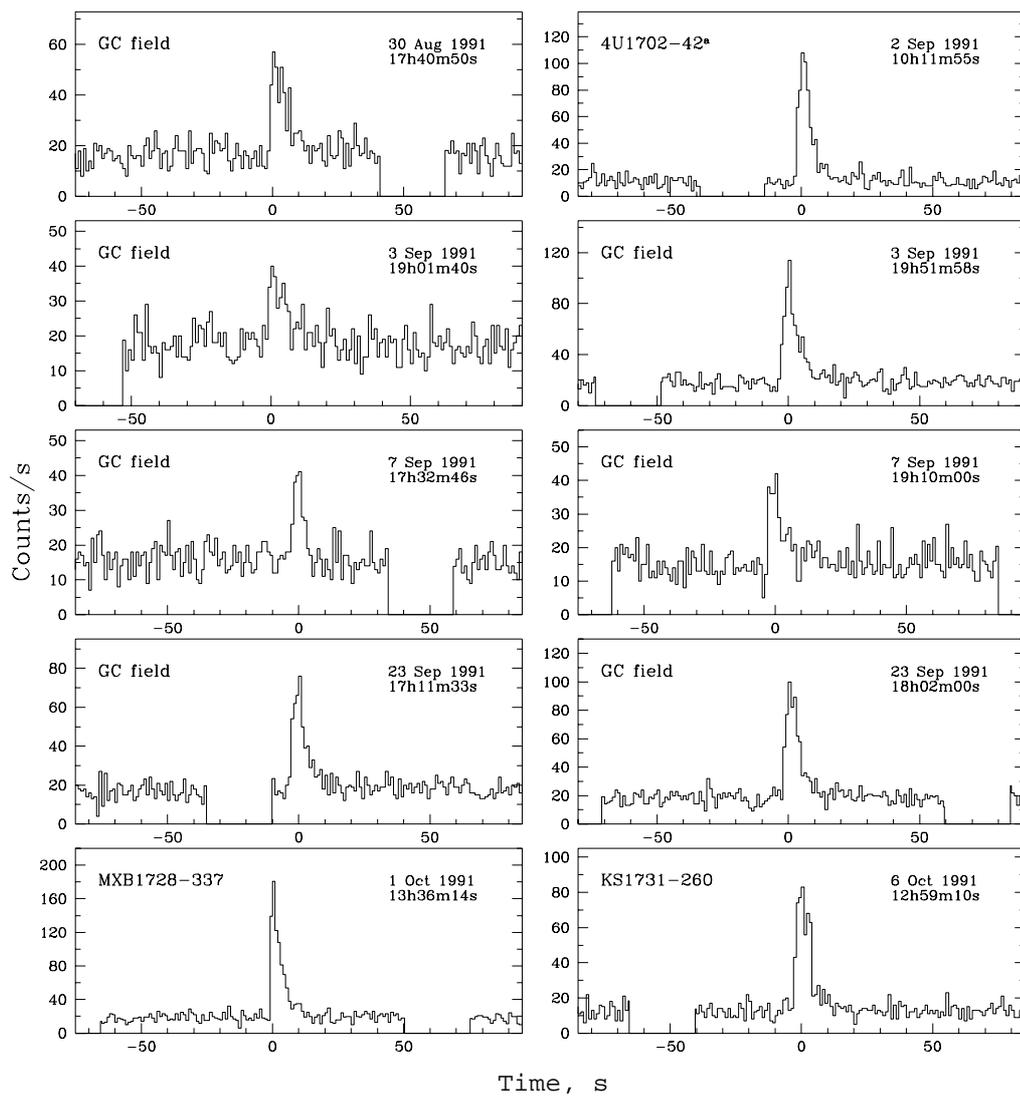


Рис.4.3 Продолжение

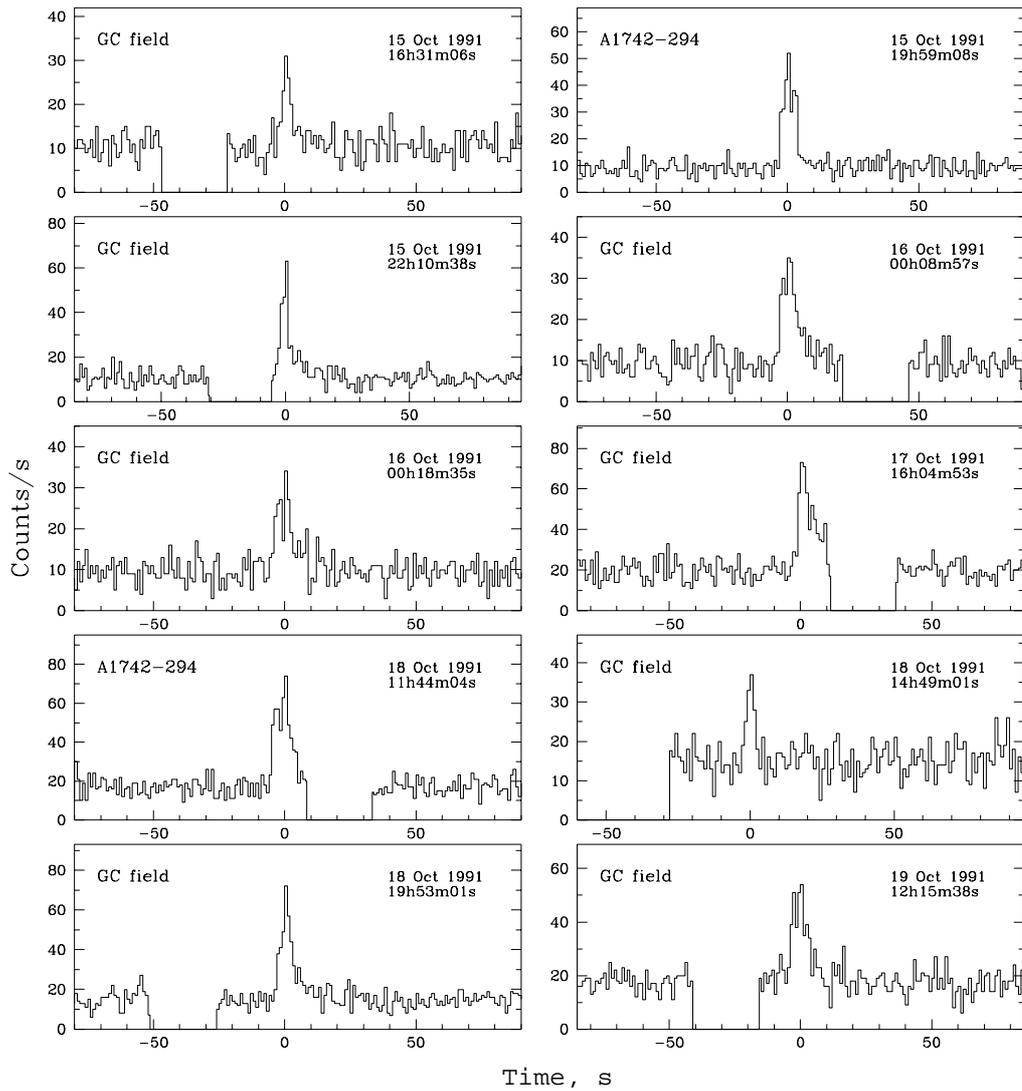


Рис.4.3 Продолжение

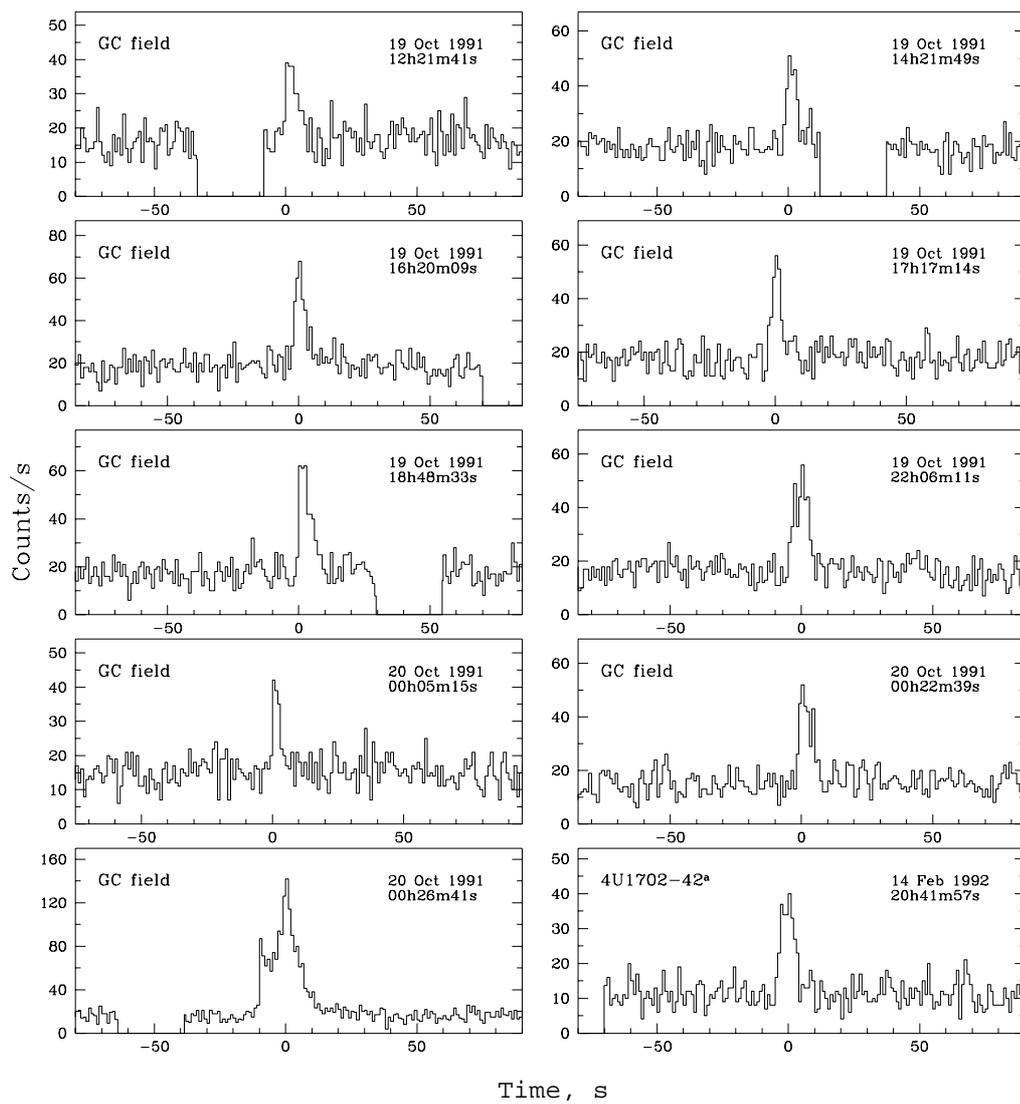


Рис.4.3 Продолжение

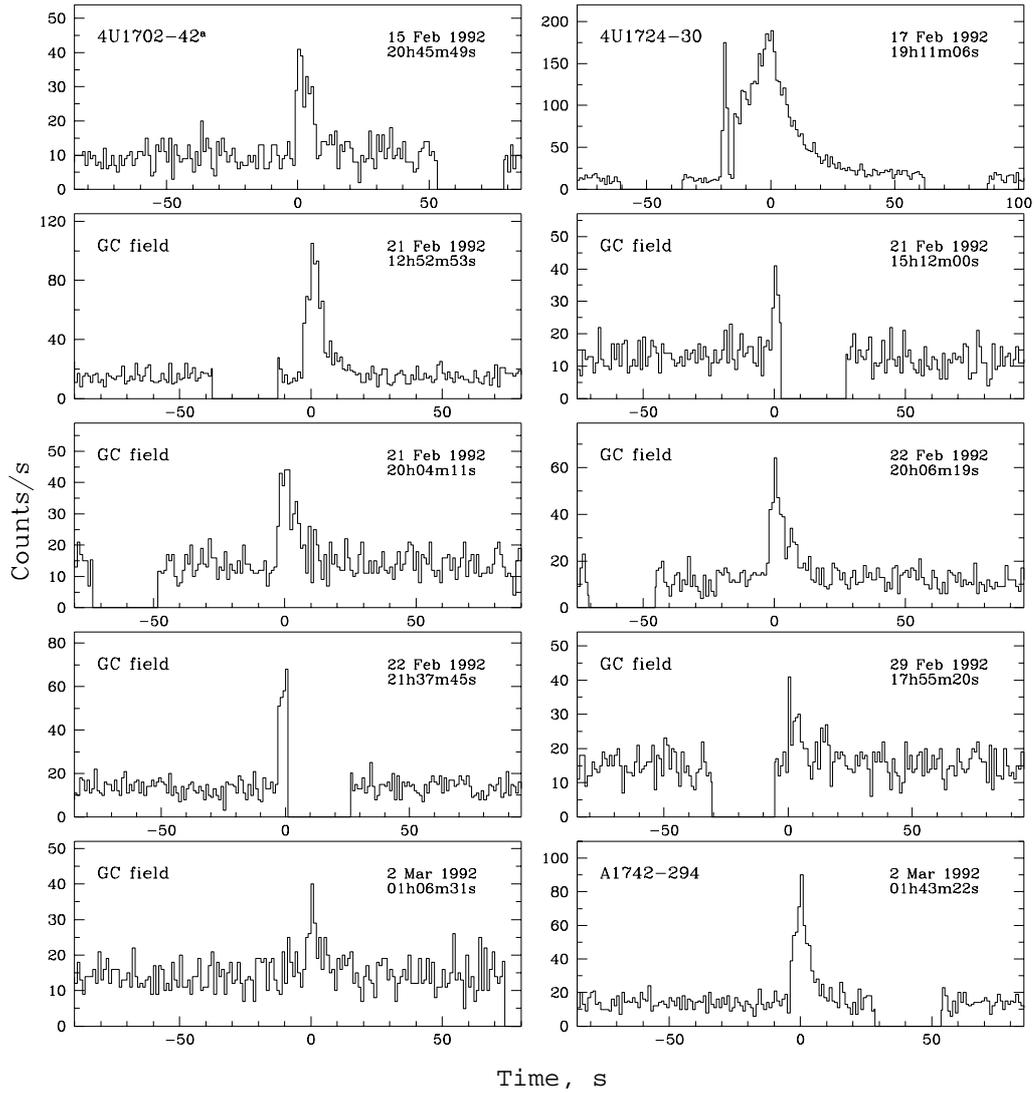


Рис.4.3 Продолжение

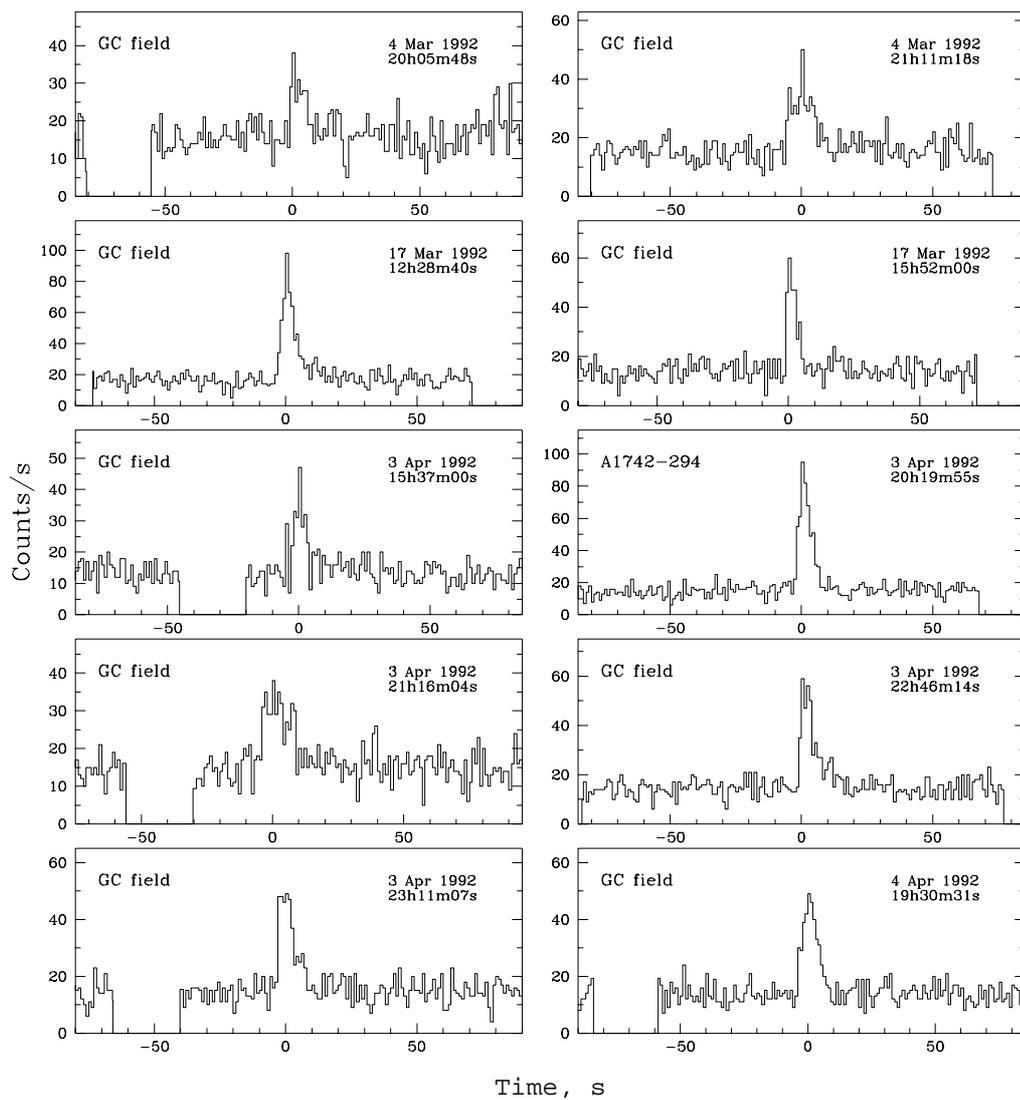


Рис.4.3 Продолжение

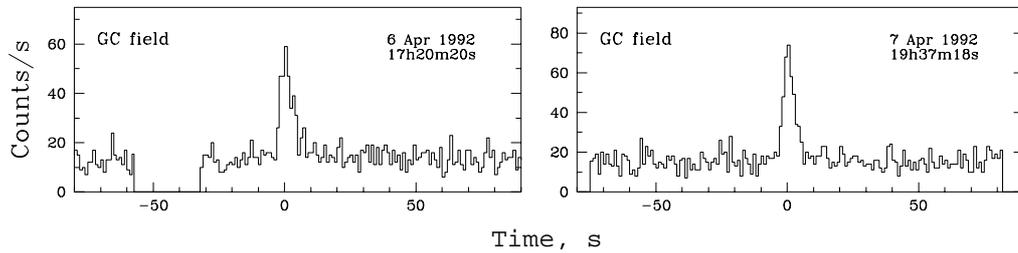


Рис.4.3 Окончание

стями одного очень мощного всплеска типа I, в течение которого светимость становится настолько высокой (превышая эддингтоновский предел), что фотосфера нейтронной звезды расширяется под давлением излучения. Соответствующим образом эффективная температура уменьшается при практически постоянной светимости, и окончание прекурсора свидетельствует о том, что радиус фотосферы стал настолько большим, а температура настолько малой, что прекратилось рентгеновское излучение. Оно снова постепенно появляется с началом сжатия фотосферы и увеличения температуры. В 1996 г. подобный всплеск от источника 4U1724-307 был зарегистрирован прибором PCA обсерватории RXTE. Благодаря большой эффективной площади прибора ($\sim 6000 \text{ см}^2$) и хорошему временному разрешению удалось детально проследить эволюцию болометрической светимости источника, эффективной температуры и чернотельного радиуса в течение всплеска и показать, что фотосфера нейтронной звезды при таком всплеске увеличивается почти в 10 раз, достигая скорости расширения более 100 км/с. При этом максимальная светимость в течение всплеска $L \simeq 3.7 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ близка к эддингтоновскому пределу для нейтронной звезды массы $1.4M_{\odot}$ в предположении горения гелия (Мольков и др., 2000а).

GX354-0. Два всплеска, зарегистрированные от этого источника, имеют практически одинаковый профиль: нарастание скорости счета до максимальной за ~ 1 сек и далее экспоненциальный спад до предвсплескового значения (в одном случае за ~ 20 с, в другом за ~ 15 с). Однако, согласно нашим оценкам, поток во втором случае был в ~ 2 раза больше (табл.4.2), при этом непосредственное измерение температуры во время всплеска 7 сентября 1990 г. показало, что она была несколько выше предполагаемой при оценке потока. Довольно подробное исследование 96 всплесков, детектированных от этого источника обсерваторией SAS-3, можно найти в работе Базинска и др.(1984).

KS1731-26. Всплески рентгеновского излучения от этого источника были открыты в 1989 г. Сюняевым и др.(1990б) с помощью телескопа ТТМ на модуле КВАНТ. В поле зрения телескопа АРТ-П барстер KS1731-26 попал 4 раза. За это время было зарегистрировано 2 всплеска. Во время сеанса 7 октября 1990 г. отказал звездный датчик, поэтому в табл.4.2 этот рентгеновский барстер указан как наиболее вероятный источник всплеска. Координаты же второго всплеска, наблюдавшегося 6 октября 1991 г., точно совпали с координатами источника KS1731-26.

SLX1732-304. Всплесковая активность этого рентгеновского барстера, обычно ассоциируемого с шаровым скоплением Терзан 1, является нерегулярной (см. Макишима и др., 1981, Пармар и др., 1989). Поэтому неудивительно, что за ~ 222230 с наблюдений был зарегистрирован всего один всплеск длительностью 26 с (табл.4.2). Он имеет профиль, характерный для всплесков типа I: резкое возрастание скорости счета за $\sim 1-2$ с и затем длительный спад в течение ~ 20 с. Более подробное исследование излучения этого источника в спокойном состоянии и во время всплеска будет дано в главе 6.

Галактический Центр. За время наблюдений этой части звездного неба телескопом АРТ-П в 1990-1992 гг (~ 830000 с) было зарегистрировано 100 рентгеновских всплесков. Льюин и др.(1976в) обнаружили, что источниками большинства детектированных ими всплесков из области Галактического Центра являются три источника: А1742-294, А1742-289 и А1743-28, причем от первых двух всплески регистрировались довольно регулярно. Анализируя данные телескопа АРТ-П, мы не обнаружили ни одного всплеска от источников А1742-289 и А1743-28 (конечно, в тех случаях, когда удавалось провести локализацию). В 26 случаях барстером, ответственным за рентгеновский всплеск, оказывался источник А1742-294. Вторым по количеству зарегистрированных всплесков из этой области неба является источник SLX1744-299/300. Подробное обсуждение источников вблизи центра Галактики будет дано в главе 5.

GX3+1. Макишима и др.(1983), впервые зарегистрировавшие рентгеновские всплески от этого источника, определили интервал между ними $\sim 5-8$ часов, причем было установлено, что рентгеновские всплески наблюдаются только в так называемом низком состоянии, когда его светимость находится на уровне $\sim 5 \times 10^{37}$ эрг s^{-1} . Источник GX3+1 четырежды попадал в поле зрения телескопа АРТ-П, но только в одном сеансе (14 октября 1990 г.) был обнаружен в низком состоянии и именно во время этого наблюдения от него и был зарегистрирован всплеск рентгеновского излучения. К сожалению, из-за небольшой длительности сеанса этот всплеск был единственным, что не позволило напрямую измерить рекуррентное время. Оценка, сделанная на основе соотношения между светимостями источника во время всплеска и до него, оказывается несколько меньше вышеприведенной, $\sim 10^4$ сек (Мольков и др., 1999). Средняя температура во время всплеска была ~ 2.4 кэВ, его профиль (рис.4.3) практически полностью идентичен ранее наблюдавшимся.

GX17+2. Всплески от этого источника, подобные зарегистрированному телескопом АРТ-П 23 октября 1990 г. (рис.4.3), ранее наблюдались Тавара и др.(1984б). Общими характеристиками для них являются: максимум потока лишь на $\sim 50\%$ превышает уровень предвсплескового, большая длительность всплеска (минуты), в фазе спада не наблюдается значительного “смягчения” спектра, характерного для всплесков типа I. Такие особенности источника GX17+2, возможно, следуют из того факта, что темп аккреции в этом источнике Z-типа (см. Хазингер и ван дер Клис, 1989) значительно выше, чем в остальных барстерах, которые относятся к источникам типа “атолл”.

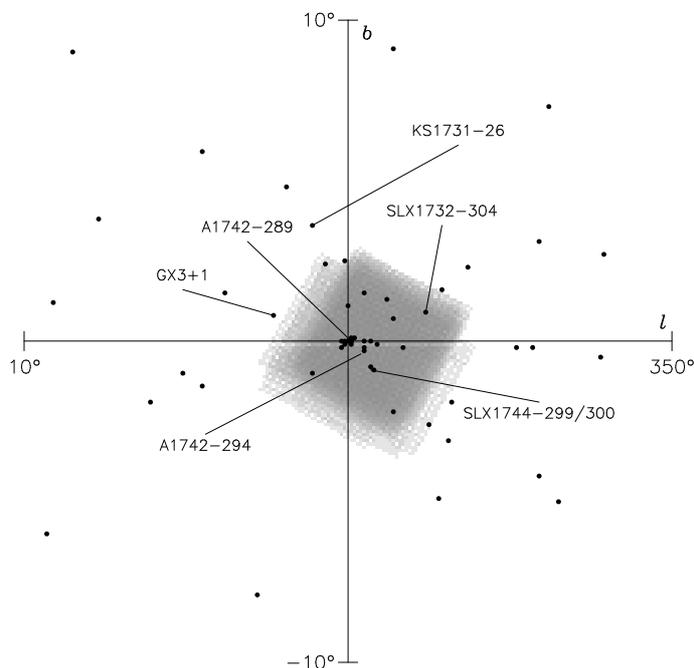


Рис. 4.4. Покрытие области Галактического Центра телескопом АРТ-П во время сеансов, в которых наблюдались нелокализованные всплески. Точками показаны источники рентгеновского излучения. l и b — галактические координаты.

Нелокализованные всплески. Как уже говорилось выше, среди рентгеновских всплесков, зарегистрированных телескопом АРТ-П, имеется ряд таких, которые мы не смогли локализовать. В основном это было связано с особенностями третьего модуля телескопа, хотя в ряде случаев оказывалось, что прибором регистрируются высокоэнергичные солнечные вспышки, фотоны от которых прошли сквозь стенки детектора (Лутовинов и др., 2000д). Как правило, все нелокализованные всплески регистрировались при наблюдении центра Галактики. Из-за того что при наблюдении этой области неба в поле зрения телескопа АРТ-П попадало, как правило, сразу несколько рентгеновских барстеров, в табл.4.2 и на рис.4.3 в качестве источника всплеска указан просто Галактический Центр. В качестве иллюстрации, на рис.4.4 (по аналогии с рис.4.2) показано покрытие этой области телескопом АРТ-П во время сеансов, в которых наблюдались нелокализованные всплески.

Глава 5

Рентгеновские барстеры A1742-294 и SLX1744-299/300 вблизи центра Галактики

5.1 Введение

Из-за высокой концентрации источников различной природы область Галактического Центра является одной из самых интересных и наблюдаемых в рентгеновских лучах. Несмотря на то что первые источники в этой области были открыты еще в 70-х годах (Льюин и др., 1976в, Проктор и др., 1978), подробная карта данного региона была впервые получена обсерваторией EINSTEIN в мягком рентгеновском диапазоне (≤ 4.5 кэВ). Эти наблюдения позволили обнаружить более десятка ранее неизвестных источников рентгеновского излучения, а также открыть протяженный диффузный источник (Ватсон и др., 1981; Герц и Гриндлей, 1984). В дальнейшем наблюдения центра Галактики в мягком рентгеновском диапазоне проводились обсерваториями ROSAT (Предел и Трюмпер, 1994), ASCA (Маеда и др., 1996) и Верро-SAX (Сидоли и др., 1999). В жестком диапазоне энергий (≥ 10 кэВ) эта область фрагментарно наблюдалась телескопом XRT с борта обсерватории Spacelab-2 (Скиннер и др., 1987) и приборами миссии Spartan-1 (Каваи и др., 1988). Более детальное изучение жесткого рентгеновского излучения из центра Галактики проводилось телескопом ТТМ с борта модуля КВАНТ (Сюняев и др., 1991) и особенно телескопами АРТ-П и СИГМА (в гамма-лучах) обсерватории ГРАНАТ (Павлинский и др., 1992, 1994).

Население Галактического Центра очень богато и разнообразно. Оно включает в себя источники постоянного излучения различной природы, транзиенты, миллисекундный пульсар SAX J1808.4-3658, пульсар-барстер GRO J1744-28, источники в шаровых скоплениях, барстеры. В данной главе представлены результаты наблюдений двух рентгеновских барстеров — A1742-294 и SLX1744-299/300, расположенных в $\sim 1^\circ$ окрестности Галактического Центра.

5.2 Наблюдения

Наблюдения центра Галактики обсерваторией ГРАНАТ проводились сериями дважды в год — весной и осенью (это было вызвано определенными ограничениями, накладываемыми на ориентацию спутника на орбите относительно Солнца). Таким образом, за 2.5 года работы телескопом АРТ-П было проведено 5 серий наблюдений Галактического Центра, при этом общее время наблюдения составило ~ 830000 сек (табл.4.1). Это позволило детально исследовать постоянное излучение источников в этой области, их спектр, переменность на различных масштабах времени, зарегистрировать более 100 всплесков рентгеновского излучения. Отметим, что во время двух первых серий наблюдений (весной и осенью 1990 г.) использовались первый и четвертый модули телескопа, последующие наблюдения были выполнены третьим модулем.

5.3 Постоянное излучение

A1742-294 является самым ярким источником рентгеновского излучения из находящихся вблизи (в радиусе $\sim 1^\circ$) Галактического Центра и ответственен за $\sim 1/3$ полного излучения из этой области. Источник SLX1744-299/300 впервые был обнаружен миссиями Spacelab-2 (Скиннер и др., 1987) и Spartan-1 (Каваи и др., 1988). При этом было установлено, что на самом деле он представляет собой пару источников, SLX1744-299 и SLX1744-300, последний из которых и является рентгеновским барстером. Угловое разрешение телескопа АРТ-П ($\sim 5'$) не позволяет разделить излучение от этих двух источников, угловое расстояние между которыми — $\sim 3'$, поэтому все результаты, приводимые ниже, относятся к их совокупности.

Как уже отмечалось выше, A1742-294 и SLX1744-299/300 являются источниками постоянного рентгеновского излучения и наблюдались телескопом АРТ-П всякий раз, когда попадали в его поле зрения. Поток, регистрируемый от первого из них в диапазоне энергий 3-20 кэВ, был на уровне 30-50 мКраб во время серий наблюдений в 1990 г. и слегка уменьшился до 20-30 мКраб весной 1992 г. Второй источник был несколько слабее, — поток рентгеновского излучения, регистрируемый от него в том же диапазоне энергий, составил 13–30 мКраб. При этом форма спектров обоих барстеров, хорошо описываемых моделью тормозного излучения, оставалась практически неизменной. Температура kT_{br} этой модели, полученная при аппроксимации спектров источников в отдельных сеансах наблюдений, менялась в пределах 6.4–10.5 кэВ для A1742-294 и 4.7–9.2 кэВ для SLX1744-299/300 (Лутовинов и др., 2000е). При этом было учтено, что в мягкой области спектры искажаются сильным поглощением излучения межзвездным веществом, характеризующимся поверхностной плотностью атомов водорода на луче зрения $N_{\text{H}} \simeq 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

На рис.5.1 показаны типичные спектры постоянного излучения источников A1742-294 и SLX1744-299/300, измеренные телескопом АРТ-П 9 сентября 1990 г. Точками показаны приборные спектры (в отсч. $\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$), сплошными линиями — соответствующие модельные спектры (в фот. $\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$); в нижнем

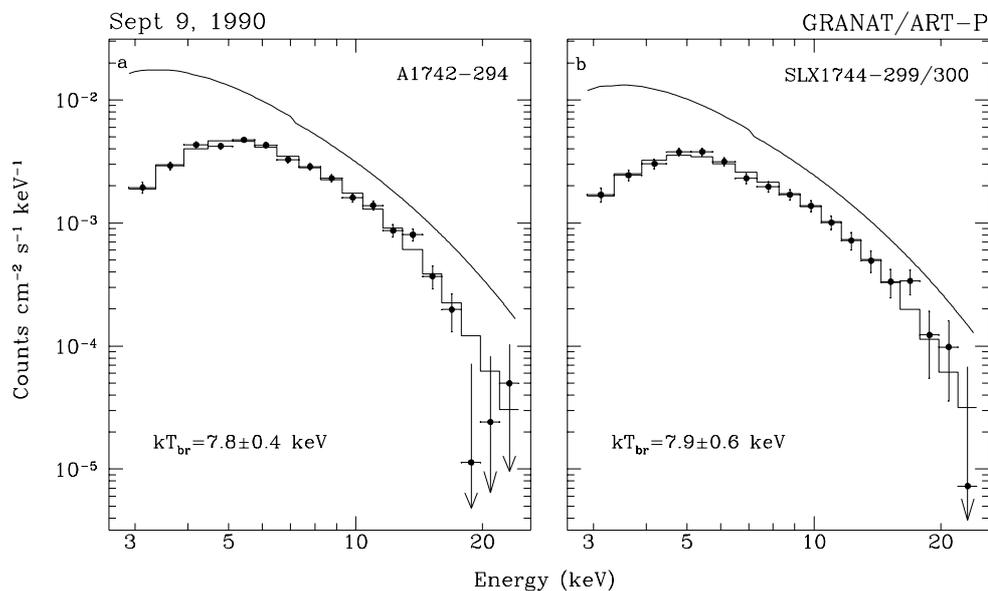


Рис. 5.1. Спектры излучения источников A1742-294 (левая панель) и SLX1744-299/300 (правая панель) по данным телескопа АРТ-П, полученным 9 сентября 1990 г. Точками показан измеренный (приборный) спектр, гистограммами — результаты их наилучшей аппроксимации моделью тормозного излучения. Модельные (фотонные) спектры показаны сплошными линиями.

в левом углу приведены параметры наилучшей аппроксимации спектров моделью тормозного излучения.

5.4 Рентгеновские всплески

26 рентгеновских всплесков с типичной длительностью ~ 15 сек были идентифицированы с барстером A1742-294 (табл.4.2), причем в нескольких сеансах наблюдалось сразу по два таких события подряд. Это позволило напрямую измерить средний интервал между всплесками. Полученное значение, ~ 2.4 ч, оказалось в несколько раз меньше, чем сообщалось ранее Льюином и др.(1976в). Средний интервал между всплесками от второго по количеству зарегистрированных событий источника SLX1744-299/300, измеренный во время сеанса 9 сентября 1990 г., когда от него было зарегистрировано три всплеска, оказался несколько больше, ~ 4.6 ч. С другой стороны, характерное время между всплесками t_r можно оценить, зная светимость источника в спокойном состоянии и во время всплеска $t_r \simeq k\Delta t L_b / L_p$, где L_p — постоянная светимость, L_b — средняя светимость в течение всплеска, Δt — длительность всплеска, $k \sim 100$ — коэффициент, показывающий во сколько раз энерговыделение при аккреции больше, чем при термоядерном горении гелия. Полученные значения, ~ 3.4 ч для A1742-294 и ~ 3.8 ч для SLX1744-299/300, неплохо согласуются с непосредственными измерениями.

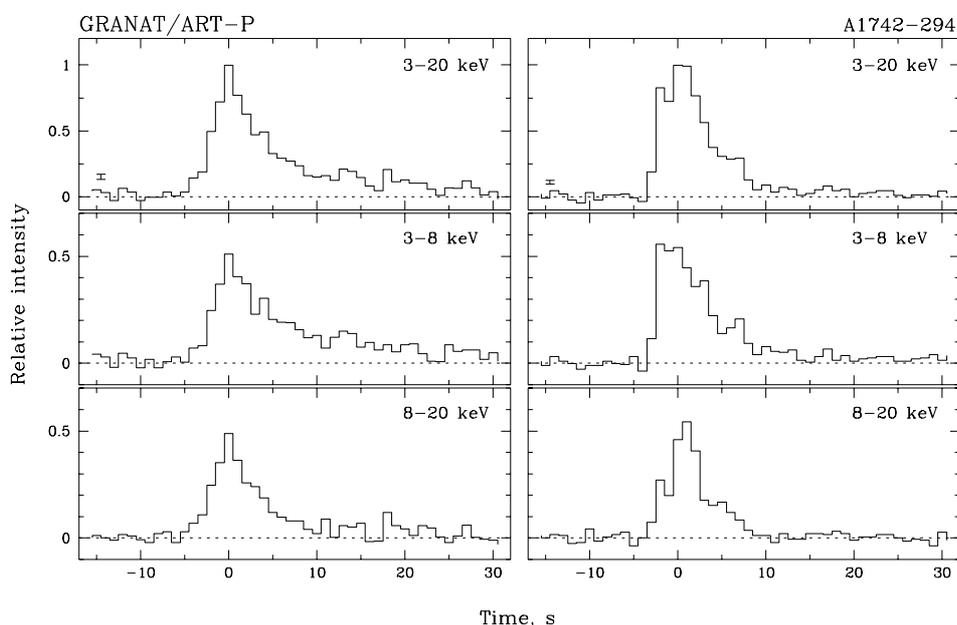


Рис. 5.2. Усредненные профили всплесков с разным уровнем интенсивности, зарегистрированные от A1742-294 в разных диапазонах энергий. Ошибки соответствуют 1σ .

Наблюдения телескопа АРТ-П показали, что источником по крайней мере одного из шести детектированных из области источника SLX1744-299/300 всплесков был источник SLX1744-299. Координаты гигантского всплеска, зарегистрированного 9 октября 1990 г. (см. рис.4.3), соответствовали положению источника SLX1744-299 в то время как барстер SLX1744-300 находился за пределами ошибки измерения. Таким образом, было установлено, что и SLX1744-299 тоже является барстером (Павлинский и др., 1994).

При анализе профилей рентгеновских всплесков, зарегистрированных от A1742-294, было замечено, что они зависят от величины потока во время всплеска: при величине среднего потока в диапазоне энергий 3-20 кэВ $\sim 0.3-0.5 \text{ фот}\cdot\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ форма профиля близка к “треугольной” (т.е. время нарастания интенсивности ($\sim 5\text{с}$) близко ко времени спада), в то время как при увеличении среднего потока до $\sim 0.9 \text{ фот}\cdot\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ форма всплеска становится “классической” (т.е. резкий подъем интенсивности ($\sim 1-2\text{с}$), а затем плавный спад), причем всплески второго типа происходят значительно реже. Для того чтобы подробнее исследовать эту связь был построен усредненный профиль каждого типа всплесков. В связи со спектральными особенностями третьего модуля при этой процедуре были использованы только данные первого и четвертого модулей. При дальнейшем анализе были отброшены всплески, частично попадавшие на начало или конец экспозиций. Каждый из оставшихся всплесков был приведен к безразмерной шкале интенсивности путем нормирования на величину, равную разности максимальной скорости счета и скорости

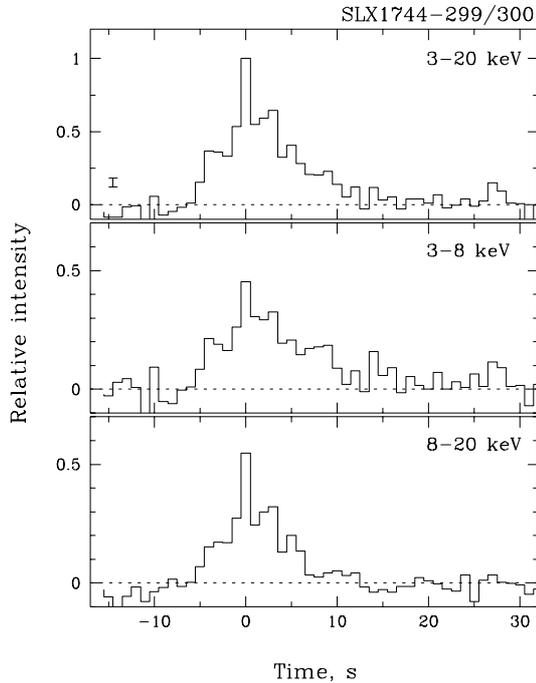


Рис. 5.3. Результат усреднения 4 всплесков рентгеновского излучения, зарегистрированных телескопом АРТ-П от SLX1744-299/300.

счета подложки, определяемой по экспозиции, предшествующей той, в которой был зарегистрирован всплеск. После этого полученные безразмерные всплески были сложены путем совмещения максимумов и усреднены. Результаты такого усреднения для “треугольных” всплесков, полученные в трех диапазонах энергий, приведены на рис.5.2а. Для сравнения, на рис.5.2б в тех же энергетических диапазонах показан “классический” всплеск, зарегистрированный 18 октября 1990. Это был единственный всплеск такой формы и интенсивности, зарегистрированный четвертым модулем телескопа. Еще несколько подобных всплесков наблюдались третьим модулем телескопа (рис.4.3).

Очевидны различия в профилях всплесков: если всплеск на рис.рис.5.2а имеет и в жестком и в мягком диапазонах почти одинаковую треугольную форму, подобную форме всплеска на рис.рис.5.2б в области высоких энергий, то профиль последнего в диапазоне 3-8 кэВ имеет строго классическую форму — резкий (~1 сек) подъем и плавный экспоненциальный спад. Из этого факта можно сделать заключение, что именно рентгеновское излучение на низких энергиях ответственно за форму профиля рентгеновских всплесков, регистрируемых от А1742-294. Также отметим, что оба рисунка явно демонстрируют смягчение спектра в течении всплеска - время спада интенсивности в жестком диапазоне существенно меньше, чем в мягком, что является одной из характерных особенностей всплесков I типа.

На рис.5.3 показан результат усреднения 4 всплесков, зарегистрированных 1 и 4 модулями телескопа АРТ-П от SLX1744-299/300.

Энергетические спектры всплесков, зарегистрированных от А1742-294, довольно хорошо описываются моделью чернотельного излучения, температура ко-

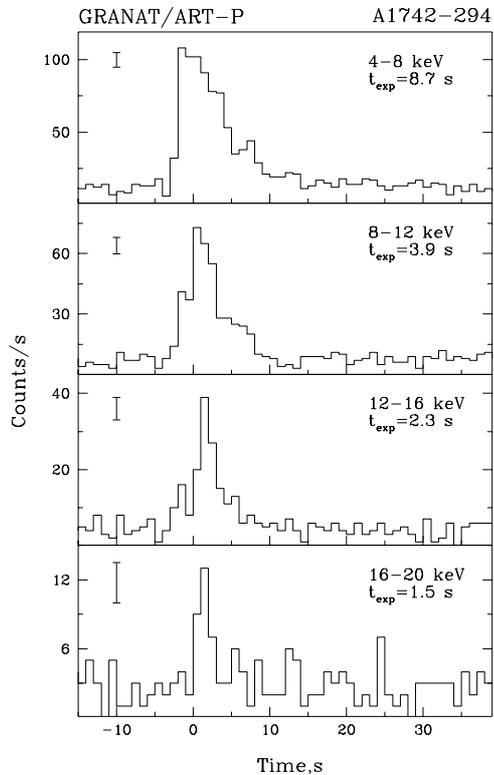


Рис. 5.4. Профили всплеска рентгеновского излучения, зарегистрированного 18 октября 1990 г. от источника A1742-294 в разных диапазонах энергий, полученные с временным разрешением 1 сек. t_{exp} — характерное время спада интенсивности источника в каждом диапазоне. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

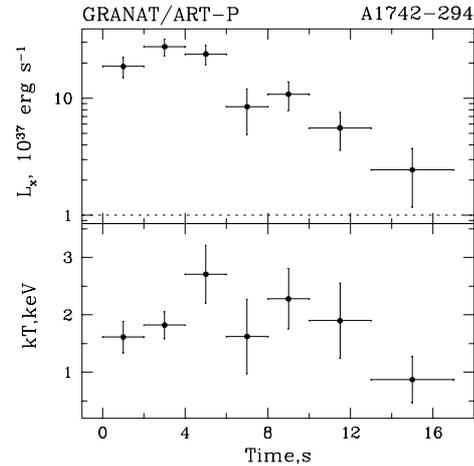


Рис. 5.5. Эволюция светимости источника (а) и температуры чернотельного излучения (б), полученной при аппроксимации спектров источника A1742-294 в течение всплеска. Пунктирной линией показана светимость источника в спокойном состоянии.

торого меняется в диапазоне 1.4–2.7 кэВ, при этом ее средняя величина $kT_{bb} = 1.81 \pm 0.39$ кэВ практически совпадает с температурой, использовавшейся нами при вычислении потоков в главе 4. Интересно отметить, что температура, измеренная во время трех всплесков, зарегистрированных от SLX1744-299/300 9 сентября 1990 г. была практически одинаковой и равной $kT_{bb} = 2.64 \pm 0.47$ кэВ, а температура всплеска, наблюдавшегося от этого источника 18 октября 1990 г., была несколько ниже $kT_{bb} = 1.83 \pm 0.40$ кэВ. При этом поток постоянного рентгеновского излучения, измеренный во время этих сеансов наблюдений от SLX1744-299/300 в диапазоне энергий 3–20 кэВ, был равен 28.0 ± 0.8 и 13.2 ± 3.4 мКраб, соответственно.

На рис.5.4 показаны кривые блеска источника A1742-294, измеренные в разных диапазонах энергий во время мощного всплеска (максимальный поток рентгеновского излучения в диапазоне 3–20 кэВ был равен ~ 1.5 Краб), зарегистрированного

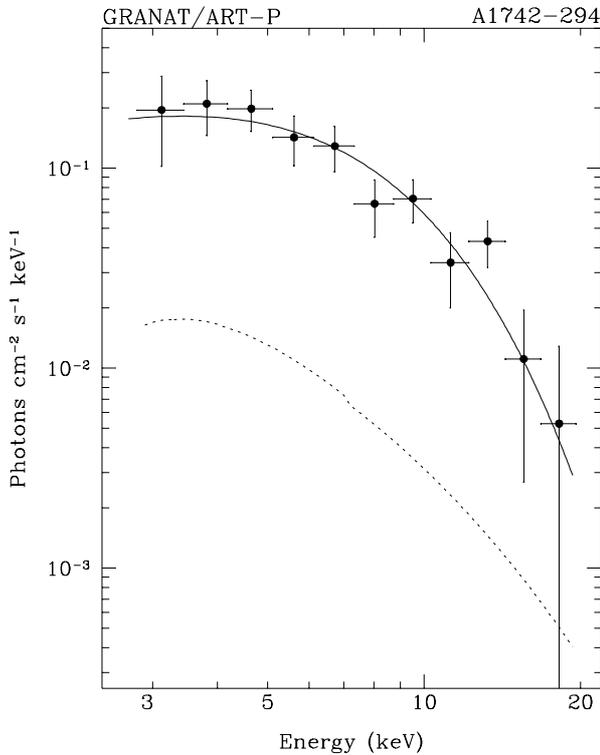


Рис. 5.6. Фотонный спектр источника A1742-294, усредненный за все время всплеска, зарегистрированного 18 октября 1990 г. Сплошной линией представлен модельный спектр чернотельного излучения, наилучшим образом описывающий данные. Для сравнения пунктирной линией показан спектр постоянного излучения.

телескопом АРТ-П 18 октября 1990 г. Видно, что максимальное значение потока в жестких диапазонах энергий достигается позже, чем в мягких диапазонах, т.е. время нарастания всплеска в диапазоне энергий 12-16 кэВ (~ 5 сек) существенно больше, чем время нарастания в диапазоне энергий 4-8 кэВ ($\sim 1 - 2$ сек). Если при этом учесть, что характерное время экспоненциального спада всплеска уменьшается с 8.7 сек в диапазоне энергий 4-8 кэВ до 3.9 сек в диапазоне 8-12 кэВ, 2.3 сек в диапазоне 12-16 кэВ и 1.5 сек в диапазоне 16-20 кэВ, то полная длительность всплеска в самом жестком диапазоне энергий оказывается в несколько раз меньше чем в самом мягком (рис.5.4). В течение всплеска не было обнаружено значимого превышения сигнала над фоном в более жестком энергетическом диапазоне (≥ 20 кэВ).

Для того чтобы проследить изменение параметров источника в течение всплеска, мы разделили его на 7 временных интервалов, для каждого из них построили спектр и аппроксимировали его моделью чернотельного излучения. Полученные значения температур, а также эволюция светимости источника в диапазоне 3-20 кэВ в течение всплеска приведены на рис.5.5. Усредненный за весь всплеск спектр источника хорошо описывается законом чернотельного излучения с температурой $kT_{bb} \simeq 2.15 \pm 0.19$ кэВ, радиусом $R_{bb} \simeq 6.4 \pm 1.4$ км и потоком излучения в диапазоне 3-20 кэВ $F \simeq (1.35 \pm 0.13) \times 10^{-8}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, что соответствует светимости $L_X \simeq 1.2 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} на расстоянии 8.5 кпк. На рис.5.6 этот спектр показан в сравнении со спектром постоянного излучения источника A1742-294.

Темп аккреции вещества на нейтронную звезду в спокойном состоянии можно

представить в виде $\dot{M} = L_X R_{ns} / GM_{ns}$, где L_X , $M_{ns} \simeq 1.4M_\odot$ и $R_{ns} \simeq 10$ км — соответственно светимость, масса и радиус нейтронной звезды. Характерное время, за которое на поверхность нейтронной звезды выпадет $M \simeq E/\epsilon_{He} \simeq 1.13 \times 10^{21}$ г вещества, необходимых для обеспечения общего энерговыделения во время мощных всплесков $E \simeq 2.04 \times 10^{39}$ эрг, составляет $\tau \simeq 5^h.7$, что в ~ 2 раза превышает результаты непосредственных измерений средних интервалов между обычными всплесками (здесь $\epsilon_{He} \simeq 0.002c^2$ — эффективность горения гелия). В рамках приведенных выше оценок находит естественное объяснение факт наблюдения от источника A1742-294 как обычных (слабых) так и мощных всплесков рентгеновского излучения, а также то, что последние наблюдаются значительно реже.

Глава 6

Источник SLX1732-304 в шаровом скоплении Терзан 1

6.1 Введение

Постоянное рентгеновское излучение из области шарового скопления Терзан 1 впервые было обнаружено в 1985 г. телескопом XRT космической лаборатории Spacelab-2 (Скиннер и др., 1987). В диапазоне 3-30 кэВ поток излучения был зарегистрирован на уровне 1.84×10^{-10} эрг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Телескоп XRT был одним из первых рентгеновских инструментов, оснащенных кодирующей апертурой и позволявших восстанавливать изображение неба внутри поля зрения с угловым разрешением несколько минут дуги. Локализация, проведенная с его помощью, показала, что координаты нового рентгеновского источника, получившего название SLX1732-304, с хорошей точностью совпадают с положением центра скопления. Учитывая, что ранее из этой области неба приборами обсерватории НАКУСНО были зарегистрированы два всплеска рентгеновского излучения (см. Макишима и др., 1981), Скиннер и др. (1987) пришли к выводу, что обнаруженный источник является рентгеновским барстером. Во время последующих наблюдений источника приборами обсерваторий EXOSAT (Пармар и др., 1989б), ГРАНАТ (Павлинский и др., 1995; Боррель и др., 1996), ROSAT (Джонстон и др., 1995), RXTE и ВерроSAX (Гуайназзи и др., 1999) от него регистрировалось слабое рентгеновское излучение с потоком приблизительно на одном уровне. Исключением были лишь самые последние наблюдения, обнаружившие источник в состоянии с потоком в диапазоне 2-10 кэВ в ~ 300 раз меньшим, чем обычно. Особый интерес в этом ряду представляют наблюдения, выполненные телескопом АРТ-П обсерватории ГРАНАТ. Согласно предварительному анализу (Павлинский и др., 1995), источник во время наблюдений телескопом АРТ-П находился с состояниях с разным уровнем интенсивности, кроме того от него был зарегистрирован всплеск рентгеновского излучения.

Также необходимо отметить, что расстояние до шарового скопления Терзан 1 до недавнего времени было известно плохо. В ряде работ (Скиннер и др., 1987; Павлинский и др., 1995; Боррель и др., 1996) оно принималось равным $d \sim 10$ кпк.

Оптические наблюдения свидетельствовали о более умеренных значениях $d \simeq 5.9$ кпк (Джонстон и др., 1995 и ссылки там). Эта оценка в целом подтверждается результатами недавних наблюдений скопления телескопами Европейской Южной Обсерватории $d \simeq 4 - 5.5$ кпк (Ортолани и др.(1993) и космического телескопа им. Хаббла $d = 5.2 \pm 0.5$ кпк (Ортолани и др., 1999). Величина $d = 5.2$ кпк использовалась в дальнейшем анализе.

6.2 Наблюдения

Во время регулярных наблюдений Галактического центра источник SLX1732-304 много раз попадал в поле зрения телескопа АРТ-П. Полная экспозиций составила 222240 с. В большинстве случаев, однако, источник оказывался на краю поля зрения в области, где эффективность наблюдений была низкой из-за падения пропускания коллиматора. Такие сеансы могли быть использованы только для поиска рентгеновских всплесков и оценки времени их рекуррентности. За все время наблюдений был обнаружен лишь один всплеск, который был однозначно отождествлен с SLX1732-304. Кроме того, было зарегистрировано еще 9 рентгеновских всплесков, которые не удалось локализовать и отождествить с каким-либо источником постоянного излучения в области Галактического центра (Гребенев и др., 2000). Основываясь на полученных данных, можно оценить рекуррентное время между всплесками $6^{\text{h}}.17 < \tau < 61^{\text{h}}.7$. Судя по тому, что за более чем двадцатилетнюю историю наблюдений этого источника от него было зарегистрировано только три всплеска рентгеновского излучения, значение τ , скорее всего, ближе к верхней границе сделанной оценки.

На значимом уровне поток постоянного рентгеновского излучения от источника SLX1732-304 был зарегистрирован телескопом АРТ-П лишь в двух сеансах: 8 сентября и 6 октября 1990 г. Во время второго наблюдения поток излучения оказался в ~ 4 раза ниже, чем во время первого. Именно в этот день, 8 сентября 1990 г., был зарегистрирован единственный всплеск рентгеновского излучения от этого источника.

6.3 Спектр постоянного излучения

В спокойном состоянии спектр рентгеновского излучения источника SLX1732-304, как правило, может быть описан степенным законом с наклоном ~ 2.1 , модифицированным межзвездным поглощением на низких энергиях на уровне, соответствующем $N_{\text{H}} \simeq 1.8 \times 10^{22}$ атом см^{-2} (Пармар и др., 1989б; Джонстон и др., 1995; Гуайназзи и др., 1999; Мольков и др., 2000б). Во время наблюдения телескопом АРТ-П 8 сентября источник SLX1732-304 был фактически единственным ярким объектом в поле зрения (рис.6.1а), в то время как основной мишенью для наблюдения 6 октября являлась область Галактического центра (рис.6.2) и помимо SLX1732-304 в поле зрения присутствовали такие яркие источники как A1742-294, 1E1740.7-2942, а также транзиентные источники

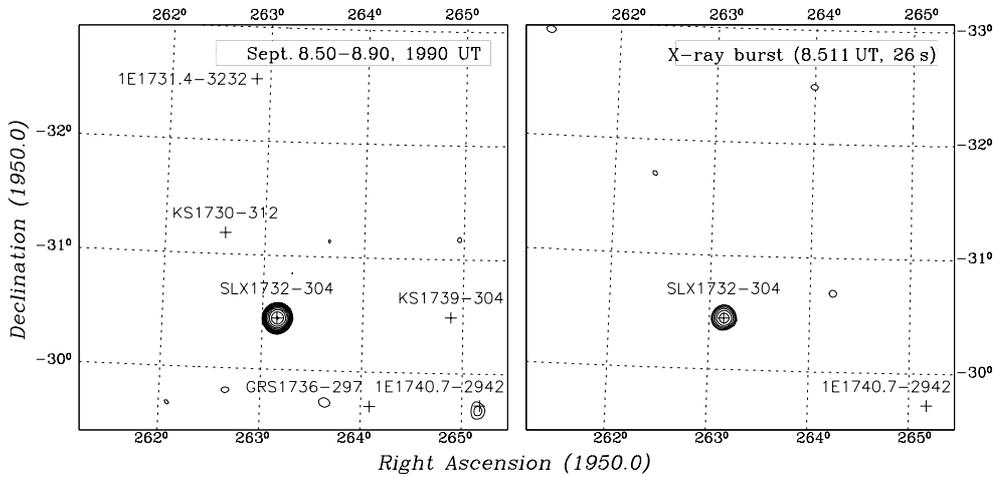


Рис. 6.1. Изображения участка неба, содержащего источник SLX1732-304, полученные телескопом АРТ-П в диапазоне 3-20 кэВ за весь сеанс наблюдения 8 сентября 1990 г. (а) и в течение всплеска (б). Контурами показаны доверительные области вероятного обнаружения источника на уровне 3, 4, 5 и более стандартных отклонений.

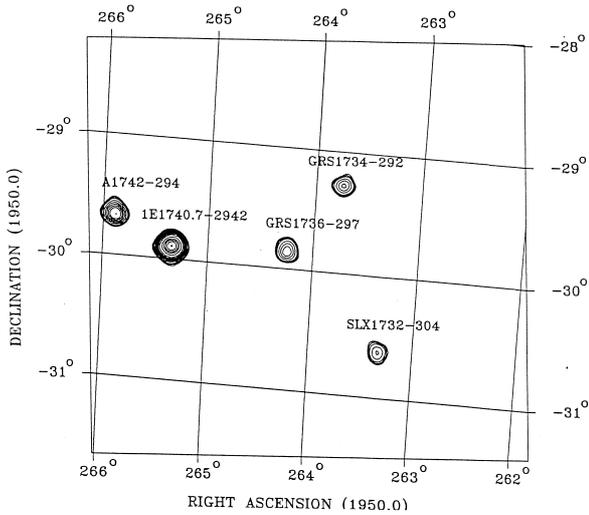


Рис. 6.2. Изображение участка неба, содержащего источник SLX1732-304, полученный телескопом АРТ-П в диапазоне 3-20 кэВ в ходе наблюдения 6 октября 1990 г. Контурами показаны доверительные области вероятного обнаружения источника на уровне 3, 4, 5 и более стандартных отклонений.

GRS1734-292 и GRS1736-297 (Павлинский и др., 1992, 1994). Конструкция телескопа позволяет измерять спектры каждого объекта, находящегося в поле зрения, независимо от их числа. Поток излучения в диапазоне 3-20 кэВ, измеренный 8 сентября и 6 октября 1990 г., составил $(6.95 \pm 0.18) \times 10^{-10}$ эрг см⁻² с⁻¹ (28.6 ± 0.7 мКраб) и $(1.64 \pm 0.27) \times 10^{-10}$ эрг см⁻² с⁻¹ (6.7 ± 1.1 мКраб) соответственно, поэтому в дальнейшем мы будем условно называть состояние источника во время наблюдения 8 сентября “высоким”, а 6 октября — “низким”. Изменения в спектре, произошедшие между этими наблюдениями хорошо видны на рис.6.3, где приведены приборные спектры источника, и на рис.6.4, где представлены восстановленные

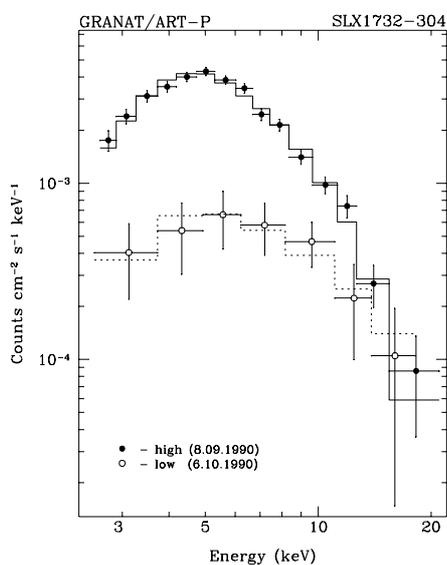


Рис. 6.3. Приборные спектры “высокого” (темные кружки) и “низкого” (светлые кружки) состояний источника SLX1732-304, полученные 8 сентября и 6 октября 1990 г. соответственно. Гистограммами показаны результаты наилучших аппроксимаций спектров. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

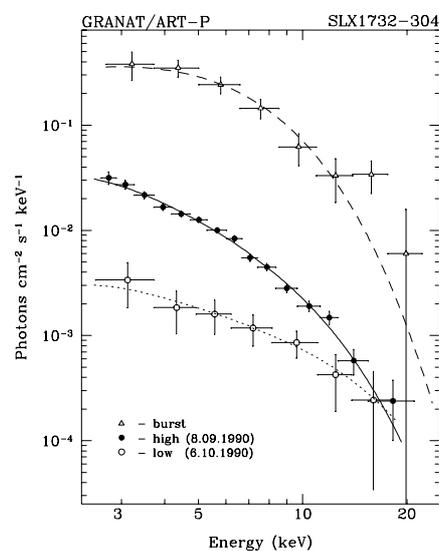


Рис. 6.4. Фотонные спектры, соответствующие “высокому” (темные кружки), “низкому” (светлые кружки) состояниям источника SLX1732-304 и рентгеновому всплеску (треугольники). Сплошной, пунктирной и штриховой линиями показаны соответствующие модельные спектры. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

фотонные спектры. Параметры аналитических моделей, наилучшим образом аппроксимирующих спектры “высокого” и “низкого” состояний, сведены в табл.6.1. Величина межзвездного поглощения в направлении источника SLX1732-304 была зафиксирована на значении $N_{\text{H}} = 1.8 \times 10^{22}$ атом см^{-2} (Джонстон и др., 1995). Это значение достаточно хорошо согласуется с величиной $N_{\text{H}} \leq 2.4 \times 10^{22}$ атом см^{-2} , определенной непосредственно по данным телескопа АРТ-П (Павлинский и др., 1995). При аппроксимации спектров использовались три модели: степенной закон (PL), тормозное излучение оптически тонкой плазмы (BR) и модель комптонизации низкочастотных фотонов в облаке высокотемпературной плазмы (ST, Сюняев, Титарчук, 1980).

Как видно из рис.6.3-6.4 и табл.6.1, в спектре источника в “высоком” состоянии присутствует завал на высоких энергиях, в результате чего спектр достаточно плохо описывается чисто степенным законом. Модели ST и BR описывают спектр одинаково хорошо, причем полученные при аппроксимации тормозным излучением значения температуры типичны для многих ярких маломассивных рентгеновских двойных — объектов того же класса, что и SLX1732-304.

Спектр источника в “низком” состоянии был измерен с большими статистическими ошибками, поэтому говорить об однозначном предпочтении одной модели пе-

Табл. 6.1. Параметры наилучшей аппроксимации спектра излучения источника SLX1732-304.

Дата	Модель ^а	Значения параметров	$\chi^2_N(N)$ ^г
8.09.90	ST	$I_0^b = 0.255 \pm 0.069$ $kT_e = 2.32 \pm 0.25$ кэВ $\tau = 7.08 \pm 1.04$	0.78 (14)
	BR	$I_0^b = 0.278 \pm 0.016$ $kT = 6.12 \pm 0.36$ кэВ	0.85 (15)
	PL	$I_0^b = 0.765 \pm 0.087$ $\alpha = 2.55 \pm 0.62$	2.52 (15)
6.10.90	ST	$I_0^b = 0.017 \pm 0.024$ $kT_e = 3.62 \pm 2.63$ кэВ $\tau = 7.74 \pm 6.59$	0.08 (6)
	BR	$I_0^b = 0.031 \pm 0.007$ $kT = 26 \pm 26$ кэВ	0.09 (7)
	PL	$I_0^b = 0.029^{+0.033}_{-0.016}$ $\alpha = 1.66 \pm 0.38$	0.13 (7)
	ST	$I_0^b = 0.106 \pm 0.004$ $N_H^в = 31 \pm 17$ $kT_e = 2.32$ кэВ $\tau = 7.08$	0.37 (7)

- а ST — спектр, комптонизированный в диске с температурой электронов kT_e и оптической толщиной τ ,
BR — тормозное излучение с температурой kT ,
PL — степенной спектр с наклоном α .
- б I_0 — поток на 1 кэВ (фот·см⁻²с⁻¹кэВ⁻¹).
- в N_H — поверхностная плотность водорода ($\times 10^{22}$ см⁻²).
- г Значение χ^2 , нормированное на число степеней свободы N .

ред другой здесь нельзя. При аппроксимации этого спектра моделями ST и BR значения температуры, характеризующие скорость экспоненциального обрыва на высоких энергиях, оказываются в целом большими, чем те, что были получены для спектра в “высоком” состоянии. Это является указанием на то, что жесткость излучения источника увеличивается с переходом в “низкое” состояние. Приведенные в нижней части табл.6.1 результаты аппроксимации спектра “низкого” состояния моделью комптонизации с фиксированными значениями kT_e и τ (теми же, что были получены для “высокого” состояния) подтверждают этот вывод. Свободными параметрами были взяты нормировка спектра I_0 и поверхностная плотность водорода N_H , характеризующая межзвездное поглощение. Такая модель имитирует ситуацию, в которой переход между состояниями был связан с изменением лишь внутренней

интенсивности излучения источника (без изменения формы спектра) или с появлением на луче зрения рассеивающего и поглощающего облака холодной плазмы. Хотя обе эти возможности не могут быть полностью отвергнуты, видно, что такая модель описывает измеренный спектр наихудшим образом. На существование у источника SLX1732-304 жесткого комптонизированного спектра в “низком” состоянии указывают и результаты многолетних наблюдений этого источника телескопом SIGMA обсерватории ГРАНАТ (Павлинский и др., 1995; Боррель и др., 1996).

На рис.6.3 и 6.4 сплошной и пунктирной линиями показаны результаты наилучшей аппроксимации спектров источника в “высоком” и “низком” состояниях в рамках модели комптонизации. По данным телескопа АРТ-П средняя светимость источника в диапазоне 3-20 кэВ во время этих двух состояний была равна 2.25×10^{36} и 5.3×10^{35} эрг с^{-1} , соответственно.

6.4 Рентгеновский всплеск

В ходе наблюдения 8 сентября 1990 г. в $12^h 16^m 18^s$ (UT) телескопом АРТ-П был зарегистрирован мощный всплеск рентгеновского излучения (рис.6.5). Проведенная локализация показала, что координаты источника всплеска, R.A. = $17^h 32^m 34^s$, Decl. = $-30^\circ 29' 26''$ (Павлинский и др., 1994), совпадают в пределах ошибки измерения ($120''$ на уровне достоверности 90%) с координатами источника SLX1732-304. Полученный результат иллюстрируется рис.6.1б, на котором показана рентгеновская карта неба внутри поля зрения телескопа АРТ-П, полученная в диапазоне 3-20 кэВ в течение всплеска. Интересно сравнить ее с приведенной на рис.6.1а аналогичной картой, полученной во время всего сеанса наблюдения 8 сентября. Как уже отмечалось выше, это был всего лишь третий всплеск рентгеновского излучения, зарегистрированный от этого источника за всю историю его наблюдений, причем во время первых двух, наблюдавшихся с борта обсерватории НАКУСНО, было возможно только построение профилей всплесков в широком диапазоне энергий. Таким образом, наблюдения источника SLX1732-304 телескопом АРТ-П были первыми (и пока единственными), которые дали возможность детального изучения свойств излучения источника во время рентгеновского всплеска.

Временной профиль всплеска (вставка на рис.6.5) указывают на его принадлежность к всплескам I-го типа, причиной которых является термоядерный взрыв на поверхности нейтронной звезды и которые характеризуются резким возрастанием и последующим медленным экспоненциальным спадом потока рентгеновского излучения. Отличительной чертой всплесков I-го типа является так называемое “охлаждение” излучения на экспоненциальной стадии всплеска, т.е. постепенное смягчение спектра излучения и уменьшение характерного времени спада по мере перехода к более высоким энергиям. Представленные на рис.6.6 временные профили всплеска, измеренные в разных диапазонах энергий, и соответствующие им характерные времена экспоненциального спада t_{exp} , указанные на рисунке, показывают, что в данном случае стадия “охлаждения” выражена очень четко.

На рис.6.4 (треугольниками) и рис.6.7 (черными и белыми кружками) показаны

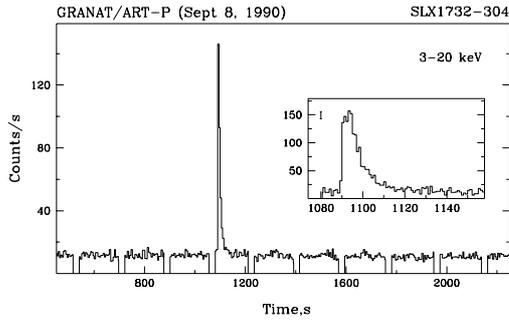


Рис. 6.5. Кривая блеска, полученная во время наблюдений источника SLX1732-304 8 сентября 1990 г. На вставке показан рентгеновский всплеск с лучшим временным разрешением. На горизонтальной оси отложено время от начала сеанса.

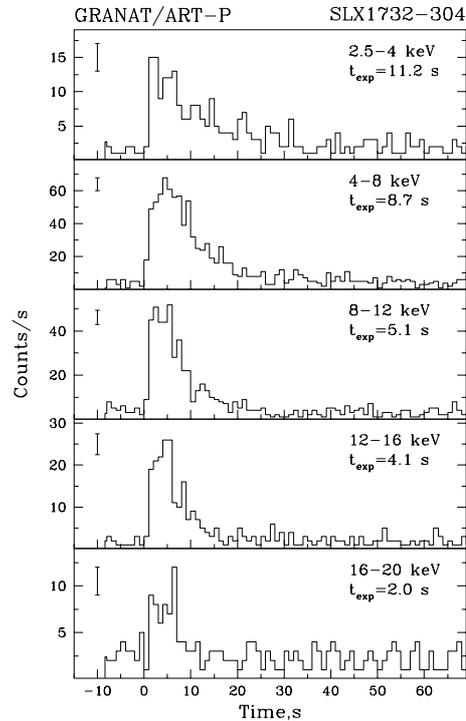


Рис. 6.6. Профили всплеска рентгеновского излучения в разных диапазонах энергий, полученные с временным разрешением 1 с; t_{exp} — характерное время спада интенсивности источника в каждом диапазоне. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

три фотонных спектра, измеренных во время всплеска: спектр, усредненный за все время всплеска (~ 26 с), спектр вблизи максимума потока (соответствующий интервалу 3-5 с от начала всплеска) и спектр в конце стадии “охлаждения” (13-16 с). Штриховой, сплошной и пунктирной линиями на этих рисунках показаны результаты наилучшей аппроксимации этих спектров моделью чернотельного излучения. Рис.6.7 ясно показывает, что к концу всплеска спектр заметно смягчается. Чтобы лучше проследить спектральную эволюцию, мы выделили в профиле всплеска 6 временных интервалов и для каждого из них провели спектральный анализ. Результаты наилучшей аппроксимации каждого спектра моделью чернотельного излучения и соответствующий данному интервалу рентгеновский поток в диапазоне 3-20 кэВ приведены в табл.6.2. Спектр, усредненный за все время всплеска, может быть описан законом чернотельного излучения с температурой $kT_{bb} \simeq 1.83 \pm 0.17$ кэВ, радиусом $R_{bb} \simeq 6.6 \pm 1.2$ км и потоком излучения в диапазоне 3-20 кэВ $F \simeq (1.92 \pm 0.19) \times 10^{-8}$ эрг см^{-2} с^{-1} , что соответствует светимости $L_X \simeq 6.2 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} . Отметим, что модель черного тела не вполне удовлетворительно описывает измеренный спектр

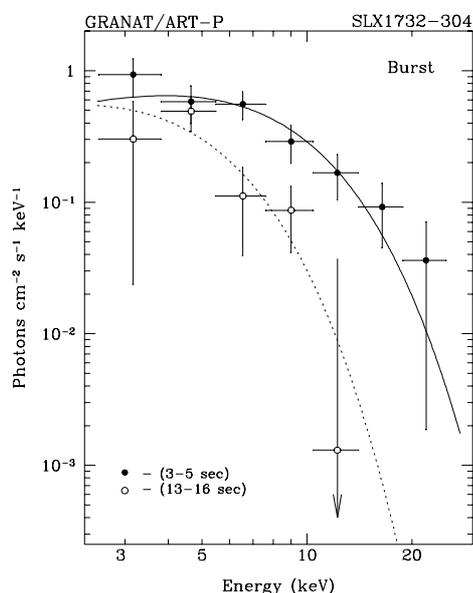


Рис. 6.7. Фотонные спектры источника SLX1732-304, измеренные в максимуме всплеска (темные кружки) и в конце стадии “охлаждения” (светлые кружки).

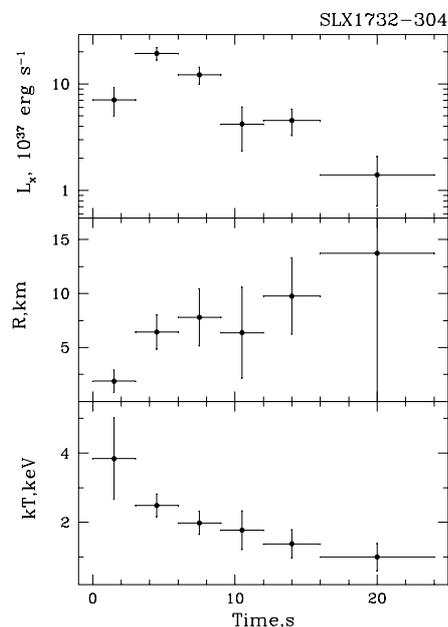


Рис. 6.8. Эволюция болометрической светимости источника (а), радиуса (б) и температуры (в) чернотельного излучения во время рентгеновского всплеска, зарегистрированного телескопом АРТ-П.

всплеска в области жестких ($h\nu > 18$ кэВ) энергий (см. рис.6.4).

На рис.6.8 показана эволюция болометрической светимости L_{bb} , радиуса R_{bb} и температуры kT_{bb} источника в течение всплеска в рамках модели излучения черного тела. Радиус R_{bb} почти всегда оказывается меньшим типичного радиуса ней-

Табл. 6.2. Эволюция спектра излучения источника SLX1732-304 во время рентгеновского всплеска.

Интервал времени, с ^а	Поток, мКраб	kT_{bb} , кэВ	R_{bb} , км	$\chi^2_N(N)$ ^б
0-2	904±272	3.84±1.17	1.88 ± 1.02	0.43 (8)
3-5	2470±340	2.49±0.33	6.43 ± 1.59	1.43 (8)
6-8	1549±281	1.98±0.33	7.80 ± 2.63	0.66 (8)
9-12	535±236	1.77±0.55	6.38 ± 4.21	0.10 (5)
13-16	578±163	1.38±0.40	9.76 ± 3.53	0.84 (5)
17-24	178±86	1.00±0.39	13.74 ± 14.74	1.45 (8)

^а От начала всплеска 12^h 16^m 18^s (UT).

^б Значение χ^2 , нормированное на число степеней свободы N .

тронной звезды $R_{ns} \simeq 10$ км. Это может указывать на то, что термоядерный взрыв, являвшийся причиной всплеска, произошел не сразу по всей поверхности нейтронной звезды, а лишь в какой-то ее части. Гораздо более вероятной причиной является слишком упрощенное описание измеренных спектров моделью черного тела. Как было впервые показано Сюняевым, Титарчуком (1988) и Эбисузаки, Номото (1986), в результате комптонизации спектры излучения, выходящего во время всплеска из фотосфер рентгеновских барстеров, могут заметно отличаться от планковских. В частности, в рентгеновской области доминирует виновская компонента излучения с температурой, соответствующей электронной температуре внешних слоев фотосферы, которая превышает эффективную (чернотельную) температуру излучения.

6.5 Заключение

Наблюдения телескопом АРТ-П рентгеновского барстера SLX1732-304, находящегося в шаровом скоплении Терзан 1, представляются уникальными не только потому, что во время них источник SLX1732-304 был обнаружен в состояниях с различным уровнем интенсивности, но и тем, что впервые появилась возможность подробного спектрального исследования эволюции его излучения во время рентгеновского всплеска.

Проведенный анализ показал, что переход между “высоким” и “низким” состояниями, по-видимому, сопровождался изменением жесткости излучения источника. В “высоком” состоянии источник имел спектр излучения, типичный для ярких маломассивных рентгеновских двойных, компактным объектом в которых является нейтронная звезда со слабым магнитным полем. Он мог быть удовлетворительно описан моделью тормозного излучения оптически тонкой тепловой плазмы с $kT_{br} \sim 6$ кэВ, либо одинаково хорошо — моделью комптонизации низкочастотных фотонов в облаке горячей ($kT_e \sim 2.3$ кэВ) электронной плазмы. В “низком” состоянии в диапазоне телескопа АРТ-П источник имел, скорее всего, степенной спектр без признаков явного завала в области высоких энергий. Это означает, что в этом состоянии излучение источника формируется в гораздо более горячей и разреженной плазме.

Всплеск рентгеновского излучения, зарегистрированный телескопом АРТ-П от источника SLX1732-304, является классическим всплеском I типа, т.е. демонстрирует резкое возрастание потока излучения с последующим медленным экспоненциальным спадом, причем спад быстрее происходит в области жестких энергий ($t_{exp} \simeq 2$ с) по сравнению с мягкими каналами ($t_{exp} \simeq 11$ с). Исследование спектра излучения источника во время всплеска показало, что он может быть хорошо описан моделью черного тела с температурой, плавно падающей в течение всплеска от 3.8 до 1.0 кэВ. Общее энерговыделение в течение всплеска составило $E \simeq 1.7 \times 10^{39}$ эрг, что эквивалентно взрыву $M \simeq E/\epsilon_{He} \simeq 9.5 \times 10^{20}$ г вещества. Если снова, как и в главе 5, воспользоваться оценкой темпа аккреции на нейтронную звезду в спокойном состоянии в виде $\dot{M} = L_X R_{ns} / GM_{ns}$, можно оценить время, необходимое для выпадения такого количества вещества на поверхность нейтронной звезды, т.е. ха-

рактрное время между всплесками, $\tau \simeq 21^{\text{h}}.8$ для “высокого” состояния и $\tau \simeq 95^{\text{h}}.2$ для “низкого”, что хорошо согласуется с полученными выше оценками.

Заключение

Основные выводы и результаты диссертационной работы.

1. Измерены периоды и профили импульса более десяти рентгеновских пульсаров по данным телескопа АРТ-П. По доплеровскому запаздыванию времени прихода импульсов определены орбитальные параметры пульсаров 4U0115+634 и SMC X-1, дана оценка массы оптической звезды в системе 4U1626-67/KZ TrA.

2. Исследована переменность излучения аккрецирующих нейтронных звезд в широком диапазоне времен; зарегистрированы рентгеновские всплески от пульсаров Центавр X-3 и 4U0115+634 и предложено возможное объяснение их происхождения; обнаружена сильная зависимость формы профиля импульса пульсаров GX301-2 и Центавр X-3 от орбитальной фазы. Для источника Центавр X-3 обсуждены механизмы, приводящие к размытию профиля на орбитальных фазах 0,7-0,9.

3. Несколько пульсаров найдены в непulsирующем состоянии, исследованы их спектры, обсуждены причины, приводящие к отсутствию пульсаций. Предложена модель, объясняющая происхождение линии излучения железа, зарегистрированной телескопом АРТ-П в спектре пульсара Центавр X-3 во время затмения.

4. В спектре источника 4U0115+634 зарегистрированы циклотронные линии поглощения и обнаружена зависимость параметров этих линий от фазы импульса. Получены указания на присутствие подобной линии в спектре излучения источника Паруса X-1.

5. Проведен анализ данных телескопа АРТ-П, полученных в 1990-1992 гг., с целью поиска рентгеновских всплесков. Для более чем 100 обнаруженных всплесков построены временные истории и измерены пиковые потоки, проведены локализация и отождествление с источниками постоянного излучения, проведен анализ рекуррентности всплесков. Для барстера A1742-294 обнаружена зависимость формы временного профиля всплеска от величины потока во время него.

6. Подробно исследована эволюция светимости и температуры источников во время мощных всплесков, зарегистрированных от источников A1742-294 и SLX1732-304.

Литература

- Александр, Мезарос* (Alexander S.G., Meszaros P.) // *Astrophys. J.*, 1991, v.372, p.565.
- Анжелини и др.* (Angelini L., Stella L., White N.E.) // *Astrophys. J.*, 1991, v.371, p.332.
- Аптекарь Р.Л., Батерворт П.С., Голенецкий С.В. и др.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1997, т.23, с.171.
- Базинска и др.* (Basinska E.M., Lewin W.H.G., Sztajno M. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1984, v.281, p.337.
- Баско, Сюняев* (Basko M.M., Sunyaev R.A.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1976a, v.175, p.395.
- Баско М.М., Сюняев Р.А.* // *Астрон. журн.*, 1976b, т.53, с.950.
- Баско и др.* (Basko M.M., Hatchett S., McCray R., Sunyaev R.A.) // *Astrophys. J.*, 1977, v.215, p.276.
- Байкал и Огельман* (Baykal A., Ögelman H.) // *Astron. Astrophys.*, 1993, v.267, p.119.
- Белиан и др.* (Belian R.D., Conner J.P. and Evans W.D.) // *Astrophys. J.* 1976, v.206, p.L135.
- Билдстен и др.* (Bildsten L., Chakrabarty D., Chiu J., *et al.*) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1997, v.113, p.367.
- Бойнтон и др.* (Boynnton P.E., Crosa L.M., Deeter J.E.) // *Astrophys. J.*, 1980, v.237, p.169.
- Боркус В.В.* // *Кандидатская диссертация, М.: ИКИ РАН, 1998.*
- Борнер и др.* (Börner G., Hayakawa S., Nagase F., Anzer U.) // *Astron. Astrophys.*, 1987, v.182, p.63.
- Боррель и др.* (Borrel V., Bouchet L., Jourdan E. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1996, v.462, p.754.
- Бочкарев Н.Г., Лютый В.М., Шеффер Е.К., Волошина И.Б.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1988, т.14, с.992.
- Бочкарев Н.Г.* // *Астрон. журн.*, 1989, т.66, с.1239.
- Вайт и др.* (White N., Swank J., Holt S.) // *Astrophys. J.*, 1983, v.270, p.771.
- Вайт и др.* (White N.E., Stella L., Parmar A.N.) // *Astrophys. J.*, 1988, v.324, p.363.
- ван Керквийк и др.* (van Kerkwijk M., van Paradijs J., Zuiderwijk E. *et al.*) // *Astron. Astrophys.*, 1995, v.303, p.483.
- ван Парадайз* (van Paradijs J.) // *Nature*, 1978, v.274, p.650.
- ван Парадайз и др.* (van Paradijs J., Verbunt F., van der Linden T., *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1980, v.241, p.L161.
- ван Парадайз* (van Paradijs J.) // "X-ray Binaries" (eds. Lewin W., van den Heuvel, van Paradajs J.), Cambridge Univ. Press, 1995, p.536.
- Ватсон и др.* (Watson M., Willingale R., Grindlay *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1981, v.250, p.142.
- Вильсон и др.* (Wilson R.B., Harmon B.A., Finger M.H.) // *IAU Circ.*, 1999, N^o 7116.
- Витлок и др.* (Whitlock L., Roussel-Dupre D., Priedhorsky W.) // *Astrophys. J.*, 1989, v.338, p.381.
- Витон и др.* (Wheaton W.A., Doty J.P., Primini F.A., *et al.*) // *Nature*, 1979, v.282, p.240.
- Ву и др.* (Woo J.W., Clark G.W., Day C.S.R., Nagase F., Takeshima T.) // *Astrophys. J.*, 1994, v.436, p.L5.
- Вусли и Таам* (Woosley S.E., Taam R.E.) // *Nature*, 1976, v.263, p.101.
- Герц и Гриндлей* (Hertz P., Grindlay J.) // *Astrophys. J.*, v.278, p.137.

- Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., Чуразов Е.М. и др. // Письма в Астрон. журн., 1989, т.15, с.675.
- Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., Чуразов Е.М. и др. // Письма в Астрон. журн., 1991, т.17, с.108.
- Голдвурм и др. (
Гош и Лэмб (Ghosh P., Lamb F.) // Astrophys. J., 1978, v.223, p.L83.
Гош и Лэмб (Ghosh P., Lamb F.) // Astrophys. J., 1979, v.234, p.296.
Гребенев С.А., Павлинский М.Н., Сюняев Р.А. // Письма в Астрон. журн., 1992, т.18, с.570.
- Гребенев С.А., Лутовинов А.А., Павлинский М.Н., Лященко О.В., Сюняев Р.А. // Препринт ИКИ РАН, 2000, ПР-2031.
- Гриндлей и др. (Grindlay J., Gursky H.) // Astrophys. J., 1976, v.205, p.L131.
- Гуайназзи и др. (Guainazzi M., Parmar A., Oosterbroek T.) // Astron. Astrophys., 1999, v.349, p.819.
- Дал Фиуме и др. (Dal Fiume D., Orlandini M., Cusumano G. et al.) // Astron. Astrophys., 1998, v.329, p.L41.
- Джиакокони и др. (Giacconi R., Gursky H., Kellog E., et al.) // Astrophys. J., 1971, v.167, p.L67.
- Джонс, Форман (Jones C., Forman W.) // Astrophys. J., 1976, v.209, p.L131.
- Джосс и Раттапорт (Joss P., Rappaport S.) // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1984, v.22, p.537.
- Джонстон и др. (Johnston H., Verbunt F., Hasinger G.) // Astron. Astrophys., 1995, v.298, p.L21.
- Диннерл (Dennerl K.) // Two Topics in X-Ray Astronomy, Proc. 23rd ESLAB Symp. (eds. Hunt J., Battrock B.), ESA SP-296, 1989, v.1, p.39.
- Дитер и др. (Deeter J.E., Boynton P.E., Lamb F.K., Zylstra G.) // Astrophys. J., 1987, v.314, p.634.
- Дитер и др. (Deeter J., Boynton P., Miyamoto S. et al.) // Astrophys. J., 1991, v.383, p.324.
- Дотани и др. (Dotani T., Inoue H., Murakami T. et al.) // Nature, 1990, v.347, p.534.
- Дэй, Теннант (Day C.S.R., Tennant A.F.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1991, v.251, p.76.
- Дэй и др. (Day C., Nagase F., Asai K., Takeshima T.) // Astrophys. J., 1993, v.408, p.656.
- Дэй, Стивенс (Day C., Stevens I.R.) // Astrophys. J., 1993, v.403, p.322.
- Дэлтабьют, Мейер (Daltabuit E., Meyer S.) // Astron. Astrophys., 1972, v.20, p.415.
- Железняков В.В. // Излучение в астрофизической плазме, М.: Янус-К, 1997.
- Иное и др. (Inoue H., Koyama K., Makishima K. et al.) // Astrophys. J., 1981, v.250, p.L71.
- Каваи и др. (Kawai N., Fenimore E., Middleditch J., et al.) // Astrophys. J., v.330, p.130.
- Каллман, МакКрэй (Kallman T., McCray R.) // Astrophys. J. Suppl. Ser., 1982, v.50, p.263.
- Катц (Katz J.I.) // Nature Phys. Sci, 1973, v.246, p.87.
- Келли и др. (Kelley R., Rappaport S., Clark G., et al.) // Astrophys. J., 1983, v.268, p.790.
- Коминский и др. (Cominsky L., Clark G.W., Li F., Mayer W., Rappaport S.) // Nature, 1978, v.273, p.367.
- Кувелиото и др. (Kouveliotou C., van Paradijs J., Fishman G., et al.) // Nature, 1996, v.379, p.799.

- Кояма и др.* (Koyama K., Inoue H., Makishima K. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1981, v.247, p.L27.
- Крейкенбом и др.* (Kreykenbohm I., Kretschmar P., Wilms J. *et al.*) // *Astron. Astrophys.*, 1999, v.341, p.141.
- Кречмар и др.* (Kretschmar P., Pan H., Kedziorra E. *et al.*) // *Astron. Astrophys.*, 1997, v.325, p.623.
- Крисс и др.* (Kriss G.A., Cominsky L.R., Remillard R.A., *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1983, v.266, p.806.
- Кроса, Бойнтон* (Crosa L., Boynton P.) // *Astrophys. J.*, 1980, v.235, p.999.
- Кул и Анзер* (de Kool M., Anzer U.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1993, v.262, p.726.
- Кшеминский* (Krzeminski W.) // *Astrophys. J.*, 1974, v.192, p.L135.
- Кэнигсбергер и др.* (Koenigsberger G., Swank J.H., Szymkowiak A.E., White N.E.) // *Astrophys. J.*, 1983, v.263, p.782.
- Лайн и др.* (Lyne A., Pritchard R., Smith F.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1988, v.233, p.667.
- Лайн и др.* // Частное сообщение, 1992.
- Левин и др.* (Levin A., Ma C., McClintock J. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1988, v.327, p.732.
- Левин и др.* (Levin A., Rappaport S., Putney A. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1991, v.381, p.101.
- Левин и др.* (Levin A., Rappaport S., Deeter J. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1993, v.410, p.328.
- Лехи и др.* (Leachy D., Darbro W., Elsner R. *et al.*) // *Astrophys. J.* 1983, v.266, p.160.
- Лозников В.М., Бабалян Г.Г., Гребенев С.А., Сюняев Р.А.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1993, т.19, с.903.
- Липунов В.М.* // *Астрофизика нейтронных звезд*. М.: Наука, 1987.
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Павлинский М.Н.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1994, т.20, с.631.
- Лутовинов и др.* (Lutovinov A., Grebenev S., Sunyaev R., Pavlinsky M.) // *Adv. Space Res.*, 1995a, v.16, p.(3)135.
- Лутовинов и др.* (Lutovinov A., Grebenev S., Sunyaev R., Pavlinsky M.) // in "The Lives of Neutron Stars", M.A. Alpar *et al.*(eds), 1995b, Kluwer Academic Publishers, p.401.
- Лутовинов и др.* (Lutovinov A., Grebenev S., Sunyaev R.) // "The Transparent Universe", (eds. Winkler C. *et al.*), ESA Publ. Division, SP-382, 1997, p.295.
- Лутовинов и др.* (Lutovinov A., Grebenev S., Sunyaev R., Pavlinsky M.) // *Nuclear Physics B*, 1998, v.69(1-3), p.166.
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Сюняев Р.А.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1999, т.25, с.83.
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Павлинский М.Н., Сюняев Р.А.* // *Препринт ИКИ РАН*, 2000а, ПР-2025.
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Сюняев Р.А.* // *Письма в Астрон. журн.*, 2000б, т.26, с.3.
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Павлинский М.Н., Сюняев Р.А.* // *Препринт ИКИ РАН*, 2000в, ПР-2027.
- Лутовинов и др.* (Lutovinov A., Grebenev S., Sunyaev R.) // *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 2000г, в печати.
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Павлинский М.Н. и др.* // *Письма в Астрон. журн.*, 2000д, в печати.
- Лутовинов и др.* (Lutovinov A., Grebenev S., Pavlinsky M., Sunyaev R.) // электронный архив препринтов (<http://xxx.lanl.gov>), 2000е, astro-ph/0009349.

- Льюин* (Lewin W.H.G.) // IAU Circ., 1976а, N⁰2922.
- Льюин и др.* (Lewin W.H.G., Doty J., Clark G.W. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1976б, v.207, p.L95.
- Льюин и др.* (Lewin W.H.G., Hoffman J.A., Doty J., *et al.*) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1976в, v.177, p.83P.
- Льюин и др.* (Lewin W.H.G., van Paradijs J., Taam R.E.) // *Space Sci. Rev.*, 1993, v.62, p.223.
- Лэмб и др.* (Lamb F., Pethick C., Pines D.) // *Astrophys. J.*, 1973, v.184, p.271.
- Лэмб и др.* (Lamb D.Q., Lamb F.K., Pines D., *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1975, v.198, p.L21.
- Лэмптон и др.* (Lampton M., Margon B., Bowner S.) // *Astrophys. J.*, 1976, v.208, p.177.
- Лэнг К.Р.* // *Астрофизические формулы*, М.: Мир, 1978, ч.1, с.68.
- Лэнг и др.* (Lang F., Levin A., Bautz M. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1981, v.246, p.L21.
- Любарский Ю.Э., Сюняев Р.А.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1982, т.8, с.612.
- Маеда и др.* (Maeda Y., Koyama K., Sakano M., *et al.*) // *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1996, v.48, p.417.
- Макино* (Makino F.) // IAU Circ., 1990, N⁰ 4967.
- Макишима и др.* (Makishima K., Ohashi T., Inoue H. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1981, v.247 p.L23.
- Макишима и др.* (Makishima K., Inoue H., Koyama K. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1982, v.255, p.L49.
- Макишима и др.* (Makishima K., Mitsuda K., Inoue H. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1983, v.267, p.310.
- Макклиток и др.* (McClintock J.E., Rappaport S., Joss P.C. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1976, v.206, p.L99.
- Маккрей, Лэмб* (McCray R., Lamb F.) // *Astrophys. J.*, 1976, v.204, p.L115.
- Мараш и Кавальери* (Marashi L., Cavaliere A.) // in: "Highlights in Astronomy", E.A.Müller(ed), Reidel, Dordrecht 1977, v.4, Part I, p.127.
- Маркерт и др.* (Markert T.H., Canizares C.R., Clark G.W. *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1977, v.218, p.801.
- Мендельсон, Мазех* (Mendelson H., Mazeh T.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1991, v.250, p.373.
- Миддледич и др.* (Middleditch J., Mason K., Nelson J., White N.) // *Astrophys. J.*, 1981, v.244, p.1001.
- Михара* (Mihara T.) // PhD Thesis, RIKEN, 1995.
- Мольков и др.* (Molkov S., Grebenev S., Pavlinsky M., Sunyaev R.) // *Astr. Letters & Commun.*, 1999, v.38, p.141.
- Мольков и др.* (Molkov S.V., Grebenev S.A., Lutovinov A.A.) // *Astron. Astrophys.*, 2000а, v.357, p.L41.
- Мольков С.В., Гребенев С.А., Лутовинов А.А.* // 2000б, в печати.
- Морриссон, Маккаммон* (Morrisson R., McCammon D.) // *Astrophys. J.*, 1983, v.270, p.119.
- Нагазе* (Nagase F.) // *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1989, v.41, P.1.
- Нагазе и др.* (Nagase F., Hayaka B., Kumeda *et al.*) // *Astrophys. J.*, 1984, v.280, p.259.
- Нагазе и др.* (Nagase F., Hayakawa S., Sato N.) // *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1986, v.38, p.547.

- Нагазе и др.* (Nagase F., Dotani T., Tanaka Y., et al.) // *Astrophys. J.*, 1991, v.375, p.L49.
- Нагазе и др.* (Nagase F., Corbet R., Day C. et al.) // *Astrophys. J.*, 1992, v.396, p.147.
- Недджюрюла и др.* (Negueruela I., Grove J.E., Coe M.J., et al.) // *Astron. Astrophys.*, 1997, v.284, p.859.
- Огельман и др.* (Ögelman H., Kahabka P., Pietch W. et al.) // *Space Sci. Rev.*, 1985, v.40, p.347.
- Огельман* (Ögelman H.) // *Astron. Astrophys.*, 1987, v.172, p.79.
- Одли и др.* (Audley M.D., Kelley R.L., Boldt E.A, et al.) // *Astrophys. J.*, 1996, v.457, p.397.
- Орландини и др.* (Orlandini M., Dal Fiume D., Frontera F. et al.) // *Astron. Astrophys.*, 1998, v.332, p.121.
- Ортолани и др.* (Ortolani S., Bica E., Barbuy B.) // *Astron. Astrophys.*, 1993, v.267, p.66.
- Ортолани и др.* (Ortolani S., Barbuy B., Bica E. et al.) // *Astron. Astrophys.*, 1999, v.350, p.840.
- Павлинский М.Н.* // Кандидатская диссертация, М: ИКИ РАН, 1991.
- Павлинский М.Н., Гребенев С.А., Сюняев Р.А.* // Письма в Астрон. журн., 1992, т.18, с.217
- Павлинский и др.* (Pavlinsky M.N., Grebenev S.A., Sunyaev R.A.) // *Astrophys. J.*, 1994, v.425, p.110.
- Павлинский и др.* (Pavlinsky M., Grebenev S., Finogenov A., Sunyaev R.) // *Adv. Space Res.*, 1995, v.16, p.(3)95.
- Пан и др.* (Pan H., Kretschmar P., Skinner G. et al.) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1994, v.92, p.448.
- Пармар и др.* (Parmar A.N., Pietsch W., McKechnie S., et al.) // *Nature*, 1985, v.313, p.119.
- Пармар и др.* (Parmar A., White N., Stella L. et al.) // *Astrophys. J.*, 1989a, v.338, p.359.
- Пармар и др.* (Parmar A.N., Stella L. and Giommi P.) // *Astron. Astrophys.*, 1989b, v.222, p.96.
- Педерсен и др.* (Pedersen H., van Paradijs J. and Lewin W.H.G.) // *Nature*, 1981, v.294, p.725.
- Поль и др.* (Paul B., Agrawal A., Rao A., Mahchanda R.) // *Astron. Astrophys.*, 1997, v.319, p.507.
- Правдо и др.* (Pravdo S., Becker R., Boldt E., et al.) // *Astrophys. J.*, 1977a, v.215, p.L61.
- Правдо и др.* (Pravdo S., Boldt E., Holt S., et al.) // *Astrophys. J.*, 1977b, v.216, p.L23.
- Предгорски, Тэррел* (Priedhorsky W., Terrell J.) // *Astrophys. J.*, 1983, v.273, p.709.
- Предел и Трюмпер* (Predehl P., Trümper J.) // *Astron. Astrophys.*, 1994, v.290, p.L29.
- Проктор и др.* (Proctor R., Skinner G., Willmore A.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1978, v.185, p.745.
- Раннапорт и др.* (Rappaport S., Clark G., Cominsky L. et al.) // *Astrophys. J.*, 1978, v.224, p.L1.
- Садакане и др.* (Sadakane K., Hitara R., Jugaku J. et al.) // *Astrophys. J.*, 1985, v.288, p.284.
- Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А., Лунд Н.* // Письма в Астрон. журн., 1997, т.23, с.326.
- Сато и др.* (Sato N., Nagase F., Kawai N. et al.) // *Astrophys. J.*, 1986a, v.304, p.241.

- Сато и др.* (Sato N., Hayakawa S., Nagaze F.) // Publ. Astron. Soc. Japan, 1986б, v.38, p.731.
- Свэнк и др.* (Swank J.H., Becker R.H., Boldt E.A. *et al.*) // Astrophys. J., 1977, v.212, p.L73.
- Сидоли и др.* (Sidoli L., Mereghetti S., Israel G., *et al.*) // Astrophys. J., v.525, p.215.
- Скиннер и др.* (Skinner G., Willmore A., Eyles C., *et al.*) // Nature, 1987, v.330, p.544.
- Смарт У.* // Небесная механика. М.: Мир, 1965.
- Сунг и др.* (Soong Y., Gruber D., Rothshild R.) // Astrophys. J., 1987, v.319, p.L77.
- Сюняев, Титарчук* (Sunyaev R.A., Titarchuk L.) // Astron. Astrophys., 1980, v.86, p.121.
- Сюняев Р.А., Титарчук Л.Г.* // Письма в Астрон. журн., 1988, т.12, с.857.
- Сюняев и др.* (Sunyaev R.A., Babichenko S.I., Goganov D.A., *et al.*) // Adv. Space Res., 1990а, v.10, p.(2)233.
- Сюняев Р.А., Гильфанов М.Р., Чуразов Е.Н. и др* // Письма в Астрон. журн., 1990б, т.16, с.136.
- Сюняев Р.А., Бороздин К., Гильфанов М.Р. и др* // Письма в Астрон. журн., 1991, т.17, с.126.
- Тавара и др.* (Tawara Y., Kii T., Hayakawa S. *et al.*) // Astrophys. J., 1984а, v.276, p.L41.
- Тавара и др.* (Tawara Y., Hirano T., Kii T. *et al.*) // Publ. Astron. Soc. Japan, 1984б, v.36, p.861.
- Тамура и др.* (Tamura K., Tsunemu H., Kitamoto S. *et al.*) // Astrophys. J., 1992, v.389, p.676.
- Тананбаум и др.* (Tananbaum H., Gursky H., Kellog E., *et al.*) // Astrophys. J., 1972, v.174, p.L143.
- Теребиж В.Ю.* // Анализ временных рядов в астрофизике. М.: Наука, 1992.
- Трюмпер и др.* (Trümper J., Pietsch W., *et al.*) // Astrophys. J., 1978, v.219, p.L105.
- Трюмпер и др.* (Trümper J., Kahabka P., Ögelman H., *et al.*) // Astrophys. J., 1986, v.300, p.L63.
- Унгер и др.* (Unger S.J., Roche P., Negueruela I., *et al.*) // Astron. Astrophys., 1998, v.336, p.960.
- Форман и др.* (Forman W., Jones C., Tananbaum H. *et al.*) // Astrophys. J., 1973, v.182, p.L103.
- Форман и др.* (Forman W., Jones C., Tananbaum H.) // Astrophys. J., 1976, v.206, p.L29.
- Хазингер и ван дер Клис* (Hasinger G., van der Klis M.) // Astron. Astrophys., 1989, v.225, p.79.
- Хансен и ван Хорн* (Hansen C.J., van Horn H.M.) // Astrophys. J., 1975, v.195, p.735.
- Хатчетт и др.* (Hatchett S., Buff J., McCray R.) // Astrophys. J., 1976, v.206, p.847.
- Хатчетт, МакКрэй* (Hatchett S., McCray R.) // Astrophys. J., 1977, v.211, p.552.
- Хейндл и др.* (Heindl W.A., Coburn W., Gruber D.E., *et al.*) // Astrophys. J., v.521, p.L49.
- Ховарт, Принья* (Howarth I.D., Prinja R.K.) // Astrophys. J. Suppl. Ser., 1989, v.69, p.527.
- Хоффман и др.* (Hoffman J.A., Lewin W.H.G., Doty J.) // Astrophys. J., 1977, v.217, p.L23.
- Хоффман и др.* (Hoffman J.A., Marshall H.L., Lewin W.H.G.) // Nature, 1978а, v.271, p.630.
- Хоффман и др.* (Hoffman J.A., Lewin W.H.G., Doty J. *et al.*) // Astrophys. J., 1978б, v.221, p.L57.

- Цунеми, Китамото* (Tsunemi H., Kitamoto S.) // *Astrophys. J.*, 1988, v.334, p.L21.
- Цунеми и др.* (Tsunemi H., Kitamoto S., Tamura K.) // *Astrophys. J.*, 1996, v.456, p.316.
- Чакраборти и др.* (Chakraborty D., Grunsfeld J., Prince T. et al.) // *Astrophys. J.*, 1993, v.403, p.L33.
- Черепашук А.М.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1982, т.8, с.623.
- Чичков М.А., Сюняев Р.А., Лапишов И.Ю. и др.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1995, т.21, с.491.
- Чой и др.* (Choi C.S., Dotani T., Nagase F., et al.) // *Astrophys. J.*, 1994, v.427, p.400.
- Шакура и др.* (Shakura N.I., Ketsaris N.A., Prokhorov M.E., Postnov K.A.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1998, v.300, p.992.
- Шакура и др.* (Shakura N.I., Prokhorov M.E., Postnov K.A., Ketsaris N.A.) // *Astron. Astrophys.*, 1999, v.348, p.917.
- Шеффер Е.К.* // *Письма в Астрон. журн.*, 1987, т.13, с.204.
- Штауберт и др.* (Staubert R., Bezler M., Kendziorra E.) // *Astron. Astrophys.*, 1983, v.117, p.215.
- Шрейер и др.* (Schreier E., Levinson, R., Gursky, H., et al.) // *Astrophys. J.*, 1972, v.172, p.L79.
- Шрейер и др.* (Schreier E., Swartz K., Giacconi R., et al.) // *Astrophys. J.*, 1976, v.204, p.539.
- Эбисава и др.* (Ebisawa K., Day C., Kallman T.) // *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1996, v.48, p.425.
- Эбисузаки, Номото* (Ebisuzaki, T., Nomoto, K.) // *Astrophys. J.*, 1986, v.305, p.L67.
- Ямаучи и др.* (Yamauchi S., Asaoka I., Kawada M., et al.) // *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1990, v.42, p.L53.