

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Александр Анатольевич Лутовинов

МАССИВНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ
В ОБЗОРАХ ОБСЕРВАТОРИИ ИНТЕГРАЛ: СВОЙСТВА ПОПУЛЯЦИИ И
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ У ПОВЕРХНОСТИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

01.03.02 Астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва
2013

Оглавление

Введение	5
I Обзор Галактической плоскости. Поиск массивных рентгеновских двойных систем	19
1 Обзор Галактики обсерваторией ИНТЕГРАЛ. Открытие новых источников и новых популяций источников жесткого рентгеновского излучения	20
1.1 Введение	20
1.2 Девятилетний обзор галактической плоскости обсерваторией <i>ИНТЕГРАЛ</i> : параметры и характеристики	22
1.3 Наблюдательные характеристики открытых обсерваторией <i>ИНТЕГРАЛ</i> источников	24
2 Оптическое отождествление рентгеновских источников	40
2.1 Введение	40
2.2 Обсерватории, инструменты, наблюдения, обработка данных	43
2.3 Результаты наблюдений	47
3 Исследование закона межзвездного поглощения в направлении центра Галактики	84
3.1 Введение	84
3.2 Метод определения межзвездного поглощения по положению гигантов красного сгущения	86
3.3 Определение величины и закона поглощения	87
3.4 Другие способы определения величины поглощения	89
3.5 Оценка спектрального класса звезд-компаньонов и расстояния до систем. Сравнение с результатами спектроскопических измерений.	92
4 Отождествление рентгеновских источников, расположенных в направлении центра Галактики	97
4.1 Введение	97
4.2 AX J1749.1–2733 и AX J1749.2–2725	99
4.3 Другие источники в направлении Галактического Центра, предварительные результаты отождествлений	111
Заключение к первой части	115

II	Свойства массивных рентгеновских двойных систем в Галактике	116
5	Распределение массивных рентгеновских двойных систем по галактической долготе	118
6	Массивные рентгеновские двойные системы в девятилетнем обзоре обсерватории ИНТЕГРАЛ	123
6.1	Выборка по потоку и ее полнота	124
6.2	Функция светимости и пространственное распределение аккрецирующих из ветра НМХВs	126
6.3	Свойства популяции НМХВs с нейтронными звездами, аккрецирующими из ветра	137
6.4	Быстрые рентгеновские транзиенты в двойных системах со звездами-сверхгигантами	145
6.5	Слабые источники в обзоре обсерватории <i>ИНТЕГРАЛ</i> и предсказания для будущих обзоров	148
	Заключение ко второй части	150
III	Массивные рентгеновские двойные системы в галактике Большое Магелланово Облако	151
7	Глубокий обзор галактики Большое Магелланово Облако обсерваторией ИНТЕГРАЛ	152
7.1	Введение	152
7.2	Свойства обзора и новые рентгеновские источники	153
7.3	Массивные рентгеновские двойные системы в БМО	158
7.4	Другие типы источников в направлении галактики БМО	161
7.5	Широкополосные рентгеновские спектры	164
	Заключение к третьей части	166
IV	Рентгеновские пульсары – массивные рентгеновские двойные системы с нейтронными звездами	167
	Введение	168
8	Временные характеристики ярких рентгеновских пульсаров	172
8.1	Методы и подходы	173
8.2	Профили импульса, карты интенсивности и ДПИ	176
8.3	Обсуждение результатов, модель	187
9	Спектральные характеристики рентгеновских пульсаров	191
9.1	Анализ данных	191
9.2	Спектры и параметры	193
10	X Persei и RX J0440.9+4431 – рентгеновские пульсары с низкой светимостью в Ве-системах	213
10.1	RX J0440.9+4431	214
10.2	X Persei	220

11 Рентгеновский пульсар V 0332+53	225
11.1 Спектральный анализ	227
11.2 Профиль импульса	233
11.3 Обсуждение	237
Заключение к четвертой части	242
Заключение	244

Введение

Известно, что прозрачность атмосферы Земли сильно зависит от длины волны падающего излучения или, другими словами, от энергии приходящих фотонов. В частности, существуют так называемые окна прозрачности атмосферы, в которых приходящее из космоса излучение может достигать Земли, при этом ослабляясь в той или иной мере. Для рентгеновского диапазона энергий фотонов (от $\simeq 0.2$ до $10 - 100$ кэВ) атмосфера оказывается абсолютно непрозрачной, что делает невозможным какие-либо наблюдения в этом диапазоне энергий с Земли. С другой стороны, в рентгеновском диапазоне интенсивно излучает большинство объектов во Вселенной – от межзвездной среды и гелиосферы, от обычных звезд, белых карликов и нейтронных звезд, до черных дыр в нашей Галактике и в ядрах огромного количества других галактик, и межгалактической среды скоплений галактик. Причем в большинстве из этих объектов вещество находится в настолько экстремальных гравитационных и магнитных полях, при таких экстремальных температурах, плотностях и давлениях, которые не могут быть достижимы в земных лабораториях.

Развитие внеатмосферной астрономии, и в частности рентгеновской астрономии, стали возможны только с развитием ракетных и космических технологий. Первые ракетные эксперименты по наблюдению Солнца начали проводиться еще с конца 40-х – начала 50-х годов. Однако подлинное начало эры рентгеновской астрономии ознаменовал собой полет ракеты *Aerobee* 18 июня 1962 г., пронесшей рентгеновский детектор на высотах до 225 км в течение нескольких сотен секунд. В результате этого полета были сделаны два важнейших открытия: 1) обнаружено квази-изотропное рентгеновское излучение – космический рентгеновский фон, 2) открыт ярчайший источник рентгеновского неба, названный впоследствии Скорпион X-1 (Джиаккони и др. 1962).

Следующим ключевым шагом в развитии рентгеновской астрономии стало появление специализированных спутников, что позволило увеличить время наблюдений объектов от нескольких минут до месяцев и даже лет, т.е. практически в десятки тысяч раз, и начать систематический поиск и детальные исследования источников рентгеновского излучения, в том числе с помощью обзоров неба. Первой специализированной орбитальной рентгеновской обсерваторией стала обсерватория *UHURU* (период работы на

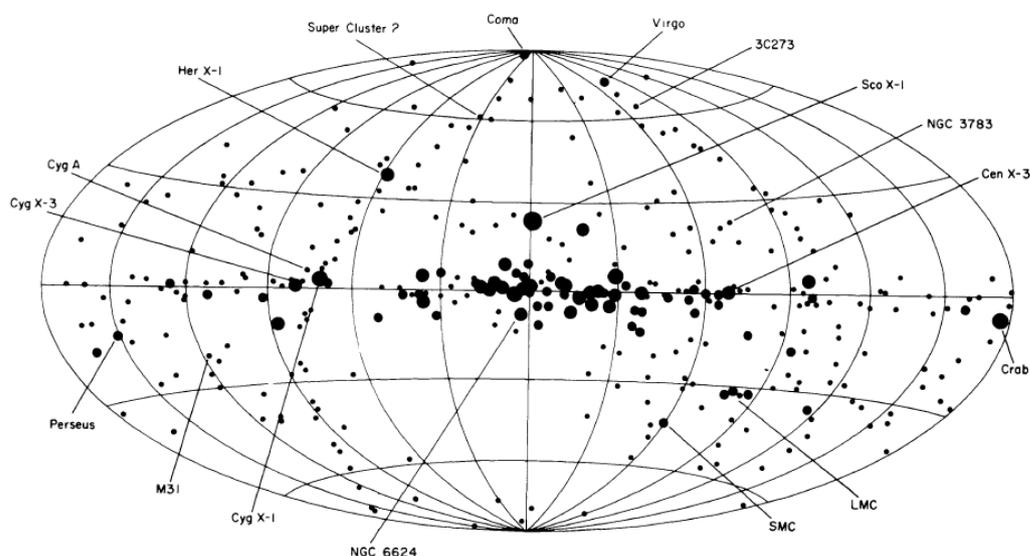


Рис. 1. Карта неба, полученная обсерваторией *UHURU* (из статьи Формана и др. 1978). Положения зарегистрированных обсерваторией источников показаны кружками, их размер зависит от интенсивности источника. Подписаны наиболее значимые из объектов.

орбите 1970–1973 гг), предназначавшаяся для обзора всего неба с недостижимой ранее чувствительностью. Результатом этого обзора стал каталог из почти четырехсот источников разной природы от белых карликов и звезд с активными коронами до галактик и скоплений галактик (Рис.1, Форман и др., 1978). Кроме того, при помощи наблюдений обсерватории *UHURU* было впервые показано, что яркие рентгеновские источники являются двойными звездными системами, в которых компактным источником является нейтронная звезда или черная дыра (см., например, Шрайер и др., 1972).

Вместе с открытием новых рентгеновских источников стало понятно, что для определения их природы и дальнейших исследований физических, эволюционных и статистических свойств разных популяций этих объектов, данных только рентгеновских обсерваторий недостаточно и необходимо проводить их отождествление в оптическом, инфракрасном или радиодиапазонах. Однако для большей части источников, открытых в обзоре обсерватории *UHURU* и последующих обзорах, проведенных обсерваториями *HEAO1* и *Ariel-V* в конце 70-х годов, сделать это было невозможно или крайне затруднительно из-за невысокой (минуты – десятки угловых минут) точности локализации зарегистрированных объектов. Особенно серьезной эта проблема была для источников, расположенных в Галактической плоскости или в направлении на центр Галактики, где поверхностная плотность звезд очень велика и для надежного отождествления галактических рентгеновских источников с оптическими объектами необходимы астрометрические точности

их положения на уровне угловой секунды. Для решения этой проблемы было предложено несколько методов, в частности, наблюдения источников методом покрытия Луной, использование модуляционных коллиматоров. Однако наиболее эффективным стало создание рентгеновских телескопов с фокусирующей оптикой (так называемых рентгеновских телескопов "косого падения"), успешно работавших или работающих в настоящее время на орбите в составе обсерваторий *Einstein*, *ASCA*, *XMM-Newton*, *Chandra*, *Swift*. Эти инструменты обладают высокой чувствительностью и позволяют измерять положение рентгеновских источников на небе с точностью до долей секунды, что в свою очередь позволяет проводить их отождествление с оптическими объектами, определять природу и детально изучать физические свойства.

Наряду с этими преимуществами, рентгеновские фокусирующие телескопы обладают и рядом недостатков. В первую очередь, это ограниченный диапазон энергий, в котором эти инструменты могут работать, < 10 кэВ. Это связано с тем, что фокусировка более жестких рентгеновских лучей была невозможна с технологиями, применявшимися при производстве зеркальных систем для указанных выше обсерваторий (необходимо отметить, что в июне 2012 г. на орбиту была успешно выведена обсерватория *NuSTAR*, зеркальная система которой создана с использованием новых технологий, обеспечивающих фокусировку фотонов вплоть до энергий ~ 80 кэВ). Другим ограничением фокусирующих рентгеновских телескопов является их малое поле зрения – как правило, это несколько угловых минут. Понятно, что телескопами с такими малыми полями зрения невозможно провести обзор не только всего неба, но даже и какой-нибудь значительной его части, например, Галактической плоскости.

Огромным шагом вперед стало создание телескопов "косого падения" с большим полем зрения и со значительно увеличенной эффективной площадью на немецкой орбитальной обсерватории *ROSAT*. Увеличение эффективной площади, и в особенности скачок в таком параметре как произведение эффективной площади на поле зрения зеркальной системы, дало возможность провести беспрецедентный по чувствительности обзор всего неба в рентгеновских лучах на энергиях 0.2 – 2.5 кэВ (Вогес и др. 1999; Безе 2004; Рис.2). Однако для фотонов таких энергий межзвездное фотопоглощение является эффективным экраном, закрывающим от нас области в направлении плоскости Галактики, и в особенности интереснейшую область центра Галактики. Кроме того, во многих двойных системах, в первую очередь с массивными звездами, оказывается сильным и внутреннее поглощение, связанное с мощным звездным ветром, истекающим с массивной звезды. Это внутреннее поглощение может существенно превосходить межзвездное и практически полностью экранировать рентгеновское излучение компактного объекта в мягком рентгеновском диапазоне энергий. Таким образом, несмотря на десятки тысяч объектов, обнаруженных обсерваторией *ROSAT*, большое количество галактических источников, в первую очередь рентгеновских двойных систем с массивными звездами, отсутствует в этом обзоре.

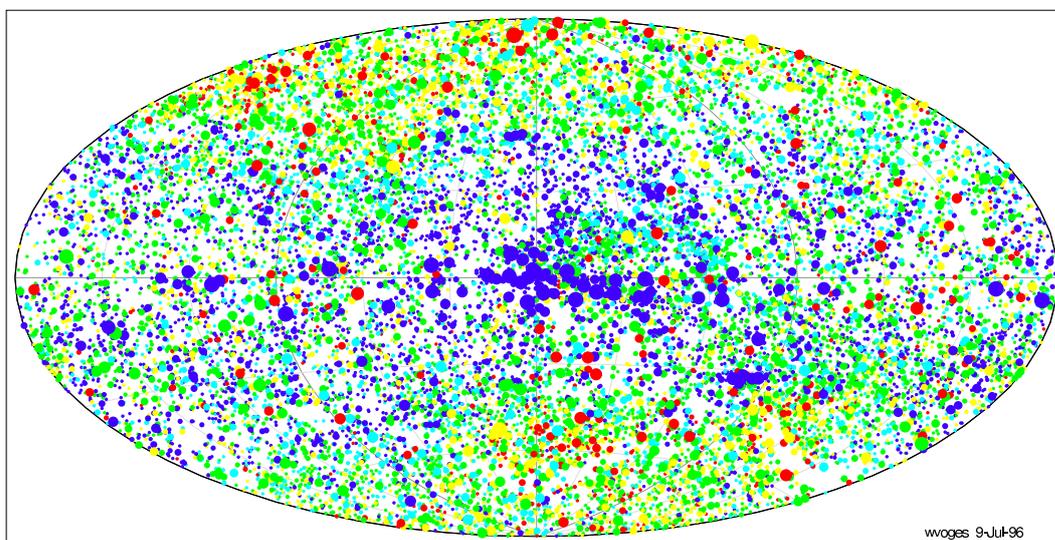


Рис. 2. Карта всего неба, полученная обсерваторией *ROSAT* (из статьи Безе 2004) с указанием положений ярких источников кружками. Размер кружка соответствует интенсивности источника, а цвет – возрастанию жесткости его излучения: красный-желтый-зеленый-синий.

Последующие обзоры, проводившиеся в Галактической плоскости обсерваториями *ASCA* (Сугизаки и др., 2001; Сакано и др. 2002) и *XMM-Newton* (Хэндс и др. 2004, Небот Гомес-Моран и др. 2013) до некоторой степени свободны от этого недостатка в силу того, что их энергетические диапазоны простираются до $\simeq 10$ кэВ, где влияние поглощения начинает ослабевать. Однако площади этих обзоров невелики и покрывают лишь небольшую часть Галактики (особенно это касается обзора *XMM-Newton*), что делает затруднительным исследование глобальных свойств популяций галактических рентгеновских источников в двойных системах по данным только этих обзоров. Например, обзор галактической плоскости обсерваторией *XMM-Newton* имеет общую площадь всего лишь $\simeq 4$ кв. градуса, в нем было обнаружено 1319 источников рентгеновского излучения, из которых 316 источников были отождествлены в других диапазонах длин волн. При этом подавляющее большинство из этих объектов являются коронально активными звездами классов А-М, находящимися на расстояниях не более 1 кпс (Небот Гомес-Моран и др. 2013). Обзор, проведенный обсерваторией *ASCA*, покрывает относительно широкие области по галактической долготе $|l| \lesssim 45^\circ$, но остается при этом достаточно узким по широте $|b| \lesssim 0.4^\circ$, что также накладывает ограничение в его использовании при анализе свойств разных популяций рентгеновских источников. Кроме того, анализ данных обсерватории *ASCA*, поиск и регистрация рентгеновских источников существенно затруднились правильным учетом вклада диффузного рентгеновского излучения Галактики,

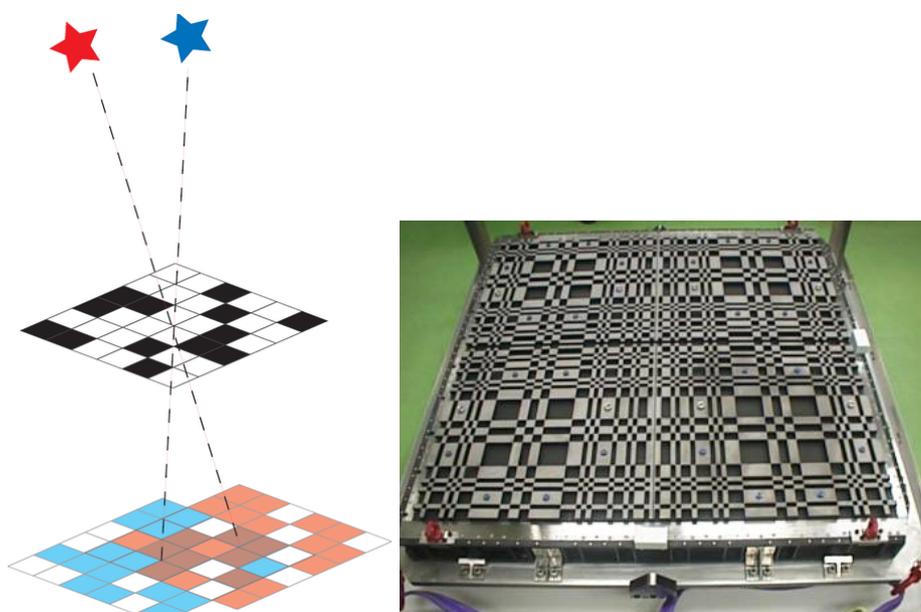


Рис. 3. (слева) Схематическое представление принципа работы телескопа с "кодирующей" апертурой. (справа) Фотография маски телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*.

недостаточным угловым разрешением инструментов обсерватории, учетом вклада ярких объектов и т.д. (Сугизаки и др., 2001; Сакано и др. 2002).

Естественным выходом из такой ситуации является создание телескопов с широкими полями зрения, работающих в более жестком диапазоне энергий (это важно как со стороны минимизации влияния фотопоглощения, так и с той точки зрения, что максимум излучения большинства рентгеновских источников приходится на энергии 10-20 кэВ), и в то же время имеющих возможность восстанавливать изображение рентгеновского неба с достаточно хорошим угловым разрешением. Наиболее эффективными инструментами, удовлетворяющими указанным требованиям, являются рентгеновские телескопы, использующие в своей работе так называемый принцип кодирующей апертуры. Так как большинство представленных в настоящей диссертации результатов были получены по данным телескопов обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (см. ниже), которые работают по этому принципу, остановимся на его описании немного подробнее. Принцип (или метод) кодирующей апертуры основан на пространственной модуляции первичного потока рентгеновских квантов при помощи маски, расположенной над детектором и состоящей из большого числа случайно расположенных прозрачных и непрозрачных элементов (Рис.3). Поток квантов, приходящий от рентгеновского источника, находящегося на бесконечности, кодируется маской и регистрируется позиционно-чувствительным детектором. Важнейшей особенностью описываемого метода является то, что для разных направлений прихода излучения (т.е. для разных

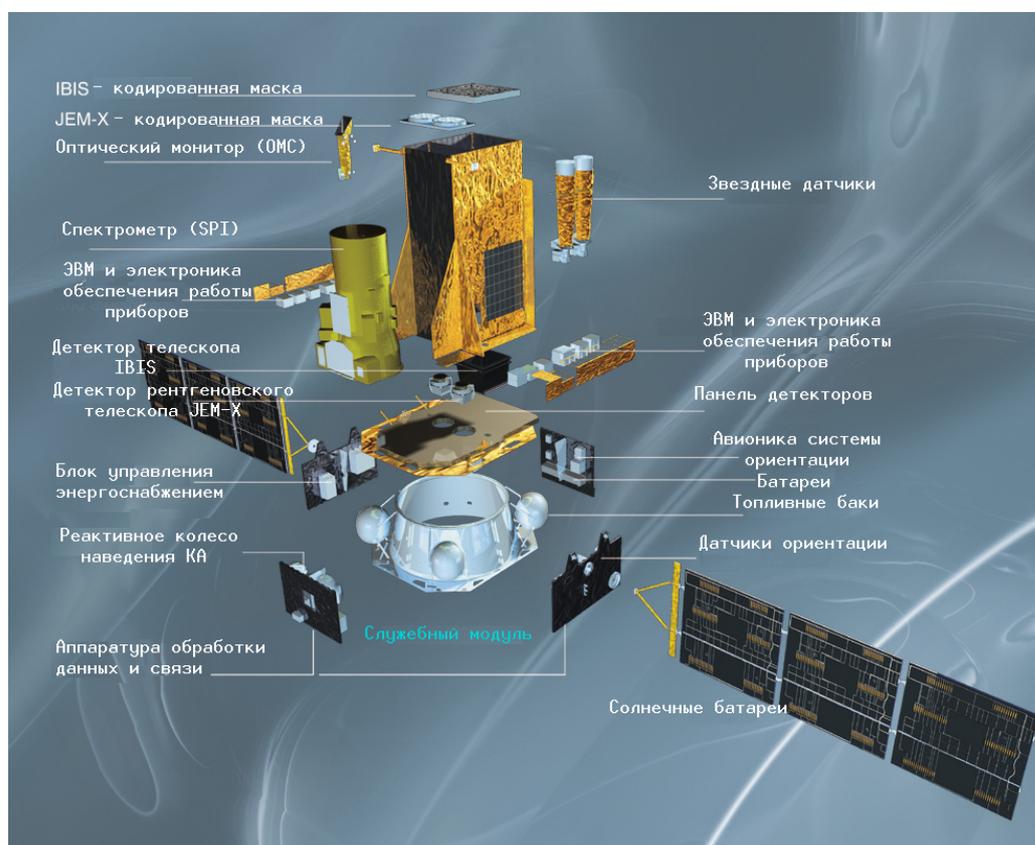


Рис. 4. Обсерватория *ИНТЕГРАЛ*, основные инструменты.

источников на небе) формируется своя, отличная от других, засветка детектора (тенеграмма). При наличии в поле зрения нескольких источников на детектор проецируется тень, являющаяся суперпозицией разных тенеграмм, и вклад каждой зависит от интенсивности источника. Принимая во внимание, что фон детектора маской не кодируется, имеется возможность однозначно выделить полученный сигнал и восстановить двумерное изображение участка небесной сферы.

Концепция телескопов с кодирующей апертурой нашла свое органичное развитие при создании приборов отечественных обсерваторий *РЕНТГЕН* на модуле *КВАНТ* и *ГРАНАТ*. С помощью телескопов этих обсерваторий были впервые получены карты больших участков рентгеновского неба в области центра Галактики в диапазоне энергий до 150 кэВ (Сюняев и др. 1991; Павлинский и др. 1994; Чуразов и др. 1994), открыты ряд неизвестных ранее черных дыр и нейтронных звезд в нашей Галактике, получены высококачественные широкополосные спектры таких объектов (см., например, Гильфанов и др. 1994), обнаружено эхо прошлой активности центральной сверхмассивной черной дыры Стрелец А* (Сюняев и др. 1993) и т.д.

Серьезные успехи и научные результаты, полученные этими обсерваториями, а также применяемые методы и опыт работы, подвели ученых к мысли о создании полноценной космической лаборатории гамма-лучей, которая позволяла бы не только строить изображения неба в жестких рентгеновских и гамма-лучах и проводить спектральный и временной анализ рентгеновских источников в широком диапазоне энергий, но также проводить и тонкую спектроскопию (спектроскопию с высочайшим энергетическим разрешением) регистрируемого излучения на энергиях вплоть до 8 МэВ. Так родилась концепция Международной астрофизической лаборатории гамма-лучей *ИНТЕГРАЛ* (INTErnational Gamma Ray Astrophysical Laboratory - INTEGRAL), совместного проекта Европейского (ЕКА) и Российского космических агентств. Успешный вывод обсерватории на высокоапогейную орбиту российской ракетой-носителем ПРОТОН, выполненный в октябре 2002 г. с точностями много лучше (более, чем на порядок) гарантированных величин, позволил значительно сократить расходы топлива при формировании окончательной орбиты двигателями космического аппарата и увеличить операционное время жизни обсерватории с 5 лет до 21 года. Таким образом, на настоящий момент и в ближайшие годы обсерватория будет являться действующим и эффективным инструментом для исследований неба в жестких рентгеновских лучах. Благодаря участию России в этом проекте российские ученые получили эксклюзивный доступ к 25% наблюдательного времени обсерватории *ИНТЕГРАЛ*.

Основными приборами обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (Винклер и др. 2003) являются гамма-телескоп *IBIS*, спектрометр *SPI* и вспомогательный рентгеновский монитор *JEM-X*, задача восстановления изображений неба которыми решается с использованием принципа кодирующей апертуры (Рис.4). В диссертации использовались данные, полученные только телескопом *IBIS* (детектор *ISGRI*) и монитором *JEM-X*, поэтому кратко приведем их основные характеристики.

Телескоп *IBIS* (Imager on Board the INTEGRAL Satellite, Убертини и др., 2003) позволяет получать гамма-изображения неба с более высоким разрешением, нежели любые предшествующие приборы, и обеспечивает локализацию обнаруженных источников излучения с точностью до 30 угловых секунд. Телескоп имеет поле зрения $28^\circ \times 28^\circ$ ($9^\circ \times 9^\circ$ – область полного кодирования) и состоит из детектора и вольфрамовой кодирующей маски (Рис.3), которая поднята над детектором на 3.2 метра. В детекторе используется два слоя чувствительных элементов, один слой расположен поверх другого. Верхний слой *ISGRI*, включающий в себя 16384 кадмий-теллурических (Cd-Te) элемента, позволяет эффективно обнаруживать низкоэнергичные гамма-лучи (15-200 кэВ). Именно на основе данных, полученных с этого слоя получена основная часть результатов диссертации. Второй слой (*PICSI*) состоит из 4096 цезий-йодных (CsI) элементов и обеспечивает регистрацию высокоэнергичных гамма-квантов (> 200 кэВ).

Монитор рентгеновских лучей *JEM-X* (Joint European X-Ray Monitor, Лунд и

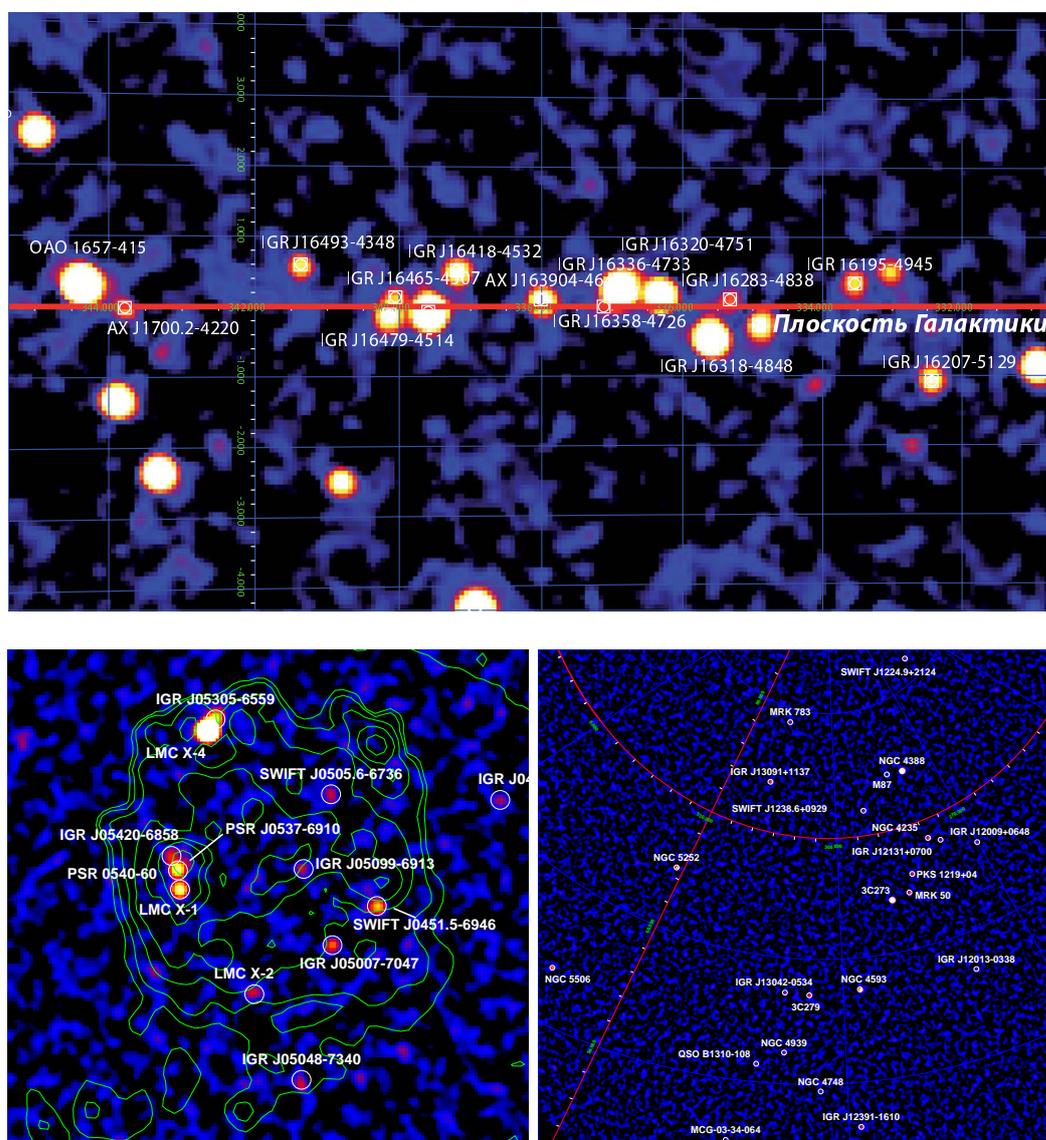


Рис. 5. Изображение разных областей неба, полученное по данным телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*: (вверху) Галактическая плоскость в направлении спирального рукава в созвездии Наугольника (Norma arm); (слева внизу) Большое Магелланово Облако, контурами показано распределение пыли на длине волны 100 мкм; (справа внизу) область вокруг источника 3C273. Подписаны зарегистрированные источники.

др. 2003) осуществляет наблюдения синхронно с другими приборами и способен работать в диапазоне энергий от 3 до 35 кэВ, выполняя вспомогательные функции. Его поле зрения существенно меньше, чем у телескопа *IBIS* – 4.8° в диаметре (область полного кодирования).

Широкое поле зрения, высокая чувствительность, длительное время работы на орбите и штатное функционирование научной аппаратуры позволили провести с помощью обсерватории *ИНТЕГРАЛ* большое количество наблюдений и детально исследовать не только индивидуальные объекты, но и выполнить обширные программы глубоких обзоров всего неба и его отдельных областей, включающих, в первую очередь, Галактическую плоскость и центр Галактики, а также несколько внегалактических полей, таких как галактика Большое Магелланово Облако, область вокруг источника 3С273, галактики М81 и М82 и др. (Рис.5).

В результате проведенных обзоров были получены карты всего неба с наилучшей чувствительностью в области галактической плоскости и выделенных внегалактических полей (Ревнивцев и др., 2004, 2006; Мольков и др., 2004а; Кривонос и др., 2005, 2007, 2010а, 2012; Гребенев и др. 2013). Анализ полученных карт позволил открыть несколько сотен новых источников жесткого рентгеновского излучения, что более чем в два раза увеличило число таких объектов на небе. Причем, в отличие от обзоров в мягком рентгеновском диапазоне энергий, подавляющее большинство из них составляют релятивистские объекты – аккрецирующие белые карлики, нейтронные звезды, галактические и сверхмассивные черные дыры. Некоторые из вновь обнаруженных объектов обладали довольно необычными свойствами, что позволило отнести их к новым популяциям галактических рентгеновских источников, в частности, сильнопоглощенным объектам, а также быстрым рентгеновским транзиентам в двойных системах со сверхгигантами (Supergiant Fast X-ray Transients, SFXT, см. подробнее ниже).

Помимо открытия новых источников и детального исследования свойств отдельных объектов, обзор неба обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* позволил провести достаточно полное исследование статистических свойств объектов разных классов: активных ядер галактик (Сазонов и др., 2007, 2008), маломассивных (Ревнивцев и др., 2008а) и массивных рентгеновских двойных систем в нашей Галактике (Лутовинов и др., 2005а, 2007, 2013а; Бодагхи и др. 2007, 2012). Так как исследование последних является предметом настоящей диссертации, остановимся на описании их свойств и результатов наблюдательных данных более подробно.

Массивные рентгеновские двойные системы

Общепризнано, что звездное население галактик, в том числе и нашей Галактики, включает разные популяции рентгеновских источников, наиболее яркими из которых являются рентгеновские двойные системы. Последние, в свою очередь, можно разделить на два больших класса: маломассивные рентгеновские двойные системы (low-mass X-ray binaries, LMXBs) и массивные рентгеновские двойные системы (high-mass X-ray binaries, HMXBs). Еще в ранних работах (см., например, Джаккони 1974; Фаббиано 1989) было показано, что популяция ярких HMXBs, существующая в спиральных и неправильных галактиках Локальной Группы, связана с молодым звездным

населением и представляет собой массивные двойные системы, в которых один из компаньонов уже проэволюционировал, превратившись в результате вспышки сверхновой в компактный объект (нейтронную звезду или черную дыру). Рентгеновское излучение в такой системе формируется в результате аккреции вещества с оставшегося нормального компаньона на этот компактный объект. Принимая во внимание характерное время эволюции массивных звезд (несколько $\times 10^6 - 10^7$ лет), такие системы относят к молодому галактическому населению, в отличие от маломассивных рентгеновских двойных систем, возраст которых оценивается в несколько миллиардов лет.

Естественно ожидать (и это подтверждается наблюдениями), что количество НМХВс в галактике зависит от темпа звездообразования (star formation rate, SFR) в ней. При этом важно отметить, что для галактик с повышенным темпом звездообразования вклад НМХВс в общее рентгеновское излучение галактики оказывается преобладающим (см., например, Фаббиано и др., 1988; Гельфанд, Моран 2001; Лоу, Биан 2005). В то же время, в обычных спиральных галактиках (типа Млечного Пути) количество НМХВс и их вклад в общее рентгеновское излучение оказывается значительно меньшим и зависящим от соотношения между балджевой и спиральной компонентами галактики (см., например, Шаплей и др., 2001). Последнее связано с тем, что маломассивные двойные системы, как старое население, концентрируются к центру галактики, ее балджу, в то время как массивные двойные системы расположены, в основном, в спиральных рукавах, где идут процессы звездообразования (см., например, Гримм и др. 2002). Для иллюстрации последнего утверждения на Рис. 6 показано сравнение углового распределения массивных и маломассивных рентгеновских двойных систем в Галактике.

Таким образом, кратко основные свойства популяции массивных рентгеновских двойных систем можно сформулировать следующим образом – это двойные системы с компактным релятивистским объектом (нейтронной звездой или черной дырой), в которых оптическим компаньоном является звезда класса O-B, массой $\gtrsim 8 - 10 M_{\odot}$, возрастом несколько миллионов или десятков миллионов лет, расположенные преимущественно в спиральных рукавах.

В последние годы, особенно после запуска на орбиту обсерватории *Chandra*, произошел качественный скачок в изучении рентгеновских двойных систем в соседних галактиках – появилась возможность разрешать их рентгеновское излучение на точечные источники и исследовать свойства как отдельных объектов (правда, в большинстве своем, наиболее ярких), так и разных популяций источников (см., например, Трудолобов и др. 2001; Конг 2003; Пенсе и др. 2001; Свартц и др. 2003). При этом необходимо отметить, что последнее часто приходится делать косвенными методами (см. например, Гильфанов 2004; Минео и др. 2012), так как для проведения таких исследований необходимо предварительно установить природу рентгеновского источника, однако даже чувствительности космического телескопа *им. Хаббла* и углового разрешения связки ”*Chandra-телескоп им. Хаббла*” не хватает для однозначной

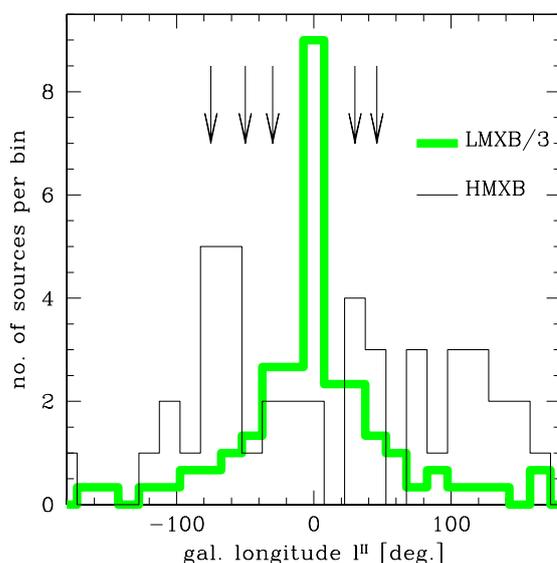


Рис. 6. Угловое распределение массивных (черная гистограмма) и маломассивных (зеленая гистограмма) рентгеновских двойных систем в Галактике (из работы Гримма и др. 2002).

идентификации и определения природы большинства зарегистрированных рентгеновских источников. Поэтому для исследования свойств их популяций применяются косвенные методы, такие как построение функций светимости (luminosity function, LF) объектов, расположенных в разных областях галактики, и оценки вклада разных популяций в общую светимость галактики. В качестве примера на Рис.7 показано распределение зарегистрированных обсерваторией *Chandra* рентгеновских источников в галактике M81 в сравнении в ее картой, полученной в ультрафиолетовом диапазоне длин волн (Сварцц и др. 2003). Там же приведены функции светимости рентгеновских источников, находящихся в балджевой и дисковой составляющей галактики. Видно, что они отличаются друг от друга и, в целом, похожи на функции светимости маломассивных и массивных рентгеновских двойных систем, соответственно (Гримм и др. 2002, 2003; Гильфанов и др. 2004). При этом точная природа подавляющего большинства из этих объектов не установлена.

Вообще, построение функции светимости и исследование ее характеристик является важным инструментом в исследовании как образования и эволюции двойных систем, так и влияния на этот процесс разных факторов, в частности, металличности и химического состава в разных галактиках (см., например, Штыковский, Гильфанов, 2005a). Как было показано в ряде работ (см., например, Гримм и др. 2002, 2003), дифференциальная функция светимости (LF) массивных рентгеновских двойных систем в галактиках разных типов пропорциональна темпу звездообразования в рассматриваемой галактике SFR и имеет универсальный степенной вид

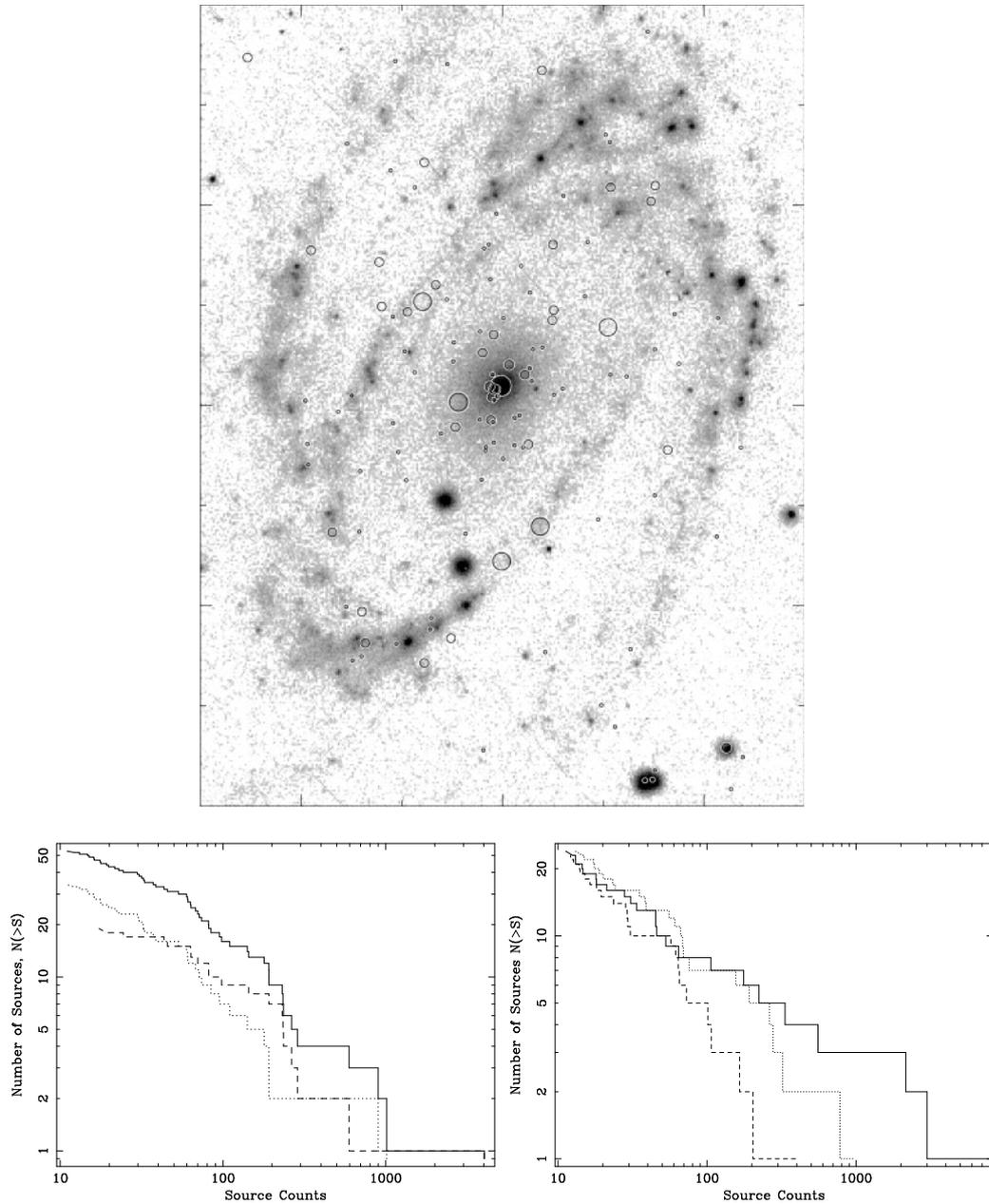


Рис. 7. (вверху) Положение рентгеновских источников (кружки), зарегистрированных обсерваторией *Chandra*, на карте галактики M81, полученной в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Размер кружка соответствует интенсивности источника. Функции светимостей рентгеновских источников балджевой (внизу слева) и дисковой (внизу справа) составляющей галактики. Взято из работы Свартца и др. (2003)

$$\frac{dN}{dL} \propto SFR \times L^{-\alpha}, \quad (1)$$

с наклоном $\alpha \simeq (1.6 \pm 0.1)$ в широком диапазоне светимостей $10^{35} - 10^{40}$ эрг с^{-1} , что, по всей вероятности, объясняется фундаментальными соотношениями масса–светимость и масса–радиус для массивных звезд (Постнов 2003). Обычно построение функции светимости двойных систем проводилось и проводится в мягком рентгеновском диапазоне 1-10 кэВ, где чувствительность современных телескопов достаточна, чтобы регистрировать значительное количество объектов в соседних галактиках. С другой стороны, светимость в этом диапазоне энергий составляет небольшую долю от полной светимости обычно жестких массивных рентгеновских двойных систем, что может вносить искажения в полученные зависимости. Поэтому исследование функции светимости двойных систем в жестком рентгеновском диапазоне и ее сравнение с полученными ранее результатами является актуальной проблемой.

Используемое при исследовании соседних галактик разделение на балджевые и дисковые рентгеновские источники связано с упоминавшимся выше пониманием, что массивные и маломассивные рентгеновские двойные системы пространственно расположены в разных частях спиральных галактик. Отметим, что массивные рентгеновские двойные системы, в принципе, могут существовать и в балджах галактик – в областях, где идут процессы звездообразования (например, молекулярных облаках), однако пока нет однозначных наблюдательных подтверждений этого. Ответить на этот вопрос, а также на многие другие вопросы, связанные с эволюцией, физическими и статистическими свойствами массивных рентгеновских двойных систем, используя наблюдения удаленных галактик, весьма затруднительно, а во многих случаях невозможно. В частности, это относится к определению параметров двойных систем, которые играют ключевую роль в эволюции НМХВс. Таким образом, наилучшим образом для изучения свойств массивных рентгеновских двойных систем подходит наша Галактика и, в некоторых аспектах, ближайшие к нам галактики – Большое и Малое Магеллановы Облака.

Несмотря на малое по галактическим меркам время жизни массивных рентгеновских двойных систем ($10^6 - 10^7$ лет), проследить эволюцию какой-либо одной из них не представляется возможным. Поэтому необходимо наблюдать и исследовать как можно больше таких систем, в том числе находящихся на разных этапах своего развития, чтобы получить наиболее полную картину их эволюции, в том числе ее зависимости от массы оптического компаньона, параметров двойной системы и т.д. Для достижения этих целей, в свою очередь, необходимы чувствительные и, в то же время, максимальные по площади обзоры Галактики (см. выше). Именно таким обзором является обзор Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*. Более того, комбинация длительных наблюдений, проведенных обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, с точечными наблюдениями конкретных источников обсерваториями *RXTE*, *XMM-Newton*,

Chandra, *Swift*, позволили исследовать физические свойства материи и измерить параметры компактных объектов в массивных рентгеновских двойных системах.

В первой части диссертации представлены результаты многолетних наблюдений Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, обсуждается открытие и наблюдаемые свойства новых рентгеновских источников, решается задача их отождествления и определения природы с использованием данных оптических и инфракрасных каталогов и наблюдений, проводится поиск и отбор массивных рентгеновских двойных систем. В ряде случаев нам также удалось получить оценки расстояний до объектов по исследованию свойств межзвездной среды. Вторая часть диссертации посвящена вопросам, связанным с глобальными свойствами популяции массивных рентгеновских двойных систем: их пространственному распределению, эволюции в зависимости от массы оптического компаньона и параметров двойной системы; предложена модель, объясняющая наблюдаемые свойства популяции НМХВс в целом, а также некоторых ее подклассов, таких как SFXTs; получены предсказания на общее количество НМХВс, которые могут быть зарегистрированы в будущих обзорах. В третьей части диссертации рассматриваются результаты глубокого обзора галактики Большое Магелланово Облако (БМО) обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, в частности, свойства популяции массивных рентгеновских двойных систем в этой галактике и их сравнение с полученными выше результатами для нашей Галактики. В четвертой части диссертации проведен временной анализ излучения ярких рентгеновских пульсаров, получены спектры и определены их параметры для нескольких десятков таких объектов, которые составляют подавляющее большинство среди массивных рентгеновских двойных систем. Для некоторых пульсаров проведены измерения магнитных полей нейтронных звезд, а также получены оценки на размер излучающих областей, а также параметры аккрецируемого вещества. В Заключении изложены положения, выносимые на защиту.

Часть I

Обзор Галактической плоскости. Поиск массивных рентгеновских двойных систем

Глава 1

Обзор Галактики обсерваторией ИНТЕГРАЛ. Открытие новых источников и новых популяций источников жесткого рентгеновского излучения

1.1 Введение

Сканирующие обзоры Галактической плоскости и глубокие наблюдения области Галактического Центра являлись ключевыми программами наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ* еще на этапе планирования миссии и постановки научных задач. Позднее, уже в процессе работы обсерватории на орбите, к ним были добавлены программы глубоких наблюдений других областей Галактики (в частности, в направлении спиральных рукавов в созвездиях Наугольника, Стрельца, Щита и др.), что позволило впервые получить глубокое и более-менее равномерное по чувствительности покрытие центральной части галактической плоскости в диапазоне долгот $-110^\circ < l < 100^\circ$ (более подробно об этом и характеристиках самого обзора речь пойдет ниже).

Уже первые сканирующие наблюдения Галактической плоскости в январе 2003 г. позволили обнаружить новый источник рентгеновского излучения – IGR J16318-4848 (Курвуазье и др. 2003). Последующие наблюдения, проведенные обсерваторией *XMM-Newton*, и анализ архивных данных обсерватории *ASCA* показали, что источник обладает большим внутренним фотопоглощением и практически не излучает в диапазоне энергий меньше 10 кэВ (см., например, Матт, Гуаинацци 2003; Ревнивцев и др. 2003а).

Предыдущие исследования галактических рентгеновских источников (Кояма и др. 1990) показали, что объекты с существенным внутренним

фотопоглощением в их спектрах могут быть фактически однозначно классифицированы как массивные двойные рентгеновские системы. Это связано с тем, что в большинстве массивных систем аккреция на компактный объект идет из звездного ветра, истекающего со звезды-компаньона, что приводит к существенному поглощению внутри самой двойной системы. В случае же маломассивных рентгеновских двойных систем звезда-компаньон заполняет свою полость Роша, аккреция происходит через внутреннюю точку Лагранжа и поэтому внутри системы практически не оказывается вещества, способного вызвать существенное поглощение рентгеновского излучения компактного объекта (Кан 1982).

Впоследствии в той же области Галактики (там, где проходит касательная к спиральному рукаву в созвездии Наугольника), а также в ее других областях приборы обсерватории *ИНТЕГРАЛ* обнаружили еще несколько десятков источников, которые также характеризовались большим внутренним поглощением (см., например, Родригез и др. 2003; Лутовинов и др. 2003а, 2005а,б; Ревнивцев и др. 2004, 2006; Мольков и др. 2004а; Волтер и др. 2004 и т.д.). Многие из этих объектов оказались аккрецирующими нейтронными звездами, от которых были обнаружены пульсации рентгеновского излучения (см., например, Патель и др. 2004, Волтер и др. 2004, Лутовинов и др. 2005б,в). В работе Ревнивцева и др. (2003а) было высказано предположение, что источники с большим поглощением принадлежат к ранее практически неизученной популяции массивных рентгеновских двойных систем с молодыми горячими звездами ранних спектральных классов, обладающих мощным звездным ветром. И уже первые оптические наблюдения источника IGR J16318-4848 подтвердили эту гипотезу (Филиатр, Шати 2004).

Как было отмечено во Введении, благодаря широкому полю зрения и высокой чувствительности детектора *ISGRI* телескопа *IBIS*, а также упомянутой выше стратегии наблюдений, обсерватории *ИНТЕГРАЛ* удалось обнаружить необычные транзиентные события – короткие (длительностью до нескольких часов) и мощные (изменение потока от источника может достигать 4-5 порядков) всплески излучения от ранее неизвестных источников (см., например, Мольков и др. 2003а; Чернякова и др. 2003; Сюняев и др. 2003а,б; Лутовинов и др. 2004а; Гребенев, Сюняев 2004). Впоследствии было показано, что этими объектами являются массивные двойные системы со звездами-свергигантами (см., например, Стуера и др. 2005; Негуеруела и др. 2006; Сидоли 2011), в которых по каким-либо причинам заблокирована аккреция на компактный объект (нейтронную звезду) и только время от времени, при изменении физических условий в аккрецирующем потоке и на границе магнитосферы, эта блокировка снимается и начинается аккреция, приводящая к мощной вспышке излучения (см. подробнее во второй части диссертации, а также в работах Гребенева, Сюняева 2007; Боццо и др. 2008; Гребенева 2009; Шакуры и др. 2013; Лутовинова и др. 2013а). К настоящему времени известно около двух десятков таких объектов или кандидатов в них, получивших название SFXT (см. Введение).

Таким образом, обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* были открыты новые популяции массивных рентгеновских двойных систем, а общее число таких объектов значительно увеличилось. Это позволило проводить не только детальные исследования физических свойств отдельных источников, но и изучать свойства популяции НМХВс в целом на качественно новом уровне. В следующих параграфах будут приведены параметры обзора галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* и кратко рассмотрены наблюдательные характеристики некоторых из открытых обсерваторией источников.

1.2 Девятилетний обзор галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*: параметры и характеристики

Сканирующие и глубокие наблюдения разных областей Галактической плоскости были и остаются одними из основных наблюдательных программ обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Для обзора Галактической плоскости, построения ее карты и регистрации источников были использованы данные телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, полученные в период с декабря 2002 г. по январь 2011 г. (Кривонос и др. 2012). Карта экспозиции по всему небу за этот период времени показана на Рис.1.1. Хорошо видно, что Галактическая плоскость является наиболее наблюдаемой частью неба.

Среди полученных данных были отобраны только те, которые соответствуют наблюдениям Галактической плоскости, – галактическим широтам с $|b| < 17.5^\circ$. Такой выбор обусловлен полем зрения телескопа *IBIS* ($28^\circ \times 28^\circ$) и стандартной стратегией наблюдений, при которой вокруг центра наведения совершается обход наведениями по схеме 5×5 , при этом центр каждого последующего наведения сдвигается на 2° , а длительность каждого отдельного наблюдения составляет в среднем $\simeq 2$ ксек. Всего были получены 73489 отдельных изображений, которые затем были суммированы в общую карту Галактической плоскости с общей экспозицией $\simeq 132$ Мсек (с учетом коррекции на мертвое время). Необходимо сказать, что обработка данных, полученных телескопом *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, с целью построения карт неба, регистрации источников жесткого рентгеновского излучения и восстановления их спектров осуществлялась с помощью программного обеспечения, разработанного в ИКИ РАН¹ (см. подробнее Кривонос и др. 2010б).

Площадь такого обзора, как функция потока от источника, регистрируемого на уровне значимости 4.7σ в диапазоне энергий 17-60 кэВ, показана на Рис.1.1. Предельная чувствительность обзора по потоку составляет $F_{lim} \simeq 2.9 \times 10^{-12}$ эрг с^{-1} (~ 0.2 МКраб в диапазоне энергий 17-60 кэВ). В целом, чувствительность обзора оказывается лучше, чем $\sim 2 \times 10^{-11}$ эрг с^{-1} (~ 1.41 МКраб), для 90% от его геометрической площади (12680 квадратных градусов) и лучше, чем $\sim 4.9 \times 10^{-12}$ эрг с^{-1} (~ 0.3 МКраб), для оставшихся 10%. Необходимо отметить,

¹Автор выражает признательность Е.М.Чуразову за разработку методов анализа данных телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ* и предоставление математического обеспечения

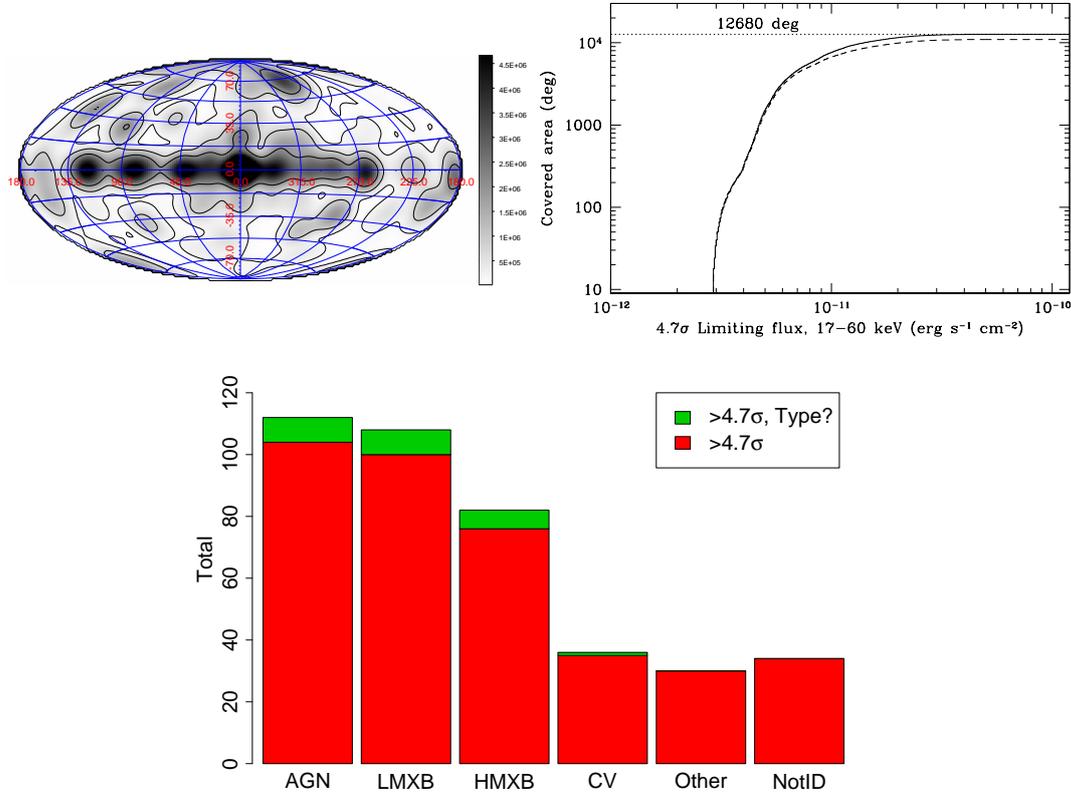


Рис. 1.1. Характеристики обзора галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*. (вверху слева) Скорректированная на мертвое время карта экспозиции телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ* по всему небу на январь 2011 г. (вверху справа) Площадь обзора галактической плоскости как функция потока от источника, регистрируемого на уровне значимости 4.7σ в диапазоне энергий 17-60 кэВ (сплошная линия). (внизу) Распределение классов источников рентгеновского излучения 9-ти летнего обзора Галактики: активные ядра галактик (АЯГ/AGN), маломассивные (LMXB) и массивные двойные системы (HMXB), катаклизмические переменные (CV), другие типы (Other) и неотжествленные источники (NotID). Красным и зеленым цветами обозначены источники точной и ожидаемой идентификации.

что все приведенные значения относятся к уровню регистрации источника 4.7σ . Принимая во внимание угловое разрешение телескопа *IBIS* ($12'$), полученная нами карта Галактической плоскости содержит $\sim 3 \times 10^5$ независимых элементов (пикселей). Выбор порогового уровня регистрации $(S/N)_{lim} > 4.7\sigma$ означает, что окончательный каталог источников может содержать не более одного ложного (Кривонос и др. 2012).

Благодаря высокой чувствительности телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в результате обзора Галактической плоскости было обнаружено

402 источника жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий 17-60 кэВ. Каталог источников включает 252 галактических объекта, среди которых 108 маломассивных рентгеновских двойных систем, 81 массивная рентгеновская двойная система (75 их которых имеют установленную природу, еще 6 являются кандидатами в НМХВс), 36 катаклизмических переменных и 27 объектов других типов (Кривонос и др. 2012). Среди внегалактических объектов преобладают активные ядра галактик (112 источников). Гистограмма распределения источников по типам показана на Рис.1.1. Необходимо отметить, что каталог обладает очень высоким уровнем оптической идентификации – 91% (подробнее о способах, методах и подходах к решению этой проблемы см. ниже), что позволило в дальнейшем провести исследования популяций галактических объектов, в частности, массивных рентгеновских двойных систем.

1.3 Наблюдательные характеристики открытых обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* источников

Как было сказано выше, уже в первых наблюдениях обсерватории *ИНТЕГРАЛ* было открыто большое число новых источников жесткого рентгеновского излучения, относящихся к разным классам и популяциям. Высокая чувствительность и широкое поле зрения инструментов обсерватории, длительные экспозиции наблюдений, а также наблюдения, проводившиеся обсерваториями *XMM-Newton*, *Chandra*, *RXTE* в мягком и стандартном рентгеновском диапазонах энергий и логично дополнявшие наблюдения обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, позволили нам уже на ранних этапах наблюдательной программы обсерватории провести анализ свойств излучения большого количества зарегистрированных объектов, измерить его характеристики и в ряде случаев определить природу компактных объектов в двойных системах и их параметры (Лутовинов и др. 2005а,б,в). Рассмотрим некоторые из них более подробно.

Массивные рентгеновские системы во внутренней части Галактики

Глубокие наблюдения центральной части Галактической плоскости ($325^\circ < l < 50^\circ$), проведенные в 2003-2004 гг обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* позволили нам получить первую репрезентативную выборку НМХВс в этой части Галактики. В Таблице 1.1 представлен список 23-х зарегистрированных на тот момент массивных рентгеновских двойных систем или кандидатов в них (Лутовинов и др. 2005а) вместе со значениями поглощения, регистрируемого в спектре объекта, и межзвездного поглощения в его направлении (Дикки, Локман 1990). Интересно отметить, что большинство из этих систем (16) являются рентгеновскими пульсарами (Р) и лишь одна – кандидатом в черные дыры (ВН).

Таблица 1.1. Список массивных рентгеновских двойных систем, зарегистрированных обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в 2003-2004 гг в плоскости Галактики между спиральными рукавами в созвездиях Наугольника и Стрельца

Источник	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$N_H, 10^{22} \text{ cm}^{-2}$		Класс
			наблюдаемое	галактическое	
4U 1538-522	235.584	-52.376	1.6	0.96	P
AX J161929-4945	244.871	-49.758	14	2.19	
IGR J16318-4848	247.953	-48.801	310	2.07	
IGR J16320-4751	248.009	-47.859	18	2.13	P
IGR J16358-4726	248.990	-47.407	40	2.20	P
AX J163904-4642	249.757	-46.676	58	2.18	P
IGR J16465-4507	251.648	-45.118	72	2.12	P
IGR J16479-4514	252.032	-45.206	12	2.14	
ОАО 1657-415	255.199	-41.653	40	1.76	P
4U 1700-377	255.982	-37.841	2-100	0.74	
EXO 1722-363	261.286	-36.280	50	1.50	P
IGR/XTE J17391-3021	264.802	-30.329	5-6	1.37	
AX J1749.2-2725	267.335	-27.511	10	1.62	P
IGR/SAX J18027-2016	270.677	-20.278	1-1.5	1.04	P
AX J1820.5-1434	275.131	-14.553	13	1.65	P
AX J1838.0-0655	279.523	-6.921	9	1.86	
GS 1843+00	281.412	0.891	2.3	1.01	P
XTE J1855-026	283.873	-2.597	15	0.73	P
4U 1901+03	285.914	3.215	7	1.03	P
4U 1907+097	287.401	9.843	3-8	1.75	P
X1908+075	287.699	7.598	10-50	1.48	P
SS 433	287.950	4.990	—	0.76	ВН
XTE J1858+034	284.693	3.429	6	1.89	P

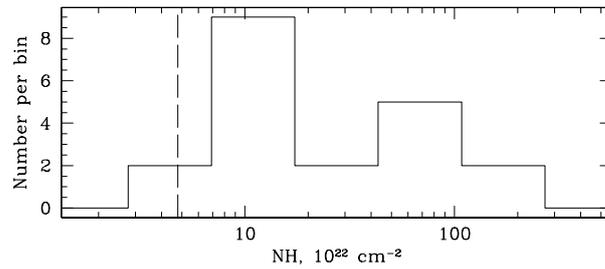


Рис. 1.2. Распределение поглощения, регистрируемого в спектрах массивных рентгеновских двойных систем из Таблицы 1.1. Штриховая линия показывает область, ниже которой точное измерение поглощения в двойной системе затруднительно ввиду сильного влияния межзвездного поглощения, регистрируемого в направлении на центр Галактики.

Таблица 1.2. Параметры наилучшей аппроксимации спектров 8 поглощенных источников из Таблицы 1.1

Источник	Γ	$N_H, 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	$E_c, \text{ keV}$	$\chi^2/(\text{d.o.f})$
AX J161929-4945	1.3±1.1	14±4	31±8	0.64
IGR J16318-4848	1.0±0.5	310±70	22±1	0.95
IGR J16320-4751	0.7±0.2	18±2	13±1	1.17
IGR J16358-4726	0.7±0.5	40±10	16±5	1.16
AX J163904-4642	1.3±1.0	58±11	11±1	0.57
IGR J16465-4507	1.0±0.5	72±6	30	0.68
IGR J16479-4514	1.4±0.8	12±4	32±2	0.97
AX J1838.0-0655	1.5±0.5	9±3	> 50	0.82

Из таблицы также хорошо видно, что источники, демонстрирующие сильное фотопоглощение в спектре ($> 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) составляют подавляющее большинство из исследуемых объектов (19 из 23). Соответствующее распределение величины N_H , регистрируемой в спектрах источников, показано на Рис.1.2.

Для восстановления широкополосных спектров поглощенных источников были использованы данные обсерваторий *ASCA*, *RXTE*, *XMM-Newton* и *ИНТЕГРАЛ*. При построении этих спектров предполагалось, что их форма не меняется сильно во времени (что справедливо для большинства НМХВс) и, соответственно, возможно использовать усредненные по времени или полученные в разные моменты времени спектры по данным разных обсерваторий. Спектры, полученные в стандартном рентгеновском диапазоне, были перенормированы к спектрам, полученным обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в жестких рентгеновских лучах. Полученные таким образом энергетические спектры восьми поглощенных источников в диапазоне энергий 1–100 кэВ показаны на Рис. 1.3. Эти спектры могут быть хорошо аппроксимированы степенным законом зависимости спектральной плотности фотонов от энергии вида

$$dN/dE \propto E^{-\Gamma} \quad (1.1)$$

модифицируемом экспоненциальным завалом на высоких энергиях, и поглощением на низких, что типично для спектров НМХВс. Параметры наилучшей аппроксимации спектров суммированы в Таблице 1.2, а соответствующие модели показаны на Рис. 1.3 сплошными линиями (Лутовинов и др. 2005а). Из полученных результатов хорошо видно, что спектры всех источников более-менее похожи друг на друга, а их параметры (наклон и характерная энергия экспоненциального завала) имеют близкие значения. Кроме того, в спектрах всех источников регистрируется значительное

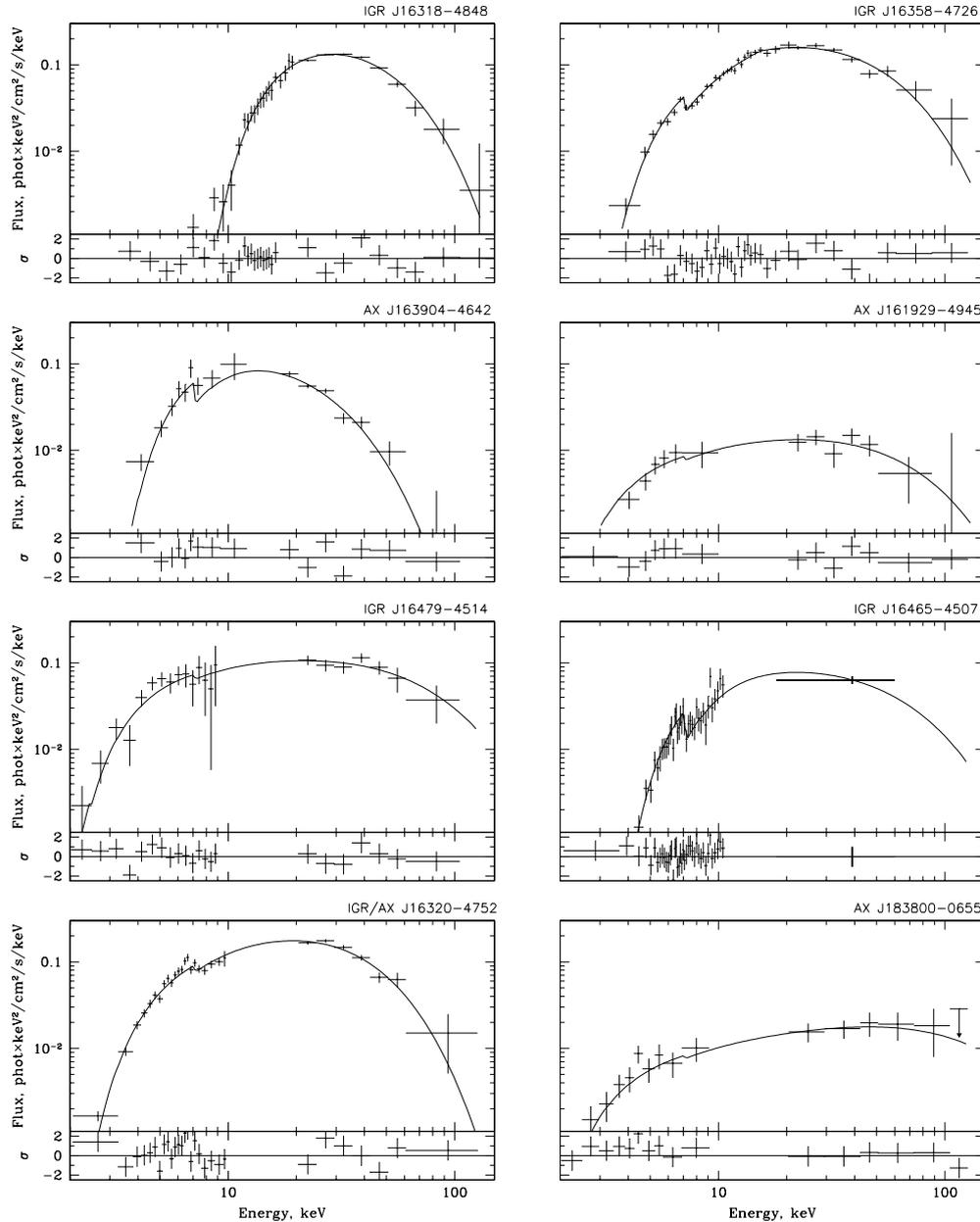


Рис. 1.3. Широкополосные энергетические спектры 8 сильнопоглощенных источников. Данные на энергиях выше 20 кэВ получены обсерваторией ИНТЕГРАЛ, в стандартном рентгеновском диапазоне – обсерваториями *ASCA*, *RXTE* и *XMM-Newton*.

поглощение, превосходящее межзвездное. Этот факт свидетельствует о присутствии большого количества вещества внутри самих двойных систем,

которое связано с сильным звездным ветром со звезд-компаньонов. Исключение составляет лишь источник AX J1838.0-0655, демонстрирующий существенно более жесткий спектр и который, как позднее было показано, является пульсаром, находящимся в окружающей его туманности (Малиция и др., 2005; Готтхелф, Хальперн 2008).

IGR J16320-4751, IGR J16358-4726, IGR J16465-4507 – новые пульсирующие рентгеновские источники

Как отмечалось выше и как было показано в работе Лутовинова, Цыганкова (2009а), большинство среди массивных рентгеновских двойных систем составляют рентгеновские пульсары. Это наблюдение относится в равной степени и к новым источникам, открытым обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*.

Источник IGR J16358-4726 был обнаружен обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* во время вспышки весной 2003 г. (Ревнивцев и др. 2003б). Кривая блеска объекта, полученная в диапазоне энергий 18-60 кэВ, показывает явное наличие вариаций интенсивности источника, близких к периодическим. Используя метод наложения эпох, нам удалось измерить период пульсаций от этого источника $P = 5980 \pm 22$ сек (Лутовинов и др. 2005а). Полученное значение практически совпадает с результатами измерений, проведенными Пателем и др. (2004) в мягком энергетическом диапазоне по данным обсерватории *Chandra*. Профиль импульса IGR J16358-4726 оказывается достаточно стабильным в широком диапазоне энергий и представляет собой один широкий пик (Рис. 1.4). Доля пульсирующего излучения (pulsed fraction), определяемая как

$$PF = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}), \quad (1.2)$$

где I_{max} и I_{min} – интенсивности в максимуме и минимуме профиля импульса, составляет $PF = 70 \pm 10\%$.

Другой новый жесткий рентгеновский источник, IGR J16465-4507, был открыт во время достаточно короткой и интенсивной вспышки в сентябре 2004 г. (Лутовинов и др. 2004). Проведенные практически сразу же после открытия так называемые срочные ТОО (Target of Opportunity) наблюдения этого объекта обсерваторией *XMM-Newton* позволили значительно улучшить точность определения его координат и предположить, что оптическим компаньоном в двойной системе является звезда-сверхгигант. Принимая во внимание такое оптическое отождествление, а также характеристики наблюдаемых вспышек, позднее этот источник был отнесен к классу SFXTs. Наблюдения обсерватории *XMM-Newton* позволили нам также показать, что источник IGR J16465-4507 одновременно является и рентгеновским пульсаром (Лутовинов и др. 2005а). Его кривая блеска, полученная по этим данным в диапазоне энергий 2-10 кэВ, показана на Рис. 1.4 (справа сверху). Хорошо видна сильная переменность излучения объекта с периодом $P = 228 \pm 6$ сек, которая была нами интерпретирована, как собственный период вращения нейтронной

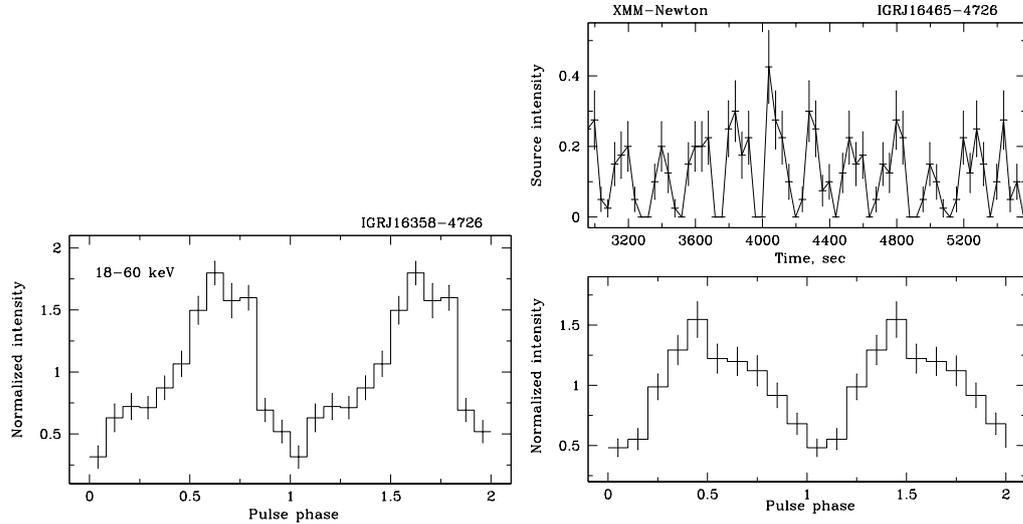


Рис. 1.4. (слева) Профиль импульса источника IGR J16358-4726, полученный по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в диапазоне энергий 18-60 кэВ. (справа вверху) Участок кривой блеска, зарегистрированной от источника IGR J16465-4507 обсерваторией *XMM-Newton* в диапазоне энергий 2-10 кэВ. (справа внизу) Профиль импульса источника IGR J16465-4507, свернутый с периодом 228 сек.

звезды, т.е. период пульсаций. Свернутая с этим периодом фазовая кривая блеска источника (профиль импульса) приведена на Рис. 1.4 (справа внизу). Как и в случае IGR J16358-4726, доля пульсирующего излучения оказывается достаточно высокой, $\sim 50 - 60\%$.

Наряду с проведением срочных ТОО наблюдений вновь зарегистрированных источников жесткого рентгеновского излучения в разных диапазонах длин волн, также широко применялся и применяется поиск необходимых данных в архивах более ранних миссий и каталогах. В частности, новый источник жесткого рентгеновского излучения IGR J16320-4751 был открыт обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в феврале 2003 г. (Томсик и др. 2003). Проведенные вскоре ТОО наблюдения обсерваторией *XMM-Newton* позволили улучшить точность определения координат объекта и показать, что его положение совпадает с положением мягкого рентгеновского источника неизвестной природы AX J1631.9-4752, обнаруженного обсерваторией *ASCA* во время сканирования Галактической плоскости (Сугизаки и др. 2001). Предварительный анализ полученных данных показал, что излучение источника сильно переменено на масштабах нескольких тысяч секунд, однако не выявил присутствия пульсирующего излучения (Родригез и др. 2003). Позднее мы переанализировали данные, полученные обсерваторией *XMM-Newton*, а также архивные данные, полученные обсерваторией *ASCA* в 1997 году, и обнаружили в обоих наблюдениях пульсации рентгеновского излучения от

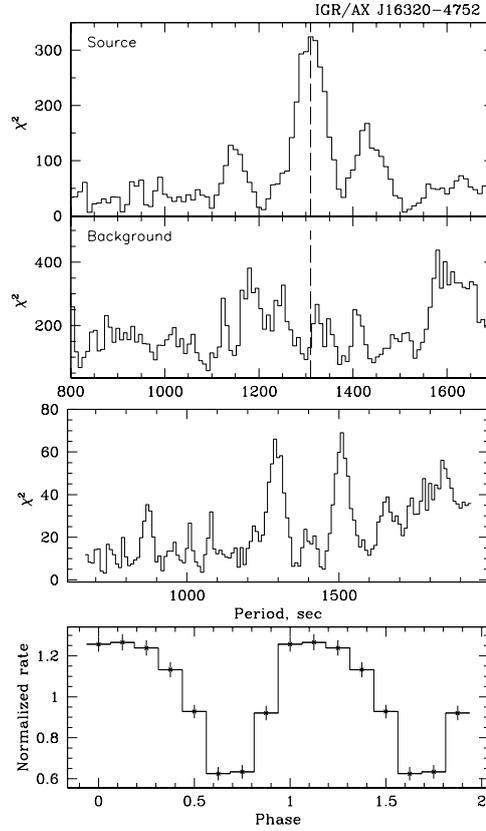


Рис. 1.5. (верхняя панель) Распределение χ^2 , полученное в результате применения метода наложения эпох к кривой блеска источника IGR J16320-4751, измеренной по данным обсерватории *XMM-Newton*. Для сравнения в нижней части показан результат применения метода наложения эпох для кривой блеска фона. (средняя панель) То же самое, но полученное с использованием архивных данных обсерватории *ASCA*. (нижняя панель) Профиль импульса источника IGR J16320-4751 в диапазоне энергий 1-10 кэВ, полученный путем свертки данных наблюдений обсерватории *XMM-Newton* с периодом 1309 сек.

исследуемого объекта (Лутовинов и др. 2005в).

На Рис. 1.5 показаны результаты применения метода наложения эпох к кривым блеска источника, полученным обсерваториями *XMM-Newton* и *ASCA*. Для кривой блеска, полученной обсерваторией *XMM-Newton*, на распределении χ^2 хорошо виден очень значимый (значимость $> 10\sigma$) пик вблизи периода $P \sim 1300$ сек. В то же время ничего похожего не наблюдается на распределении χ^2 для фоновой кривой блеска. Последнее означает, что обнаруженный периодический сигнал не вызван вариациями фона или какими-то инструментальными эффектами, а связан с собственным излучением рентгеновского источника IGR J16320-4751. Чтобы проверить это, мы провели

аналогичный временной анализ данных, полученных обсерваторией *ASCA*. Несмотря на худшее по сравнению с обсерваторией *XMM-Newton* качество данных, на соответствующем распределении χ^2 (Рис. 1.5) хорошо видны два пика вблизи периодов 1300 и 1500 сек, при этом положение первого практически совпадает с полученными выше результатами. Точные значения максимумов распределения χ^2 составляют: $P = 1309 \pm 40$ сек по данным обсерватории *XMM-Newton* и $P = 1292 \pm 40$ и $P = 1510 \pm 50$ сек по данным обсерватории *ASCA*. Принимая во внимание то, что значимости двух последних максимумов практически одинаковы, а наблюдения обеих обсерваторий разнесены во времени на ~ 7 лет, нельзя сразу однозначно сказать, какой период пульсаций был у источника IGR J16320-4751 в 1997 году. Если предположить, что тогда период составлял $P \sim 1500$ сек, то средний темп ускорения вращения нейтронной звезды за семь лет составил $\sim 5 \times 10^{-13}$ Гц s^{-1} . В простейшей модели замагниченной нейтронной звезды, которая аккрецирует из диска (Гош, Лэмб 1979), для обеспечения такого ускорения при обычном магнитном моменте нейтронной звезды $\mu \sim 10^{30}$ Г $см^3$ требуется средняя светимость $L \sim 2 \times 10^{36}$ эрг s^{-1} , в то время как для источника IGR J16320-4751 она оказывается на порядок меньшей (см. ниже). Кроме того, в системе IGR J16320-4751 аккреция на компактный объект (нейтронную звезду) осуществляется из звездного ветра без формирования аккреционного диска. Таким образом, период пульсаций источника IGR J16320-4751, определенный по данным обсерваторий *XMM-Newton* и *ASCA*, составляет $P \simeq 1300$ сек (пик распределения вблизи 1500 сек, скорее всего, связан с наличием пробелов в данных обсерватории *ASCA*, а также коротким орбитальным периодом этой обсерватории, ~ 90 мин, и соответствующими разрывами в данных).

Необходимо отметить, что источник IGR J16320-4751, будучи рентгеновским пульсаром, относится также к классу сильнопоглощенных рентгеновских источников, его широкополосный спектр показан на Рис. 1.3, а соответствующие параметры приведены в Таблице 1.2.

IGR J17091-3624 и IGR J18539+0727

Источники IGR J17091-3624 и IGR J18539+0727 были открыты обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* во время проведения глубокого обзора центрального радиана Галактики и плановых сканирований Галактической плоскости в апреле 2003 г. (Куулкерс и др. 2003, Лутовинов и др. 2003б). Чтобы определить природу вновь открытых источников практически сразу были проведены их наблюдения обсерваторией *RXTE*, обладающей высокой чувствительностью в диапазоне энергий (3-20 кэВ) и большими возможностями для проведения спектрального и временного анализа исследуемых объектов.

На Рис. 1.6 показаны спектры мощности обоих источников. В них не было обнаружено особенностей, связанных с квазипериодическими осцилляциями потока, а в целом они оба хорошо описываются стандартной формой широкополосного низкочастотного шума (band limited noise), часто

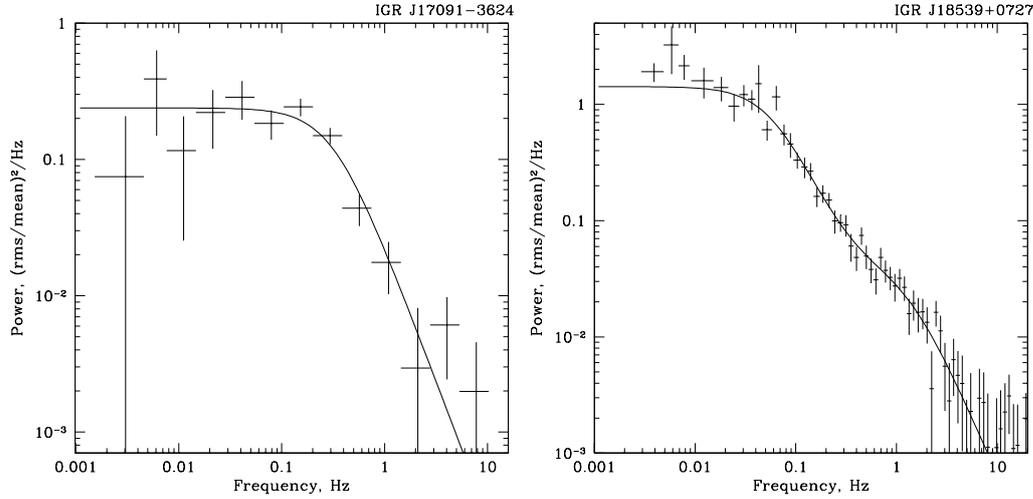


Рис. 1.6. Спектры мощности источников IGR J17091-3624 (слева) и IGR J18539+0727 (справа). Сплошными линиями показаны аппроксимации моделью широкополосного низкочастотного шума. В случае IGR J17091-3624 использовалась модель с одной компонентой, в случае IGR J18539+0727 – с двумя.

наблюдающегося у рентгеновских двойных систем в низком/жестком спектральном состоянии (см. например Сюняев, Ревнивцев 2000). При описании спектра мощности источника IGR J17091-3624 функцией вида $dP \propto 1/(1 + (f/f_0)^2)df$ получаемая характерная частота слома равна $f_0 = 0.31 \pm 0.04$ Гц.

Увеличение чувствительности для источника IGR J18539+0727 по сравнению с IGR J17091-3624, связанное с тем, что он находится существенно дальше от Галактического Центра, где влияние диффузного фона Галактики значительно меньше, позволило нам обнаружить наличие второй широкополосной компоненты низкочастотного шума в его спектре мощности (Рис. 1.6). Аппроксимация этих двух компонент моделью вида $dP_{1,2} \propto 1/(1 + (f/f_{1,2})^2)df$ дает частоты сломов $f_1 = (5.3 \pm 0.5) \times 10^{-2}$ Гц и $f_2 = 1.3 \pm 0.2$ Гц. Переменность, обусловленная низкочастотной компонентой равна $\sim 46\%$, переменность в высокочастотной компоненте $\sim 39\%$. Полная переменность источника в широком частотном диапазоне 0.005-20 Гц составляет $45 \pm 2\%$.

Энергетические спектры обоих источников приведены на Рис. 1.7. Сплошными линиями показаны модели степенного закона зависимости плотности потока фотонов от энергии ($dN/dE \propto E^{-\Gamma}$) с эмиссионной линией излучения железа на 6.4 кэВ, наилучшим образом описывающие наблюдательные данные. Штриховая линия на левой панели рисунка иллюстрирует вклад галактического диффузного фона в спектр источника IGR J17091-3624. Видно, что относительно большой вклад галактического диффузного фона в спектр, регистрируемый спектрометром PCA, не позволяет

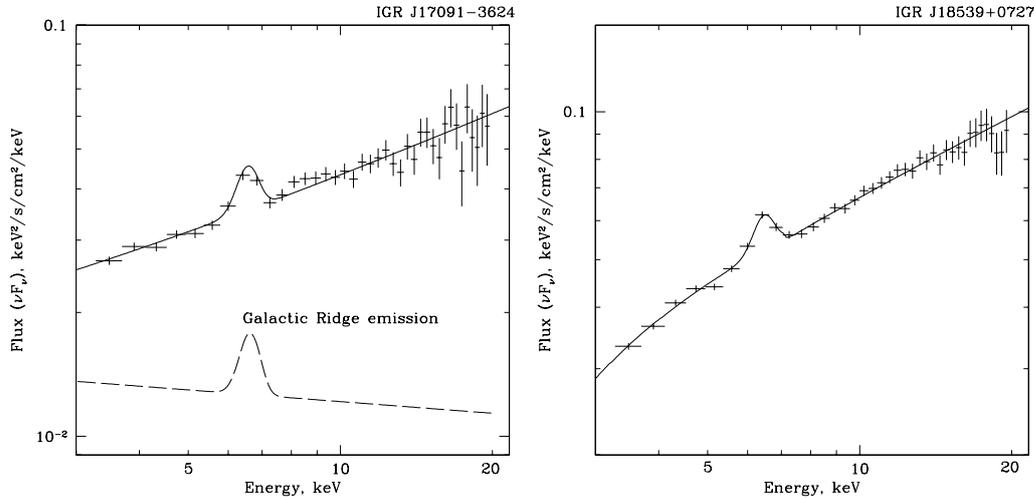


Рис. 1.7. (слева) Спектр источника IGR J17091-3624. Сплошной кривой показана модель наблюдаемого спектра, вклад в которую вносят собственно источник и диффузный фон (штриховая кривая). (справа) Спектр источника IGR J18539+0727. Сплошной кривой показана модель, наилучшим образом его описывающая. Ввиду малости вклада диффузного фона он не учитывался.

уверенно провести измерения параметров наблюдаемой эмиссионной линии. Возможно, что она полностью обязана своим происхождением влиянию фоновых фотонов.

Ввиду того, что источник IGR J18539+0727 находится существенно дальше от центра Галактики по сравнению с источником IGR J17091-3624 и более чем на полградуса выше над Галактической плоскостью, вклад диффузного галактического излучения в полный поток, регистрируемый спектрометром PCA, оказывается несущественным ($\sim 2\text{-}5\%$ от общего потока). По этой причине в спектре IGR J18539+0727 хорошо регистрируется флуоресцентная линия нейтрального железа на энергии ~ 6.4 кэВ (Рис. 1.7, Таблица 1.3). Такая флуоресцентная линия часто наблюдается у двойных систем в жестком спектральном состоянии, и ее происхождение связывается с отражением жесткого рентгеновского излучения внутренних областей аккреционного потока от оптически толстого аккреционного диска (см. например Баско и др. 1974, Гильфанов и др. 1999). Однако, в связи с низкой интенсивностью источника и краткостью экспозиции чувствительность к присутствию собственно отраженной компоненты (континуума) сильно ограничена. Верхний предел на возможное присутствие отраженного континуума (модель *pcravr* пакета XSPEC, Магдзиарц, Здыарский 1995) составляет $\Omega/2\pi < 0.3$, где Ω - величина телесного угла, затеняемого отражающей поверхностью. Параметры наилучшей спектральной аппроксимации для обоих источников приведены в Таблице 1.3.

Характеристики энергетических спектров и спектров мощности

Таблица 1.3. Параметры наилучшей аппроксимации спектров источников IGR J17091-3624 и IGR J18539+0727.

Параметр	IGR J17091-3624 ^a	IGR J18539+0727
Колонка поглощения $N_H L$, 10^{22} см ⁻²	< 1	1.5 ± 0.4
Фотонный индекс Γ	1.43 ± 0.03	1.47 ± 0.05
Энергия эмиссионной линии, кэВ	– ^b	6.4 ± 0.1
Ширина линии, кэВ	– ^b	< 0.3
Эквивалентная ширина, EW, эВ	– ^b	135 ± 25
Поток (3-25 кэВ), 10^{-10} эрг/с/см ²	1.0	1.8

^a – При аппроксимации спектра IGR J17091-3624 был вычтен вклад Галактического диффузного фона. Нормировка фона была взята такой, чтобы его поток в диапазоне 3-20 кэВ составлял $\sim 1.9 \times 10^{-11}$ эрг см⁻² с⁻¹ (поле зрения РСА).

^b – Влияние Галактического диффузного фона не позволяет уверенно говорить о наличии эмиссионной линии в районе 6-7 кэВ в спектре источника.

обоих источников позволили Лутовинову, Ревнивцеву (2003) уверенно классифицировать их как рентгеновские двойные системы в низком/жестком спектральном состоянии. Значительная активность источника IGR J17091-3624 в радиодиапазоне (Рупен и др. 2003) является косвенным, хотя не однозначным, подтверждением такой классификации (Фендер, Хендри, 2000).

Параметры спектров мощности источников уже довольно долгое время являются предметом обсуждения в связи с возможностью определения по ним природы компактного объекта (Вэйландс, ван дер Клис 1999; Сюняев, Ревнивцев 2000). В частности, было продемонстрировано, что кривые блеска рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами в низком спектральном состоянии содержат преимущественно более высокочастотную переменность, чем двойные системы с черными дырами. Спектры мощности в высокочастотной области позволяют ввести жесткий критерий различия черных дыр и нейтронных звезд, однако таких же жестких критериев отличия нейтронной звезды от черной дыры по параметрам спектров мощности в низкочастотной области пока не существует.

Исследования показывают, что обычно (преимущественно) нейтронные звезды не имеют спектров мощности с частотой нижнего слома меньше чем ~ 0.1 Гц (Вэйландс, ван дер Клис 1999). В нашем случае спектр мощности источника IGR J18539+0727 имеет характерную частоту слома значительно ниже указанной эмпирической границы, поэтому Лутовиновым, Ревнивцевым (2003) было выдвинуто предположение, что источник IGR J18539+0727 является кандидатом в черные дыры.

Характеристики источника IGR J17091-3624, определенные по наблюдениям обсерватории *RXTE*, не позволили сделать однозначный вывод о природе этого объекта. Тем не менее значительный поток, регистрируемый от

него в радиодиапазоне (Рупен и др. 2003) при наблюдаемом жестком рентгеновском излучении, свидетельствует в пользу предположения, что компактным объектом в этой системе также является черная дыра. Дальнейшие исследования показали, что спектр источника IGR J17091-3624 сильно меняется в зависимости от его интенсивности. В частности, уменьшение потока от источника в два раза приводит к изменению наклона жесткой части спектра с $\Gamma \simeq 1.6$ (что сравнимо с результатами измерений обсерватории *RXTE*) до $\Gamma \simeq 2.3$ (Лутовинов и др. 2005б). Такие изменения спектральных характеристик источника с его потоком обычно наблюдаются у черных дыр при переходах из одного состояния в другое, что является дополнительным, хотя и косвенным, свидетельством в пользу черной дыры, как компактного объекта в системе IGR J17091-3624. Выдвинутые в работах Лутовинова, Ревнивцева (2003) и Лутовинова и др. (2005б) предположения о природе источника IGR J17091-3624 позднее были полностью подтверждены в работах других авторов (Родригез и др., 2011; Альтамирано и др., 2011).

IGR J17391-3021

26 августа 2003 г. во время наблюдений области Галактического центра обсерватория ИНТЕГРАЛ зарегистрировала мощный всплеск излучения (Сюняев и др. 2003а). Координаты нового источника IGR J17391-3021, от которого и был зарегистрирован всплеск, были определены как $RA = 17^h39^m06^s$, $Dec = -30^\circ21'30''$ (J2000, точность определения $3'$). Последующий анализ показал, что на расстоянии $\sim 5.5'$ (что превышает точность локализации) от нового источника находится другой транзиентный источник XTE J1739-302, обнаруженный обсерваторией *RXTE* в 1998 г. (Смит и др. 1998), и что, скорее всего, эти источники являются одним и тем же объектом. Позднее эта гипотеза подтвердилась, поэтому в литературе можно его встретить под разными именами: IGR J17391-3021, XTE J1739-302, IGR/XTE J17391-3021.

Кривая блеска источника IGR J17391-3021, полученная обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в августе-сентябре 2003 г., показана на Рис. 1.8. Общая длительность вспышки составила меньше дня, а сама ее структура была довольно сложной и состояла из нескольких мощных пиков длительностью по нескольку часов (см. вставку на Рис. 1.8). Такая форма кривой блеска была довольно необычной и не характерной для обычных рентгеновских транзиентных событий. Позже вспышки рентгеновского излучения с похожими временными профилями были зарегистрированы от нескольких других источников и было понято, что вместе они образуют новую популяцию быстрых рентгеновских транзиентов со звездами-сверхгигантами (SFXTs). Таким образом, источник IGR J17391-3021 стал первым в ряду таких объектов. Оптические и инфракрасные измерения показали, что нормальным компаньоном в системе IGR J17391-3021 является звезда-сверхгигант класса O8Iab (Негуеруела и др. 2006). Максимальный поток, зарегистрированный от источника IGR J17391-3021 составил ~ 120 мКрб в диапазоне энергий 18-60 кэВ.

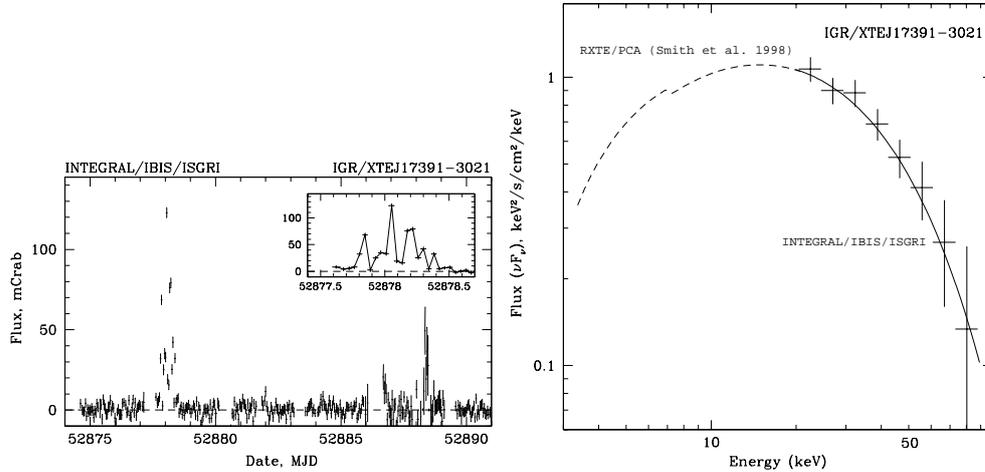


Рис. 1.8. (слева) Кривая блеска источника IGR J17391-3021, полученная обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в диапазоне энергий 18-60 кэВ в августе-сентябре 2003 г. Каждая точка соответствует одному наблюдению длительностью ~ 3500 сек. Профиль мощного всплеска, произошедшего 26-27 августа 2003 г. показан на вставке. (справа) Спектр источника IGR J17391-3021, измеренный обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* (крестики), и его аппроксимация моделью (сплошная линия). Более подробно см. текст и статью Лутовинова и др. (2005б).

Важно отметить, что наблюдения обсерватории *RXTE*, проведенные 28 августа 2003 г., не обнаружили значимого сигнала от источника IGR J17391-3021, был получен только верхний предел ~ 3 мКраб в диапазоне энергий 3-20 кэВ. Во время наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ* был зарегистрирован еще один всплеск излучения от IGR J17391-3021, профиль которого также имел сложную многопиковую форму, а максимум интенсивности был в ~ 2 ниже по сравнению со всплеском, зарегистрированным 26 августа 2003 г.

Мы восстановили спектр источника для состояний с разным уровнем интенсивности и обнаружили, что его форма остается практически неизменной. На Рис. 1.8 показан спектр источника IGR J17391-3021, измеренный в максимуме всплеска. Наилучшим образом полученный спектр может быть аппроксимирован степенным законом с завалом на высоких энергиях, что типично для рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами. Форма спектра, полученная обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в жестком рентгеновском диапазоне, хорошо совпадает с результатами, полученными ранее обсерваторией *RXTE* в диапазоне энергий 3-20 кэВ (Смит и др. 1998, штриховая линия на Рис. 1.8, нормировка спектра была оставлена свободной).

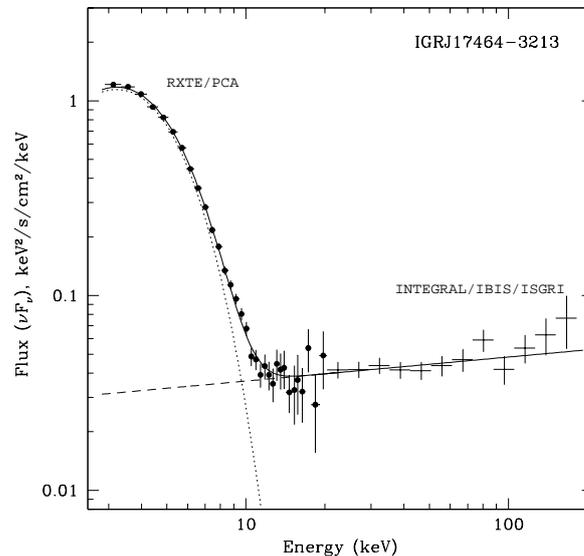


Рис. 1.9. Широкополосный спектр источника IGR J17464-3213, полученный по данным обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* (крестики) и *RXTE* (темные кружки). Модель наилучшей аппроксимации в виде суммы двух компонент "черное тело + степенной закон" показана сплошной линией. Вклад каждой компоненты представлен точечной и штриховой линиями, соответственно.

IGR J17464-3213 (= *H 1743-322*)

Транзистентный рентгеновский источник IGR J17464-3213 был обнаружен обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в марте 2003 г. (Ревнивцев и др. 2003в), при этом регистрируемый от него поток менялся более чем в ~ 3 раза на масштабе нескольких дней и достиг максимума $\sim 60 - 70$ мКраб в диапазоне энергий 15-200 кэВ. Исследование, проведенное Марквардом, Свонк (2003) показало, что координаты источника IGR J17464-3213 совпадают с одним из двух возможных положений на небе объекта H 1743-322, наблюдавшегося в 1977-1978 гг обсерваторией *НЕАО-1* (Гурский и др. 1978). Это позволило Пармару и др. (2003) предположить, что источники IGR J17464-3213 и H 1743-322 совпадают и обсерватория *ИНТЕГРАЛ* зарегистрировала повторное проявление активности от одного и того же объекта.

Вспышка излучения от IGR J17464-3213, обнаруженная обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, длилась более 200 дней. Это позволило провести наблюдения источника разными обсерваториями в состояниях с разным уровнем интенсивности, показать, что его поведение является типичным для рентгеновских новых, обнаружить несколько видов переменности излучения, характерных для черных дыр, в том числе квазипериодические осцилляции (Хоман и др. 2005).

Используя данные наблюдений обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *RXTE*, мы восстановили широкополосный спектр источника, каким он был в августе-

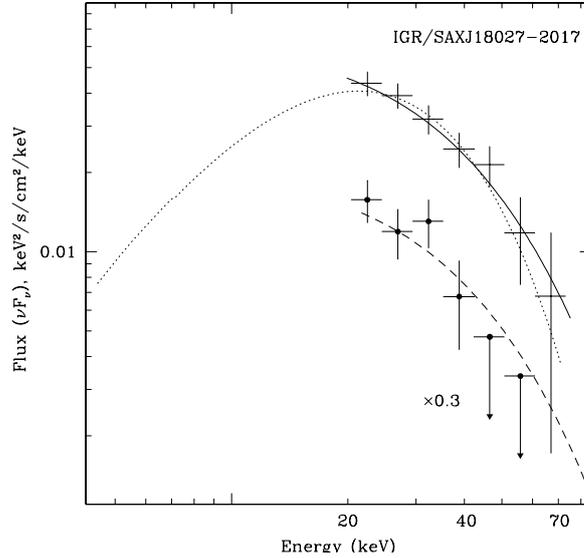


Рис. 1.10. Спектр источника IGR J18027-2016, измеренный по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в 2003 (крестики) и 2004 (темные кружки, скалированы с коэффициентом 0.3). Сплошная и штриховая линии показывают модели, наилучшим образом описывающие соответствующие спектры. Экстраполяция спектральной модели, полученной по данным обсерватории *VeroSAX*, показана точечной линией).

сентябре 2003 г. (Рис. 1.9). В полученном спектре хорошо видны две компоненты: 1) мягкая компонента, представляющая чернотельное излучение аккреционного диска (Шакура, Сюняев 1973) с температурой $kT_{in} = 1.05 \pm 0.01$ кэВ; 2) жесткое излучение в виде степенного "хвоста" с наклоном $\Gamma = 1.85 \pm 0.04$. Этот степенной "хвост" продолжается без видимого завала вплоть до энергий ~ 200 кэВ (нижний предел на энергию завала уровне 2σ равен ~ 136 кэВ). Такой вид спектра и его параметры являются типичными для черных дыр. Таким образом, было сделано заключение, что источник IGR J17464-3213 является классической рентгеновской новой – маломассивной двойной системой с черной дырой в качестве компактного объекта (Лутовинов и др. 2005б).

IGR J18027-2016

Наблюдения области Галактического Центра обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в апреле 2003 г. позволили обнаружить новый источник жесткого рентгеновского излучения – IGR J18027-2016. Позднее, Аугелло и др. (2003) нашли неизвестный ранее объект похожими координатами в архивных данных обсерватории *VeroSAX* и обнаружили от него пульсации рентгеновского излучения с периодом ~ 139.6 сек. Спектр источника, полученный по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в диапазоне энергий > 18 кэВ, показан на Рис. 1.10.

Из рисунка видно, что форма спектра остается неизменной на протяжении всех наблюдений. Она может быть хорошо описана степенным законом с экспоненциальным завалом на высоких энергиях с характерной энергией $E_{\text{cut}} \sim 18$ кэВ, что, как уже отмечалось, является характерным для нейтронных звезд в двойных системах (Лутовинов и др. 2005б). На Рис. 1.10 для сравнения также показана экстраполяция спектральной модели, использованной Аугелло и др. (2003) для описания спектра источника в мягком рентгеновском диапазоне энергий, которая хорошо согласуется с результатами наших измерений.

Таким образом, на основании данных наблюдений обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *ВерроSAX* можно заключить, что источник IGR J18027-2016 является рентгеновским пульсаром, предположительно находящимся в массивной двойной системе. Позднее это было подтверждено Торрежоном и др. (2010), определившими спектральный тип звезды-компаньона в двойной системе как B1 Ib.

Глава 2

Оптическое отождествление рентгеновских источников

2.1 Введение

Обзоры как всего неба, так и отдельных его областей, проводимые обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* с 2002 г. (Кривонос и др. 2007, 2010а, 2012; Берд и др. 2007, 2010), позволили зарегистрировать более семи сотен источников жесткого рентгеновского излучения, из которых около половины составляют новые объекты. Кроме того, обсерватория *Swift* (Герелс и др. 2004), работающая на орбите с 2004 г., также значительно увеличила число известных источников жесткого рентгеновского излучения на небе (Кусумано и др. 2010а; Баумгартнер и др. 2013). Эти обзоры в дальнейшем широко использовались и используются для решения разных задач, в частности, для исследования физических свойств разных объектов (см., например, Филиппова и др., 2005; Барлоу и др., 2006; Лутовинов, Цыганков 2009б), исследования статистических свойств и пространственного распределения объектов разных классов (см., например, Сазонов и др., 2007; Ревнивцев и др., 2008а, Восс, Аелло 2012), в том числе и массивных рентгеновских двойных систем (Лутовинов и др., 2005а, 2013а; Бодагхи и др. 2012), и т.д.

Ключевым моментом для успешного решения таких задач является определение природы исследуемых источников, и чем выше полнота отождествлений, тем большей оказывается ценность того или иного обзора, и тем более широкий круг задач он позволяет решать. Обзоры, проведенные обсерваториями *ИНТЕГРАЛ* и *Swift* обладают высокой полнотой отождествления зарегистрированных источников – в частности, в обзоре Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* эта полнота достигает 91% (Кривонос и др. 2012). Такой высокий показатель был достигнут в результате многолетней работы нескольких научных групп в мире (см., например, обзор Паризи и др. 2013, и ссылки там; Мазетти и др., 2007, 2010; Томсик и др. 2008, 2009), в том числе и нашей (Бикмаев и др. 2006, 2008;

Буренин и др. 2008, 2009а,б; Лутовинов и др. 2010, 2012а,б; 2013б; Карасев и др. 2012), с использованием данных наблюдений в мягком рентгеновском (< 10 кэВ), оптическом и инфракрасном диапазонах длин волн.

Процесс определения природы жесткого рентгеновского источника обычно состоит из нескольких шагов, необходимость которых зависит от координат источника, сложности и населенности соответствующего участка неба, наличия уже проведенных наблюдений в разных диапазонах длин волн, возможности провести необходимые наблюдения как можно скорее, и т.д. Точность локализации источника, полученная по данным телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, составляет около $2 - 4.5'$ в зависимости от его интенсивности и экспозиции (точность локализации слабых объектов по данным телескопа *BAT* обсерватории *Swift* оказывается несколько худшей $6 - 7'$). Очевидно, что этого оказывается недостаточно для проведения оптической идентификации, особенно в плоскости Галактики, где расположено подавляющее большинство массивных рентгеновских двойных систем. Таким образом, на первом этапе требуется значительное улучшение точности локализации исследуемого объекта. Обычно это может быть сделано с использованием данных наблюдений фокусирующих телескопов или обсерваторий *XRT/Swift*, *XMM-Newton*, *Chandra*. Точность локализации, обеспечиваемая этими инструментами составляет несколько угловых секунд: $\sim 3.5''$ для телескопа *XRT/Swift*, $\sim 2''$ для обсерватории *XMM-Newton* и до $\sim 0.64''$ для обсерватории *Chandra*. Необходимо отметить, что в густонаселенных областях, например, в центре Галактики или ее внутренней части, даже точности около $2 - 3.5''$ зачастую оказывается недостаточно для однозначной идентификации источника рентгеновского излучения с оптическим объектом. В таких полях только наблюдения с помощью обсерватории *Chandra* могут помочь в решении этой проблемы. Специальные программы таких наблюдений жестких рентгеновских источников, обнаруженных обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, проводятся по заявкам нескольких групп, в том числе и нашей (Томсик и др. 2008, 2009; Карасев и др. 2012).

Следующим шагом после получения точных координат рентгеновского источника, является определение его оптического компаньона по данным оптических и инфракрасных каталогов и обзоров, таких как *DSS*, *USNO-A2 (B1)*, *2MASS*, *UKIDSS*, *VVV* и т.д. Используя фотометрические значения из этих обзоров и каталогов, а также результаты спектрального и временного анализа рентгеновского излучения от исследуемого объекта, можно сделать первые предположения о его природе. В частности, наличие значительного фотопоглощения в рентгеновском спектре источника, а также его регистрация в инфракрасном диапазоне длин волн и отсутствие в оптическом, может указывать на массивный характер двойной системы. Одновременное обнаружение пульсаций рентгеновского потока однозначно указывают на быстро вращающуюся нейтронную звезду с сильным магнитным полем (рентгеновский пульсар) в двойной системе.

Тем не менее, для окончательного заключения о природе источника необходимо проведение спектроскопических наблюдений в инфракрасном или

оптическом диапазоне длин волн. Обычно для этих целей используются спектрометры среднего и низкого разрешения ($\Lambda/\Delta\Lambda \simeq 500 - 3000$). Для отождествления и классификации исследуемого объекта, как правило, применяются несколько основных критериев: общее покраснение спектра, присутствие в спектре разных линий поглощения и излучения, которые являются типичными для объектов разных классов, измерение красных смещений этих линий z , а также их ширины, отношения потоков в разных линиях и т.д. В частности, корректное отождествление спектральных линий и измерение их красного смещения указывает на галактическую или внегалактическую природу источника. Это оказывается тем более важно, что иногда инфракрасные цвета внегалактических объектов, например, активных ядер галактик, могут быть такими же, как и у массивных звезд, а сами эти объекты могут располагаться на низких галактических широтах. В такой ситуации только спектральные наблюдения и измерения красного смещения могут помочь дифференцировать галактический источник от фонового АЯГ, как это было, например, сделано для новых источников жесткого рентгеновского излучения IGR J18538-0102 или IGR J18257-0707, открытых обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* (Буренин и др. 2009а, Лутовинов и др. 2012б).

Необходимо сказать, что зачастую проведение такого многоступенчатого анализа и однозначное определение природы рентгеновского источника оказывается невозможным в силу тех или иных причин – в частности, отсутствует возможность проведения спектроскопических наблюдений или они недостаточны. Но даже и в этом случае, ограниченного количества наблюдательных данных бывает достаточно, чтобы по косвенным признакам определить или каким-то образом ограничить природу исследуемого объекта. Наиболее сложными для такого анализа являются объекты, расположенные в Галактической плоскости, где помимо высокой плотности звезд, затрудняющей сам процесс оптического отождествления, большое влияние на измеряемые характеристики источников и оценки расстояний до них оказывает межзвездное поглощение. При этом важно учитывать, что закон поглощения для внутренних областей Галактики (и особенно в направлении на галактический балдж) может существенно отличаться от так называемого стандартного (Карделли и др. 1989), что, по-видимому, связано с особенностями пыли в этих областях (Поповски 2000; Удальский 2003; Ревнивцев и др., 2010; Карасев и др., 2010а). При этом сам закон поглощения может изменяться на угловых масштабах нескольких минут (Карасев и др., 2010а).

С другой стороны, исследование природы рентгеновских источников, расположенных в направлении на балдж Галактики, имеет и определенные преимущества. В галактическом балдже находится большое количество красных гигантов – звезд поздних G и ранних K классов, имеющих примерно одинаковую светимость, которая практически не зависит от металличности. Благодаря этим свойствам, такие звезды образуют сгущение на диаграмме цвет-светимость и, таким образом, могут быть использованы для определения величины поглощения до Галактического центра и его закона. Сравнивая положение

интересующего нас объекта на диаграмме цвет-светимость (видимая величина) с положением гигантов красного сгущения (англ. red clump giants, RCG), можно получить ограничения на его природу, а также получить оценки на расстояние до него (подробнее см. ниже).

Используя упомянутые выше методы и подходы, было исследовано более сорока рентгеновских источников из обзоров галактической плоскости обсерваториями *ИНТЕГРАЛ*, *Swift*, *ASCA*. Эта работа проводилась в рамках программы отождествления жестких рентгеновских источников, обнаруженных обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, и поиска среди них массивных рентгеновских двойных систем. Поэтому для нее в первую очередь отбирались объекты, находящиеся на небольших галактических широтах. Кроме того, принимая во внимание, что основными инструментами при проведении оптических наблюдений являлись телескопы *БТА* (САО РАН) и *РТТ-150*, эти объекты находятся на северном небе. Полученные результаты, а также описание использованных методов и подходов, изложены в последующих главах.

2.2 Обсерватории, инструменты, наблюдения и обработка данных

Для определения точных координат рентгеновских источников и характеристик их излучения в мягком рентгеновском диапазоне энергий, нами были использованы данные наблюдений обсерваторий *Chandra*, *XMM-Newton* и телескопа *XRT/Swift* (Рис. 2.1), а для оптических отождествлений источников и определения их природы – каталоги и обзоры всего неба в оптическом и инфракрасном диапазонах длин волн, а также наблюдения на разных телескопах, как проводимые по нашим заявкам, так и архивные. Ниже кратко приводятся их технические характеристики и математическое обеспечение, использованное при обработке данных.

Рентгеновские инструменты

Обсерватория *Chandra* (выведена на орбиту 23 июля 1999 года) имеет беспрецедентное угловое разрешение и рекордную чувствительность в диапазоне энергий 0.2–10 кэВ. Обсерватория имеет уникальную зеркальную систему и два детектора – ACIS и HRC – которые поочередно могут находиться в ее фокусе. В настоящем исследовании были использованы данные обоих детекторов обсерватории как находящиеся в открытом доступе, так и полученные по нашим заявкам. Точность локализации источников по данным обсерватории *Chandra* составляет 0.64" (см. Таблицу 1). Обработка полученных данных осуществлялась соответствующим программным обеспечением¹ и пакетом программ FTOOLS 6.12.

¹<http://cxc.harvard.edu/ciao/>

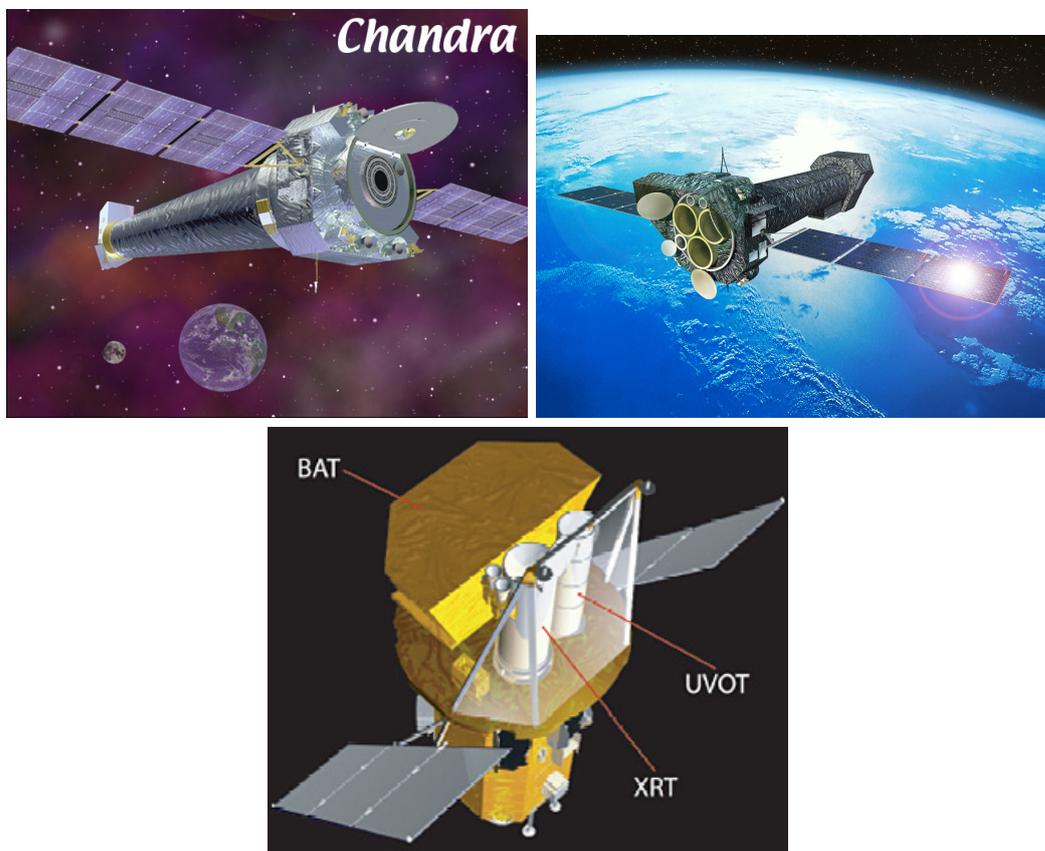


Рис. 2.1. Рентгеновские обсерватории *Chandra*, *XMM-Newton* и *Swift*, данные которых были использованы для определения точных координат рентгеновских источников и характеристик их излучения в мягком рентгеновском диапазоне энергий.

Обсерватория *XMM-Newton*, выведенная на орбиту 10 декабря 1999 года, имеет в своем составе сразу три рентгеновских телескопа (MOS1, MOS2, PN), входящих в состав комплекса EPIC и имеющих рекордную эффективную площадь в диапазоне энергий 0.1-12 кэВ среди телескопов косого падения ($\sim 3100 \text{ см}^2$ на 1 кэВ). Каждый телескоп представляет собой модуль зеркал и ПЗС матрицу, расположенную в его фокусе. С помощью телескопов этой обсерватории возможно определять положения рентгеновских объектов на небе с точностью лучше чем $2''$. Научные данные обсерватории *XMM-Newton*, полученные из находящегося с открытым доступе архива, были обработаны с помощью стандартного программного обеспечения SAS v11.0².

Нами также широко использовались данные телескопа *XRT* обсерватории *Swift*, полученные в диапазоне энергий 0.6–10 кэВ. Этот инструмент не обладает

²<http://xmm2.esac.esa.int/sas/>

уникальными характеристиками, подобными указанным выше обсерваториям, однако его большим преимуществом является возможность оперативной (буквально, в течение минут – часов) организации наблюдений интересующих нас объектов, в первую очередь транзиентных событий. Кроме того, все данные, полученные обсерваторией *Swift*, немедленно появляются в открытом доступе. Типичная точность локализации, обеспечиваемая телескопом *XRT*, составляет $\simeq 3.5''$. Обработка и анализ полученных с его помощью данных³ был проведен с использованием соответствующего программного обеспечения³ и пакета программ FTOOLS 6.12.

Наземные телескопы, оптические и инфракрасные каталоги

Большая часть работы по оптическому отождествлению рентгеновских источников была проведена на телескопах *РТТ-150* и *БТА*; кроме того, в ряде случаев были использованы данные, полученные на телескопах *АЗТ-ЗЗИК* Саянской обсерватории ИСЗФ СО РАН и *NTT* Европейской Южной Обсерватории (Рис. 2.2). Российско-турецкий 1.5-м телескоп (*РТТ-150*) установлен в Государственной Обсерватории Турции ТУБИТАК, на юге Турции, на высоте 2500 м (гора Бақырлытепе). В состав фокальных приборов телескопа входят: ПЗС-фотометр (ПЗС-матрицы Андор DW-436), TFOSC⁴ – спектрометр среднего и низкого разрешения (ПЗС-матрица Firechild). Для спектроскопии использовалась гризма N15, дающая наиболее широкий диапазон длин волн (3500 – 9000 Å) и наибольшую квантовую эффективность. Спектральное разрешение в этом случае составляет $\approx 12 \text{ \AA}$ (полная ширина на полувысоте).

БТА (6-м Большой Телескоп Альт-азимутальный) располагается на горе Пастухова в Карачаево-Черкессии на высоте 2070 м над уровнем моря и является крупнейшим оптическим телескопом на территории России и важнейшим оптическим инструментом Специальной астрофизической обсерватории РАН (САО РАН). Наблюдения на этом телескопе проводились по заявкам нашей группы в течение нескольких лет при помощи спектрометра СКОРПИО (Афанасьев, Моисеев 2005). Во время этих наблюдений, как правило, использовалась объемно-голографическая решетка VPHG400, обеспечивающая наибольшую световую эффективность и наиболее широкий спектральный диапазон (3800 – 9800 Å). Спектральное разрешение составляло $\approx 14 \text{ \AA}$ (полная ширина на полувысоте). Однако во время наблюдений в ноябре 2011 года использовалась объемно-голографическая решетка VPHG550G, имеющая наибольшую световую эффективность в диапазоне 3700 – 7800 Å и спектральное разрешение $\approx 6 \text{ \AA}$ (полная ширина на полувысоте).

Типичное время экспозиции на обоих телескопах менялось от 600 до 1800 сек в зависимости от интенсивности источника. Обработка оптических данных

³<http://swift.gsfc.nasa.gov>

⁴<http://hea.iki.rssi.ru/rtt150/ru/index.php?page=tfosc>



Рис. 2.2. Телескопы *БТА*, *АЗТ-33ИК*, *РТТ-150* и *NTT*, данные которых использовались для оптического и инфракрасного отождествления рентгеновских источников.

проводилась стандартным образом, при помощи математического обеспечения IRAF⁵ и собственного математического обеспечения.

Кроме того, дополнительные спектральные наблюдения источника IGR J22534+6243 в оптическом диапазоне были проведены при помощи телескопа *АЗТ-33ИК* Саянской обсерватории ИСЗФ СО РАН. Для этих наблюдений был использован спектрометр *UAGS*, установленный в кассегреневском фокусе телескопа. При этом использовалась решетка 1300 штр./мм, которая давала возможность получить спектр в диапазоне 6250 Å – 6850 Å, около линии $H\alpha$, с разрешением около 4 Å.

⁵<http://iraf.noao.edu>

Телескоп *NTT* (New Technology Telescope) установлен в Чили на горе Cerro la Silla и представляет собой 3.58-м альти-азимутальный телескоп системы Ричи-Кретьюна, в котором впервые была применена активная оптика. На настоящее время основными приборами этого телескопа являются широкоугольный инфракрасный спектро-фотометр SOFI и спектрограф EFOSC2. В настоящей работе использовались данные, полученные из общедоступного архива ESO⁶.

В работе также использовались данные известных оптических и инфракрасных каталогов, находящихся в открытом доступе, а именно: *USNO-B1* – фотометрические данные полученные из оцифрованных пластинок Паломарского обзора (Моне и др. 2003); *2MASS*⁷ – обзор всего неба в ближнем инфракрасном диапазоне, фильтры J, H, Ks (Скрутски и др. 2005); *UKIDSS*⁸ – обзор центральных областей Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне; *VVV* – обзор центральных областей Галактики и части галактической плоскости в ближнем инфракрасном диапазоне. Данные телескопа *NTT* и данные инфракрасных обзоров, за исключением каталога *2MASS*, были переобработаны с использованием метода PSF-фотометрии и программного обеспечения DAOPHOT III, входящего в пакет *SCISOFT/ESO*⁹. Фотометрические решения были получены с использованием каталога *2MASS* в качестве опорного. Для этого из используемых данных отбирались 500 ярких, но не пересвеченных звезд, которые затем отождествлялись со звездами из каталога *2MASS* с помощью подпрограмм, входящих в пакет *WCStools* 3.8.4. Таким образом определялись фотометрические константы для фильтров *J, H, Ks*. Параметры PSF-фотометрии (DAOPHOT) были подобраны таким образом, чтобы минимизировать фотометрические ошибки.

2.3 Результаты наблюдений

Координаты жестких рентгеновских источников, оптическое отождествление которых проводилось в рамках представляемой работы, приведены в Таблице 2.1. Эти координаты были определены по данным телескопов *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, *BAT* и *XRT* обсерватории *Swift*, обсерваторий *Chandra*, *XMM-Newton*. Приводимые в дальнейшем координаты объектов в оптическом диапазоне были получены по прямым оптическим изображениям телескопов *БТА* и *РТТ-150*, при этом астрометрические решения устанавливались относительно каталога *USNO-B1*. Ниже приведены подробные пояснения относительно оптического отождествления каждого из указанных в Таблице 2.1 объектов.

⁶<http://archive.eso.org/>

⁷<http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/2MASS>

⁸<http://www.ukidss.org/index.html>

⁹<http://www.eso.org/sci/software/scisoft/>

Таблица 2.1. Список жестких рентгеновских источников из обзоров обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *Swift*

Название	RA (J2000)	Dec (J2000)	Тип
SWIFT J0003.3+2737	00 ^h 03 ^m 20.2 ^s	27° 37' 23''	Sy 2
SWIFT J0113.8+2515	01 ^h 13 ^m 48.7 ^s	25° 14' 38''	блазар
IGR J03249+4041	03 ^h 24 ^m 54.0 ^s	40° 41' 53''	Sy 2
IGR J12134-6015	12 ^h 13 ^m 24.0 ^s	-60° 15' 17''	АЯГ?
SWIFT J1449.5+8602	14 ^h 50 ^m 27.8 ^s	86° 01' 30''	Sy 1
SWIFT J1542.0-1410	15 ^h 42 ^m 14.9 ^s	-14° 11' 56''	Sy 1
SWIFT J1553.6+2606	15 ^h 53 ^m 34.9 ^s	26° 14' 42''	квазар
IGR J17009+3559	17 ^h 01 ^m 00.0 ^s	35° 59' 24''	XBONG
IGR J17350-2045	17 ^h 34 ^m 59.0 ^s	-20° 45' 32''	АЯГ?
IGR J18048-1455	18 ^h 04 ^m 38.8 ^s	-14° 56' 47''	CV
IGR J18151-1052	18 ^h 15 ^m 09.6 ^s	-10° 52' 48''	XRB/НМХВ?
IGR J18219-1347	18 ^h 21 ^m 54.8 ^s	-13° 47' 27''	НМХВ?
IGR J18293-1213	18 ^h 29 ^m 20.2 ^s	-12° 12' 51''	НМХВ?
SWIFT J1852.2+8424A	18 ^h 50 ^m 24.8 ^s	84° 22' 41''	Sy 1
SWIFT J1852.2+8424B	18 ^h 46 ^m 50.3 ^s	84° 25' 02''	Sy 1
SWIFT J1852.8+3002	18 ^h 52 ^m 49.5 ^s	30° 04' 27''	XRB
IGR J18538-0102	18 ^h 53 ^m 50.2 ^s	-01° 02' 02''	Sy 1
SWIFT J2237.2+6324	22 ^h 36 ^m 26.2 ^s	63° 27' 50''	CV
SWIFT J2341.0+7645	23 ^h 40 ^m 41.8 ^s	76° 44' 31''	CV
IGR J22534+6243	22 ^h 53 ^m 55.1 ^s	62° 43' 37''	НМХВ

SWIFT J0003.3+2737

Участок неба вокруг SWIFT J0003.3+2727 наблюдался телескопом *XRT* обсерватории *Swift* 21 января 2011 г. с общей экспозицией $\simeq 8.4$ ксек. В области локализации источника телескопом ВАТ регистрируются три довольно слабых объекта, интенсивность одного из которых в диапазоне энергий 0.6 – 10 кэВ приблизительно в два раза выше интенсивности двух других. Более того, на изображении области неба, полученной в диапазоне энергий 6 – 10 кэВ, эти два источника практически пропадают, в то время как первый объект с координатами (J2000) RA=00^h 03^m 27.4^s, Dec=27° 39' 18'' (точность локализации $\sim 4''$), продолжает уверенно регистрироваться. Таким образом, мы можем заключить, что именно этот объект, по-видимому, является мягким рентгеновским компаньоном источника SWIFT J0003.3+2727.

Сравнение изображения, полученного телескопом *XRT*, с изображениями из обзора SDSS показывает, что в оптике SWIFT J0003.3+2727 может быть однозначно отождествлен с относительно ярким объектом величиной $m_r = 16.3$ (Рис.2.3а). В его оптическом спектре ясно видны эмиссионные линии серии Бальмера, узкие линии азота NII, кислорода [OIII], 4959, 5007 и другие (Рис.2.3б), что является характерным для сейфертовской галактики 2-го типа, расположенной на красном смещении $z = 0.03946 \pm 0.00002$.

Рентгеновский спектр источника SWIFT J0003.3+2727, показанный на Рис.2.3в, формально может быть хорошо аппроксимирован простым степенным

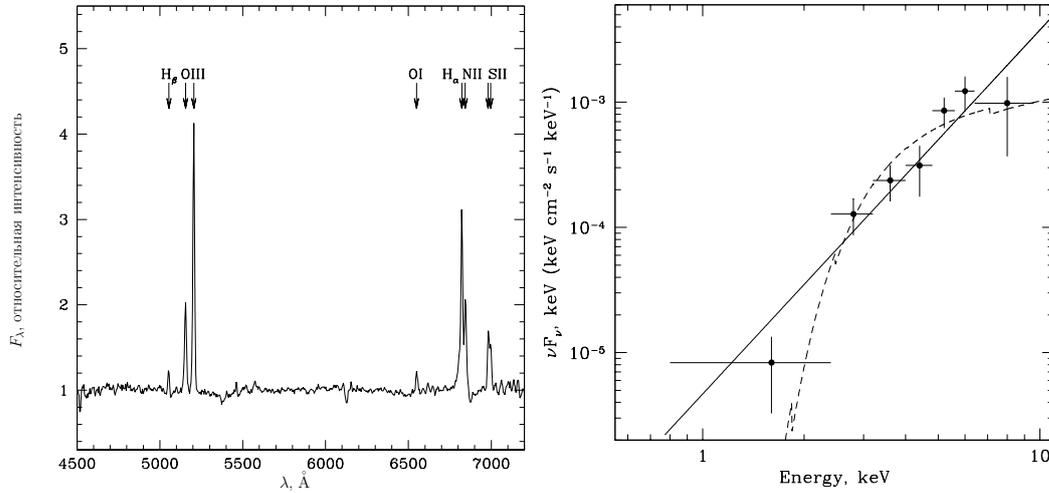


Рис. 2.3. (а) Оптический спектр источника SWIFT J0003.3+2737, полученный на телескопе *БТА*. Подписаны основные эмиссионные линии. (б) Энергетический спектр источника SWIFT J0003.3+2737 по данным телескопа *XRT*. Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации степенным законом, штриховой – степенным законом с наклоном 1.7 и поглощением.

законом зависимости плотности потока фотонов от энергии 1.1 с фотонным индексом $\Gamma \simeq -1$. Однако, такое значение фотонного индекса не типично для спектров активных ядер галактик и, скорее всего, со значительным поглощением в ее спектре. К сожалению, низкое качество полученного спектра не позволяет исследовать этот вопрос подробно. Мы можем лишь зафиксировать фотонный индекс на значении $\Gamma = 1.7$, характерном для активных ядер галактик, и добавив в модель поглощение, оценить его величину как $N_H \simeq 10^{23}$ атом см^{-2} .

Рентгеновский поток от источника в диапазоне энергий 2–10 кэВ составляет $F_X \simeq 1.5 \times 10^{-12}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, что соответствует светимости $L_X \simeq 5 \times 10^{42}$ эрг с^{-1} для измеренного z (Лутовинов и др. 2012б).

SWIFT J0113.8+2515

В область локализации источника SWIFT J0113.8+2515 по данным телескопа *XRT* (RA=01^h 13^m 22.7^s, Dec=25°18' 54", точность локализации $\sim 4''$, J2000) попадает один объект с $m_r = 19.1$. Оптический спектр этого объекта, полученный с помощью телескопа *БТА*, указывает на присутствие двух относительно слабых эмиссионных линий (Рис.2.4б). Эти линии были нами отождествлены с широкими линиями углерода CIII 1909 Å и магния MgII 2798 Å, с доплеровской шириной $\sim 100 - 150$ Å (полная ширина на полувысоте), находящимися на красном смещении $z = 1.594 \pm 0.002$. Таким образом, проведенные измерения указывают на то, что SWIFT J0113.8+2515 является квазаром.

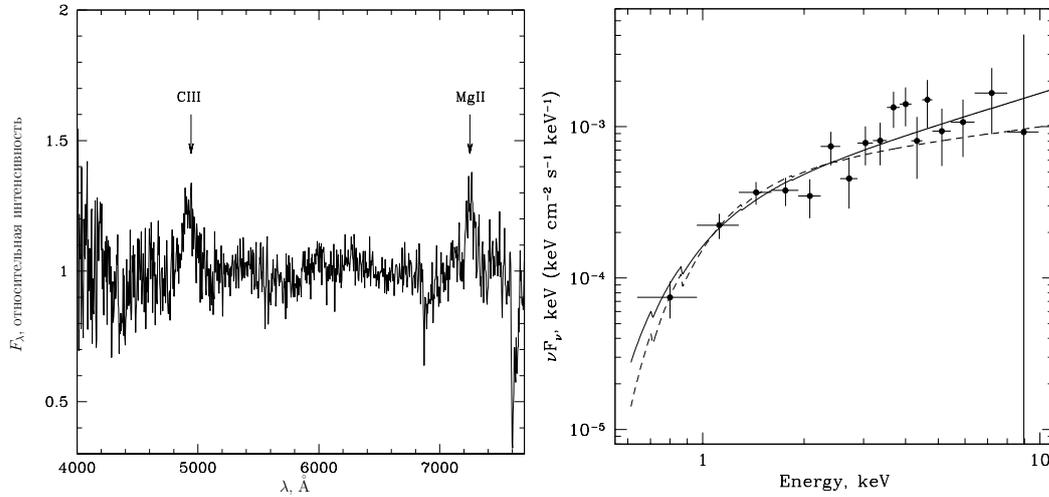


Рис. 2.4. (а) Оптический спектр источника SWIFT J0113.8+2515, полученный на телескопе *БТА*. Подписаны две эмиссионные линии, которые нам удалось зарегистрировать. (б) Энергетический спектр источника SWIFT J0113.8+2515 по данным телескопа *XRT*. Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации (см. текст), штриховой – степенным законом с наклоном 1.7 и поглощением.

Поиск в астрономических каталогах показал, что помимо оптического диапазона объект ранее регистрировался в ближнем инфракрасном диапазоне (в двухмикронном обзоре *2MASS*) и рядом радиотелескопов. Кроме того, он регистрировался на низком уровне значимости в рентгеновском обзоре всего неба обсерватории *ROSAT* (источник RX J0113.2+2518). На Рис.2.5 показано спектральное распределение энергии источника по имеющимся данным. При расчете светимостей использовалась космологическая модель с $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ и $H_0 = 72$ км/с/Мпс. Плоский (спектральный наклон $\alpha \sim 0$) радиоспектр и наличие двух максимумов излучения (в оптическом диапазоне и в жестком рентгеновском или более высоком диапазоне энергий), указывает на то, что объект является радиоквazarом с плоским спектром (Flat Spectrum Radio Quasar), т.е. блазаром. Полученное спектральное распределение удовлетворительно согласуется с хорошо известной блазарной последовательностью – зависимостью положений двух пиков излучения (синхротронного и комптонизационного) от светимости объекта (например, Фоссати и др. 1998).

Спектр источника в мягком рентгеновском диапазоне энергий хорошо описывается простым степенным законом, возможно модифицированным поглощением (Рис.2.4в). В предположении, что поглощение происходит внутри или рядом с источником, т.е. на красном смещении $z = 1.594$, наилучшие значения фотонного индекса и колонки нейтрального вещества оказываются равны $\Gamma = 1.10 \pm 0.20$, $N_H = (2.3_{-1.0}^{+1.8}) \times 10^{22}$ атом см $^{-2}$ на $z = 1.594$. При этом значение χ^2 на составляет 0.73 (26 степеней свободы).

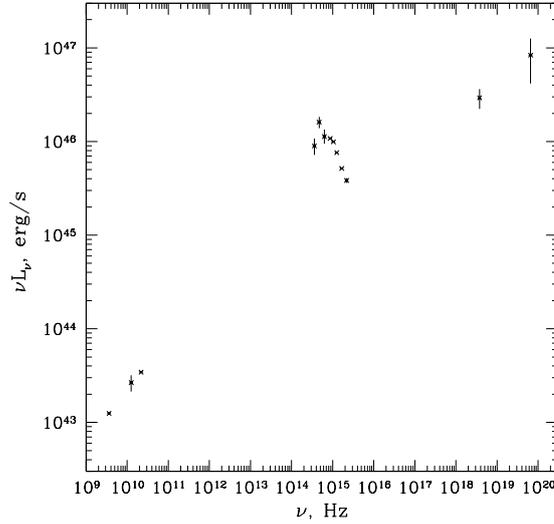


Рис. 2.5. Спектральное распределение энергии источника SWIFT J0113.8+2515 по данным разных радиотелескопов, инфракрасного обзора *2MASS*, оптического обзора SDSS, рентгеновского телескопа *XRT* и жесткого рентгеновского прибора *BAT* (оба на обсерватории *Swift*). Инфракрасные и оптические измерения поправлены за галактическое поглощение $E(B - V) = 0.080$ (Шлегель и др. 1998)

Полученный верхний предел на величину колонки поглощения оказывается значительно выше (даже с учетом красного смещения), чем величина колонковой плотности фотопоглощающего вещества на луче зрения в Галактике $N_H = 0.06 \times 10^{22}$ атом см^{-2} (Дикей, Локман 1990). Измерение телескопом *BAT* обсерватории потока излучения в более жестком диапазоне энергий 14–195 кэВ подтверждает, что жесткий спектр, характерный для блазаров (радиоквazarов с плоским спектром) продолжается как минимум в область мягких гамма-энергий. Несколько хуже ($\chi^2 = 0.95(27)$) описывает спектр, полученный по данным телескопа *XRT*, модель степенного закона с фиксированным наклоном $\Gamma = 1.7$ и поглощением ($N_H = (5 \pm 1) \times 10^{22}$ атом см^{-2} на $z = 1.594$), которая могла бы соответствовать обычному квазару (не блазарного типа).

Поток излучения, регистрируемый от источника в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ, $F_X \simeq 3 \times 10^{-12}$ эрг см^{-2} с^{-1} соответствует светимости $L_X \simeq 1.9 \times 10^{46}$ эрг с^{-1} . Таким образом, источник SWIFT J0113.8+2515 является одним из самых ярких блазаров, зарегистрированных в обзорах обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *Swift* (Лутовинов и др. 2012б).

IGR J03249+4041

Жесткий рентгеновский источник IGR J03249+4041 с координатами RA=03^h 24^m 54.0^s, Dec=40°41'53'' (J2000) был обнаружен обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* во время обзора всего неба (Кривонос и др., 2010а). Поток от него составил $0.89 \pm$

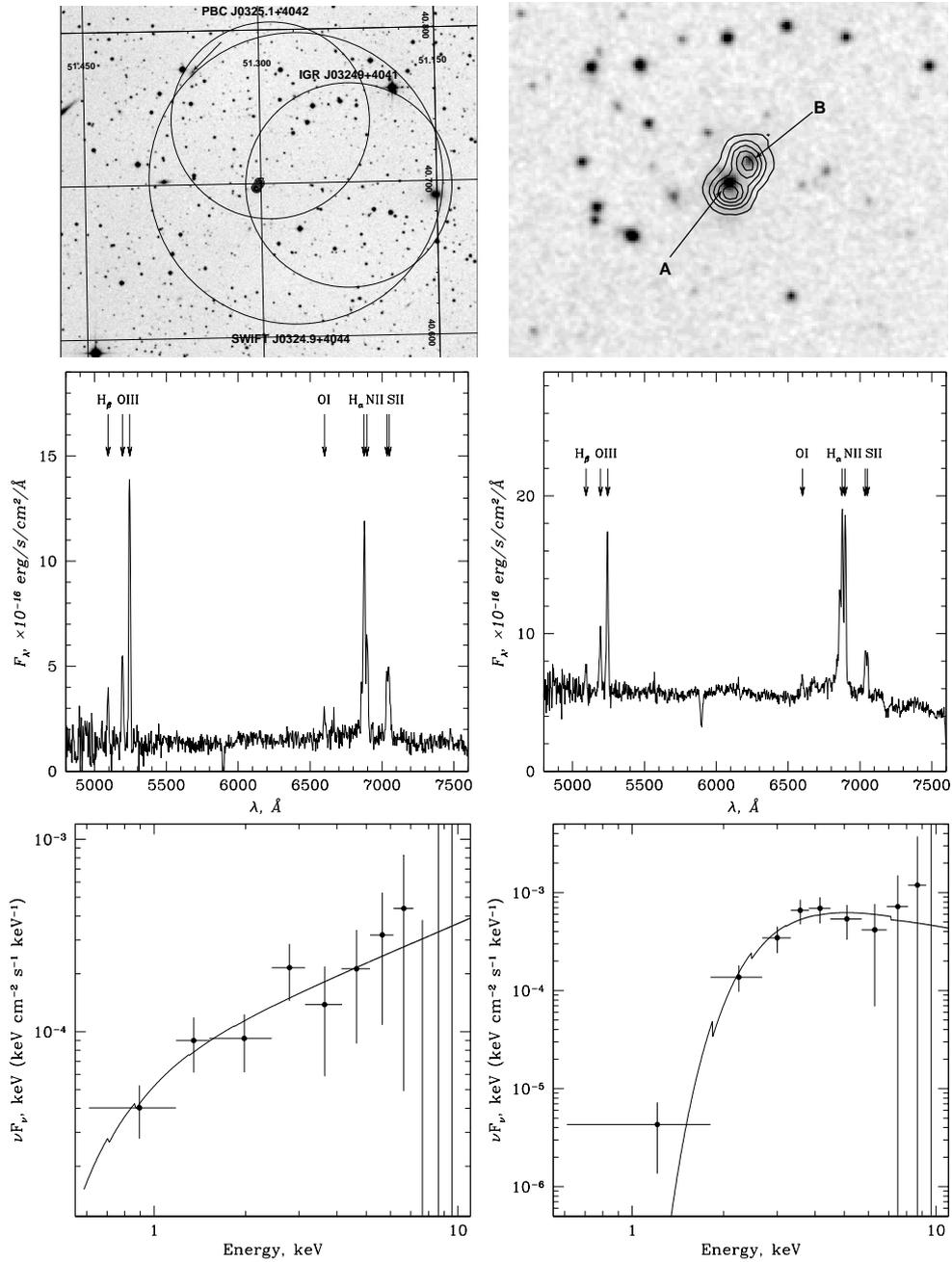


Рис. 2.6. (а) Изображение области неба вокруг источника IGR J03249+4041 по данным обзора *DSS*. Кружками показаны области локализации источников IGR J03249+4041, SWIFT J0324.9+4044 и PBC J0325.1+4042; контурами в центре рисунка – уровни интенсивности рентгеновского излучения по данным телескопа *XRT*. Стрелкой показано положение объекта UGC2724. (б) Увеличенное изображение области локализации IGR J03249+4041; показаны положения источников А и Б. (в,г) Оптические спектры источников А и Б, соответственно, полученные на телескопе *БТА*. (д,е) Энергетические спектры источников А и Б, соответственно, по данным телескопа *XRT*. Сплошными линиями показаны модели наилучшей аппроксимации.

0.17 мКраб в диапазоне энергий 17-60 кэВ.

Во время наблюдений телескопом *XRT* обсерватории *Swift* внутри области локализации источника IGR J03249+4041 был зарегистрирован слабый протяженный рентгеновский объект (Лутовинов и др. 2012а). Детальный анализ этих наблюдений показал, что протяженный объект представляет собой два близко расположенных, приблизительно точечных, источника с координатами (J2000) RA=03^h 25^m 12.9^s, Dec=40°41'50" (источник А) и RA=03^h 25^m 12.4^s, Dec=40°42'01" (источник Б). Сравнение изображений, полученных телескопом *XRT*, с изображениями оцифрованных фотопластинок Паломарского обзора показывает, что источники А и Б могут быть отождествлены с парой галактик LEDA 97012 и 2MASX J03251221+4042021, имеющих координаты RA=03^h 25^m 12.96^s, Dec=40°41'53.2" и RA=03^h 25^m 12.23^s, Dec=40°42'02.3" (J2000), соответственно (Рис.2.6б). Согласно каталогу NED, галактика LEDA 97012 расположена на красном смещении $z = 0.0477$.

В спектрах обеих галактик, полученных на телескопе *БТА*, ясно видны узкие эмиссионные линии серии Бальмера, III, OIII и другие (Рис.2.6в,г), отношение потоков в которых свидетельствует о том, что оба объекта являются активными ядрами галактик типа Сейферт 2, расположенными на красных смещениях $z = 0.04752 \pm 0.00011$ (источник А) и $z = 0.04759 \pm 0.00010$ (источник Б) (Лутовинов и др., 2012а).

Рентгеновские спектры обоих источников в диапазоне энергий 0.6 – 10 кэВ показаны на Рис.2.6(д,е). Как и раньше, для их аппроксимации мы использовали модель 1.1, модифицированную фотопоглощением, возникающим вследствие наличия вещества на луче зрения как в Галактике, так и в самом исследуемом объекте. Значение последнего, измеренное в спектре источника А, не отличается от величины колонковой плотности фотопоглощающего вещества на луче зрения в Галактике, поэтому оно было зафиксировано на значении $N_H = 0.16 \times 10^{22}$ атом см⁻² (Дикей, Локман 1990). С учетом этого замечания наклон спектра источника А составляет $\Gamma = 1.32 \pm 0.27$, а поток в диапазоне энергий 2–10 кэВ $F_{X,A} \simeq 5.7 \times 10^{-13}$ эрг см⁻² с⁻¹, что соответствует светимости $L_{X,A} \simeq 3 \times 10^{42}$ эрг с⁻¹ для измеренного z .

В отличие от источника А, рентгеновский спектр источника Б демонстрирует явный завал на низких энергиях, связанный со значительным поглощением, возникающим в самом источнике. Параметры наилучшей аппроксимации спектра – наклон $\Gamma = 2.7 \pm 1.0$, поглощение $N_H = (7.3_{-2.6}^{+3.9}) \times 10^{22}$ атом см⁻². Фиксирование наклона спектра на величине 1.7, характерной для активных ядер галактик, дает сравнимую величину поглощения $N_H = (4.7_{-0.9}^{+1.1}) \times 10^{22}$ атом см⁻². Рентгеновский поток от источника Б в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ составляет $F_{X,B} \simeq 1.2 \times 10^{-12}$ эрг см⁻² с⁻¹, что соответствует светимости $L_{X,B} \simeq 6 \times 10^{42}$ эрг с⁻¹ для измеренного z .

Необходимо отметить, что в этой же области неба телескопом *ВАТ* обсерватории *Swift* были зарегистрированы жесткие рентгеновские источники SWIFT J0324.9+4044 и PBC J0325.1+4042 (Туллер и др., 2010; Кусумано и др., 2010а), чьи области локализаций частично пересекаются с областью

локализации IGR J03249+4041 (Рис.2.6а). Однако изначально оба объекта были ошибочно отождествлены с галактикой UGC2724 (показана стрелкой), расположенной в ~ 5 угловых минутах от LEDA 97012 и имеющей, согласно базе данных *NED*, точно такое же красное смещение, что и LEDA 97012, $z = 0.0477$. Исследование литературы по данному вопросу показало, что это ошибочное отождествление уходит корнями в работы Брунцендорфа, Мезингера (1999) и Мезингера и др. (2000), в которых галактика UGC2724 была ошибочно связана с источником LEDA 97012. В дальнейшем эта ошибка последовательно повторялась в нескольких версиях каталога квазаров и активных ядер галактик и некоторых базах данных. В более современных версиях каталогов обсерватории *Swift* эта ошибка исправлена (Баумгартнер и др., 2013).

Суммируя вышесказанное мы можем заключить, что все три жестких рентгеновских источника IGR J03249+4041, SWIFT J0324.9+4044 и RBC J0325.1+4042, обнаруженных обсерваториями *ИНТЕГРАЛ* и *Swift*, соответствуют одному и тому же объекту — паре взаимодействующих сейфертовских галактик 2-го типа LEDA 97012 и 2MASX J03251221+4042021. Более того, с этим же объектом может быть ассоциирован и мягкий рентгеновский источник RX J0325.2+4042 из обзора всего неба обсерватории *ROSAT* (Мотч и др., 1998).

IGR J12134-6015

В области локализации рентгеновского источника IGR J12134-6015 (рассматривавшегося в качестве кандидата в HMXBs), полученной по данным наблюдений обсерватории *Chandra*, проведенных по нашей заявке, в инфракрасном обзоре неба *2MASS* присутствует лишь один объект с координатами R.A.= $12^h 13^m 23.98^s$, Dec= $-60^\circ 15' 16.9''$ (J2000, расстояние $0.32''$ от центра локализации рентгеновского источника, Рис.2.7а). Его яркость в фильтре $J = 16.45 \pm 0.12$, в фильтрах H и Ks компаньон значительно не регистрируется (верхние пределы равны $H > 16.5$ и $Ks > 15.5$). Соответствующие верхние пределы для цветов составляют: $J - H < 0.08$, $J - Ks < 1.07$. Если предположить, что источник IGR J12134-6015 является двойной системой с массивным компаньоном, то из ограничений на цвет инфракрасного объекта получается, что оптическим компаньоном в системе может быть звезда не позднее A-класса (при отсутствии межзвездного поглощения).

Широкополосный спектр источника, полученный по данным обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* (17 – 100 кэВ) и *Swift* (0.5 – 10 кэВ), не показывает влияния межзвездного поглощения (верхний предел на уровне 2σ равен $\simeq 4 \times 10^{21}$ атом см^{-2}) и может быть описан степенным законом 1.1 с наклоном $\Gamma \simeq 0.85$ без экспоненциального завала вплоть до энергий ~ 100 кэВ (Рис. 2.8). Такой жесткий энергетический спектр нехарактерен для источников в нашей Галактике, но часто встречается среди внегалактических источников.

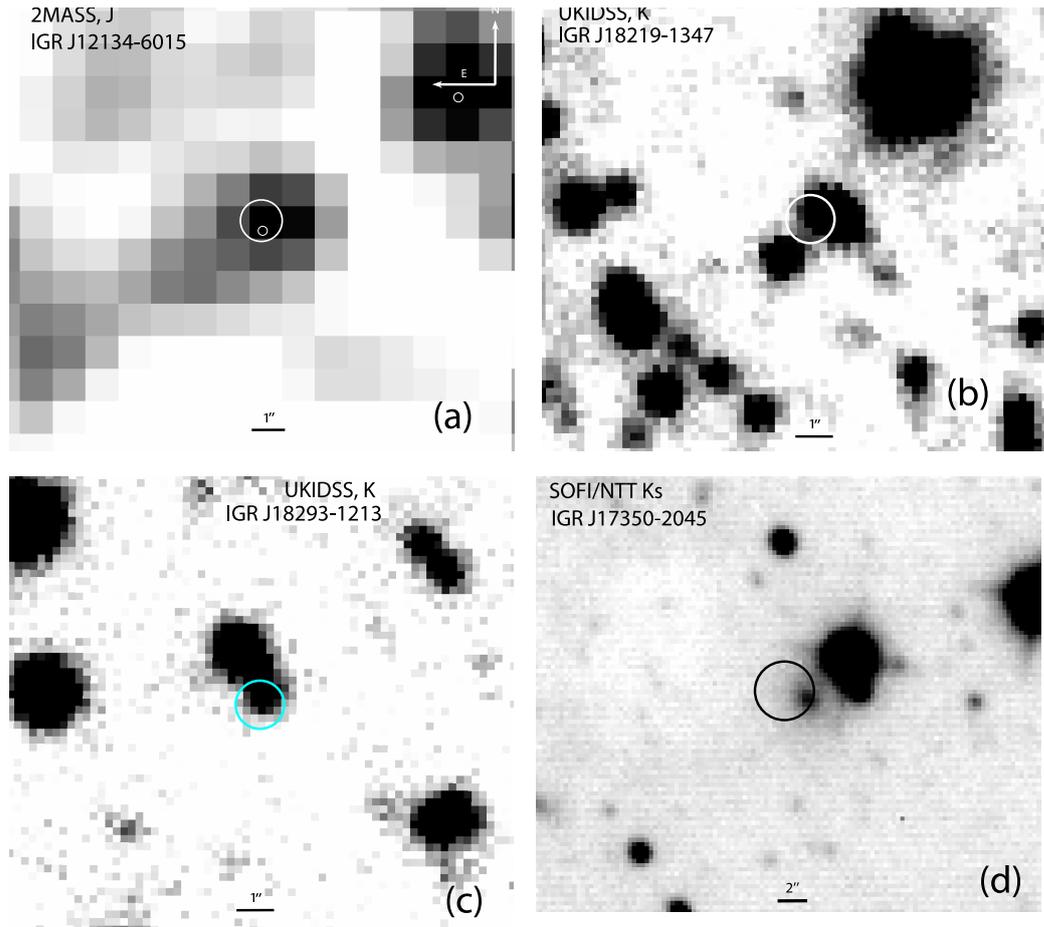


Рис. 2.7. Изображения областей неба вокруг источников IGR J12134-6015 (а), IGR J18219-1347 (б), IGR J18293-1213 (в), IGR J17350-2045 (г), полученные в инфракрасных диапазонах длин волн по данным обзоров *2MASS* и *UKIDSS* и телескопа *SOFI/NTT*. Большими кружками показаны области локализации по данным обсерваторий *Chandra* ($0.64''$, а-в) и *XMM-Newton* ($2''$, г). Маленькими кружками на рисунке (а) показаны положения инфракрасных источников из каталога *2MASS*.

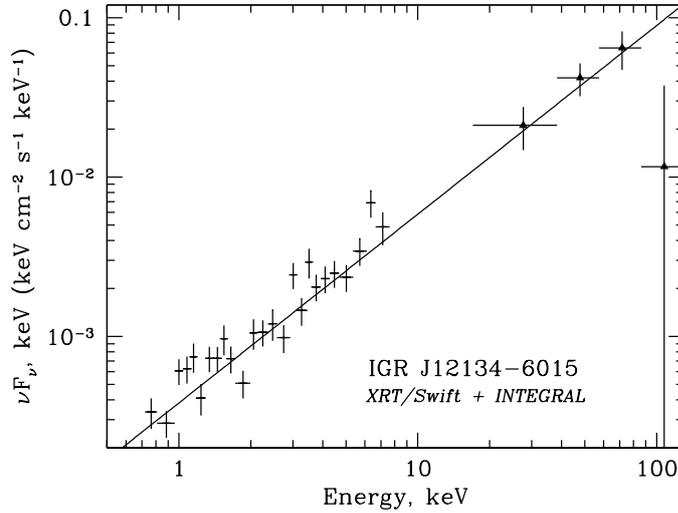


Рис. 2.8. Энергетический рентгеновский спектр источника IGR J12134-6015, полученный по данным телескопов *XRT/Swift* (крестики) и *IBIS/ИНТЕГРАЛ* (треугольники). Сплошная линия показывает наилучшую аппроксимацию степенным законом с наклоном $\Gamma \simeq 0.85$.

Таким образом, вероятнее всего, исследуемый объект имеет внегалактическую природу и является активным ядром галактики или блазаром (Карасев и др. 2012). Для окончательных выводов необходимы спектроскопические наблюдения в оптическом диапазоне длин волн.

SWIFT J1449.5+8602

В области локализации объекта *SWIFT J1449.5+8602*, полученной по данным телескопа *BAT*, ясно регистрируются 2 слабых рентгеновских источника (далее источники 1 и 2) с координатами $RA=14^h 44^m 26.3^s$, $Dec=86^\circ 00' 55''$ и $RA=14^h 42^m 46.0^s$, $Dec=86^\circ 02' 41''$ (J2000) (Рис.2.9а), которые могут быть однозначно отождествлены в оптическом диапазоне (Рис.2.9б).

Рентгеновские спектры обоих источников оказываются очень похожими — в диапазоне энергий 0.6–10 кэВ они хорошо аппроксимируются простым степенным законом с наклоном $\Gamma \simeq 1.46$ (Рис.2.9в,г); ввиду низкого качества спектров поглощение было зафиксировано на значении $6 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, измеряемом в этом направлении в Галактике (Дикей, Локман 1990). Отличие заключается лишь в том, что регистрируемый в диапазоне энергий 2–10 кэВ поток от источника 1 $F_{1,X} \simeq 5.8 \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ оказывается более чем в 2 раза больше потока от источника 2 $F_{2,X} \simeq 2.7 \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, причем такое соотношение потоков сохраняется во всех наблюдениях. Таким образом, излучение, регистрируемое от объекта *SWIFT J1449.5+8602* в жестком рентгеновском диапазоне, в основном, связано с излучением

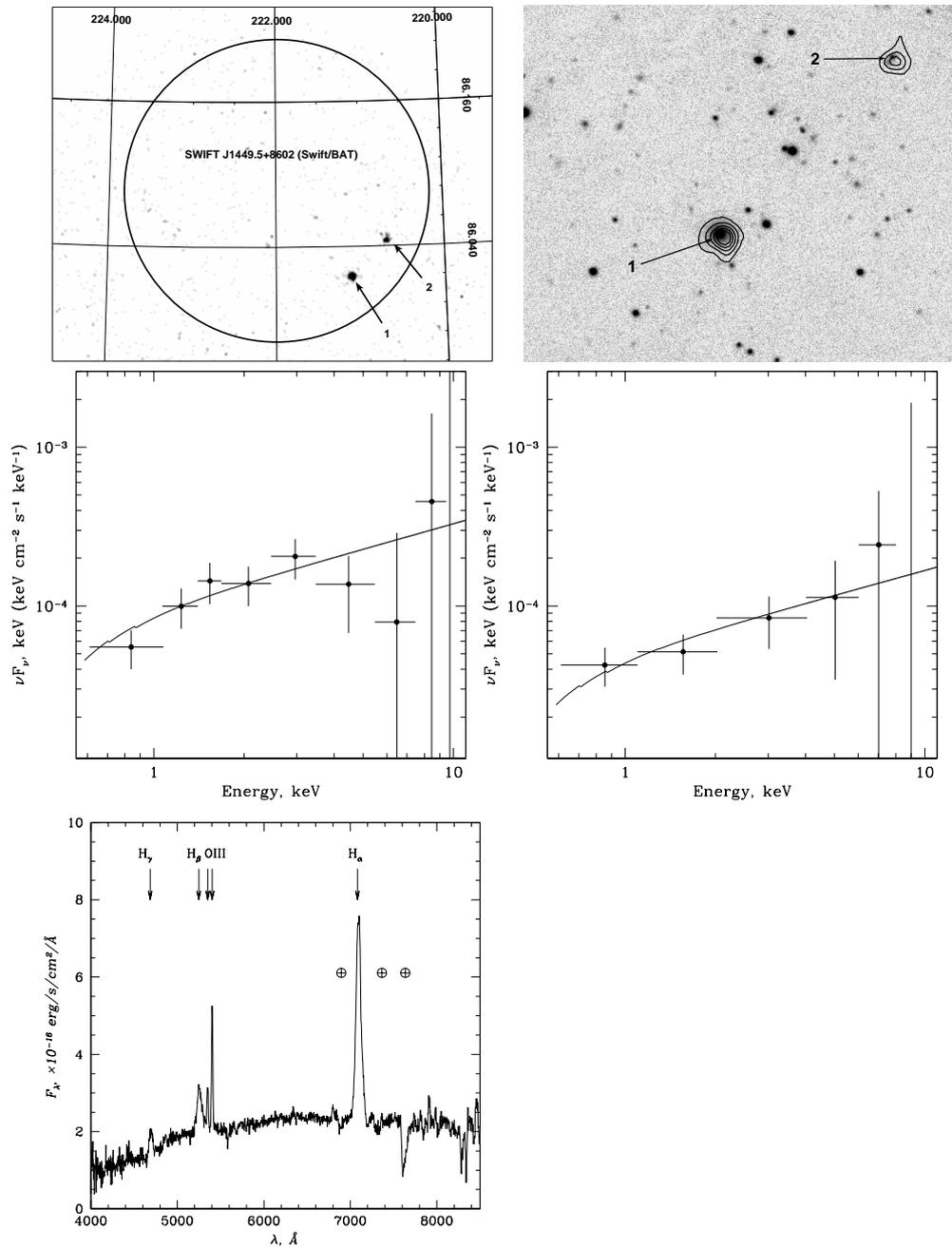


Рис. 2.9. (а) Изображение области неба вокруг источника SWIFT J1449.5+8602, полученное телескопом *XRT*. Область локализации по данным телескопа *BAT* обозначена кружком. Стрелками показаны зарегистрированные телескопом *XRT* рентгеновские источники 1 и 2. (б) Оптическое изображение области неба вокруг источников 1 и 2, полученное на телескопе *БТА* в фильтре R. Контурами показаны разные уровни рентгеновской интенсивности. (в,г) Энергетические спектры источников 1 и 2, соответственно, по данным телескопа *XRT*. Сплошными линиями показаны модели наилучшей аппроксимации. (д) Оптический спектр источника 1, полученный на телескопе *БТА*.

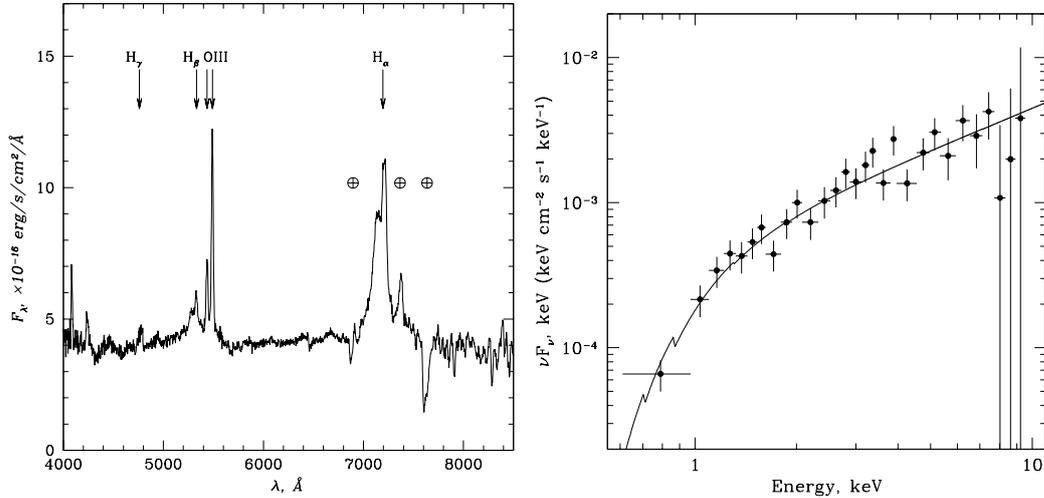


Рис. 2.10. (а) Оптический спектр источника SWIFT J1542.0-1410, полученный на телескопе *БТА*. Подписаны основные эмиссионные линии. (б) Энергетический спектр источника SWIFT J1542.0-1410 по данным телескопа *XRT*. Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации.

источника 1. С целью определения природы этого объекта, в апреле 2011 г нами были проведены его спектрометрические наблюдения на телескопе *БТА*. Из полученного спектра (Рис.2.9д) видно, что он является сейфертовской галактикой 1-го типа (широкие линии бальмеровской серии H_α , H_β , H_γ , узкие линии [OIII], 4959, 5007), расположенной на красном смещении $z = 0.0792 \pm 0.0001$ (Лутовинов и др. 2012а).

К сожалению, нам не удалось получить оптический спектр объекта 2, который связан с более слабым рентгеновским источником. Возможно, этот объект также является сейфертовской галактикой и дает небольшой вклад в жесткое рентгеновское излучение источника SWIFT J1449.5+8602.

SWIFT J1542.0-1410

В область локализации источника SWIFT J1542.0-1410, полученную по данным телескопа *XRT*, попадает только один относительно яркий оптический объект с величиной $m_R = 16.4$, который, скорее всего, и является оптическим компаньоном (Лутовинов и др. 2012а). В оптическом спектре источника (Рис.2.10а), полученном по данным телескопа *БТА*, помимо непоглощенного континуума, виден набор эмиссионных линий, характерных для сейфертовских галактик 1-го типа – широкие линии бальмеровской серии, узкие линии кислорода [OIII], 4959, 5007 и др. Красное смещение галактики, измеренное только по узким линиям, составляет $z = 0.0964 \pm 0.0002$.

Энергетический спектр источника SWIFT J1542.0-1410, измеренный по данным телескопа *XRT*, может быть хорошо аппроксимирован простым

степенным законом с наклоном $\Gamma = 1.04 \pm 0.15$ и фотопоглощением $N_H = (0.41 \pm 0.11) \times 10^{22}$ атом см^{-2} (Рис.2.10б). Отметим, что измеренное значение поглощения лишь незначительно превосходит величину колонковой плотности вещества в нашей Галактике в этом направлении $N_H \simeq 10^{21}$ атом см^{-2} (Дикей, Локман 1990).

Светимость источника в диапазоне энергий 2–10 кэВ на измеренном красном смещении составляет $L_X \simeq 1.2 \times 10^{44}$ эрг с^{-1} .

SWIFT J1553.6+2606

В 70-месячном каталоге обсерватории *Swift* (Баумгартнер и др. 2013) в качестве оптического компаньона источника SWIFT J1553.6+2606 указан объект SDSS J155334.73+261441.4, являющийся квазаром, находящимся на красном смещении $z = 0.1664 \pm 0.0013$. Однако, расстояние между координатами источника SWIFT J1553.6+2606, определенным по данным телескопа *BAT*, и положением квазара на небе составляет $\simeq 9'$, что превышает точность локализации, обеспечиваемую телескопом *BAT* (Туллер и др. 2010). В то же время внутри области локализации *Swift/BAT* находится другой источник рентгеновского излучения с координатами $\text{RA}=15^{\text{h}} 53^{\text{m}} 38.12^{\text{s}}$, $\text{Dec}=26^{\circ} 04' 38.8''$, который также может быть связан с SWIFT J1553.6+2606. Этот факт проиллюстрирован на Рис.2.11а, где показано рентгеновское изображение участка неба вокруг источника SWIFT J1553.6+2606, полученное по данным телескопа *XRT*; цифрами 1 и 2 показаны квазар SDSS J155334.73+261441.4 и второй источник рентгеновского излучения.

На Рис.2.11б показана та же область неба в оптическом диапазоне по данным красных оцифрованных пластинок Паломарского обзора. Ввиду того, что природа первого объекта известна, на телескопе *PTT-150* нами были проведены спектроскопические наблюдения только второго источника с целью определения его природы. В полученном спектре хорошо видны бальмеровские линии излучения, соответствующие красному смещению 0, а также широкие линии поглощения (Рис.2.11в). Такой оптический спектр может соответствовать спектру М-карлика, а также спектру звезды с активной хромосферой.

Рентгеновские спектры источников 1 и 2, полученные по данным телескопа *XRT*, демонстрируют разительное отличие (Рис.2.11г). Спектр первого из них является типичным для квазаров и может быть аппроксимирован степенным законом 1.1 с фотонным индексом $\Gamma = 1.7 \pm 0.4$. При этом в спектре источника присутствует поглощение, превышающее межзвездное в этом направлении ($\sim 4 \times 10^{20}$ атом см^{-2} , Дикей, Локман 1990), однако значимость этого измерения не очень высока $N_H = 0.32_{-0.16}^{+0.26} \times 10^{22}$ атом см^{-2} . Рентгеновский спектр второго объекта оказывается значительно мягче – выше 2 кэВ сигнал не регистрируется, а сам спектр соответствует чернотельному излучению с температурой $\sim 2 \times 10^6$ К и потоком $\simeq 10^{-13}$ эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне энергий 0.5-2 кэВ. Таким образом, этот источник (находящийся внутри области локализации, полученной по данным телескопа *BAT*) не может обеспечивать жесткое рентгеновское

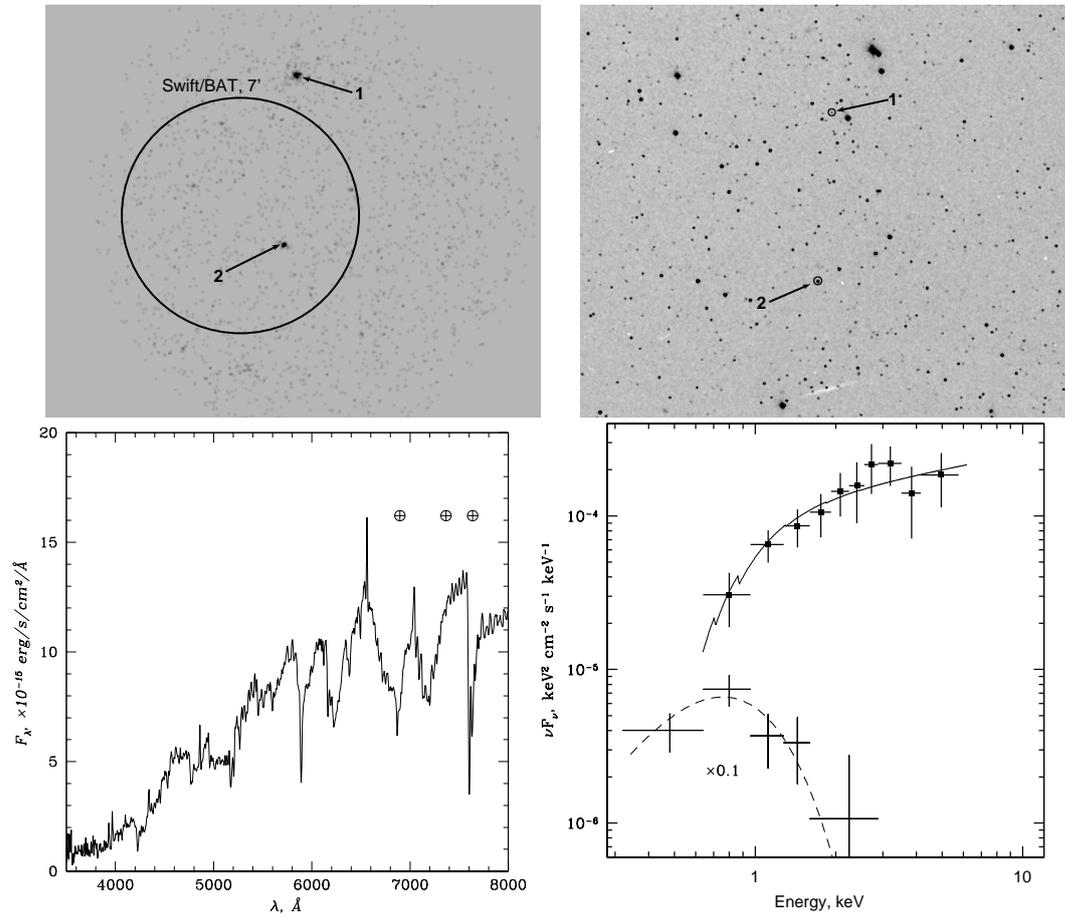


Рис. 2.11. Изображения областей неба вокруг источника SWIFT J1553.6+2606 в рентгеновском (а) и оптическом (б) диапазонах длин волн. Кругом показана область локализации объекта по данным телескопа *BAT* (радиус $7'$). Цифрами 1 и 2 и стрелками отмечены положения его предполагаемых рентгеновских и оптических компаньонов. Кругом показана область локализации объекта по данным телескопа *BAT* ($7'$). (в) Оптический спектр второго источника, полученный по данным телескопа *PTT-150*. (г) Энергетические спектры источников 1 (точки) и 2 (крестики) по данным телескопа *XRT*. Сплошной и штриховой линиями, соответственно, показаны модели наилучшей аппроксимации. Для наглядности спектр источника 2 умножен на 0.1.

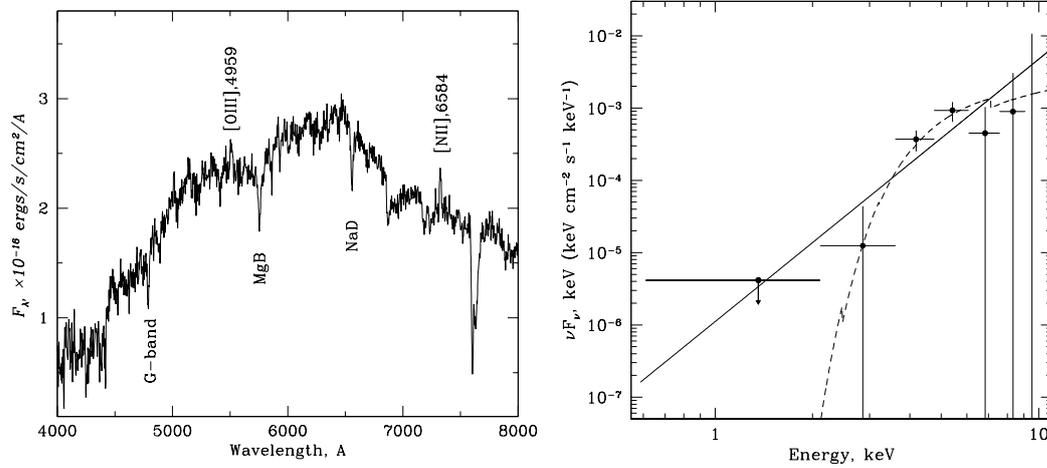


Рис. 2.12. (а) Оптический спектр источника IGR J17009+3559. Показаны наиболее значимые полосы поглощения и эмиссионные линии. (б) Энергетический спектр источника IGR J17009+3559 по данным телескопа *XRT*. Сплошной линией показана аппроксимация простым степенным законом, штриховой – степенным законом с поглощением (подробнее см. в тексте).

излучение источника SWIFT J1553.6+2606 и последний является квазаром на красном смещении 0.1664 со светимостью $\sim 4 \times 10^{43}$ эрг с⁻¹ в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ (Лутовинов и др. 2013б).

IGR J17009+3559

Источник IGR J17009+3559 был открыт в ходе наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в августе 2009 г. (Кривонос и др., 2009). Телескопом *XRT* в области локализации IGR J17009+3559 был обнаружен единственный источник мягкого рентгеновского излучения с координатами RA=17^h 00^m 53.2^s, Dec=35°59' 51" (J2000, точность локализации $\sim 5''$).

Точное астрометрическое положение источника позволило однозначно отождествить IGR J17009+3559 с объектом 2MASX J17005297+3559560 в оптическом диапазоне и провести фотометрические (величина $m_R = 16.98$) и спектрометрические наблюдения этого источника на телескопе *PTT-150*. Вид и свойства полученного спектра оказались достаточно типичными для так называемых рентгеновски-ярких-оптических-обычных галактик (XBONG, см., например, Хорншемейер и др. 2005) и позволили измерить красное смещение галактики $z = 0.112 \pm 0.003$ (Кривонос и др., 2009). Дополнительные спектроскопические наблюдения на 6-метровом телескопе *БТА* позволили уточнить величину красного смещения $z = 0.11295 \pm 0.00023$ (Лутовинов и др. 2012а).

Оптический спектр источника, полученный телескопом *PTT-150*, показан на Рис.2.12а. В представленном спектре источника хорошо просматриваются

скачок в районе $\sim 4000 \text{ \AA}$, полосы поглощения NaD, MgB, G-band и т.д. Эмиссионные линии, характерные для излучения активного ядра в галактике (линии [OIII] 4959, [NII] 6584) лишь слабо видны на фоне обычного галактического спектра. При этом на указанном красном смещении линия [OI-III] 5007 \AA попадает на яркую линию излучения ночного неба [O I] 5577 \AA , при вычитании которой линия [OIII] 5007 \AA оказывается на уровне шума и поэтому не видна в итоговом спектре. Узкая линия излучения H_α , которая формируется в ионизованных областях вокруг активного ядра, не видна, скорее всего потому, что она складывается с такой же линией поглощения галактики. Полученные результаты и классификация источника были позднее подтверждены по результатам наблюдений телескопа *Cornelius* в октябре 2009 г. (Мазетти и др., 2010).

Слабость обнаруженного мягкого рентгеновского источника и не очень большая величина экспозиции наблюдения не позволили накопить спектр высокого качества (Рис.2.12б). Формально он может быть описан при помощи обычной модели степенной зависимости плотности потока фотонов от энергии 1.1 с наклоном $\Gamma \simeq -1.6$ (сплошная линия на Рис.2.12б); соответствующая светимость источника в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ составляет $L_X \simeq 4.7 \times 10^{43} \text{ эрг с}^{-1}$. Столь высокая светимость характерна для активных ядер галактик, а отрицательная величина фотонного индекса, по-видимому, связана с завалом спектра на низких энергиях из-за поглощения. Добавив в модель фотопоглощение и зафиксировав фотонный индекс на $\Gamma = 1.7$, характерном для активных ядер галактик, мы можем оценить его величину как $N_H \simeq 3 \times 10^{23} \text{ атом см}^{-2}$ (штриховая линия на Рис.2.12б), что может быть характерно для объектов этого класса (Комастри и др., 2002).

IGR J17350-2045

В каталоге *2MASS* вблизи области локализации источника IGR J17350-2045, полученной по данным обсерватории *XMM-Newton*, находится очень яркая звезда ($J \simeq 9$), что делает невозможным корректную оптическую идентификацию источника по этим данным. Однако использование архивных данных прибора *SOFI* телескопа *NTT* (Южная Европейская Обсерватория, ESO) позволило нам выделить слабый оптический объект с координатами R.A.=17^h34^m58.834^s, Dec=-20°45'32.08" (J2000), находящийся на расстоянии $\sim 1.8''$ от центра рентгеновской локализации. В результате фотометрического анализа данных для него были получены следующие величины в фильтрах $H = 14.92 \pm 0.06$ и $Ks = 14.37 \pm 0.06$ (Карасев и др. 2012).

Широкополосный рентгеновский спектр источника IGR J17350-2045, полученный по данным обсерваторий *XMM-Newton* и *ИНТЕГРАЛ* в диапазоне энергий 0.5 – 100 кэВ, показан на Рис.2.13. Из рисунка видно, что данные обеих обсерваторий хорошо согласуются друг с другом, а спектр во всем диапазоне энергий аппроксимируется простым степенным законом с наклоном

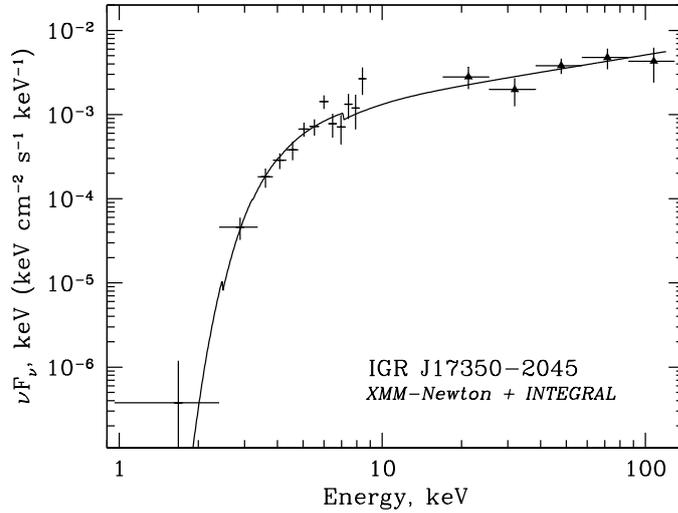


Рис. 2.13. Энергетический спектр источника IGR J17350-2045 по данным обсерваторий *XMM-Newton* (крестики) и *ИНТЕГРАЛ* (треугольники). Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации степенным законом с поглощением.

$\Gamma = 1.5 \pm 0.2$ и поглощением $N_H = (18 \pm 3) \times 10^{22}$ атом см^{-2} . Такая форма спектра и значения его параметров характерны для активных ядер галактик.

Так как внегалактические источники, эффективно излучающие в жестком рентгеновском диапазоне, часто являются также и радиоисточниками, мы проанализировали изображение исследуемой области неба в радиодиапазоне. Оказалось, что в обзоре неба *NVSS* на этом месте (разница астрометрических положений радиоисточника и рентгеновского источника $\simeq 3''$, что совместимо с ошибками их локализации) присутствует источник *NVSS J173459-204533* с потоком около 13 мЯн.

Таким образом, по всей видимости, источник IGR J17350-2045 является активным ядром галактики. Для определения расстояния до него необходимо провести дополнительные спектральные наблюдения.

IGR J18048-1455

Жесткий рентгеновский источник IGR J18048-1455 был открыт в обзоре Галактической плоскости, проведенном телескопом *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (Берд и др. 2006; Кривонос и др. 2007). Первые попытки определения природы источника были сделаны в работе Буренина и др. (2006). На основании обнаружения слабой эмиссионной линии H_α было высказано предположение о том, что источник является массивной двойной системой. Позднее, в работе Мазетти и др. (2008) было предположено, что источник является маломассивной рентгеновской двойной системой.

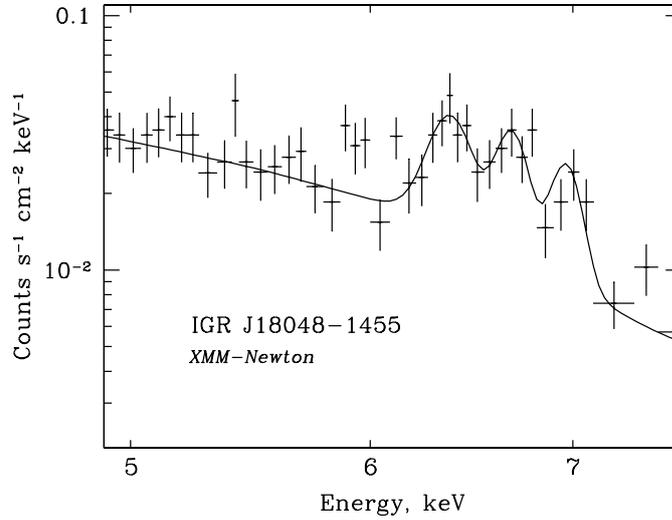


Рис. 2.14. Участок рентгеновского спектра источника IGR J18048-1455 в диапазоне энергий 5–8 кэВ, полученный по данным обсерватории *XMM-Newton*. Хорошо виден триплет линий железа на энергиях 6.4, 6.7 и 6.9 кэВ. Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации (см. подробнее в тексте).

Для уточнения вопроса о природе источника нами были проанализированы его наблюдения обсерваторией *XMM-Newton*. Участок спектра источника, полученный в этом наблюдении приведен на Рис.2.14. Хорошо видно, что в области энергий 6-7 кэВ в спектре присутствует комплекс из трех эмиссионных линий. Две из них – 6.7 кэВ и 6.9 кэВ – являются обычными линиями излучения высокоионизованных ионов железа горячей плазмы (температура плазмы, определяемая простой аппроксимацией наблюдаемого спектра в диапазоне 3-10 кэВ моделью излучения однотемпературной плазмы дает значение $kT = 10 \pm 1$ кэВ), а третья линия на энергии 6.38 ± 0.02 кэВ, скорее всего, является флуоресцентной линией нейтрального (или слабоионизованного) железа. Такой вид спектра позволяет однозначно определить природу источника как аккрецирующего белого карлика. Для адекватного описания энергетического спектра в диапазоне энергий 3-10 кэВ требуется довольно значительное фотопоглощение с колонковой плотностью $N_H = (8.1 \pm 0.7) \times 10^{22}$ атом см^{-2} . Эта величина значительно превышает колонковую плотность межзвездного вещества в данном направлении ($\sim 10^{22}$ атом см^{-2} , Шлегель и др., 1998), что означает, что наблюдаемое поглощение в рентгеновском диапазоне имеет локальную природу. В системах с белыми карликами такое фотопоглощение может формироваться в самом веществе аккреционного потока. Обычно большое значение фотопоглощения возникает у систем с большим темпом аккреции и, следовательно, с большой рентгеновской светимостью $L_x \sim 10^{33} - 10^{34}$ эрг с^{-1} . Исходя из этого соображения для регистрируемого от источника потока $\sim 10^{-11}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ можно сделать приблизительную оценку

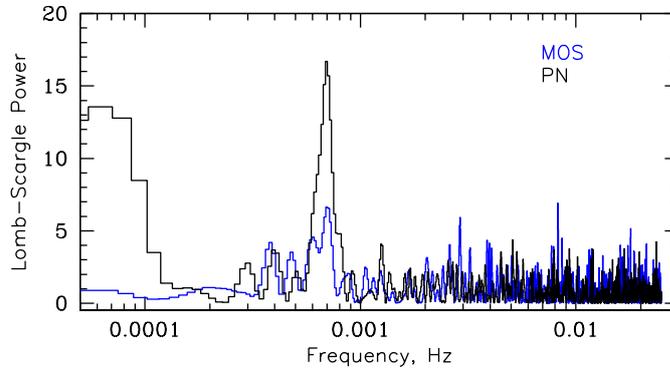


Рис. 2.15. Периодограмма Ломба-Скаргла кривой блеска источника IGR J18048-1455 по данным телескопов PN и MOS1 обсерватории *XMM-Newton*.

расстояния до него 1 – 3 кпк.

Анализ кривой блеска IGR J18048-1455 показал наличие периодической (насколько позволяет судить наблюдение обсерватории *XMM-Newton* длительностью около 13 ксек) переменности сигнала от источника с периодом ~ 1440 сек (Рис.2.15; вероятность, что регистрируемый сигнал случаен составляет $\simeq 2 \times 10^{-5}$). Обнаруженная переменность, скорее всего, связана с периодом вращения белого карлика вокруг своей оси и, следовательно, IGR J18048–1455 является промежуточным поляр (Карасев и др. 2012).

IGR J18151-1052

Источник IGR J18151-1052 был открыт обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в августе 2009 г. (Кривонос и др. 2009). По данным телескопа *XRT* обсерватории *Swift* в области его локализации был значимо зарегистрирован только один относительно яркий рентгеновский объект с координатами RA=18^h 15^m 04.0^s, Dec=-10°51' 32" (J2000, неопределенность положения $\simeq 4''$) и потоком $F_X \simeq 4 \times 10^{-12}$ эрг см⁻² с⁻¹ в диапазоне энергий 2-10 кэВ.

Энергетический спектр источника, приведенный на Рис.2.16а, может быть описан степенным законом зависимости плотности потока фотонов от энергии, модифицируемым фотопоглощением. Ввиду небольшой экспозиции наблюдений нам не удалось получить величину колонковой плотности фотопоглощающего вещества на луче зрения к источнику с хорошей точностью, однако ее оценка $N_H = 0.67_{-0.49}^{+1.05} \times 10^{22}$ атом см⁻² хорошо согласуется со значением колонковой плотности вещества в нашей Галактике в этом направлении $N_H \simeq 0.6 \times 10^{22}$ атом см⁻² (Дикей, Локман 1990). Зафиксировав этот параметр, мы можем получить ограничения на фотонный индекс степенного закона $\Gamma = -0.1 \pm 0.2$.

В оптическом спектре слабого объекта с яркостью около $R \simeq 18$, находящегося внутри области локализации IGR J18151-1052, полученного на телескопе *БТА*, наблюдается линия H_α на красном смещении равном нулю

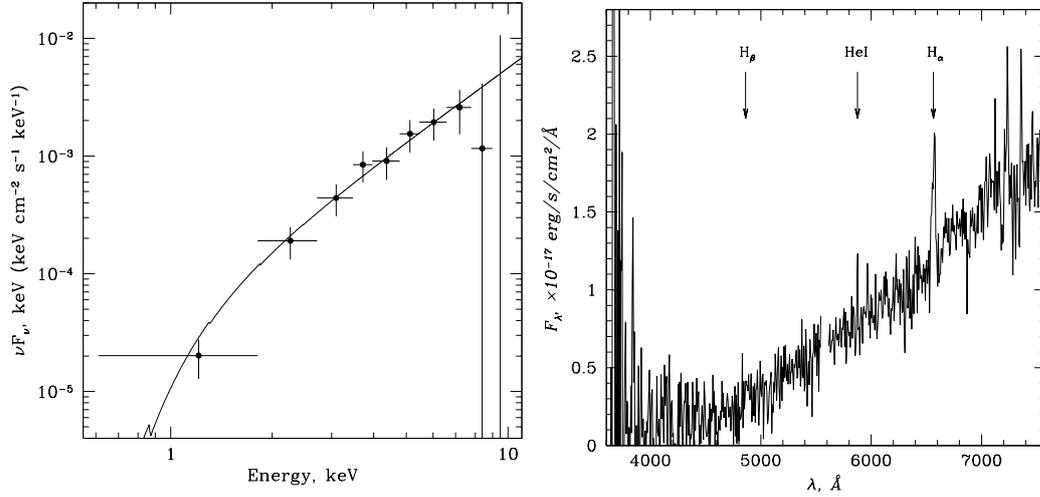


Рис. 2.16. (а) Рентгеновский спектр источника IGR J18151-1052 по данным телескопа *XRT* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Сплошной линией показана аппроксимация степенным законом с фиксированным поглощением. (б) Оптический спектр источника IGR J18151-1052 по данным телескопа *БТА*. Подписаны наблюдаемые эмиссионные линии.

(Рис.2.16б). Это свидетельствует о том, что объект является рентгеновской двойной системой в нашей Галактике. Наблюдаемый континуум, однако, не согласуется с поглощенным спектром Рэля-Джинса, если использовать покраснение, определенное по картам излучения галактической пыли $E(B - V) = 1.48$ (Шлегель и др., 1998). Для того, чтобы согласовать наблюдаемый наклон спектра с законом Рэля-Джинса требуется более высокое поглощение $E(B - V) \approx 2$. В соответствии с законом $N(H)/E(B - V) = 6 \times 10^{21}$, такое покраснение соответствует значению $N_H \simeq 1.2 \times 10^{22}$ атом см⁻², что, в принципе, находится внутри области ошибок на величину N_H , полученную из рентгеновского спектра. В оптическом спектре источника IGR J18151-1052, возможно, также присутствует линия HeI (Рис.2.16б).

Необходимо отметить, что ярко выраженные бальмеровские линии водорода характерны для оптического излучения двойных систем с компактными объектами. Наиболее яркие эмиссионные линии, как правило, наблюдаются у катаклизмических переменных, т.е. у двойных систем, в которых аккрецирующим объектом является белый карлик. В случае высокого темпа аккреции излучение замагниченных белых карликов, т.е. белых карликов, которые канализируют аккрецирующее вещество на свои магнитные полюса, часто подвержено большому фотопоглощению, что существенно образом ужестчает их рентгеновский спектр. Возможно, что именно это привело к необычно жесткому энергетическому спектру источника в рентгеновском диапазоне. Как правило, спектры рентгеновских двойных систем, у которых компактными объектами являются нейтронные звезды и черные дыры, не

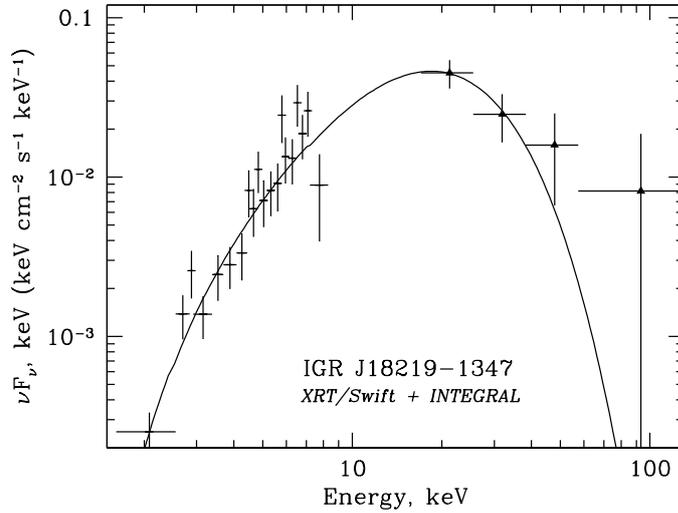


Рис. 2.17. Энергетический спектр источника IGR J18219-1347 по данным обсерваторий *Swift* (крестики) и *ИНТЕГРАЛ* (треугольники). Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации степенным законом с экспоненциальным завалом и поглощением.

имеют наклоны менее, чем $\Gamma \simeq (1.0 - 1.5)$ в широком диапазоне энергий, что значительно отличается от наклона, измеренного для IGR J18151-1052. Большое внутреннее фотопоглощение (по сравнению с поглощением, создаваемым межзвездной средой Галактики) также наблюдается у рентгеновских двойных с нейтронными звездами в случае, если аккреция в них происходит через звездный ветер, т.е. если звездой донором является звезда-гигант.

Звезды гиганты, как правило имеют абсолютную звездную величину не менее $M_R > 0$, что для нашего случая (если межзвездное поглощение $A_R \sim 4-5$) означает, что расстояние до источника должно быть не менее, чем ~ 8 кпк. Если же источник является катаклизмической переменной, то расстояние до него, по всей видимости, значительно меньше – не более 3-4 кпк.

IGR J18219-1347

Согласно данным обзора *UKIDSS*, ближайшим к центру локализации IGR J18219-1347 инфракрасным источником является объект с координатами R.A. = $18^h 21^m 54.766^s$ Dec = $-13^\circ 47' 26.77''$ (расстояние от положения рентгеновского источника $\sim 0.8''$, см. Рис.2.7б), который имеет следующие величины в инфракрасных фильтрах: $J = 18.00 \pm 0.05$, $H = 16.01 \pm 0.03$, $K = 14.44 \pm 0.01$ (стандартный каталог). Однако при более детальном рассмотрении видно, что этот объект заметно вытянут в фильтрах *H* и *K*. Наши исследования показали, что PSF достаточно симметрична по кадру и поэтому некоторая вытянутость объекта явно указывает либо на его составную

природу, либо на его неточечность.

Тем не менее, основываясь на данных рентгеновских наблюдений, мы можем сделать предположения о природе источника IGR J18219-1347. На Рис.2.17 показан широкополосный (0.5 – 100 кэВ) спектр этого объекта, полученный по данным телескопов *XRT/Swift* и *IBIS/ИНТЕГРАЛ*. Он имеет вид, характерный для галактических двойных систем – в частности, в нем регистрируется экспоненциальный завал с энергией $\simeq 6$ кэВ. Поглощение $N_H \simeq 3 \times 10^{22}$ атом см^{-2} , присутствующее в спектре источника, несколько превышает значение колонковой плотности вещества в Галактике в этом направлении. Избыточное поглощение может создаваться веществом звездного ветра звезды-компаньона в случае, если она является гигантом.

Таким образом, наше предварительное заключение состоит в том, что эта рентгеновская система является кандидатом в массивные двойные системы. Для окончательного разрешения этого вопроса необходимо провести спектроскопические наблюдения источника в инфракрасном диапазоне длин волн.

IGR J18293-1213

В область локализации источника, полученной по данным обсерватории *Chandra*, в обзоре *UKIDSS* попадает только один объект с координатами $R.A.=18^h29^m20.153^s$, $Dec=-12^\circ12'50.44''$ (J2000) (Рис.2.7в, расстояние $0.26''$ от центра рентгеновской локализации) и величинами в трех инфракрасных диапазонах: $J = 16.81 \pm 0.03$, $H = 15.97 \pm 0.04$, $K_s = 15.53 \pm 0.04$ (были определены с использованием *PSF*-фотометрии оригинальных данных *UKIDSS* и каталога *2MASS* в качестве опорного).

Если источник является массивной двойной системой, оптическая и инфракрасная яркость которой определяется звездой-компаньоном, мы можем попытаться определить спектральный класс звезды, сравнивая цвета нашего объекта и цвета звезд известных классов.

На Рис.2.18 красными точками показаны цвета звезд разных классов, взятые из каталога *Hipparcos*, т.е. без влияния межзвездного поглощения (ван Лиувен, Фантино 2005). Полоски внизу показывают области диаграммы, соответствующие тому или иному классу звезд (отмечено буквами). Прямоугольником показано положение источника IGR J18293-1213 на диаграмме в соответствии с наблюдаемыми величинами и ошибками на них. Корректируя величины источника на разную величину поглощения (A_{K_s} , см. подписи на рисунке) мы смещаем этот прямоугольник вниз и влево в сторону непоглощенных звезд. Направление движения прямоугольника показано пунктирными прямыми, наклон которых соответствует отношению $E(J - K_s)/E(H - K_s)$ в предположении стандартного закона поглощения (Карделли и др., 1989). Таким образом, только звезды лежащие в пределах пунктирных прямых могут быть компаньонами источника. Уголками показано смещение положения источника при изменении поглощения на $\Delta A_{K_s} = 0.25$

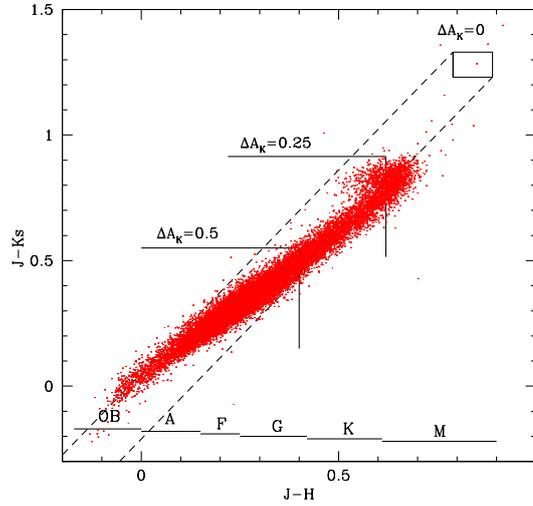


Рис. 2.18. Диаграмма цвет – цвет непоглощенных звезд разных спектральных классов (обозначено полосками с буквами спектральных классов). Прямоугольником показана область цветов источника IGR J18293-1213. Направление смещения прямоугольника из-за влияния межзвездного поглощения (в предположении стандартного закона поглощения, Карделли и др. 1989) показано пунктирными прямыми (подробнее см. в тексте).

и 0.5 ($\Delta A_{K_s} = 0$ соответствует наблюдаемому положению источника); при этом $E(J - K) = 1.46 \times A_K$, $E(J - H) = 0.88 \times A_K$. Отметим, что согласно работе Маршалла и др.(2006) величина поглощения $A_{K_s} \simeq 1$ в направлении на источник набирается на расстоянии $\simeq 4$ кпс.

SWIFT J1852.2+8424

Еще один жесткий рентгеновский источник из обзора обсерватории *Swift*, внутри области локализации которого, полученной по данным телескопа *BAT*, находятся два возможных компаньона в мягком рентгеновском диапазоне энергий, является SWIFT J1852.2+8424 (Рис.2.19а). Интенсивности обоих источников мягкого рентгеновского излучения (следуя работе Баумгатнера и др. 2013, здесь они обозначены буквами А и В) практически одинаковы в диапазоне энергий 2-10 кэВ ($F_{X,A} \simeq 7.6 \times 10^{-13}$ и $F_{X,B} \simeq 9.1 \times 10^{-13}$ эрг см⁻² с⁻¹, соответственно). В оптическом диапазоне длин волн они соответствуют объектам с величинами $m_{r,A} \simeq 17.4$ и $m_{r,B} \simeq 15.6$ и координатами R.A.=18^h 50^m 25.090^s, Dec=84°22' 44.69'' и R.A.=18^h 46^m 49.689^s, Dec=84°25' 05.58'' (Рис.2.19б). Оптические спектры, полученные на телескопе *PTT-150*, также оказываются очень похожими друг на друга (Рис.2.19в,г). В них присутствуют наборы эмиссионных линий, характерных для сейфертовских галактик 1-го типа – широкие линии бальмеровской серии водорода, узкие линии

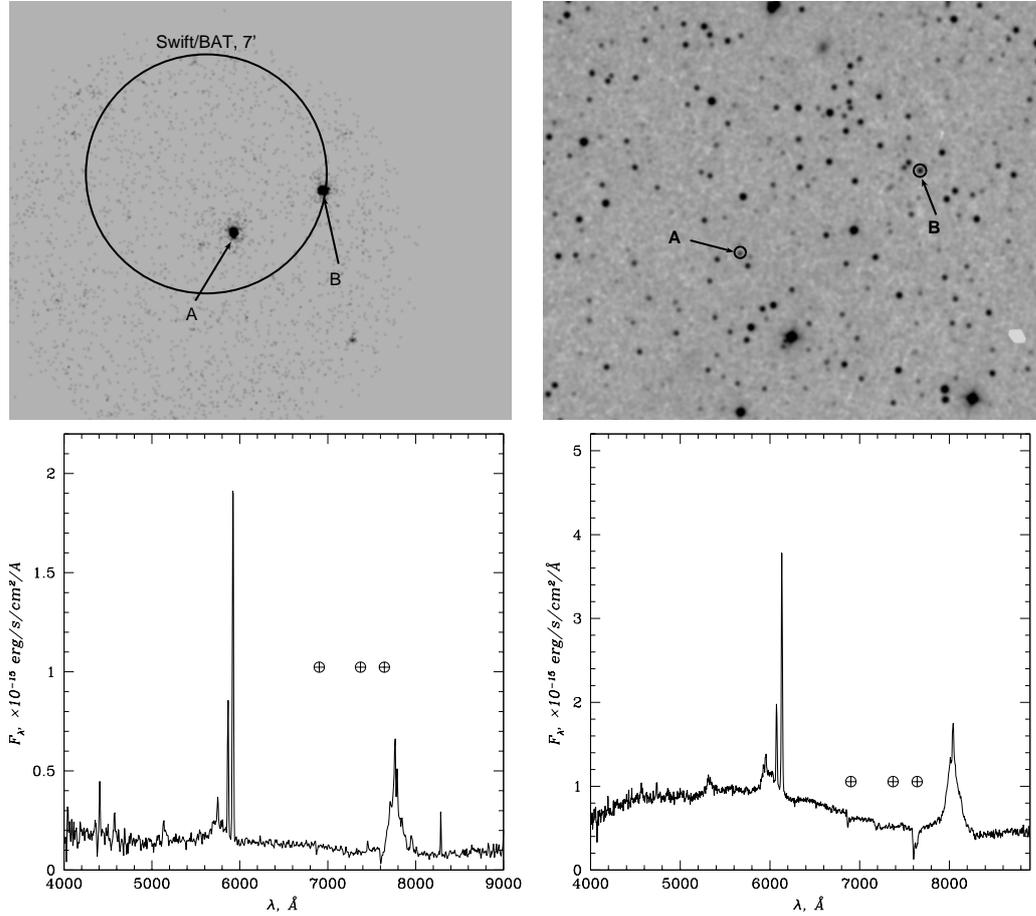


Рис. 2.19. Изображения областей неба вокруг источника SWIFT J1852.2+8424 в мягком рентгеновском (а) и оптическом (б) диапазонах длин волн. Кружком показана область локализации объекта по данным телескопа *BAT* ($7'$). Буквами А и В показаны положения его рентгеновских и оптических компаньонов. Оптические спектры источников А (в) и В (г), полученные по данным телескопа *PTT-150*.

кислорода [OIII], 4959, 5007 и др. Красные смещения галактик, измеренные по узким линиям, составляют $z = 0.1828$ и $z = 0.2249$ для источников А и В, соответственно (Лутовинов и др. 2013б).

Рентгеновские спектры, полученные по данным телескопа *XRT*, являются характерными для активных ядер галактик – они хорошо аппроксимируются простым степенным законом с фотонными индексами $\Gamma_A = 1.75 \pm 0.07$ и $\Gamma_B = 1.67 \pm 0.07$ (Рис.2.20). Светимости галактик в диапазоне энергий 2–10 кэВ составляют $\simeq 0.7 \times 10^{44}$ и $\simeq 1.4 \times 10^{44}$ эрг с⁻¹, соответственно их красным смещениям. Таким образом, рентгеновское излучение источника SWIFT J1852.2+8424, регистрируемое в диапазоне энергий > 15 кэВ, является

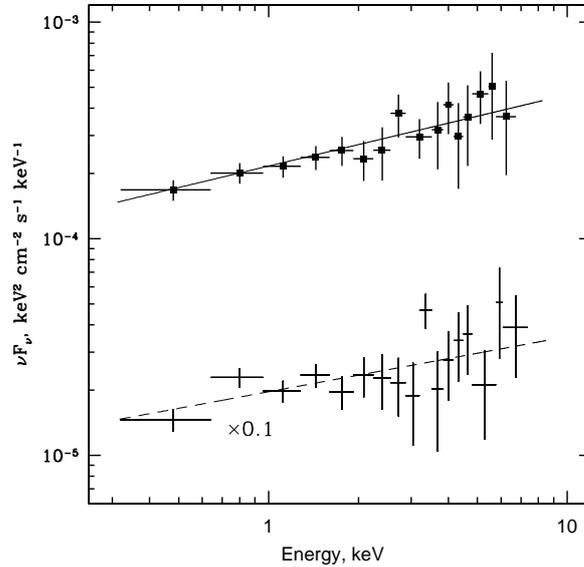


Рис. 2.20. Энергетические спектры источников SWIFT J1852.2+8424A (точки) и SWIFT J1852.2+8424B (крестики) по данным телескопа *XRT*. Сплошной и штриховой линиями, соответственно, показаны модели наилучшей аппроксимации простым степенным законом. Спектр источника В умножен на 0.1 для наглядности.

суммой излучения от двух сейфертовских галактик 1-го типа, причем вклад каждой галактики приблизительно одинаков.

SWIFT J1852.8+3002

Согласно оцифрованным пластинкам Паломарского обзора, почти в центр области локализации источника SWIFT J1852.8+3002, полученной по данным телескопа *XRT* (наблюдения в мае-июне 2010 г., ObsID 40998, общая экспозиция ~ 9.6 ксек), попадает довольно яркая звезда с координатами (J2000) RA=18^h 52^m 49.590^s, Dec=30°04'26.48" (Рис.2.21а) и величиной $m_r \simeq 12.5$. В ее оптическом спектре, полученном на телескопе *PTT-150*, хорошо виден набор линий поглощения, соответствующих $H\alpha$, $H\beta$, H и K дублету CaII, а также бальмеровский скачок ниже $\sim 3800 \text{ \AA}$ (Рис.2.21б), характерные для звезд типа F5III. Сравнение видимой и абсолютной величин для звезд этого класса дает оценку расстояния до нее ~ 1 кпк.

С другой стороны, рентгеновский спектр источника SWIFT J1852.8+3002, аппроксимируемый простым степенным законом с наклоном $\Gamma \simeq 1.7$, демонстрирует наличие значительного поглощения $N_H \simeq 1.6 \times 10^{22}$ атом см^{-2} (Рис.2.21в). Это значение приблизительно на порядок превосходит величину колонковой плотности вещества в нашей Галактике в этом направлении $N_H \simeq 1.4 \times 10^{21}$ атом см^{-2} (Дикей, Локман 1990), что свидетельствует о

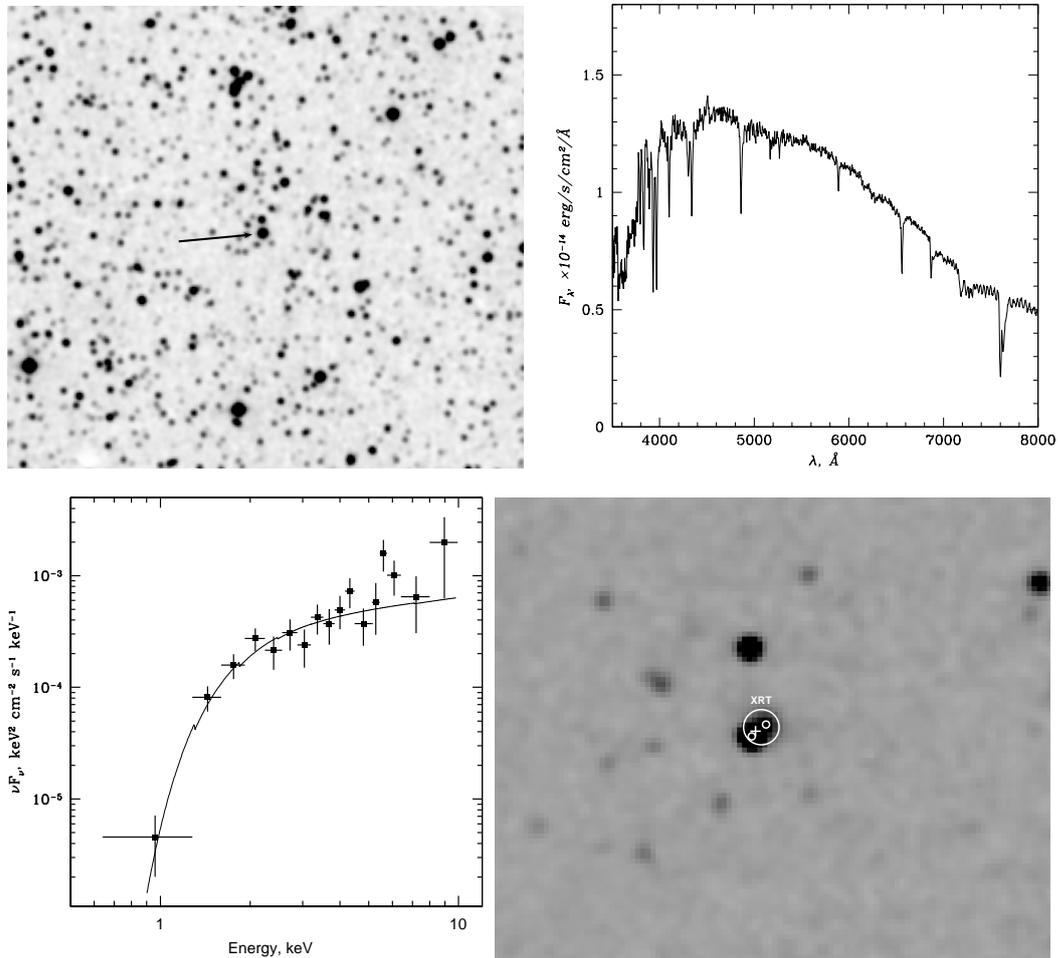


Рис. 2.21. (а) Изображение неба вокруг источника SWIFT J1852.8+3002 в оптическом диапазоне длин волн. Стрелкой показано положение оптического компаньона. (б) Оптический спектр источника, полученные по данным телескопа *PTT-150*. (в) Энергетический спектр источника по данным телескопа *XRT*. Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации простым степенным законом с поглощением на низких энергиях. (г) Увеличенное изображение области неба вокруг источника SWIFT J1852.8+3002 в инфракрасном диапазоне (обзор *2MASS*, диапазон H). Большим белым кружком показана область его локализации по данным телескопа *XRT*, крестиком – положение оптической звезды согласно каталогу *USNO-B1*, маленькими кружками – положения инфракрасных объектов из каталога *2MASS*.

присутствии значительного количества вещества в самой двойной системе, возможно связанного со звездным ветром от оптического компаньона. Поток рентгеновского излучения от источника составляет $\simeq 10^{-13}$ эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне энергий 2-10 кэВ, что для приведенной выше оценки расстояния до системы соответствует светимости источника $L_X \simeq 10^{30}$ эрг с^{-1} .

Такая низкая светимость в сочетании с оптическим компаньоном F5III является довольно необычной для рентгеновских двойных систем, особенно принимая во внимание жесткий рентгеновский спектр источника. Исследование инфракрасных карт и каталогов этой области неба показало, что на месте яркой оптической звезды на самом деле находятся два близких объекта с координатами RA=18^h 52^m 49.647^s, Dec=30°04'25.44" и RA=18^h 52^m 49.431^s, Dec=30°04'27.80" и величинами в ЖК диапазонах (2MASS) \simeq 12.25, 12.08, 11.82 и \simeq 12.71, 13.75, 12.11, соответственно (Рис. 2.21г). По-видимому, первый из этих объектов соответствует оптической звезде из Паломарского обзора, спектр которой был получен на телескопе *PTT-150*, а второй объект, координаты которого лежат ближе к центру локализации рентгеновского источника SWIFT J1852.8+3002, и является его оптическим компаньоном (Лутовинов и др. 2013б). Однако, для окончательного ответа на этот вопрос, а также для определения класса объекта, необходимо провести дополнительные исследования – в частности, спектроскопические наблюдения в инфракрасном диапазоне длин волн. В заключение отметим, что источник SWIFT J1852.8+3002 расположен довольно высоко над галактической плоскостью ($b \simeq 13^\circ$), что не характерно для массивных рентгеновских двойных систем, вертикальное распределение которых не превышает сотни парсек (см., например, Лутовинов и др. 2013а).

IGR J18538-0102

О регистрации жесткого рентгеновского источника IGR J18538-0102 было впервые сообщено в работе Берда и др. (2010). Последующие наблюдения обсерваторией *XMM-Newton* позволили улучшить точность локализации объекта и измерить его спектр в области мягкого рентгеновского излучения (Хальперн, Готтхелп 2010). В области локализации IGR J18538-0102 был обнаружен один относительно яркий объект. Кроме того, еще несколько более слабых объектов были обнаружены на краях рентгеновской области локализации. Позднее, в работе Малиции и др. (2010), было выдвинуто предположение, что IGR J18538-0102, по-видимому, является активным галактическим ядром, которое проецируется на плоскость Галактики.

Оптические спектры исследуемого источника были получены на телескопе *БТА* в июле 2010 г. При этом щель спектрометра проходила через яркий объект в области локализации и еще один объект на ее краю, отмеченный красным кружком на Рис.2.22а и имеющий координаты RA=18^h 53^m 48.5^s, Dec=-01°02'28" (J2000). Оказалось, что именно этот более слабый объект и является оптическим двойником жесткого рентгеновского источника. В его

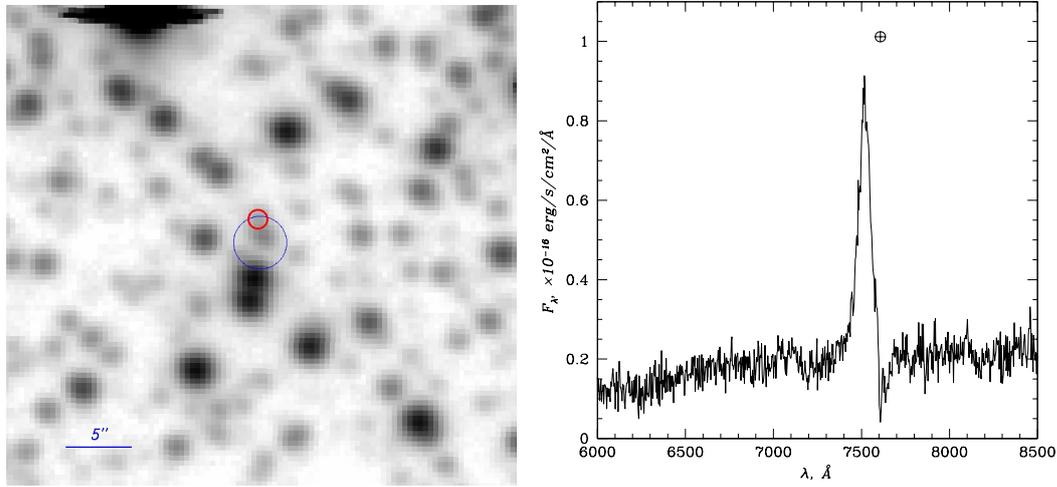


Рис. 2.22. (а) Область неба вокруг источника IGR J18538-0102, полученная на телескопе *БТА* в фильтре *i*. Синим кружком показана область локализации источника обсерваторией *XMM-Newton*. Красным кружком – наиболее вероятный оптический компаньон. (б) Оптический спектр источника IGR J18538-0102, полученный телескопом *БТА*. Хорошо видна широкая эмиссионная линия H_{α} .

спектре присутствует яркая широкая линия излучения, которая была нами отождествлена как широкая линия H_{α} на $z = 0.145 \pm 0.001$ в спектре сейфертовской галактики 1-го типа. Оптический спектр источника IGR J18538-0102 показан на Рис.2.22б. Необходимо учитывать, что, по всей видимости, нам не удалось надежно восстановить континуум спектра этого слабого объекта из-за близости другого, более яркого источника. В этом спектре не видно других линий, которые обычно наблюдаются в спектрах сейфертовских галактик 1-го типа. По-видимому, это происходит из-за низкого отношения сигнал-шум, а также из-за сильного поглощения в голубой части спектра.

Таким образом, объект IGR J18538-0102 оказывается весьма похож на источник IGR J18257-0707, отождествленный ранее (Буренин и др., 2009а), и, скорее всего, является сейфертовской галактикой 1-го типа, расположенной на красном смещении $z = 0.145$ и поглощенной в плоскости Галактики.

SWIFT J2237.2+6324

В области локализации *SWIFT* J2237.2+6324 телескопом *XRT* было зарегистрировано 3 источника мягкого рентгеновского излучения. Интенсивность излучения от двух из них оказывается существенно меньше интенсивности излучения от третьего объекта, имеющего координаты $RA=22^h 36^m 37.3^s$, $Dec=63^{\circ}29'31''$ (J2000, точность локализации $\sim 4''$). Последнее обстоятельство делает этот объект наиболее вероятным источником наблюдаемого излучения и в жестком диапазоне энергий. Поток,

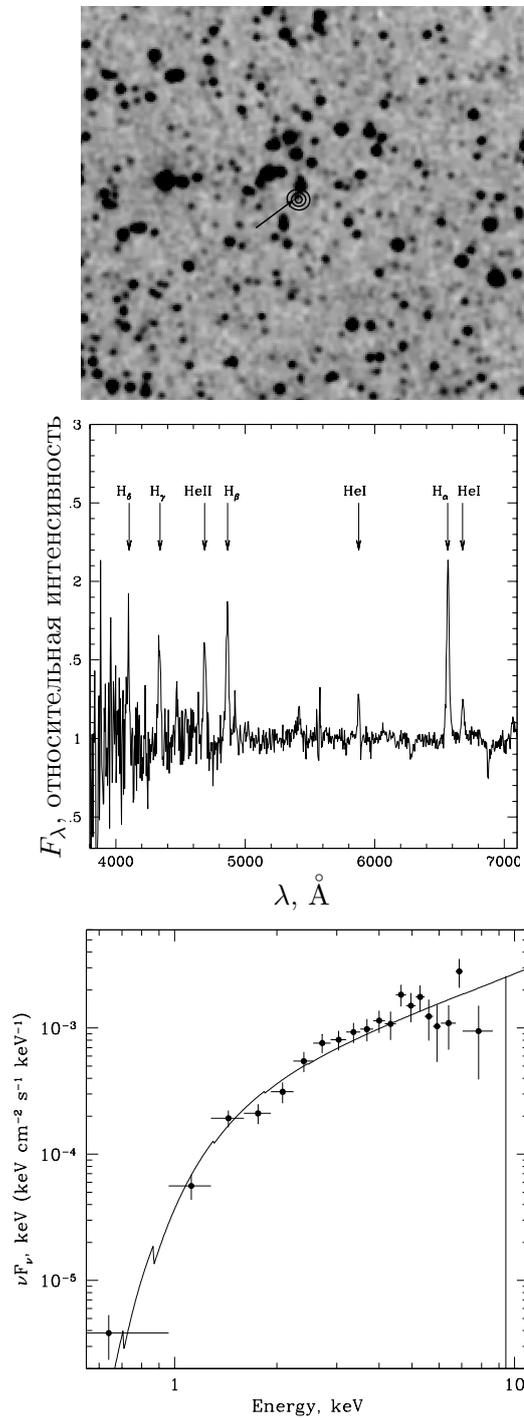


Рис. 2.23. (а) Изображение области неба вблизи источника SWIFT J2237.2+6324 по данным обзора *DSS*; контурами показаны уровни интенсивности мягкого рентгеновского излучения; стрелка указывает на положение оптического компаньона. (б) Оптический спектр источника SWIFT J2237.2+6324, полученный на телескопе *БТА*. (в) Энергетический спектр источника по данным телескопа *XRT*. Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации.

регистрируемый от источника SWIFT J2237.2+6324 по данным телескопа *XRT*, менялся в ≈ 2 раза во время его наблюдений. Однако мы не обнаружили связанных с этим значимых изменений формы спектра, возможно из-за не очень высокого качества последнего, связанного в свою очередь со слабостью самого объекта. Поэтому, все дальнейшие рассуждения относятся к суммарному спектру.

Сравнение изображений, полученных в мягком рентгеновском диапазоне энергий, с оцифрованными фотопластинками Паломарского обзора указывает на то, что вблизи уточненной области локализации источника SWIFT J2237.2+6324 находится яркий оптический объект, однако внутрь ее он не попадает (см. Рис.2.23а). Наиболее вероятным оптическим компаньоном в системе является слабая звезда с величиной $m_I \simeq 18$, находящаяся в нескольких секундах к юго-западу от более яркой звезды (показана стрелкой на Рис.2.23а). С целью установления ее природы были проведены спектроскопические наблюдения на телескопе *БТА*, причем щель в этих наблюдениях располагалась таким образом, чтобы в нее одновременно попадали обе звезды. Спектр оптического компаньона источника SWIFT J2237.2+6324 приведен на Рис.2.23б. В нем наблюдается набор ярких линий излучения водорода и гелия на красном смещении $z = 0$, которые являются характерными для спектров аккреционных дисков вокруг белых карликов (см., например, Вильямс и Фергусон, 1982). Таким образом, этот объект является катаклизмической паремной — аккрецирующим белым карликом в двойной системе (Лутовинов и др. 2012б). Важно отметить, что ширина регистрируемых в спектре линий ($FWHM \simeq 15 - 20 \text{ \AA}$) значительно превышает спектральное разрешение используемой решетки ($\approx 6 \text{ \AA}$), что свидетельствует об их внутреннем уширении. Такое уширение может быть связано с вращением излучающего вещества в аккреционном диске вокруг белого карлика. Получаемые из наблюдаемой ширины эмиссионных линий скорости ($v \simeq 300 - 450 \text{ км/с}$) хорошо согласуются с непосредственными измерениями в похожих системах (см., например, Скоди и др., 2001).

В области мягкого рентгена спектр источника SWIFT J2237.2+6324 может быть аппроксимирован степенной зависимостью плотности потока фотонов от энергии, модифицируемой фотопоглощением, со следующими параметрами (Рис.2.23в): $\Gamma = 0.95 \pm 0.17$, $N_H = (0.77 \pm 0.17) \times 10^{22} \text{ атом см}^{-2}$, поток в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ $F_X = (3.5_{-0.8}^{+0.4}) \times 10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Отметим, что полученное значение поглощения очень хорошо согласуется с величиной межзвездного поглощения в направлении на источник $N_H = 0.76 \times 10^{22} \text{ атом см}^{-2}$ (Дикей, Локман 1990).

SWIFT J2341.0+7645

Наблюдения телескопа *XRT* позволили однозначно отождествить SWIFT J2341.0+7645 с источником мягкого рентгеновского излучения,

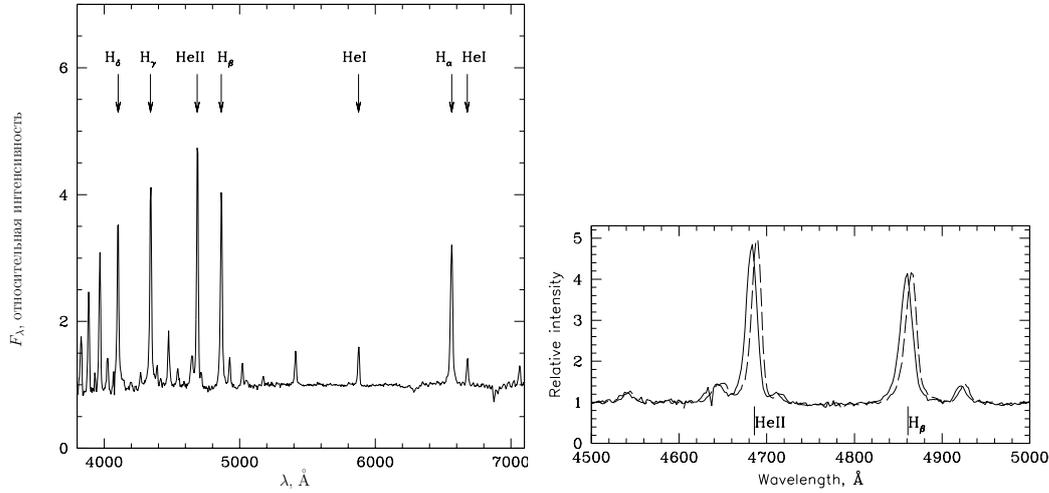


Рис. 2.24. (а) Первый из двух оптических спектров источника SWIFT J2341.0+7645, полученных телескопом *БТА*. (б) Увеличенное изображение спектральной области в диапазоне длин волн 4500 – 5000 Å. Сплошной линией показан первый спектр источника, штриховой – второй спектр, полученный на ≈ 18 минут позже первого. Хорошо виден общий сдвиг второго спектра относительно первого в область более низких частот.

имеющего координаты (J2000) $RA=23^h 40^m 20.6^s$, $Dec=76^{\circ}42'09''$ и точность локализации $\sim 3''$ (последний совпадает с источником рентгеновского излучения из обзора обсерватории *ROSAT* 1RXS J234015.8+764207). Сравнение рентгеновских и оптических изображений показывает, что в эту область локализации попадает только один относительно яркий оптический объект с $m_I \simeq 17$.

В оптическом спектре источника виден большой комплекс линий водорода и гелия на красном смещении $z = 0$, характерный для спектров аккрецирующих белых карликов (Рис.2.24а, Лутовинов и др. 2013б). Ширина эмиссионных линий (20–25 Å) явно указывает на возникновение линий в аккреционном диске вокруг компактного объекта и соответствует скоростям движения вещества в нем $v \simeq 500 - 800$ км/с, что существенно выше, чем в источнике SWIFT J2237.2+6324, но тем не менее, также наблюдается в системах с белыми карликами (Хоуел и др., 2003). В течение ночи нами было получено два спектра источника с интервалом около 18 минут. Было обнаружено, что положения эмиссионных линий в этих спектрах сдвинулись на 4 – 5 Å, что значительно превышает ошибку определения положения центроидов линий (Рис.2.24б). Естественным объяснением наблюдаемого эффекта является орбитальное движение в двойной системе, однако для окончательных выводов и измерения орбитального периода требуются дополнительные фотометрические и спектроскопические наблюдения. Следует отметить, что смещение разных эмиссионных линий не соответствует простой модели, в которой все линии возникают в одной и той же

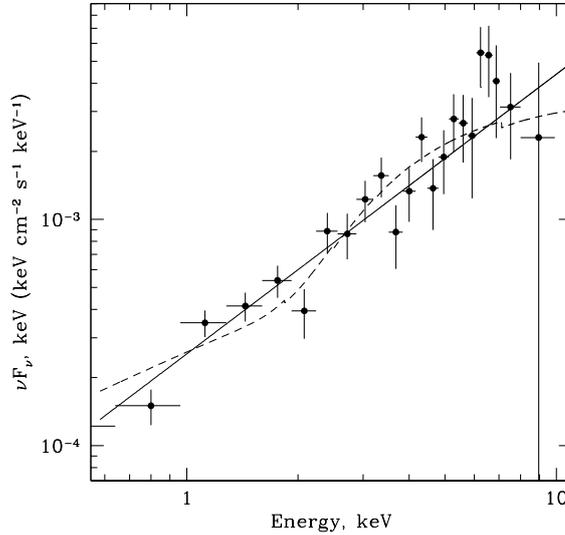


Рис. 2.25. Рентгеновский спектр источника SWIFT J2341.0+7645, полученный по данным телескопа *XRT*. Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации, штриховой – аппроксимация моделью частично поглощенного тормозного излучения с температурой 20 кэВ.

части двойной системы. Такое поведение не является чем-то необычным ввиду того, что разные части двойной системы (двигающиеся с разными скоростями вокруг центра масс системы) содержат различные комплексы эмиссионных линий (см., например, обзоры по доплеровской томографии двойных систем Марша, Хорна 1988 и Стигса и др. 1997).

Благодаря относительно длинному наблюдению, проведенному телескопом *XRT*, удалось получить энергетический спектр источника хорошего качества (Рис.2.25). Спектр удовлетворительно описывается степенным законом с наклоном $\Gamma = 0.71 \pm 0.08$ и потоком $F_X = (5.3 \pm 0.4) \times 10^{-12}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ, что является характерным для аккрецирующих белых карликов. Интересно отметить, что в области энергий ~ 6.5 кэВ есть указание на наличие комплекса эмиссионных линий (6.4, 6.7, 6.9 кэВ), также характерных для таких объектов. Добавление в модель гауссианы на этих энергиях формально улучшает качество аппроксимации спектра, однако не позволяет корректно ограничить параметры линии – значимость линии составляет около 3σ , эквивалентная ширина линии составляет ~ 0.8 кэВ. В заключение отметим, что аппроксимация полученного спектра моделью частично поглощенного тормозного излучения с температурой 20 кэВ (характерного для белых карликов в двойных системах, см., например, Сулейманов и др. 2005) дает худшее значение χ^2 , однако параметры модели неплохо согласуются с наблюдаемыми в похожих системах: поглощение $N_H \simeq 6 \times 10^{22}$ атом см^{-2} , доля поглощаемого излучения в нейтральном веществе $C_F \simeq 0.73$ (Рис.2.25, штриховая линия).

Суммируя вышесказанное можно утверждать, что источник SWIFT J2341.0+7645 является катаклизмической переменной – аккрецирующим белым карликом в двойной системе.

IGR J22534+6243

Жесткое рентгеновское излучение от источника IGR J22534+6243 было обнаружено только на суммарной карте Галактической плоскости, полученной по результатам девятилетних наблюдений обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* (Кривонос и др. 2012). На восстановленной кривой блеска источника за период 2003-2012 гг не было обнаружено значимых изменений его интенсивности (в частности, вспышек), а средний поток составил $F_X = (0.6 \pm 0.1) \times 10^{-11}$ эрг см⁻² с⁻¹ в диапазоне энергий 17-60 кэВ.

Изучение архивных данных показало, что область неба вокруг источника IGR J22534+6243 ранее наблюдалась обсерваториями *ROSAT* и *Chandra*, а также телескопом *XRT/Swift*, и что во всех этих наблюдениях внутри области локализации, полученной обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, значимо регистрируется источник мягкого рентгеновского излучения, который может быть отождествлен с объектами 1RXS J22535.2+624354, CXOU J225355.1+624336 и 2MASS J22535512+6243368 (Ланди и др. 2012; Израэль и др. 2012). В частности, источник IGR J22534+6243 попадал в поле зрения телескопа *XRT* обсерватории *Swift* во время исследования послесвечения от гамма-всплеска GRB060421 в апреле 2006 г. и обсерватории *Chandra* в марте-апреле 2009 г. Необходимо отметить, что во время наблюдений обсерваторией *Chandra* источник IGR J22534+6243 находился почти на краю поля зрения телескопа, однако во всех наведениях он был значимо зарегистрирован. Измеренные по этим наблюдениям координаты источника хорошо совпали с координатами, измеренными по данным телескопа *XRT*, что позволило определить оптический компаньон источника IGR J22534+6243. Им оказался довольно яркий объект с координатами (J2000) RA=22^h 53^m 55.130^s, Dec=62°43'36.90" (Рис.2.26а) и величиной $m_r \simeq 13.0$, который хорошо виден как в оптическом, так и в инфракрасном (2MASS J22535512+6243368) диапазонах длин волн.

Оптический спектр объекта, полученный на телескопе *PТТ-150*, соответствует звезде раннего спектрального класса О-В (Рис.2.26б). При этом в нем хорошо видна мощная линия излучения Бальмеровской серии водорода $H\alpha$ и более слабая линия $H\beta$. Спектр в области эмиссионной линии был получен с лучшим, по сравнению с *PТТ-150*, спектральным разрешением на телескопе *АЗТ-33ИК* (Рис.2.26в). Эквивалентная ширина эмиссионной линии составляет 13 ± 1 Å. Эмиссионные линии $H\alpha$ с такими эквивалентными ширинами часто наблюдаются от Ве-дисков (см., например, Кларк и др. 2001а). Благодаря хорошему разрешению спектра, полученного на телескопе *АЗТ-33ИК*, удалось обнаружить конечную ширину эмиссионной линии $H\alpha$. При инструментальном разрешении использованных спектральных данных

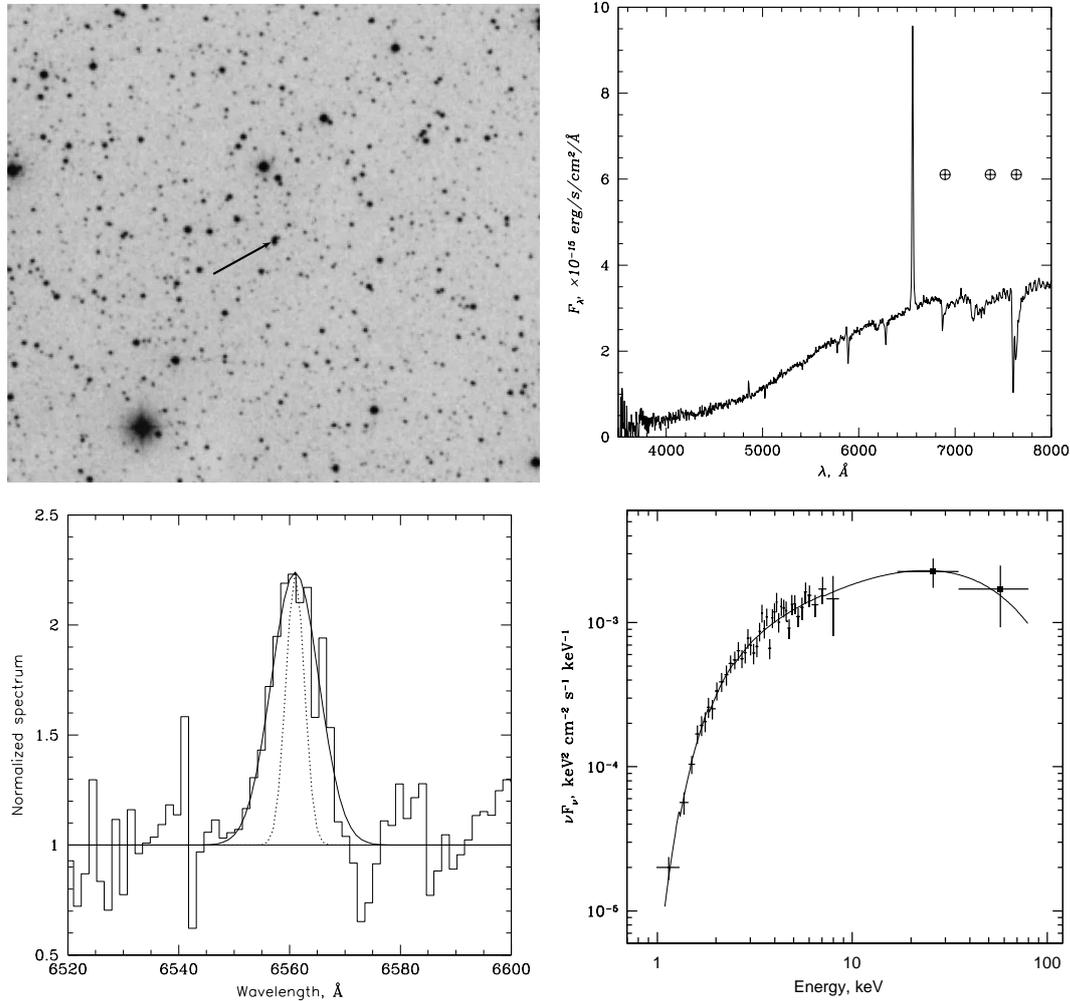


Рис. 2.26. (а) Изображение неба вокруг источника IGR J22534+6243 в оптическом диапазоне длин волн. Стрелкой показано положение оптического компаньона. (б) Оптический спектр источника, полученный по данным телескопа *PFT-150* в июле 2012 г. (в) Участок оптического спектра источника вблизи линии H_α , полученный по данным телескопа *A3T-33ИК* в марте 2013 г. Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации линии гауссовым профилем, точечной линией показан характерный профиль атмосферных линий, полученный в предположении $\Delta\lambda/\lambda = \text{const}$. (г) Широкополосный энергетический спектр источника по данным обсерваторий *Chandra* и *ИНТЕГРАЛ* (точки). Сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации простым степенным законом с поглощением на низких энергиях и завалом на высоких энергиях.

около 3.8 \AA (FWHM), наблюдаемая ширина линии $H\alpha$ составила около 4.3 \AA . Таким образом, мы можем сделать вывод о том, что в самом источнике линия уширена с типичными скоростями около 180 км/сек , что также является часто наблюдаемой характеристикой эмиссионных линий в Ве-системах и связано с вращающимся экваториальным диском вокруг Ве-звезды. Необходимо также отметить, что за полгода, прошедшие между наблюдениями на телескопах *PTT-150* и *A3T-33ИК*, эквивалентная ширина линии изменилась более чем в 2 раза (в июле 2012 г. она составляла $\simeq 33 \text{ \AA}$), что может свидетельствовать об эволюции экваториального диска (Лутовинов и др. 2013б).

Значимая регистрация источника разными инструментами в разные промежутки времени позволила провести не только спектральный и временной анализ излучения исследуемого объекта, но также проследить и эволюцию его параметров. В частности, интенсивность источника в диапазоне энергий 2-10 кэВ оставалась практически неизменной во время наблюдений обсерваториями *Swift* и *Chandra* на уровне $F_X \simeq (2.5 - 2.9) \times 10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, повысившись лишь однажды до $F_X \simeq 3.1 \times 10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Однако, принимая во внимание характерную ошибку измерения потока $\simeq (0.13 - 0.16) \times 10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, такое изменение можно считать незначительным. То же самое можно сказать и о спектре источника, который может быть хорошо аппроксимирован простым степенным законом с поглощением на низких энергиях. Наклон спектра незначительно варьируется от $\Gamma = 1.35 \pm 0.14$ до $\Gamma = 1.63 \pm 0.10$, став чуть более жестким $\Gamma = 1.18 \pm 0.13$ в начале серии наблюдений обсерваторией *Chandra*. Мы не обнаружили каких-либо корреляций между изменениями потока, регистрируемого от источника, и жесткостью его спектра. Параметры спектра источника IGR J22534+6243, определенные по данным обсерватории *ROSAT*, которая проводила наблюдения этой области неба 18-19 июня 1993 г., согласуются с результатами измерений обсерваторий *Swift* и *Chandra*, однако характерные ошибки измерений оказываются значительно хуже приведенных выше. Измеренное значение поглощения на уровне $N_H = (2.08 - 2.27) \times 10^{22} \text{ атом см}^{-2}$ несколько превышает величину колонковой плотности вещества в нашей Галактике в этом направлении $N_H \simeq 10^{22} \text{ атом см}^{-2}$ (Дикей, Локман 1990), что свидетельствует о присутствии некоторого дополнительного количества вещества в самой двойной системе, возможно, связанного со звездным ветром от оптического компаньона.

Принимая во внимание стабильность параметров рентгеновского спектра источника IGR J22534+6243 на протяжении длительного времени, мы можем продлить его в жесткую область, используя данные наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Такой широкополосный спектр показан на Рис.2.26г. Из-за слабости источника относительно значимый сигнал от него может быть зарегистрирован только в широких каналах, однако эти измерения позволяют предположить завал спектра на высоких энергиях. Оценка характерной энергии завала $E_{cut} \simeq 25 - 30 \text{ кэВ}$ оказывается несколько выше обычно наблюдаемой у массивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами (см.,

например, Филиппова и др. 2005). Однако необходимо отметить, что такой жесткий спектр был зарегистрирован недавно от рентгеновских пульсаров с низкой светимостью, входящих в состав двойных систем с Ве-звездами (см., например, Цыганков и др. 2012; Лутовинов и др. 2012в).

Дата, MJD	Период
49156.08	46.4040 ± 0.0008
53846.81	46.6148 ± 0.0002
54937.45	46.6799 ± 0.0031
54949.29	46.6695 ± 0.0032
54954.07	46.6718 ± 0.0024
54958.85	46.6723 ± 0.0042
54959.14	46.6658 ± 0.0033

Данные обсерваторий *Swift* и *Chandra* позволили Хальперну (2012) обнаружить пульсации рентгеновского излучения с периодом ~ 46.7 сек в кривой блеска от источника IGR J22534+6243, что свидетельствует о присутствии в двойной системе нейтронной звезды в качестве компактного объекта. Пульсации с близким по величине периодом были также найдены в архивных данных наблюдений этой области неба обсерваторией *ROSAT* (Израэль и др. 2012). Мы провели подробный анализ данных всех наблюдений и проследили эволюцию периода пульсаций источника, которая представлена в таблице (первое измерение сделано по данным обсерватории *ROSAT*, второе – телескопа *XRT*, остальные – по данным обсерватории *Chandra*, см. Лутовинов и др. 2013б).

Из таблицы видно, что за шестнадцатилетний промежуток времени между наблюдениями обсерваторий *ROSAT* и *Chandra* скорость вращения нейтронной звезды существенно замедлилась, при этом средний темп замедления оставался практически одинаковым за весь период наблюдений обсерваториями *ROSAT*, *Swift* и *Chandra* вблизи значения $\dot{P}/P \simeq 3.5 \times 10^{-4} \text{ год}^{-1}$, что является типичным для рентгеновских пульсаров. В то же время в течение почти месяца наблюдений обсерватории *Chandra* период пульсаций менялся незначительно, оставаясь вблизи значения 46.674 сек в пределах ошибок измерений. Сами же ошибки измерений определялись так называемым "bootstrap"-методом (подробнее см. Лутовинов и др. 2012в).

Одной из важнейших характеристик рентгеновского пульсара является профиль его импульса. Как правило, форма импульса остается достаточно стабильной для каждого конкретного пульсара на протяжении длительного времени, хотя может зависеть от его светимости и энергии (см., например, Лутовинов, Цыганков 2009б). Исследование профиля импульса источника IGR J22534+6243 показало, что во всех наблюдениях обсерваторий *Chandra* и *Swift* он имеет похожую форму (см. Рис.2.27) – в самом мягком диапазоне энергий 0.6-2.0 кэВ видна сложная двух-, трехпиковая структура, которая

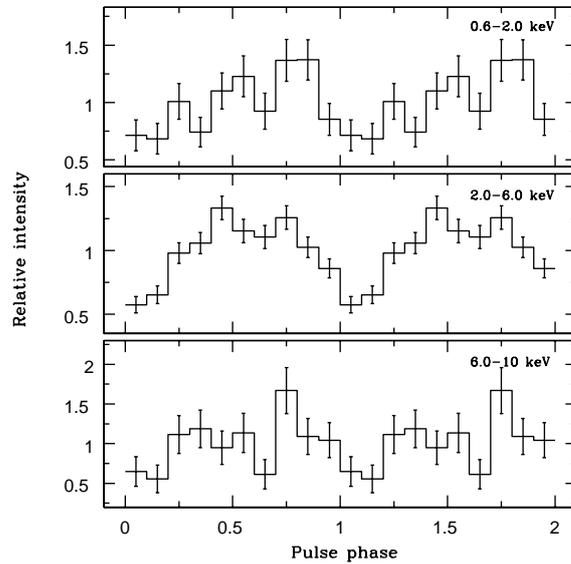


Рис. 2.27. Профиль импульса рентгеновского пульсара IGR J22534+6243 в разных диапазонах энергий, полученный по данным одного из наблюдений обсерватории *Chandra* и свернутый с соответствующим периодом.

превращается в один широкий пик в диапазоне энергий 2-6 кэВ, при этом в нем остаются признаки этой структуры. При увеличении энергии снова начинают проявляться несколько пиков в профиле импульса. Последнее может быть связано с недостатком статистики на энергиях ≥ 6 кэВ, в то время как многопиковая структура на мягких энергиях может быть следствием поглощения в двойной системе. Доля пульсирующего излучения в диапазоне энергий 2-6 кэВ составляет $\sim 40\%$.

Глава 3

Исследование закона межзвездного поглощения в направлении центра Галактики

3.1 Введение

Корректное определение величины межзвездного поглощения в направлении на исследуемый источник критически важно для правильного определения его природы. Поскольку большинство массивных рентгеновских двойных систем локализованы в Галактической плоскости и, в том числе, в направлении на Галактический Центр, где межзвездное поглощение играет большую роль и, к тому же, сильно зависит от выбранного направления, нами были проведены исследования особенностей межзвездной среды в направлении на центр Галактики и отработка методов корректного определения величины межзвездного поглощения (Карасев и др., 2010a).

В 2008 году рентгеновской космической обсерваторией *Chandra* было проведено сверхглубокое (экспозиция составила ~ 1 Мсек) наблюдение области, расположенной в непосредственной близости от галактического центра (так называемого поля Chandra Bulge Field (CBF, $l \simeq 0.1^\circ$, $b \simeq -1.42^\circ$), целью которого было разрешение фонового рентгеновского излучения Галактики на точечные источники. В рамках ее решения были проведены глубокие наблюдения области CBF с помощью телескопа *PTT-150* в полосах (фильтрах) g' , r' и i' фотометрической системы SDSS. Полная экспозиция наблюдений в каждом из фильтров составила от 300 до 700 с, в результате чего удалось покрыть область размером $30' \times 30'$ (Рис.3.1). Дополнительным преимуществом именно этой области при исследовании закона поглощения и отработке методики корректного определения величины поглощения является тот факт, что помимо хорошего покрытия достаточно большого участка неба телескопом *PTT-150*, область CBF частично наблюдалась телескопом *им. Хаббла*, что позволило провести дополнительные кросскалибровки полученных данных

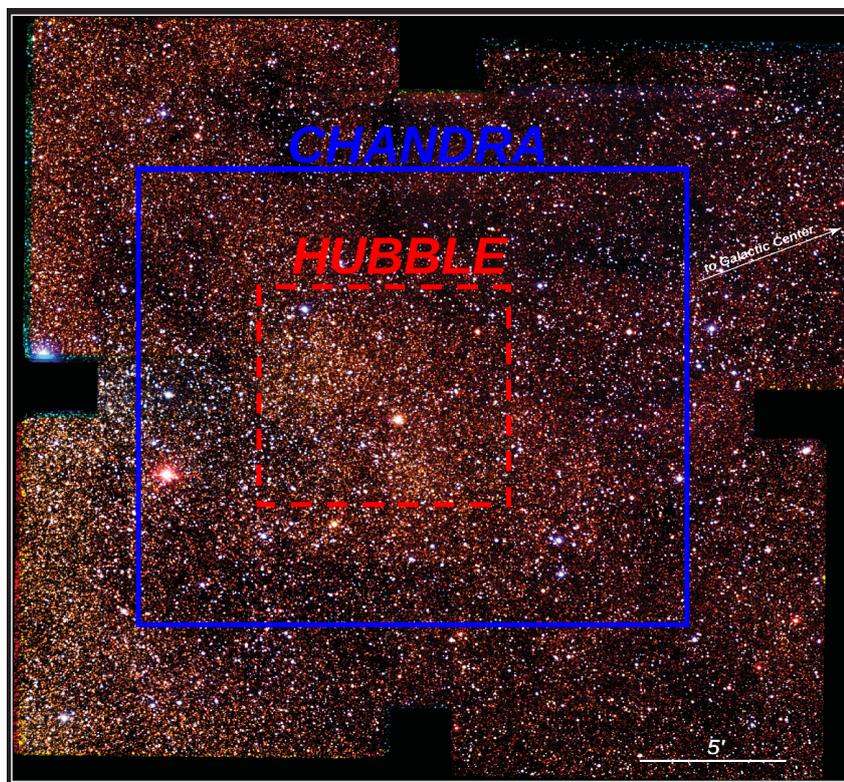


Рис. 3.1. Изображение области CBF, построенное комбинированием изображений, полученных на телескопе *PTT-150* в трех фильтрах g' , r' и i' . Прямоугольниками показаны области, покрытые обсерваторией *Chandra* и телескопом *им. Хаббла*.

(Ревнивцев и др. 2010).

Необходимо отметить, что карты межзвездного поглощения, включающие область CBF, были ранее построены в работах Шлегеля и др. 1998, Дутры и др. 2003, Маршалла и др. 2006. Как правило, они имели невысокое угловое разрешение и, кроме того, в значительной степени опирались на стандартный закон поглощения (Виттет и др. 1976; Карделли и др. 1989; Хи и др. 1995), который, как показывают исследования последних лет, не совсем подходит для областей галактического балджа (Поповски и др. 2000; Удадьски 2003; Ревнивцев и др. 2010; Карасев и др. 2010б). Карта поглощения с несколько лучшим угловым разрешением была построена в работе Ревнивцева и др. (2009а), однако в ней также использовалось предположение стандартного закона.

3.2 Метод определения межзвездного поглощения по положению гигантов красного сгущения

Исследование свойств межзвездной среды с использованием фотометрических данных большого количества звезд фактически сводится к сравнению наблюдаемых величин звезд в разных фильтрах с их абсолютными значениями в соответствующих фильтрах. Однако основной проблемой в этом случае является точное определение как спектрального класса, так и класса светимости наблюдаемых звезд и сделать это без спектрометрического анализа часто оказывается невозможным. Таким образом, прежде всего необходимо найти среди всех звезд такие, класс которых можно было бы легко определить, плотность которых была бы достаточно велика и светимость которых при этом не зависит или слабо зависит от положения в Галактике.

В качестве таких стандартных объектов часто берут группу красных гигантов (см., например, Станек и др. 1997, 1998; Пачински, Станек 1998), составленную преимущественно из поздних G и ранних K-гигантов, имеющих примерно одинаковое значение светимости и образующих сгущение на диаграмме цвет-светимость. Кроме того, их светимость слабо зависит от металличности и потому неизменна даже для объектов, лежащих в балдже Галактики (Пачински, Станек 1998). Благодаря этим свойствам гиганты красного сгущения могут также эффективно использоваться для оценки поглощения и расстояний даже для одиночных нейтронных звезд (см., например, Даниленко и др. 2012).

Таким образом, основная идея методики определения межзвездного поглощения состоит в следующем: для разных областей исследуемого поля строятся диаграммы цвет-видимая величина $r'(r' - i')$, для которых затем определяется положение центроида гигантов красного сгущения в соответствующих координатах (Рис.3.2); затем полученные величины яркости r'_{RCG} и цвета $(r' - i')_{RCG}$ гигантов красного сгущения сравниваются с величиной r'_0 или цветом $(r' - i')_0$ гигантов красного сгущения, полученными из калибровочной диаграммы цвет-абсолютная величина $r'(r' - i')_0$. Величину поглощения A можно определить двумя способами: 1) из соотношения $(A_{r'} - A_{i'}) = (r' - i')_{RCG} - (r' - i')_0$ при известном законе поглощения можно получить соответствующие величины $A_{r'}$ или $A_{i'}$ или 2) при известном расстоянии D до балджа Галактики $A_{r'} = r'_{RCG} - r'_0 + 5 - 5 \log(D)$. Здесь мы применяем второй метод, поскольку значение величины r' центроида гигантов красного сгущения нам удалось в среднем определить точнее чем цвет $r' - i'$.

Следует отметить, что в выше везде предполагается, что основная масса поглощающей пыли находится между исследуемым звездным населением и наблюдателем, что предполагает отсутствие большого количества пыли в области, где находятся сами гиганты красной группы. Это предположение представляется разумным, принимая во внимание, что исследуемая область звезд балджа в СВФ расположена на высоте около 200 пк над плоскостью диска Галактики. Дополнительная проверка этой гипотезы на самосогласованность

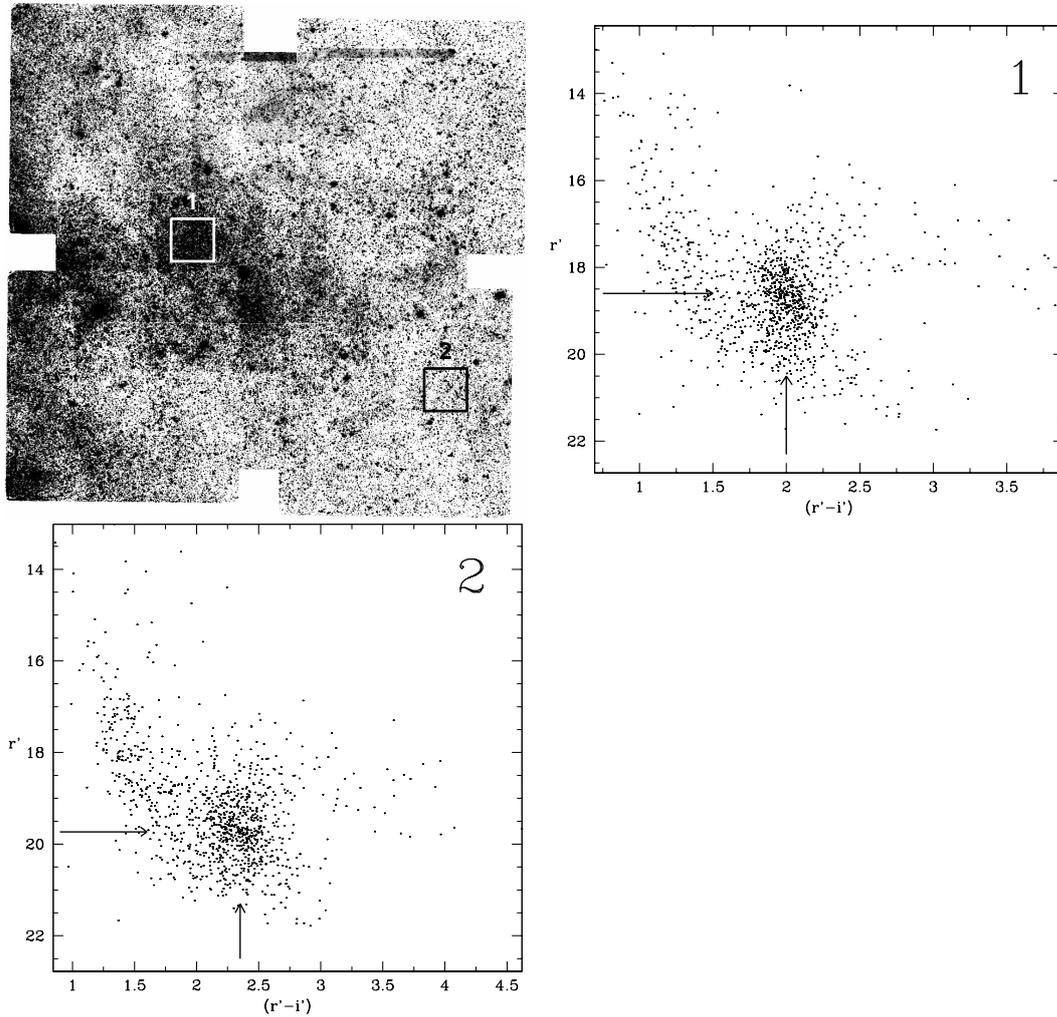


Рис. 3.2. Изображение области поля СБФ в фильтре i' , полученное на телескопе *PTT-150*. Квадратиками отмечены области для которых построены диаграммы цвет-видимая величина, показанные справа и внизу. Положения центроидов гигантов красного сгущения для указанных областей поля показаны стрелочками.

была проведена в работе Карасева и др. (2010а).

3.3 Определение величины и закона поглощения

В ряде работ (Поповски 2000; Удальски 2003; Ревнивцев и др. 2010) по исследованию балджа Галактики и, в частности поля СБФ, отмечается, что закон поглощения в направлении на Галактический Центр заметно отличается от стандартного, причем как для оптического, так и для

инфракрасного диапазонов длин волн. Поэтому при определении природы рентгеновских источников, расположенных в этой области неба, мы не можем использовать стандартные соотношения между фотометрическими полосами для восстановления универсального значения $E(B - V)$ на основании известного $A_{r'}$. Таким образом, прежде чем определять величину межзвездного поглощения в направлении на интересующий нас источник, необходимо уточнить закон поглощения, по которому оно меняется.

В рамках решения этой задачи мы исследовали положение гигантов красного сгущения на диаграмме цвет-видимая величина, построенной для разных областей поля СВФ. В качестве таких областей были взяты квадратные участки поля с угловым размером $\sim 2' \times 2'$, среди которых были отобраны те, в которых сгущение хорошо регистрировалось и в которых положение центроида гигантов красного сгущения отстояло от предела детектирования в этой области на ≈ 1 и более величину (отметим, что предел детектирования в фильтре r' для наших наблюдений составляет 21.7). Далее исследовалась зависимость видимой величины r' центроида сгущения от значения цвета центроида сгущения $r' - i'$ (рис. 3.3). В результате мы получили зависимость $r' = 2.53 \times (r' - i') + 13.84$, наклон которой определен с точностью (± 0.04) , а константа – (± 0.1) . Таким образом, становится очевидно, что закон поглощения в исследуемой области всюду существенно отличается от стандартного. А именно, если в стандартном случае $A_{r'}/(A_{r'} - A_{i'}) = 4.3$, то в нашем случае $A_{r'}/(A_{r'} - A_{i'}) = 2.53 \pm 0.04$. При этом необходимо отметить, что в пределах исследуемой области закон поглощения с точностью до ошибки измерений можно считать одинаковым.

Как было отмечено ранее, красные гиганты, образующие сгущение, находятся примерно на одном расстоянии, равном расстоянию до центра Галактики. Следовательно, используя полученную выше зависимость, можно оценить это расстояние. Для $r'_0 = 0.43 \pm 0.05$ и $r' - i' = (r' - i')_0 = 0.47 \pm 0.06$ (абсолютное положение центроида гигантов красного сгущения) получаем непоглощенную величину $r' = 15.03$ и далее с помощью формулы, связывающей наблюдаемую и абсолютные величины, получим $\log(D) = 3.92 \pm 0.04$, откуда $D = 8.3 \pm 0.8$ кпк, что хорошо согласуется с результатами других измерений (Пачински, Станек 1998; Эйзенхауэр и др. 2003; Гез и др. 2008; Генцель и др. 2010).

Необходимо отметить, что если предположить, что для исследуемой области неба применим стандартный закон поглощения, то наилучшим образом зависимость видимой величины r' центроида сгущения от значения его цвета $r' - i'$ аппроксимируется прямой $r' = 4.3 \times (r' - i') + 10.0$ (см. Рис.3.3), из которой следует, что расстояние до гигантов красного сгущения должно быть ~ 2 кпк. Соответствующее среднее значение поглощения в этом направлении на расстоянии ~ 2 кпк было бы $A_r \sim 10$, в то время как карта из работы Шлегеля и др. (1998), построенная в предположении стандартного закона поглощения и учитывающая вклад всей пыли в Галактике вдоль луча зрения, дает среднюю по полю величину всего лишь $A_r = 3.5$, т.е. применение стандартного закона поглощения в рассмотренном случае приводит к противоречиям с

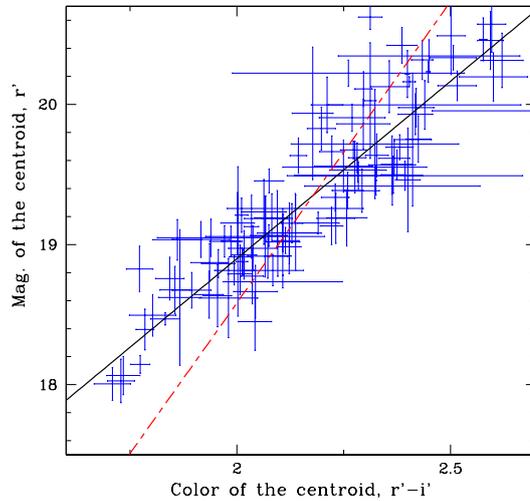


Рис. 3.3. Зависимость наблюдаемого цвета гигантов красного сгущения $r' - i'$ от видимой величины в полосе r' , отражающая закон поглощения в данной области неба. Получена на основании исследования положения гигантов красного сгущения на диаграмме цвет–видимая величина для поля СВФ. Сплошной линией показан результат наилучшей аппроксимации. Для сравнения штрихпунктирной линией показан наклон регрессии в предположении стандартного закона поглощения.

наблюдательными данными.

Таким образом, получая калибровочные значения центроида сгущения красных гигантов и определяя закон поглощения в предположении известного расстояния до центра Галактики, мы можем определить величину межзвездного поглощения в направлении на интересующий нас объект.

В качестве примера использования этого метода на рис.3.4 показана карта поглощения в поле СВФ: разброс значений поглощения составляет $A_{r'} = 3.0 - 5.5$ по полю, характерная ошибка определения величины $A_{r'}$ при этом меняется от 0.15 для наименее поглощенных областей поля до 0.35 величины для наиболее поглощенных. Максимальное угловое разрешение карты, полученное нами при анализе непересекающихся площадок, составляет $1.5'$. Радиус площадки подбирался из требования, чтобы на диаграмме присутствовало более 300 гигантов красного сгущения.

3.4 Другие способы определения величины поглощения

Представленная выше методика определения величины и закона поглощения может быть использована для определения (или ограничения) класса исследуемого источника и расстояния до него (см. ниже). Однако, как и другие подходы и методы, она обладает определенными ограничениями и

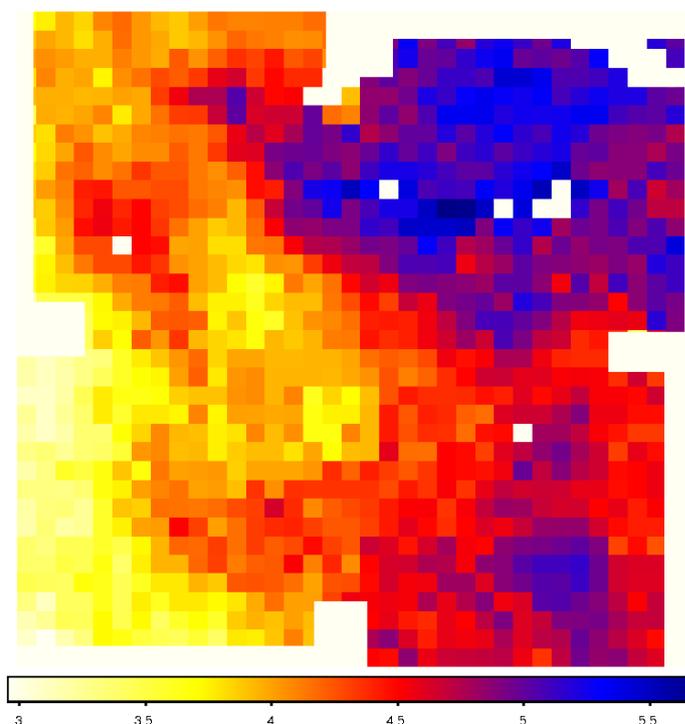


Рис. 3.4. Карта поглощения, построенная для поля СВФ с использованием метода, основанного на исследовании положения гигантов красного сгущения на диаграмме цвет–видимая величина. Белым цветом отмечены области, где не удалось значимо определить положение центроида гигантов красного сгущения. Центру поля соответствуют галактические координаты $l = 0.085^\circ$, $b = -1.404^\circ$.

недостатками. Во-первых, ее применение предполагает слабый или полное отсутствие вклада аккреционного диска в оптический поток от систем. Поэтому такой подход корректно применять для исследования массивных двойных систем, в которых в оптическом диапазоне доминирует звезда. Во-вторых, применение этой методики возможно лишь для источников, локализованных в направлении балджа Галактики, т.е. области, где возможна регистрация компактно расположенных гигантов красного сгущения. В-третьих, в рамках методики определяется величина и закон поглощения до гигантов красного сгущения, которые расположены в центре Галактики, т.е. величина и закон поглощения до Галактического Центра. В то же время интересующие нас объекты могут находиться как до него, так и позади. И совершенно очевидно, что исследуя только гиганты красного сгущения, невозможно понять где именно и каким образом в интересующем нас направлении стандартный закон переходит в нестандартный, т.е. фактически, нам необходима трехмерная карта поглощения в Галактике. Такая трехмерная модель распределения

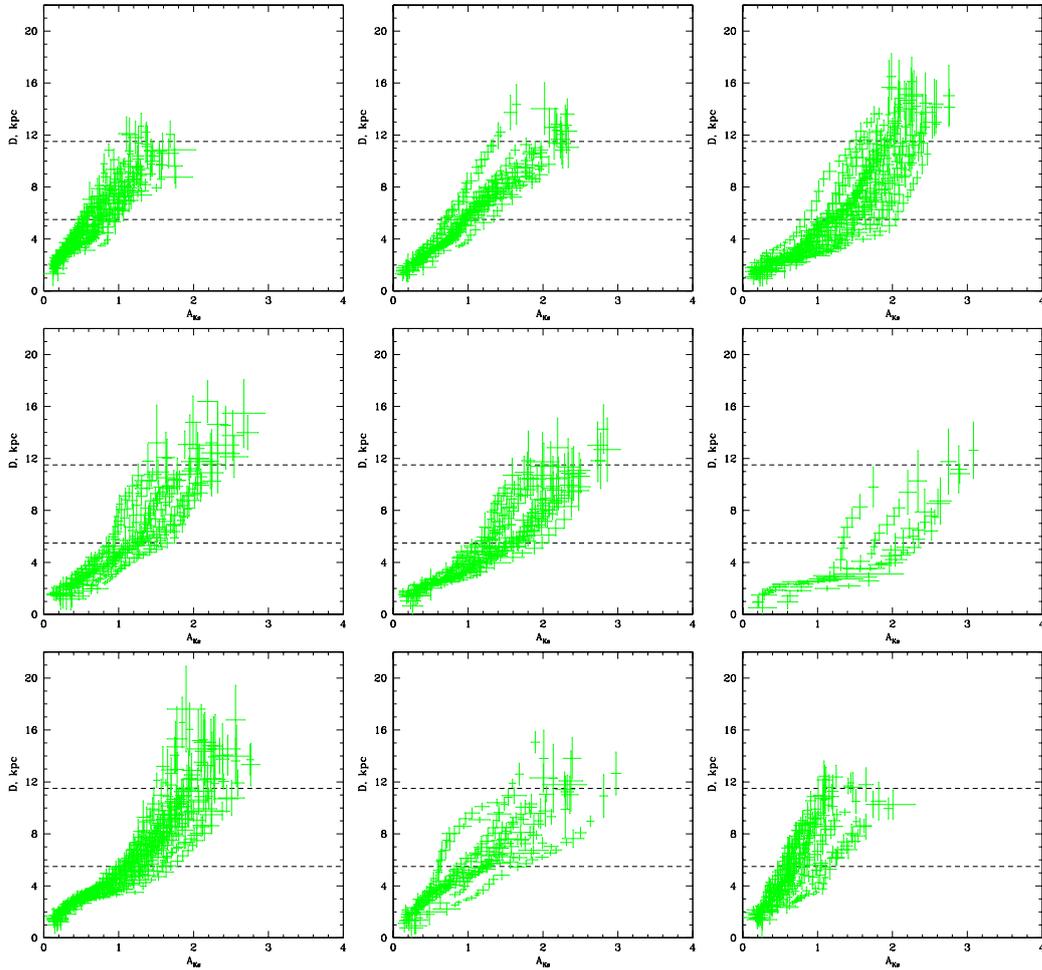


Рис. 3.5. Зависимость количества межзвездного поглощения на луче зрения для разных галактических координат (слева направо и сверху вниз $b = 0, l = -60, -30, -10, -5, -3, 0, 5, 30, 60^\circ$), согласно работе Маршалла и др. (2006). Штриховыми линиями показано приблизительное положение внешней границы молекулярного кольца.

поглощающего вещества Галактики была построена в работе Маршалла и др. (<http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?J/A%2bA/453/635>) на основании данных инфракрасного обзора всего неба *2MASS* и в предположении стандартного закона поглощения, что как было показано выше, может быть не совсем верным в направлении галактического балджа.

Для исследования вопроса о применимости результатов работы Маршалла и др. (2006) мы построили графики зависимостей величины межзвездного поглощения в Галактической плоскости для разной галактической долготы (рис.3.5). Данные для графиков отбирались в радиусе $30'$ от выбранного

значения (l, b) . Из рисунка хорошо видно, что до расстояний 4-5 кпс зависимость поглощения от расстояния имеет приблизительно один и тот же вид и значения поглощения удовлетворительно (с точностью до ~ 1 кпс) согласуются друг с другом внутри каждого направления. На больших расстояниях этот разброс значительно увеличивается. Это может быть связано с разными причинами: пересечением с большим молекулярным кольцом (его внешние границы приблизительно показаны на графиках штриховыми линиями), изменением закона межзвездного поглощения, другими свойствами пыли во внутренней части Галактики, и т.д. Для ответа на этот вопрос необходимы дополнительные исследования распределения пыли и ее свойств в галактическом диске. Здесь же мы можем ограничиться отмеченным выше фактом, что до расстояний 4-5 кпс в направлении галактического балджа можно пользоваться картами поглощения из работы Маршалла и др. (2006). Еще одним важным моментом является учет высоты объекта над галактической плоскостью. Так, если галактическая широта объекта равна 0, то для него можно ожидать достаточно симметричное распределение поглощающего вещества относительно центра Галактики, и как следствие использовать зависимость изменения поглощения из работы Маршалла и др. (2006), симметрично продолженную для далекой части Галактики ($> 11.5 - 12$ кпс). Если же объект выше или ниже галактической плоскости, например $b \sim |5|^\circ$, то, очевидно, что основная часть пыли в направлении на объект набирается на достаточно близких расстояниях.

3.5 Оценка спектрального класса звезд-компаньонов и расстояния до систем. Сравнение с результатами спектроскопических измерений.

Прежде чем переходить к определению природы интересующих нас объектов и расстояний до них, необходимо проверить работоспособность методики, основанной на определении величины и закона поглощения в направлении на исследуемый объект, на примере рентгеновских источников, для которых классы компаньонов и расстояния хорошо известны из результатов других измерений, например, спектроскопических. В качестве таких объектов нами были выбраны две массивные рентгеновские двойные системы, относящиеся к классу быстрых рентгеновских транзиентов со сверхгигантами (SFXT) и расположенные в направлении галактического центра: IGR J17391-3021 ($l = -1.932, b = 0.445$) и IGR J17544-2619 ($l = 3.236, b = -0.336$). Источники были обнаружены обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* во время проявлений их вспышечной активности в 2003 году (см. Сюняев и др., 2003а,б и Главу 1) и с тех пор интенсивно изучались в разных диапазонах энергетического спектра. Оптическим компаньоном в первой системе является звезда класса O8Iab, расположенная на расстоянии 2.3 ± 0.6 кпс (Негуеруела и др., 2006); во второй системе оптическая звезда также относится к классу сверхгигантов O9Ib, а расстояние до самой системы оценивается в 2.1-4.2 кпс (Пеллица и др., 2006).

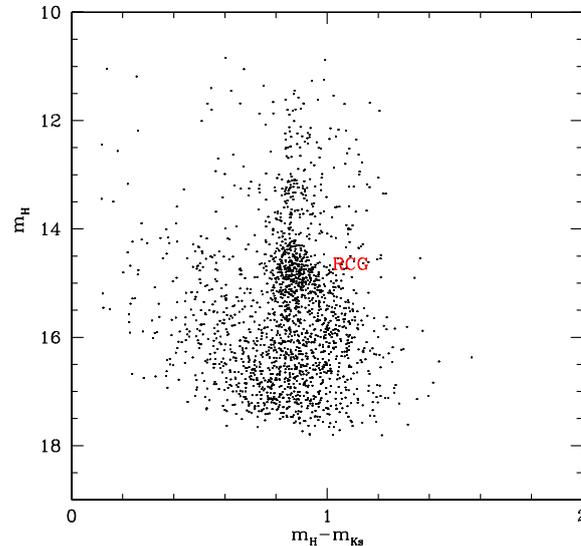


Рис. 3.6. Диаграмма цвет-видимая величина, построенная для звезд в окрестности ($1' \times 2'$) источника IGR J17391-3021 по данным обзора UKIDSS.

Оба объекта хорошо регистрируются в инфракрасных каталогах и обзорах *2MASS*, *UKIDSS*, *VVV*; их величины согласно каталогу *2MASS* в фильтрах *J*, *H*, *Ks* составляют: 8.600 ± 0.021 , 7.823 ± 0.027 и 7.428 ± 0.023 для IGR J17391-3021, и 8.791 ± 0.021 , 8.310 ± 0.031 и 8.018 ± 0.026 для IGR J17544-2619, соответственно.

Прежде чем попытаться определить классы этих звезд необходимо оценить величину межзвездного поглощения до центра Галактики в направлении на исследуемые объекты. Эта величина затем будет использована в качестве некоторого ориентира, позволяющего провести самосогласованное исследование классов звезд-компаньонов.

Используя данные обзоров *UKIDSS* и *VVV*, полученные в диапазонах *H* и *Ks*, были построены диаграммы 'цвет-видимая величина' для всех звезд, попадающих в области $1' \times 2'$ в окрестностях исследуемых источников. На Рис.3.6 такая диаграмма в качестве примера показана для источника IGR J17391-3021. На диаграмме хорошо видна так называемая область гигантов красного сгущения (RCG). Пользуясь техникой, описанной в предыдущих параграфах диссертации, можно оценить величину поглощения до Галактического Центра в направлении на исследуемые источники. Сравнивая значения цвета и величины центроида гигантов красного сгущения, полученные из этой диаграммы, с их абсолютными значениями $(H - Ks)_0 = 0.15 \pm 0.05$ и $H_0 = -1.46 \pm 0.04$, полученными отождествлением красных гигантов из каталогов *Hipparcos* и *2MASS*, были получены оценки межзвездного поглощения до Галактического Центра $A_{Ks} = 0.81 \pm 0.10$ и $A_{Ks} = 0.82 \pm 0.14$ для полей в окрестностях источников IGR J17391-3021 и IGR J17544-2619, соответственно.

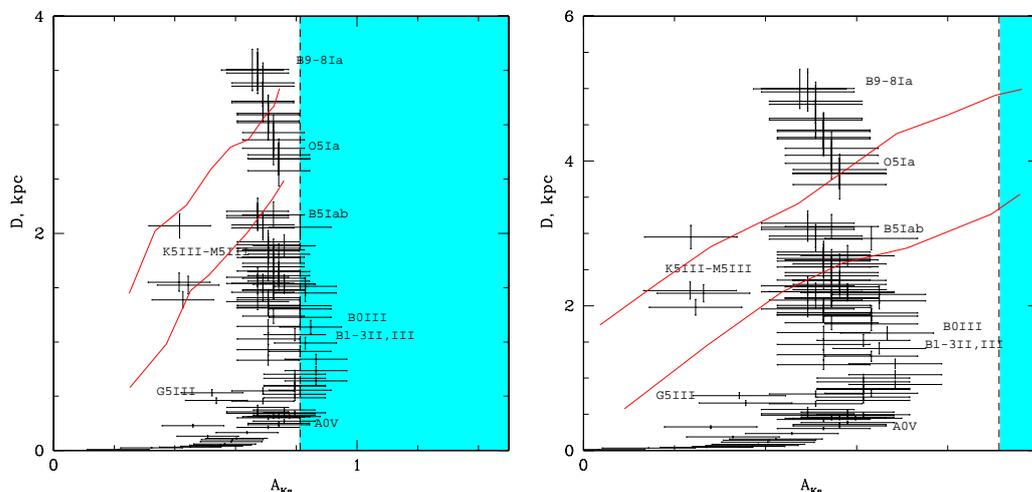


Рис. 3.7. Диаграммы 'поглощение–расстояние' для источников IGR J17391-3021 (слева) и IGR J17544–2619 (справа), показывающие расстояние и поглощение до звезд разных классов, удовлетворяющих наблюдаемым инфракрасным величинам оптических компаньонов H и Ks . Пунктирная вертикальная линия показывает величину поглощения до центра Галактики. Возможные классы оптических компаньонов лежат в белой области диаграммы. Красные линии ограничивают возможный диапазон зависимостей межзвездного поглощения от расстояния в направлении на источник и получены из работы Маршалла и др. (2006)

Законы поглощения, определенные по положению гигантов красного сгущения для этих полей, $A_H/E(H - Ks) = 2.11 \pm 0.21$ и $A_H/E(H - Ks) = 1.83 \pm 0.25$, демонстрируют существенное отличие последних от стандартного $A_H/E(H - Ks) = 2.75$ (Карделли и др. 1989).

Очевидно, что пользуясь только этими оценками невозможно понять, где именно и каким образом в интересующем нас направлении стандартный закон переходит в нестандартный, поэтому в дальнейших оценках сделаны следующие предположения: изменение величины и цвета близких звезд (расположенных ближе центра Галактики) происходит по стандартному закону поглощения, а далеких – по нестандартному. Предполагая в качестве оптического компаньона интересующей нас системы звезды разных спектральных классов и классов светимости, можно определить какая поправка на поглощение и расстояние требуется для каждой из них для того, чтобы удовлетворить наблюдаемым фотометрическим величинам.

Однако, принимая во внимание важность правильного выбора закона поглощения при проведении коррекции, необходимо прежде всего определить для звезд каких классов при таком переборе необходимо использовать стандартный закон, а для каких нестандартный. В первом приближении это можно сделать следующим образом. Предположим, что исследуемый объект

находится в центре Галактики, т.е. для него $D = 8.5$ кпс и $A_{Ks} = A_{Ks,GC}$ и сделаем соответствующие поправки наблюдаемой величины в каком-нибудь фильтре (например, Ks) на расстояние и поглощение до Галактического Центра. В результате мы получим "абсолютную" (корректированную) величину источника в фильтре Ks . Теперь сравним ее с абсолютными величинами звезд разных классов в том же самом фильтре Ks : если корректированная величина больше абсолютной величины звезды некоторого класса, то, очевидно, что поправки на расстояние и поглощение (они взаимосвязаны) для этой звезды должны быть больше, чем соответствующие величины, определенные для Галактического Центра, – т.е. звезда этого класса, если рассматривать ее в качестве компаньона исследуемого объекта, должна находиться дальше центра Галактики и для нее, возможно, необходимо использовать нестандартный закон. И наоборот, если корректированная величина меньше абсолютной величины некоторой звезды, то она, будучи компаньоном исследуемого объекта, должна находиться ближе центра Галактики. Отметим, что абсолютные величины и цвета звезд были взяты из книги М.Зомбека¹, а также получены отождествлением звезд из каталога *Hipparcos* и спектральных каталогов *SYNPHOT* (см., например, Карасев и др. 2010а). Для большей точности при отождествлении отбирались только звезды, для которых имелись фотометрические данные в 6 фильтрах (B, V, I, J, H, Ks) и *Hipparcos+2MASS*) и значимые параллаксы.

Определившись с границами применимости того или иного закона поглощения (для обоих источников оказалось, что все возможные оптические компаньоны находятся до Галактического Центра и для всех них применим стандартный закон) и применяя описанную выше методику, можно определить звездами каких классов, вероятнее всего, являются оптические компаньоны в системах IGR J17391-3021 и IGR J17544–2619 и на каком расстоянии они при этом находятся.

Диаграммы на Рис.3.7 демонстрируют возможность того, что звезда некоторого класса может быть оптическим компаньоном объектов IGR J17391-3021 (слева) и IGR J17544–2619 (справа). Только звезды, попадающие в белые области диаграммы могут потенциально быть компаньонами этих источников. Если же звезда попадает в голубую область, то быть компаньоном она не может по одной из следующих причин: 1) звезда этого класса располагалась бы ближе центра Галактики, но поправка на поглощение при этом превышала бы поглощение до него, или 2) она располагалась бы дальше центра Галактики, но поглощение в направлении на источник было бы при этом меньше, чем поглощение до Галактического Центра (на представленном рисунке эта область отсутствует ввиду того, что оба объекта при любых оптических компаньонах оказываются достаточно близкими; более наглядно этот факт продемонстрирован на диаграммах на Рис.4.10).

Комбинируя полученные диаграммы с результатами из работы Маршалла

¹<http://ads.harvard.edu/books/hsaa/toc.html>

и др. (2006) (красные линии на рисунке) мы можем заключить, что вероятнее всего оптическими компаньонами рентгеновских источников IGR J17391-3021 и IGR J17544-2619 являются звезды-сверхгиганты предположительных классов O9.5Ib, B5Iab-B1Ia и B0Iab-O9Ib, O5Ia, а сами системы расположены на расстояниях (2 – 3) и (2.4 – 3.7) кпс, соответственно. Полученные оценки хорошо согласуются с приведенными выше результатами спектроскопических измерений, что свидетельствует о работоспособности изложенного выше метода определения класса рентгеновской двойной системы и расстояния до нее.

В заключение необходимо отметить, что из обеих диаграмм следует, что оптическими компаньонами в двойных системах также могут быть близкорасположенные красные гиганты классов K5III-M5III. Это не кажется удивительным, принимая во внимание недавнее открытие нового класса симбиотических рентгеновских двойных систем, состоящих из компактного объекта (вероятнее всего, нейтронной звезды), на которую аккрецирует звездный ветер с красного гиганта позднего M-класса (Нespoли и др. 2010a). В таких случаях для окончательного определения природы рентгеновского объекта и его оптического компаньона требуются спектроскопические наблюдения как в инфракрасном, так и в оптическом диапазонах длин волн.

Глава 4

Отождествление рентгеновских источников, расположенных в направлении центра Галактики

4.1 Введение

В настоящей главе рассматривается применение изложенных и отработанных выше методов для определения природы и расстояний до объектов, обнаруженных в обзорах обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *ASCA* и расположенных в направлении Галактического Центра. Эта область, а также внутренние области галактической плоскости интенсивно наблюдались обсерваториями *ИНТЕГРАЛ* (Ревнивцев и др. 2004; Мольков и др. 2004а; Кривонос и др. 2007, 2010а, 2012) и *ASCA* (Сугизаки и др., 2001; Сакано и др. 2002). Проведенные наблюдения позволили зарегистрировать несколько десятков рентгеновских источников, природа многих из которых остается до сих неизвестной. Для поиска массивных рентгеновских двойных систем, а также дальнейших исследований их статистических свойств и пространственного распределения, нами была выбрана область неба с координатами $-5^\circ < l < 5^\circ$, $-1^\circ < b < 1^\circ$. В этой области неба обсерватория *ИНТЕГРАЛ* имеет достаточную глубину наблюдений и полноту детектирования источников (для обсерватории *ASCA* такая область несколько меньше $-2^\circ < l < 2^\circ$, $-1^\circ < b < 1^\circ$, Сакано и др. 2002), а кроме того во всех направлениях этой области неба уверенно регистрируются гиганты красного сгущения, что является ключевым условием успешного применения описанного в предыдущей главе метода определения типа рентгеновского источника и расстояния до него.

В таблице 4.1 приведен список двадцати трех рентгеновских источников, зарегистрированных в обзорах обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *ASCA*, имеющих координаты в вышеуказанных границах и являющихся либо уже установленными массивными рентгеновскими двойными системами, либо источниками неизвестной природы. Все эти объекты впоследствии наблюдались

Таблица 4.1. Список источников, зарегистрированных обсерваториями *ИНТЕГРАЛ* и *ASCA* в направлении Галактического Центра

Имя источника	l ,	b ,	Тип	Комментарии, другие имена
AX J173548–3207 ^{<i>Ch</i>}	-3.8231	0.1104	Non-ID	
AX J173628–3141 ^{<i>Ch</i>}	-3.3831	0.2196	Non-ID	
AX J1740.5–2937 ^{<i>XRT</i>}	-1.1678	0.5715	Non-ID	
AX J1739.3–2923 ^{<i>XMM</i>}	-1.1178	0.9288	Non-ID	неоднозначно в оптике
AX J1739.5–2910 ^{<i>Ch</i>}	-0.8963	1.0130	Non-ID	
AX J1740.2–2903 ^{<i>XMM</i>}	-0.7214	0.9298	Non-ID	неоднозначно в оптике
AX J1740.4–2856 ^{<i>XMM</i>}	-0.6105	0.9654	Non-ID	
AX J1742.6–2901 ^{<i>XRT</i>}	-0.4172	0.4906	Non-ID	неоднозначно в оптике
AX J1743.9–2846 ^{<i>Ch</i>}	-0.0664	0.4126	Non-ID	2RXP J174351.3-284640
AX J1748.3–2854 ^{<i>XMM</i>}	0.3234	-0.4878	Non-ID	
AX J1747.0–2837 ^{<i>Ch</i>}	0.4269	-0.1080	Non-ID	нет детектирования
AX J1747.0–2828 ^{<i>Ch</i>}	0.5531	-0.0333	Non-ID	
AX J1751.1–2748 ^{<i>XRT</i>}	1.587	-0.451	Non-ID	нет детектирования
AX J1749.1–2733 ^{<i>Ch</i>}	1.5908	0.0635	HMXB?	
AX J1749.2–2725 ^{<i>Ch</i>}	1.7001	0.1052	HMXB?	
AX J1753.5–2745 ^{<i>XMM</i>}	1.8936	-0.9006	Non-ID	неоднозначно в оптике
AX J175404–2553 ^{<i>Ch</i>}	3.5775	-0.0364	Non-ID	
IGR J17315–3221 ^{<i>XRT</i>}	-4.5549	0.7801	Non-ID	неоднозначно в оптике
IGR J17354–3255 ^{<i>Ch</i>}	-4.5426	-0.2730	HMXB?	IGR J17353-3257
IGR J17391–3021 ^{<i>Ch</i>}	-1.9322	0.4452	HMXB	AX J1739.1–3020, XTE J1739-302
IGR J17427–3018 ^{<i>Ch</i>}	-1.5613	-0.2113	HMXB?	AX J1742.6–3022
IGR J17507–2856 ^{<i>Ch</i>}	0.5828	-0.9243	Non-ID	неоднозначно в рентгене
	0.5500	-0.9801		
	0.6027	-0.9675		
IGR J17544–2619 ^{<i>Ch</i>}	3.2360	-0.3356	HMXB	

обсерваториями *Chandra*, *XMM-Newton* или телескопом *XRT/Swift* с целью уточнения их координат. Два объекта не были значимо зарегистрированы во время этих наблюдений, один из источников не имеет однозначного отождествления в мягком рентгеновском диапазоне, локализации еще пяти источников, полученной по данным обсерватории *XMM-Newton* или телескопа *XRT/Swift*, оказывается недостаточной для определения оптического компаньона в этих системах. Два источника, которые являются массивными рентгеновскими двойными системами, обсуждались в предыдущей главе при проверке работоспособности предлагаемых методов и подходов по определению типов рентгеновских источников и расстояний до них. Таким образом, остается тринадцать объектов, классы которых могут быть определены/ограничены с помощью этих методов.

Исторически сложилось, что детальные исследования природы источников как с использованием данных рентгеновских обсерваторий, так и данных, полученных в инфракрасном диапазоне длин волн, были изначально проведены для двух объектов – AX J1749.1–2733 и AX J1749.2–2725 (Карасев и др. 2008, 2010б). С них мы и начнем дальнейшее изложение.

4.2 Рентгеновские пульсары AX J1749.1–2733 и AX J1749.2–2725

Первый из этих объектов, AX J1749.1-2733, был открыт обсерваторией *ASCA* в 1996 г. (Сакано и др. 2002). Поскольку рентгеновский поток, наблюдавшийся от источника, был очень слабым, $(1.5 - 6) \times 10^{-12}$ эрг см⁻² с⁻¹ в диапазоне энергий 0.7 – 10 кэВ, точное восстановление его спектральных параметров было весьма затруднительно. Тем не менее Сакано и др. (2002) удалось выявить присутствие сильного внутреннего поглощения в двойной системе. В сентябре 2003 г. обсерватория *ИНТЕГРАЛ* зарегистрировала короткое (длительностью ~ 1 дня) увеличение интенсивности источника AX J1749.1-2733 до ~ 40 мКраб в диапазоне энергий 20-60 кэВ. Анализ архивных данных обсерватории *ИНТЕГРАЛ* показал, что в 2004-2011 гг. источник AX J1749.1-2733 время от времени значительно регистрировался во время отдельных наведений, однако величина рентгеновского потока от него не превышала 5 – 8 мКраб.

Второй источник – AX J1749.2-2725 – расположен в нескольких угловых минутах от AX J1749.1–2733 – это еще один сильно поглощенный ($N_H \sim 10^{23}$ см⁻²) рентгеновский объект, обнаруженный обсерваторией *ASCA* в марте 1995 года (Тории и др. 1998). Помимо поглощения в спектре, от этого источника были также зарегистрированы пульсации излучения с периодом ~ 220.4 с, в результате чего он был предположительно классифицирован как рентгеновский пульсар в массивной двойной системе.

Для уточнения координат исследуемых объектов были проведены их наблюдения обсерваториями *XMM-Newton* (в 2007 году) и *Chandra* (в 2008 году). Значительное улучшение точности локализации позволило провести оптическую идентификацию этих источников по данным инфракрасного прибора SOFI телескопа *NTT*, взятым из общедоступного архива ESO¹. Информация о технических характеристиках наблюдений (время, длительность, фильтры, разрешение и т.д.) приведена в работе Карасева и др. (2010б).

AX J1749.1–2733 – новый транзиентный рентгеновский пульсар

Временной анализ. Открытие пульсаций

На Рис.4.1(слева) показана периодограмма излучения источника AX J1749.1-2733, полученная по данным обсерватории *XMM-Newton* методом "наложения эпох" в диапазоне энергий 6-10 кэВ. Хорошо заметен значимый пик ($\sim 6\sigma$) распределения χ^2 вблизи периода ~ 132 с, свидетельствующий о наличии когерентного сигнала. Кроме того, по разные стороны от главного пика отмечается наличие пиков меньшей интенсивности на периодах ~ 66 с и ~ 198 с (значимость $\sim 3\sigma$), которые соответствуют полупериоду и полупериодам

¹<http://archive.eso.org/>

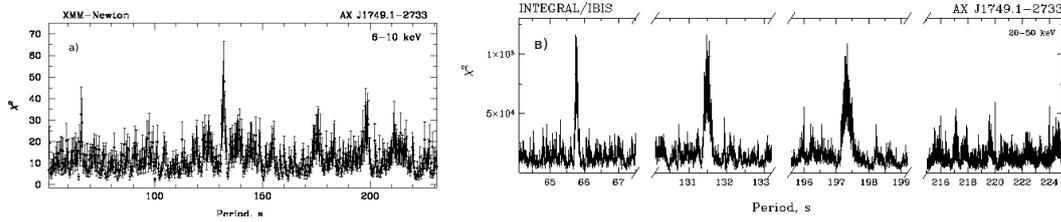


Рис. 4.1. Периодограммы излучения AX J1749.1-2733, полученные по данным обсерватории *XMM-Newton* (инструмент PN) в диапазоне энергий 6-10 кэВ (слева) и по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (телескоп *IBIS*) в диапазоне энергий 20-50 кэВ (справа).

Таблица 4.2. Периоды импульса, измеренные от источника AX J1749.1-2733

Дата	Обсерватория	Период импульса, с
Сент. 9, 2003	<i>ИНТЕГРАЛ</i>	$131.54 \pm 0.02, 65.77 \pm 0.01$
Март 31, 2007	<i>XMM-Newton</i>	$131.95 \pm 0.24, 66.05 \pm 0.15$

от 132 с, соответственно.

Анализ архивных данных телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, полученных во время вспышки 9 сентября 2003 г., позволил выявить пульсации рентгеновского потока от источника AX J1749.1-2733 с тем же периодом, что и в мягком рентгеновском диапазоне. На Рис.4.1(справа) показаны участки периодограммы излучения источника, полученные в диапазоне энергий 20-50 кэВ в окрестности периодов ~ 66 , ~ 132 , и ~ 198 с. Результаты обсерватории *ИНТЕГРАЛ* подтверждают приведенные выше результаты, полученные по данным обсерватории *XMM-Newton*. При этом необходимо отметить, что значимости ~ 66 и ~ 132 секундных пиков по данным *ИНТЕГРАЛ* приблизительно одинаковы и составляют $\sim 15 - 16\sigma$, что поднимает вопрос об истинной величине обнаруженного периода пульсаций.

В Таблице 4.2 приведены значения предполагаемых периодов по данным обеих обсерваторий. Ошибки (1σ) определялись на основании анализа большого числа сгенерированных кривых блеска (Лутовинов и др. 2012в; Болдин и др. 2013). На Рис.4.2 представлены результаты свертки кривых блеска источника, полученных по данным обсерваторий *XMM-Newton* и *ИНТЕГРАЛ*, с периодом ~ 132 с в диапазонах энергий 3-6, 6-10, 20-30, 30-40 и 40-60 кэВ; данные разных обсерваторий были свернуты с соответствующими периодами из таблицы 4.2. Из рисунка видно, что профиль импульса источника имеет явно выраженную двухпиковую структуру на всех энергиях, что приводит к появлению на периодограммах дополнительного пика вблизи периода ~ 66 с.

Чтобы определить, какой из периодов является истинным, нами был проведен следующий анализ: кривые блеска источника, полученные по данным

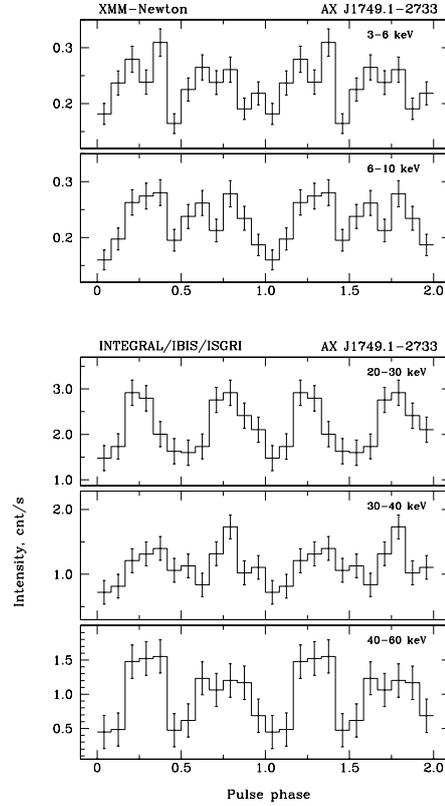


Рис. 4.2. Профили импульса источника AX J1749.1-2733 в диапазонах энергий 3-6, 6-10, 20-30, 30-40 и 40-60 кэВ, полученные по данным обсерваторий *XMM-Newton* (две верхние панели) и *ИНТЕГРАЛ* (три нижние панели). Ошибки соответствуют 1σ .

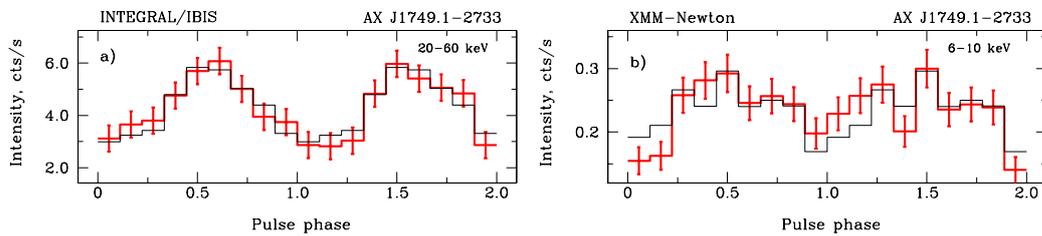


Рис. 4.3. (слева) Профиль импульса источника AX J1749.1-2733, полученный по данным прибора *IBIS/ИНТЕГРАЛ* и свернутый с двумя разными периодами – 131.54 с (красная толстая линия) и 65.77 с (показан дважды на рисунке, тонкая черная линия). (справа) Тоже самое, но по данным обсерватории *XMM-Newton* для периодов 131.95 с и 66.05 с, соответственно.

телескопа *IBIS* в диапазоне энергий 20–60 кэВ, были свернуты с периодами 131.54 с и 65.77 с (см. Таблицу 4.2) и далее полученные профили импульса сравнивались между собой (Рис.4.3, слева). Из рисунка видно, что между ними не существует значимого различия. По-видимому, это является следствием относительно низкой интенсивности излучения источника и, как следствие, больших неопределенностей в регистрируемой от него скорости счета. Для формализации этого теста был выбран простой критерий в виде $\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(X_i - \mu_i)^2}{\sigma_i^2}$, где X_i – скорость счета в i -ом бине свернутой с периодом ~ 132 с кривой блеска, μ_i – скорость счета в i -ом бине свернутой с ~ 66 с кривой блеска, которая в данном случае рассматривается как модельная кривая, σ_i – соответствующая неопределенность скорости счета в i -ом бине. Применение этого теста к данным телескопа *IBIS* дает величину $\chi^2 = 6.8$ для 9 степеней свободы, что означает – различие между экспериментальными данными и моделью несущественно. Этот результат отражает практически одинаковую значимость 66 и 132 секундных пиков на соответствующей периодограмме (Рис.4.1, справа).

Аналогичный анализ был проведен и для данных, полученных обсерваторией *XMM-Newton* в диапазоне энергий 6–10 кэВ. Кривая блеска источника была свернута с соответствующими периодами (см. Таблицу 4.2) и в результате было обнаружено, что разница между профилями импульса в этом энергетическом диапазоне существенно более значима (Рис.4.3, справа) и составляет $\chi^2 = 22$ для 9 степеней свободы, что соответствует вероятности $\sim 1\%$ что это различие случайно. Таким образом, основываясь на результатах анализа данных обсерватории *XMM-Newton* можно заключить, что период собственного вращения нейтронной звезды в системе AX J1749.1–2733, скорее всего, равен ≈ 132 с (Карасев и др. 2008), хотя для окончательного вывода необходимы дополнительные измерения с высокой точностью.

Спектральный анализ

Прежде всего необходимо отметить, что данные обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *XMM-Newton* были получены не только в разное время, но также при разном состоянии источника AX J1749.1–2733 – обсерватория *ИНТЕГРАЛ* наблюдала его во время вспышки, тогда как во время наблюдений обсерватории *XMM-Newton* источник, вероятнее всего, находился в спокойном состоянии.

Спектр источника, полученный по данным обсерватории *XMM-Newton*, хорошо описывается простой моделью степенного закона (1.1) с фотонным индексом $\Gamma = 1.17_{-0.06}^{+0.23}$ и поглощением $N_H = 21.1_{-1.3}^{+2.7} \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Соответствующий непоглощенный поток составляет $\sim 1.8 \times 10^{-11} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в диапазоне энергий 3 – 10 кэВ.

Ранее спектр источника в мягком рентгеновском диапазоне (2 – 10 кэВ) исследовался по данным телескопа *XRT* обсерватории *Swift* (Романо и др. 2007) и обсерватории *ASCA* (Сакано и др. 2002). В этих работах аппроксимация

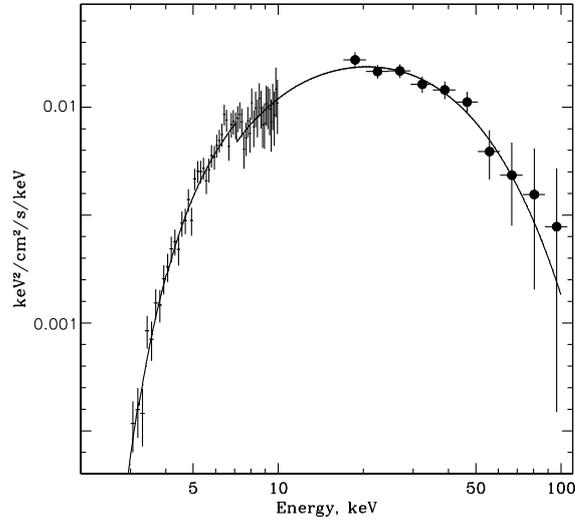


Рис. 4.4. Широкополосный энергетический спектр источника AX J1749.1-2733 в диапазоне энергий 3-100 кэВ; данные обсерваторий *XMM-Newton* и *ИНТЕГРАЛ* показаны крестиками и кружками, соответственно. Нормировка спектра, полученного по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, при моделировании была оставлена в качестве свободного параметра.

спектра также проводилась с использованием модели степенного закона с фотопоглощением. Полученные в них модельные оценки величины N_H хорошо согласуются с результатами нашего исследования, однако фотонный индекс Γ имеет несколько больший разброс, что может быть связано с вариациями формы спектра, подобным найденным во время вспышки (Гребенев, Сюняев 2007). С другой стороны, необходимо указать на присутствие существенных неопределенностей для величин фотонных индексов, определяемых по данным обсерваторий *Swift* и *ASCA* и поэтому, формально говоря, наши результаты лежат внутри соответствующих доверительных интервалов.

Приблизительная оценка величины межзвездного поглощения в направлении на источник по карте поглощения из работы Дикки, Локмана (1990) дает $N_H \simeq 1.63 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, что более чем на порядок меньше, чем полученное выше значение. Таким образом, на основании наших результатов, полученных по данным обсерватории *XMM-Newton*, а также более ранних оценок по данным обсерваторий *ASCA* и *Swift* можно сделать вывод о том, что AX J1749.1-2733 – сильнопоглощенная массивная двойная система с рентгеновским пульсаром.

Формальная совместная аппроксимация данных обсерваторий *XMM-Newton* и *ИНТЕГРАЛ* (нормировка данных последнего была оставлена в качестве свободного параметра) стандартной для рентгеновских пульсаров моделью степенного закона с завалом на высоких энергиях (Вайт и др. 1983) с

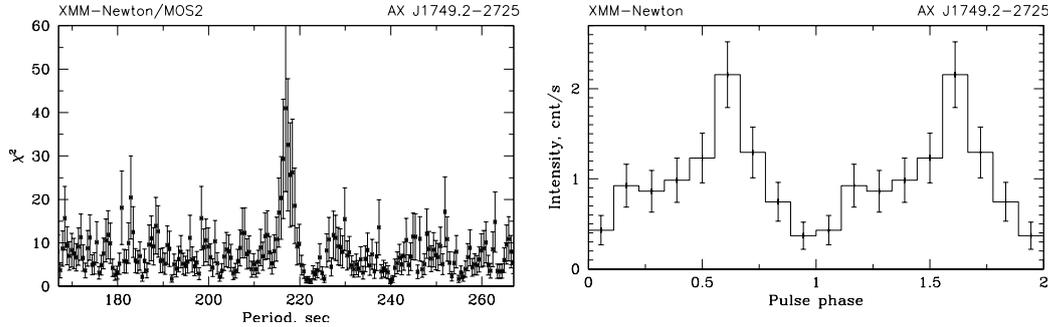


Рис. 4.5. Периодограмма (слева) и профиль импульса (справа) источника AX J1749.2–2725, восстановленные по данным обсерватории *XMM-Newton* в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ.

учетом фотопоглощения дает следующие значения: фотонный индекс $\Gamma = 1.03^{+0.18}_{-0.24}$, энергия слома $E_{cut} = 7.1^{+0.6}_{-0.9}$ кэВ, характерная энергия спада $E_{fold} = 19.8^{+1.9}_{-2.6}$ keV, поглощение $N_H = (20.2^{+1.0}_{-1.9}) \times 10^{22}$ см⁻² (Рис.4.4). Отметим, что несмотря на приблизительность и некоторую произвольность комбинации данных обсерваторий *XMM-Newton* и *ИНТЕГРАЛ* полученные значения являются весьма типичными для рентгеновских пульсаров (см. четвертую часть диссертации и статью Филипповой и др. 2005). Для указанной выше модели потоки от источника в диапазоне энергий 3 – 100 кэВ во время наблюдений обсерваториями *XMM-Newton* и *ИНТЕГРАЛ* отличаются примерно в 6 раз: $\sim 4.9 \times 10^{-11}$ эрг см⁻²с⁻¹ против $\sim 2.8 \times 10^{-10}$ эрг см⁻²с⁻¹, соответственно. Последнее значение, взятое из работы Гребенева, Сюняева (2007), было получено с использованием комбинации данных телескопов *JEM-X* и *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*.

Пульсар AX J1749.2–2725 в рентгеновских лучах

Во время наблюдения источника AX J1749.1–2733 обсерваторией *XMM-Newton* еще один рентгеновский пульсар AX J1749.2–2725 попал в ее поле зрения. Источник удалось идентифицировать по наличию пульсаций рентгеновского потока с периодом ~ 220 с, впервые обнаруженных от него по данным обсерватории *ASCA* (Тории и др. 1998). Периодограмма кривой блеска источника AX J1749.2–2725, полученная по данным обсерватории *XMM-Newton* в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ, представлена на Рис.4.5 (слева). Несмотря на то, что поток от источника был достаточно слабый, на ней хорошо заметен значимый пик вблизи периода ~ 220 с. Более точный анализ, аналогичный тому, что был проведен для источника AX J1749.1–2733, позволил измерить величину периода $P = 216.86 \pm 0.14$ с. Профиль импульса, свернутый с этим периодом, имеет выраженную однопиковую структуру (Рис.4.5, справа). Доля пульсирующего излучения в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ составляет $\sim 70\%$.

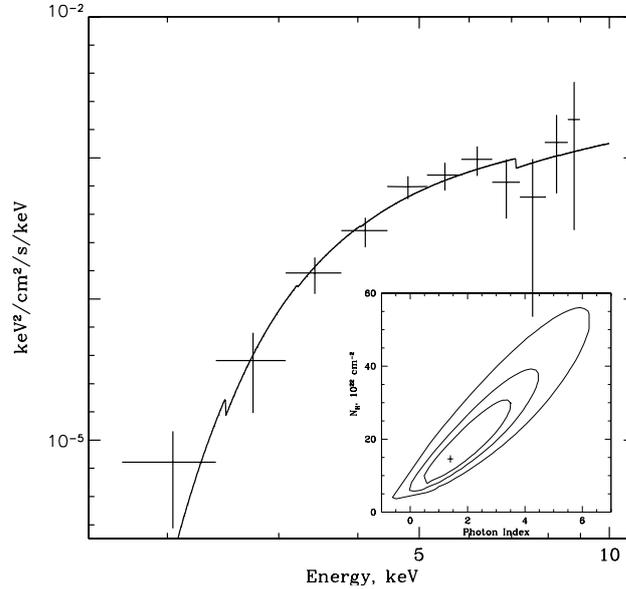


Рис. 4.6. Спектр источника AX J1749.2–2725, полученный по данным обсерватории *XMM-Newton* в марте 2007 г. Сплошная линия соответствует модели наилучшей аппроксимации. Доверительные контуры для предложенной модели показаны на вкладке.

Спектр источника AX J1749.2–2725 хорошо описывается моделью степенного закона с фотонным индексом $\Gamma = 1.41^{+0.75}_{-1.06}$ и фотопоглощением $N_H = 14.1^{+6.13}_{-7.96} \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ (Рис.4.6); непоглощенный поток в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ по данным обсерватории *XMM-Newton* составил $\sim 2.6 \times 10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Отметим, что измеренное значение оказывается на порядок меньше того, которое было зарегистрировано от источника обсерваторией *ASCA* в 1995 году (Тории и др. 1998). Тем не менее, параметры спектров источника, полученных по данным обсерваторий *XMM-Newton* и *ASCA*, хорошо согласуются между собой, а некоторое отличие между ними может объясняться присутствием значительных неопределенностей, связанных с тем, что поток от источника довольно слабый. Соответствующие доверительные контуры для фотонного индекса и поглощения показаны на Рис. 4.6(вставка). Величина N_H , полученная из аппроксимации спектра, значительно превышает величину, получаемую из стандартных карт (Дикки, Локман 1990; Шлегель и др. 1998) в направлении на источник, что является прямым указанием на присутствие в системе внутреннего поглощения.

Сравнение полученных результатов с результатами работ Сакано и др. (2002) и Тории и др. (1998) показывает, что вращение нейтронной звезды, входящей в систему AX J1749.2–2725, значительно ускорилось за 12 лет, а средний темп ускорения составил $\dot{P}/P \simeq -1.3 \times 10^{-3} \text{ год}^{-1}$. Используя

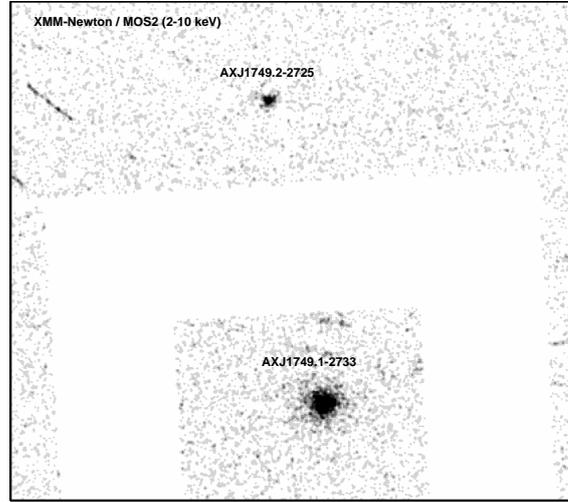


Рис. 4.7. Изображение неба в окрестности рентгеновских пульсаров AX J1749.2–2725 и AX J1749.1–2733, полученное по данным обсерватории *XMM-Newton* в диапазоне энергий 2-10 кэВ.

выражение для максимально возможного ускорения вращения нейтронной звезды за счет переноса момента при аккреции (Липунов и др. 1981), можно приблизительно оценить среднюю светимость источника, требуемую для обеспечения такого темпа изменения периода, $L_{X,2-100} \simeq 2.1 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} (здесь $L_{X,2-100}$ – рентгеновская светимость источника в диапазоне энергий 2 – 100 кэВ, рассматриваемая как болометрическая). С учетом коэффициента преобразования ~ 3 , полученного из анализа широкополосных спектров большого количества рентгеновских пульсаров (см. четвертую часть диссертации и статью Филипповой и др. 2005), можно приблизительно пересчитать светимость в диапазоне энергий 2 – 100 кэВ в светимость в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ – $L_{X,2-10} \simeq 7 \times 10^{34}$ эрг с^{-1} – и затем, зная поток от источника по данным обсерватории *XMM-Newton*, получить оценку расстояния до объекта $d \simeq 16$ кпк. Интересно отметить, что несмотря на сугубую приблизительность этой оценки, полученное значение хорошо согласуется с результатами определения расстояния до источника по данным инфракрасных наблюдений (см. ниже).

Оптическое отождествление рентгеновских пульсаров AX J1749.2–2725 и AX J1749.1–2733

Изображение области неба в диапазоне энергий 2–10 кэВ по данным обсерватории *XMM-Newton*, содержащее рентгеновские пульсары AX J1749.1–2733 и AX J1749.2–2725, показано на Рис.4.7. С помощью стандартной процедуры *eboxdetect*, входящей в состав программного пакета

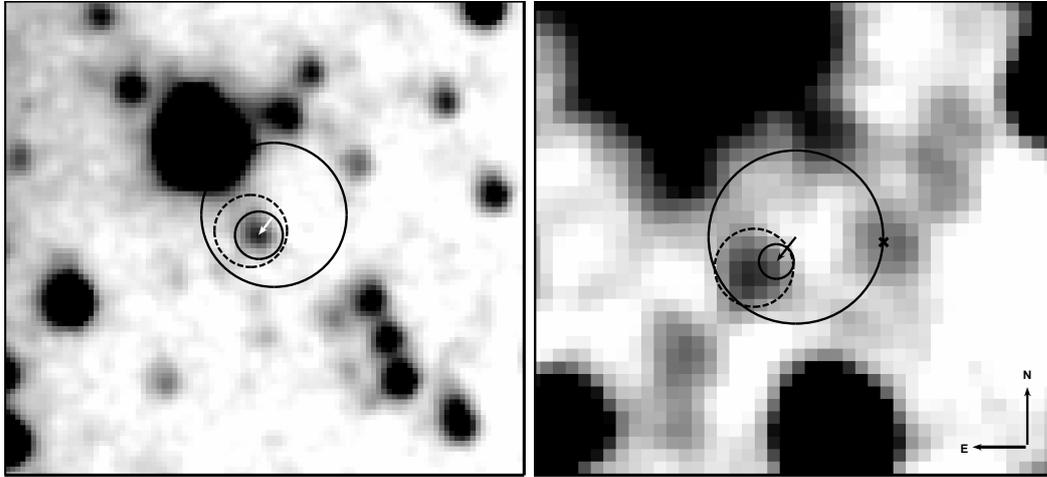


Рис. 4.8. Изображения неба в окрестностях рентгеновских пульсаров AX J1749.2–2725 (слева) и AX J1749.1–2733 (справа), полученные телескопом *SOFI/NTT* в диапазоне *Ks*. Большие кружки соответствуют стандартной (статистическая плюс систематическая) ошибке позиционирования наблюдений *XMM-Newton/MOS2*. Стрелки показывают направление и величину предлагаемого систематического сдвига изображения неба, полученного по данным обсерватории *XMM-Newton*, относительно соответствующих инфракрасных изображений. Маленький кружок показывает величину только статистической неопределенности измерений по данным обсерватории *XMM-Newton* после применения соответствующего систематического сдвига. Пунктирные кружки показывают величину абсолютной точности позиционирования исследуемых источников обсерваторией *Chandra*. Положение звезды, предложенной в работе Цуриты Хераса, Шати (2008) в качестве компаньона для источника AX J1749.1–2733, отмечено крестиком (правая панель).

SAS, были определены координаты обоих объектов, при этом статистические ошибки на локализации источников составили $0.4''$ и $0.7''$ для AX J1749.1–2733 и AX J1749.2–2725, соответственно. Однако согласно данным калибровок² систематическая ошибка наведения обсерватории *XMM-Newton*, связанная с конечной точностью ее позиционирования по звездным датчикам, может существенно превышать статистическую и достигать $\sim 2''$. Обычно, чтобы минимизировать эту неопределенность, используют источники, попадающие в поле зрения прибора вместе с исследуемым и имеющие хорошо известные оптические компаньоны. В нашем случае таких объектов в поле зрения не было и систематическая ошибка не может быть определена описанным выше способом. Однако справедливо предположить, что так как источники расположены близко друг к другу и достаточно далеко от края поля зрения (где

²<http://xmm2.esac.esa.int/external/>

Таблица 4.3. Инфракрасные величины компаньонов для пульсаров

Диапазон	AX J1749.2–2725	AX J1749.1–2733
<i>J</i>	18.58 ± 0.21	> 18.7
<i>H</i>	16.57 ± 0.07	17.43 ± 0.14
<i>Ks</i>	14.95 ± 0.05	15.18 ± 0.03

сильны искажения) систематическая ошибка для них должна быть одинаковой.

Изображения участков неба в окрестностях исследуемых пульсаров, полученные с помощью инструмента *SOFI/NTT* в диапазоне *Ks*, показаны на Рис. 4.8. Хорошо видно, что в радиус ошибки на положение, определенной по данным обсерватории *XMM-Newton* для источника AX J1749.2–2725, попадает только одна звезда, расположенная менее чем в $1''$ от центра локализации (Рис. 4.8, слева). Это делает разумным предположение о том, что именно эта звезда является оптическим компаньоном пульсара AX J1749.2–2725, а разница в положениях между ними соответствует величине систематической ошибки наведения обсерватории *XMM-Newton*.

Для второго источника, AX J1749.1–2733, нет такой определенности в выборе компаньона: внутрь области локализации этого объекта попадают две звезды (Рис. 4.8, справа). Первая расположена достаточно близко к центру локализации, а вторая – на краю круга ошибок (Рис. 4.8, справа, показана крестиком). Однако коррекция систематического сдвига посредством сопоставления центроидов источника AX J1749.2–2725 в рентгеновском и оптическом диапазонах (см. выше и Рис. 4.8, стрелки) убирает эту неопределенность и однозначно указывает на первую звезду, как на оптический компаньон системы AX J1749.1–2733. Следует заметить, что систематическая ошибка, связанная с возможным поворотом поля зрения, пренебрежимо мала³.

Для подтверждения полученных выше результатов были использованы предварительно обработанные данные наблюдений рентгеновских пульсаров AX J1749.1–2733 и AX J1749.2–2725 обсерваторией *Chandra*. Пунктирными окружностями на рис. 4.8 показаны величины абсолютной астрометрической ошибки на координаты этих пульсаров, определяемой из наблюдений обсерватории *Chandra*. Неопределенность в обоих случаях составляет около $1''$ и она, преимущественно, систематическая. Из рисунка видно, что локализации источников, полученные по данным обсерватории *Chandra*, полностью подтверждают правильность выбора оптических компаньонов исследуемых пульсаров, сделанного по данным обсерватории *XMM-Newton*. В результате координаты оптических компаньонов объектов AX J1749.2–2725 и AX J1749.1–2733 и, следовательно, самих пульсаров могут быть определены как: RA, Dec: $17^h 49^m 12^s.41$, $-27^\circ 25' 38''$ (неопределенность $\sim 0.1''$) и $17^h 49^m 06^s.94$, $-27^\circ 32' 32''$ (неопределенность $\sim 0.2''$), соответственно.

Величины оптических компаньонов в фильтрах *JHKs*, полученные по

³<http://xmm2.esac.esa.int/external/>

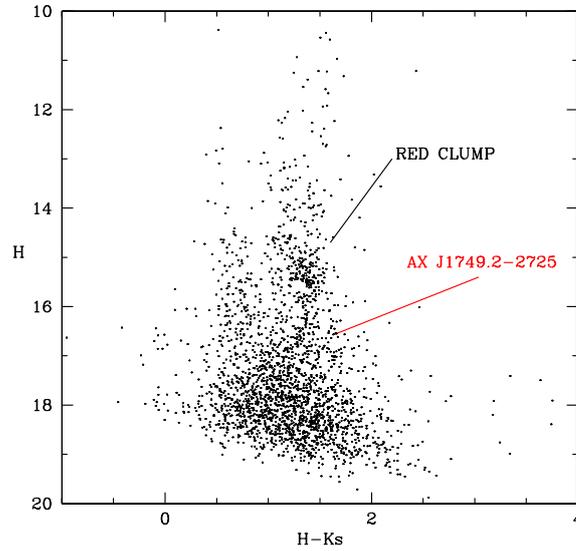


Рис. 4.9. Диаграмма цвет-видимая величина, построенная для звезд в окрестностях ($1' \times 2'$) источника AX J1749.2–2725 по данным наблюдений инструмента *SOFI/NTT*.

данным инструмента *SOFI/NTT* приведены в Таблице 4.3.

Оценка спектрального класса звезд компаньонов и расстояния до систем

Используя метод, описанный в параграфе 3.5, и данные, полученные с помощью инструмента *SOFI/NTT* в фильтрах *H* и *K_s*, были построены диаграммы 'цвет-видимая величина' для всех звезд, попадающих в области размером $1' \times 2'$ в окрестностях исследуемых пульсаров (см. Рис. 4.9 для AX J1749.2–2725). На диаграмме хорошо видна ветка красных гигантов балджа, а также область гигантов красного сгущения. Пользуясь описанной выше техникой, можно оценить величину поглощения до Галактического центра как $A_{K_s} = 0.84 \pm 0.16$ и $A_{K_s} = 0.57 \pm 0.14$ для полей в окрестностях источников AX J1749.2–2725 и AX J1749.1–2733, соответственно.

Закон поглощения, определенный по положению гигантов красного сгущения для этих полей $A_H/E(H - K) = 1.67 \pm 0.12$, демонстрирует существенное отличие от стандартного $A_H/E(H - K) = 2.75$. Используя описанную выше методику, сначала определяем границы применимости стандартного и нестандартного законов поглощения и затем устанавливаем звездами каких классов, вероятнее всего, являются компаньоны источников AX J1749.2–2725 и AX J1749.1–2733 и на каком расстоянии при этом они находятся.

Как и раньше, диаграмма (Рис. 4.10, левая панель) демонстрирует

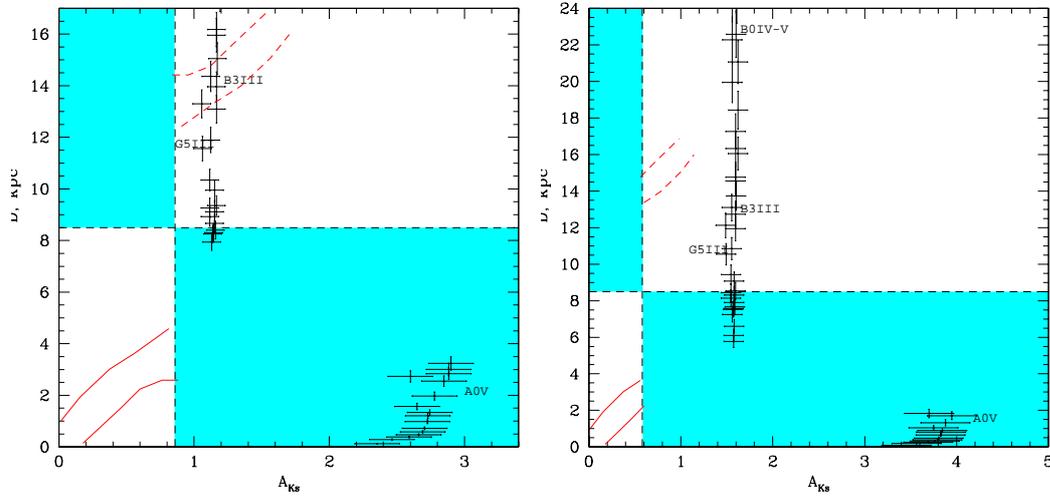


Рис. 4.10. Диаграмма 'поглощение в фильтре H – расстояние', показывающая каким образом должны быть локализованы звезды разных типов и с каким поглощением, чтобы соответствовать наблюдаемым величинам компаньонов источников в фильтрах H и K_s : AX J1749.2–2725 – левая панель, AX J1749.1–2733 – правая панель. Пунктирные вертикальная и горизонтальная линии показывают величину поглощения и расстояние до центра Галактики. Красные линии показывают границы зависимости межзвездного поглощения от расстояния согласно работы Маршалла и др. (2006). Потенциально возможные классы оптических компаньонов лежат в белых областях диаграммы.

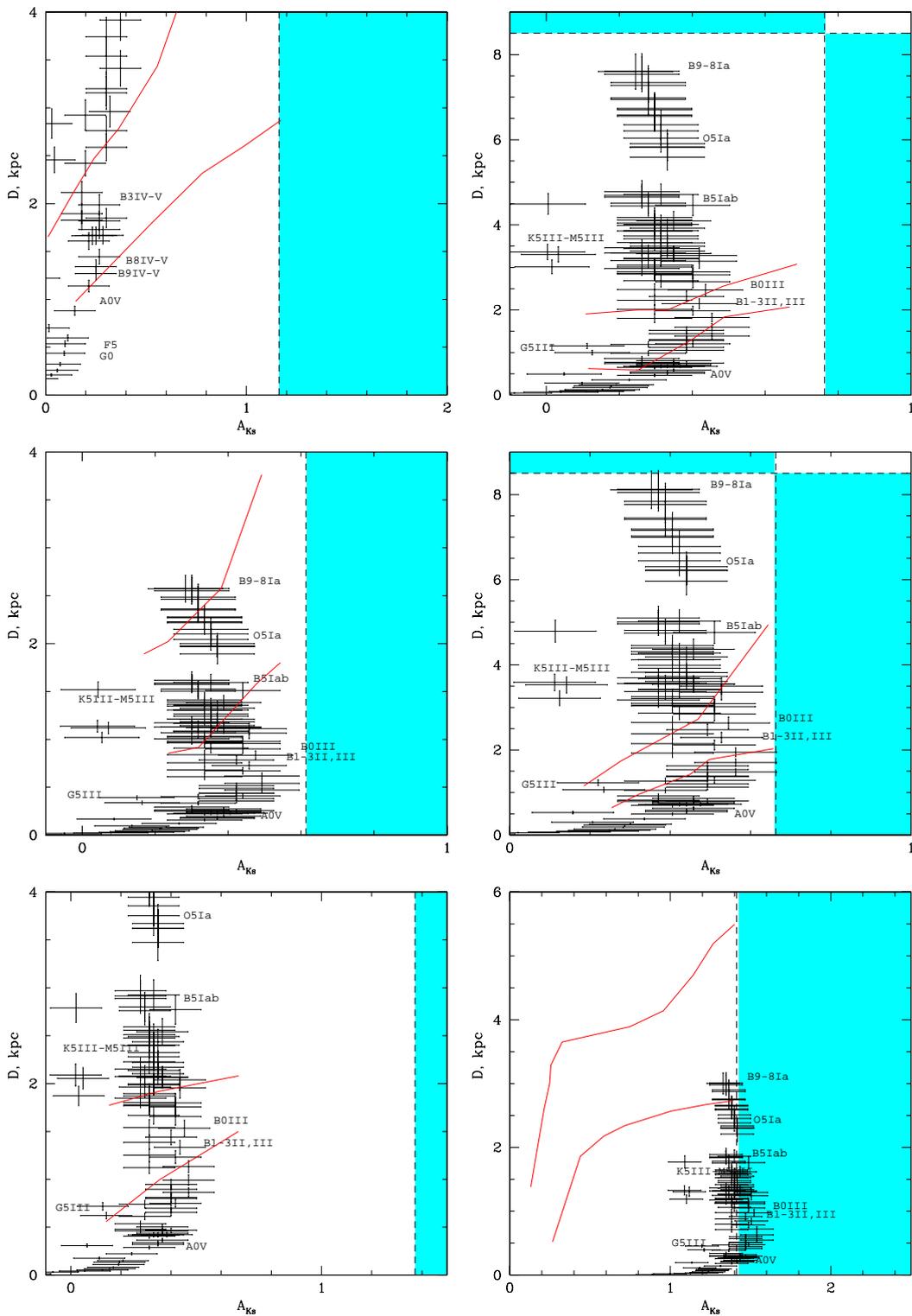
возможность того, что звезда некоторого класса может быть оптическим компаньоном источника AX J1749.2–2725. В отличие от обсуждавшихся ранее источников IGR J17391–3021 и IGR J17544–2619, для рассматриваемого объекта возможные оптические компаньоны делятся на два класса – для которых может быть применим стандартный закон и для которых нет. Из диаграммы видно, что источник AX J1749.2–2725, вероятнее всего, расположен позади центра Галактики и имеет массивный оптический компаньон. Используя выдвинутое ранее предположение о симметрии поглощения в галактическом диске, можно приблизительно ограничить тип звезды-компаньона в этой системе как B1–3III и расстояние до нее 13–15 кпс. Интересно отметить, что эти величины хорошо согласуются с полученными ранее оценками на расстояние до системы из темпа ускорения периода вращения нейтронной звезды в двойной системе.

Применяя те же рассуждения для пульсара AX J1749.1–2733 можно заключить, что этот источник также расположен за Галактическим Центром и его оптическим компаньоном, скорее всего, является звезда класса B, находящаяся на расстоянии $\sim 18 - 21$ кпс (Рис. 4.10). Таким образом, оба источника расположены позади центра Галактики, скорее всего, в дальних спиральных рукавах.

4.3 Другие источники в направлении Галактического Центра, предварительные результаты отождествлений

Оставшиеся 11 источников были единообразно проанализированы описанным выше способом и для 10 из них получены диаграммы поглощение-расстояние. Для источника AX J173548–3207 не удалось определить положение гигантов красного сгущения, поэтому для него приведены только результаты фотометрического анализа, проведенного по данным обзора VVV. Для остальных десяти источников диаграммы показаны на Рис.4.11, а соответствующие инфракрасные величины, предварительные оценки класса объекта и расстояния приведены в Таблице 4.4.

Необходимо сказать, что несмотря на сугубую предварительность полученных оценок, классы некоторых из рассмотренных объектов косвенно подтверждаются измерениями в других диапазонах длин волн. В частности, рентгеновские свойства источника IGR J17354–3255 – сильное фотопоглощение в спектре, короткие вспышки излучения, во время которых поток от источника увеличивается в несколько сотен раз, – оказываются характерными для быстрых рентгеновских транзиентов в двойных системах со сверхгигантами. Согласно полученным нами оценкам, звезда-компаньон в этой системе, скорее всего, действительно является сверхгигантом (Рис.4.11). Точный класс звезды и расстояние до нее определить в рамках используемого метода невозможно, так как все возможные типы звезд-компаньонов лежат на диаграмме приблизительно в одном и том же месте по поглощению, а карты из работы Маршалла и др. (2006), как было показано выше, для внутренних областей Галактики имеют большую неопределенность. На основании имеющихся данных мы можем лишь предположить, что скорее всего, класс звезды-компаньона в системе IGR J17354–3255 лежит в пределах В0.5–В9Ia, а расстояние до системы составляет 8.5-10 кпс, т.е., возможно, она находится в галактическом балдже. Для окончательных выводов необходимы спектроскопические измерения в инфракрасном диапазоне длин волн.



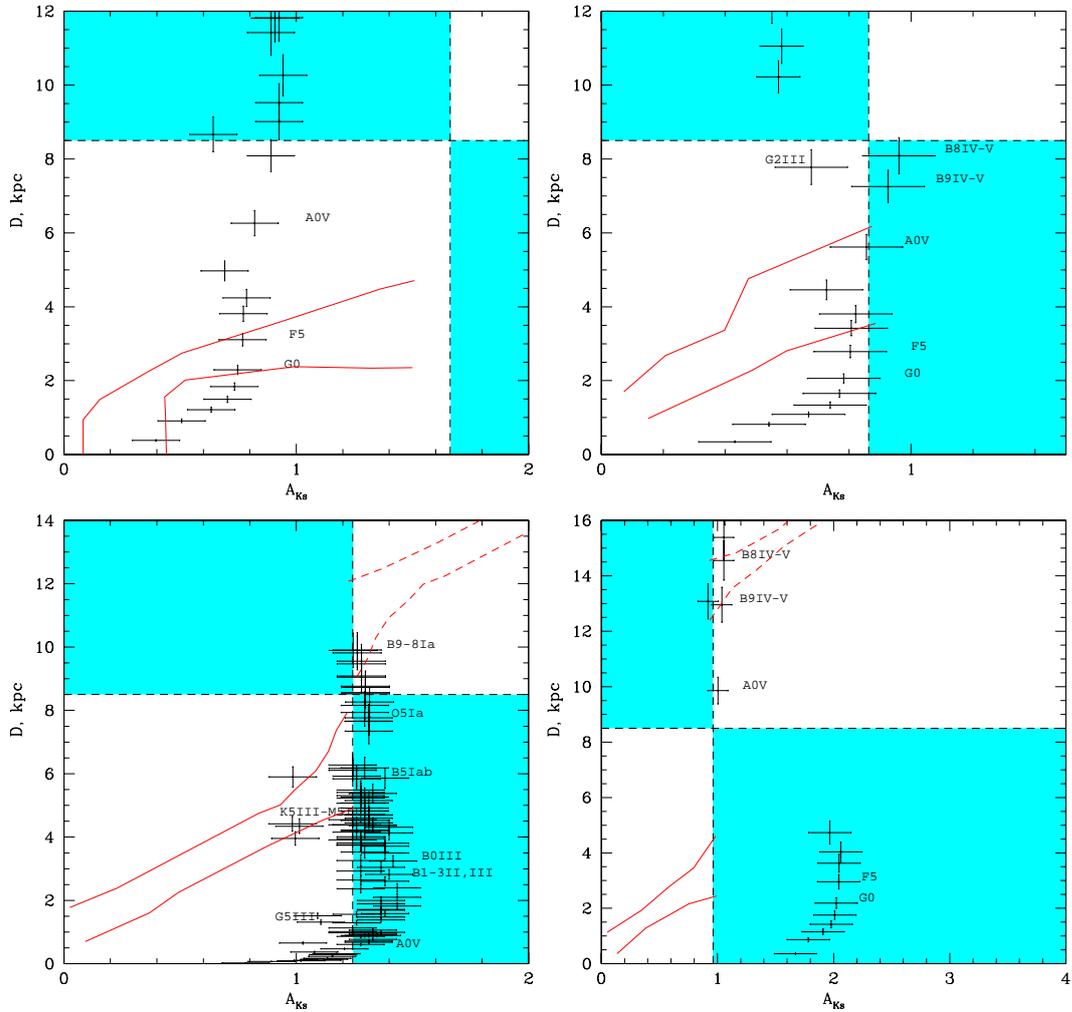


Рис. 4.11. Диаграмма 'поглощение в фильтре H – расстояние', показывающая каким образом должны быть локализованы звезды различных типов и с каким поглощением, чтобы описать наблюдаемые величины компаньонов источников в фильтрах H и Ks для источников их Таблицы 4.4. Красные линии показывают границы зависимости межзвездного поглощения от расстояния согласно работы Маршалла и др. (2006). Пунктирные вертикальная и горизонтальная линии показывает величину поглощения и расстояние до центра Галактики. Потенциально возможные классы оптических компаньонов лежат в белых областях диаграммы.

Таблица 4.4. Инфракрасные величины, оценки класса объекта и расстояния до него для 11 источников

Имя источника	J	H	K_s	Закон	Предполагаемый класс	Комментарий
AX J173548–3207	14.561 ± 0.007	14.319 ± 0.018	15.379 ± 0.060			VVV
AX J173628–3141	11.034 ± 0.027	10.680 ± 0.037	10.567 ± 0.054		гигант	UKIDSS
AX J1740.5–2937	9.313 ± 0.024	8.859 ± 0.032	8.699 ± 0.029		гигант	2MASS
AX J1739.5–2910	7.209 ± 0.021	6.566 ± 0.040	6.384 ± 0.020		гигант	2MASS
AX J1740.4–2856	9.879 ± 0.037	9.171 ± 0.046	8.949 ± 0.034		М-карлик?*	2MASS
AX J1743.9–2846	8.535 ± 0.024	7.858 ± 0.055	7.681 ± 0.027		гигант	2MASS
AX J1748.3–2854	10.094 ± 0.022	8.548 ± 0.031	7.767 ± 0.027		sg	UKIDSS
AX J1747.0–2828	16.97 ± 0.02	15.95 ± 0.02	15.54 ± 0.03		G0-F5	UKIDSS
AX J175404–2553	16.70 ± 0.03	15.85 ± 0.03	15.35 ± 0.05		A0-B8V	UKIDSS
IGR J17354–3255	12.509 ± 0.049	10.993 ± 0.038	10.272 ± 0.032		sg	2MASS
IGR J17427–3018	19.936 ± 0.228	17.915 ± 0.083	16.667 ± 0.080		B8IV-V	VVV

* – согласно предварительным данным спектроскопических наблюдений

Заключение к первой части

В первой части диссертации представлены результаты наблюдений Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, открытия новых источников жесткого рентгеновского излучения, определения природы обнаруженных объектов и поиска среди них массивных рентгеновских двойных систем. В частности:

- Наблюдения плоскости Галактики обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* позволили открыть около сотни новых галактических источников рентгеновского излучения, по результатам временного и спектрального анализа определить характеристики их излучения, в частности, открыть пульсации от нескольких объектов, обнаружить сильное внутреннее поглощение в двойных системах, сделать предварительные заключения или выдвинуть предположения о природе этих объектов;
- Используя данные инструментов и обсерваторий, работающих в мягком рентгеновском диапазоне энергий, оптические и инфракрасные каталоги, а также результаты фотометрических и спектроскопических наблюдений, проводившихся в рамках программы отождествления жестких рентгеновских источников на телескопах *БТА* (САО РАН), *РТТ-150*, *АЗТ-ЗЗИК* (ИСЗФ СО РАН), установлена природа более двадцати объектов. Показано, что из более чем сорока исследованных источников семь являются массивными рентгеновскими двойными системами или кандидатами в такие объекты;
- Отработана методика оценки межзвездного поглощения и закона его изменения в направлении на центр Галактики. Эта методика была предложена для определения классов рентгеновских объектов, расположенных в этом направлении, и оценки расстояния до них. Сравнение полученных с ее помощью результатов с результатами спектроскопических измерений классов известных рентгеновских источников, показало их хорошее согласие. По результатам проведенных исследований были обнаружены массивные рентгеновские двойные системы, расположенные позади Галактического Центра на расстояниях 13-18 кпс.

Таким образом, в результате глубокого обзора Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* и последующих наблюдений в разных диапазонах длин волн было обнаружено более трех десятков новых массивных рентгеновских двойных систем, в том числе относящихся к новым подклассам НМХВс, – сильнопоглощенным источникам и SFXTs. Это позволило, с свою очередь, построить статистически полную выборку массивных рентгеновских двойных систем в Галактике и провести исследование их глобальных свойств.

Часть II

Глобальные свойства популяции массивных рентгеновских двойных систем в Галактике

Введение

В первой части диссертации были представлены результаты обзора Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в 2003-2011 гг, в результате которых были открыты около сотни новых галактических рентгеновских источников, а также новые популяции таких объектов, в первую очередь, среди массивных рентгеновских двойных систем. По данным космических и наземных обсерваторий были проведены отождествления обнаруженных источников в мягком рентгеновском, оптическом и инфракрасном диапазонах длин волн, определена их природа, проведен поиск массивных рентгеновских двойных систем и определены их временные и спектральные характеристики.

Вторая часть диссертации посвящена рассмотрению вопросов, связанных с глобальными свойствами популяции массивных рентгеновских двойных систем, как целого, – исследованию пространственного распределения таких объектов в Галактике, его связи с областями звездообразования и темпом звездообразования; построению модели, способной объяснить как наблюдаемые характеристики НМХВс в целом, так и свойства отдельных подклассов этих объектов; исследованию функции светимости НМХВс в максимально широком диапазоне, предсказанию общего количества НМХВс в Галактике и т.д. Изложение материала построено в соответствии с тем, как проводились наблюдения обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, как накапливалась экспозиция – от изучения внутренних (центральных) областей Галактики к обобщению и развитию полученных результатов на всю Галактику.

Глава 5

Распределение массивных рентгеновских двойных систем по галактической долготе

Как было отмечено в первой части диссертации, уже первые наблюдения центральных областей Галактики привели к открытию более десятка новых источников рентгеновского излучения, большинство из которых оказались массивными двойными системами. К концу 2004 года общая экспозиция наблюдений этой области Галактики составила более 5 Мсек, что позволило нам получить однородную по потоку выборку массивных рентгеновских двойных систем в области Галактики с координатами $325^\circ < l < 50^\circ$ и провести первые исследования как индивидуальных свойств этих объектов, так и их пространственного распределения (Лутовинов и др. 2005a). Некоторые из полученных результатов были изложены в первой части диссертации (в основном, это касалось свойств отдельных объектов), здесь же остановимся более подробно на их пространственном распределении.

Всего в области Галактической плоскости с координатами $325^\circ < l < 50^\circ$ на конец 2004 года обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* было зарегистрировано 23 массивных рентгеновских двойных системы или кандидатов в такие источники. Их распределение вдоль галактической плоскости показано на Рис. 5.1 (слева) в сравнении с распределением маломассивных рентгеновских двойных систем. Видно, что оба распределения отличаются друг от друга – LMXBs концентрируются к центру Галактики, а HMXBs имеют максимумы распределения в направлении спиральных рукавов, – как это было ранее показано в работе Гримма и др. (2002; см. также Рис. 6).

Для лучшей визуализации полученного распределения массивных рентгеновских двойных систем мы построили его в сравнении со спиральной структурой Галактики (Рис. 5.1, справа). Плотность источников показана серым цветом – чем темнее сектор, тем больше HMXBs регистрируется в этом направлении. Спиральная структура, определенная из оптических и

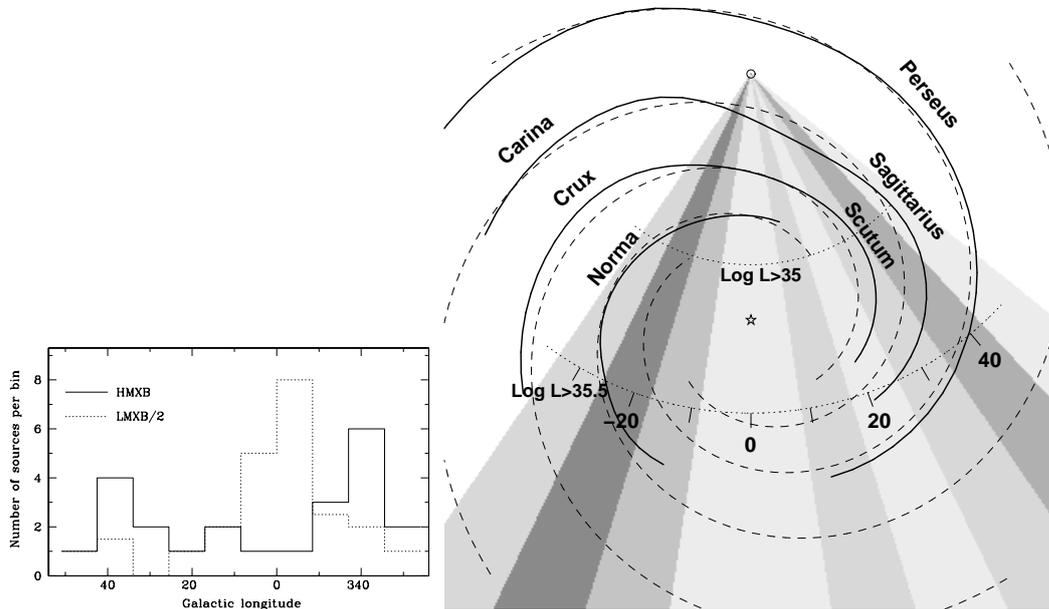


Рис. 5.1. (слева) Распределение массивных (HMXBs) и маломассивных (LMXBs) рентгеновских двойных систем по галактической долготе во внутренней части Галактики, полученное по результатам первых наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Количество LMXBs разделено на 2 для удобства восприятия. (справа) Вид нашей Галактики с оси. Распределение массивных рентгеновских двойных систем показано масштабированием серого цвета. Расстояние от Солнца (кружок) до центра Галактики (звездочка) принято равным 8.5 кпк. Подписаны названия спиральных рукавов.

радионаблюдений областей ионизированного водорода III (Тейлор, Кордес 1993), показана толстыми сплошными линиями. Пунктирные круги с центром на Солнце показывают максимальные расстояния, на которых предел чувствительности в 1.5 мКраб, достигнутый обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* к концу 2004 г., позволяет обнаруживать рентгеновские источники со светимостями $L_x = 10^{35}$ эрг s^{-1} и $L_x = 10^{35.5}$ эрг s^{-1} .

Наблюдаемая корреляция распределения популяции массивных рентгеновских двойных систем с галактическими спиральными рукавами более или менее естественна, потому что такие системы представляют собой молодое население Галактики. Они намного моложе, чем маломассивные рентгеновские двойные системы, и поэтому должны быть связаны с областями недавнего звездообразования, которыми и являются спиральные рукава. Однако детальное сравнение распределения плотности массивных двойных систем со спиральной структурой Галактики показывает, что описанная корреляция не является точной. Например, максимум в их угловом распределении не совпадает с положением касательной к спиральному рукаву в созвездии

Наугольника (Norma); повышенная плотность массивных двойных систем в направлении рукавов в созвездиях Щита (Scutum) и Стрельца (Sagittarius) также не совпадает с касательными к этим рукавам.

Можно предложить несколько гипотез для объяснения наблюдаемого распределения плотности НМХВс. Прежде всего, расстояния до большинства источников и их точное положение относительно спиральных рукавов известны с определенными погрешностями (см. ниже). Поэтому повышенная плотность НМХВс могла бы быть вызвана, например, некоторыми неоднородностями в их распределении по рукаву Norma, а именно, в его самой близкой части (~ 5 кпк от Солнца, Рис. 5.1).

Однако более вероятно, что наблюдаемое смещение максимумов распределения массивных двойных систем по отношению к спиральным рукавам реально и имеет вполне определенное физическое объяснение.

Массивные рентгеновские двойные системы не могут образоваться сразу же после начала процессов звездообразования. Чтобы в системе появился компактный объект, например нейтронная звезда, один из компаньонов обычной массивной двойной системы должен проэволюционировать и сколлапсировать. Из теории звездной эволюции известно, что временной масштаб такой эволюции может составлять от нескольких до нескольких десятков миллионов лет. Поэтому современная область повышенного звездообразования не обязательно должна содержать множество массивных рентгеновских двойных вследствие динамики самих таких областей. И наблюдения поддерживают такую точку зрения – в частности, в галактических молекулярных облаках с очень интенсивным звездообразованием есть много молодых горячих звезд, слабо излучающих в рентгеновском диапазоне, но отсутствуют массивные рентгеновские двойные системы (см., например, Фейгельсон и др. 2003, Накаджима и др. 2003). Кроме того, небольшое смещение популяции массивных рентгеновских двойных систем относительно текущего положения спиральных рукавов и областей H_α , подобное тому, что регистрируется обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в нашей Галактике, было обнаружено по результатам наблюдений галактики М83 обсерваторией *Chandra* (см. Рис. 17 из работы Сория, Ву 2003).

Штыковский, Гильфанов (2005а) на примере соседней галактики Большое Магелланово Облако показали, что популяция массивных рентгеновских двойных систем не обязательно коррелирует с современными областями повышенного звездообразования. Они предположили, что это может быть связано с временным промежутком между эпохой начального звездообразования и эпохой массивных рентгеновских двойных систем. Такая задержка определяется, главным образом, звездной эволюцией и временем, необходимым для двойной системы с компактным объектом чтобы стать источником рентгеновских лучей, которое может составлять $\simeq (1 - 2) \times 10^7$ лет (Штыковский, Гильфанов 2005а).

Подобная гипотеза может объяснить наблюдаемое распределение массивных рентгеновских двойных систем во внутренней части нашей Галактики. В галактическом диске повышенное звездообразование, как полагают, вызвано

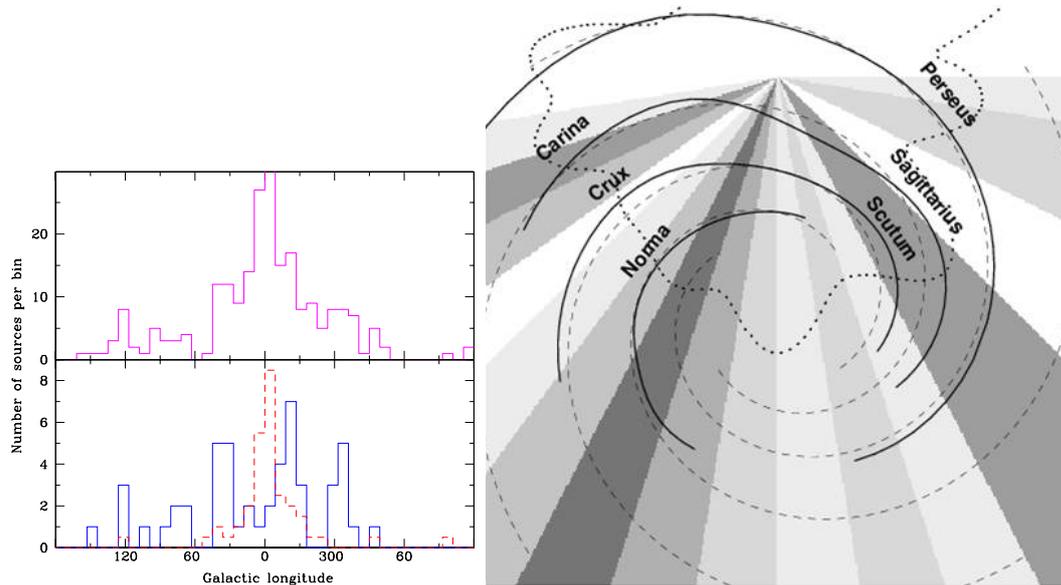


Рис. 5.2. Распределение всех зарегистрированных вблизи галактической плоскости ($|b| < 5^\circ$) источников (слева сверху), массивных (синяя сплошная гистограмма) и маломассивных (красная штриховая гистограмма) рентгеновских двойных систем (слева внизу) по галактической долготе во всей Галактике. Количество LMXBs разделено на 2. (справа) Вид Галактики с оси. Распределение массивных рентгеновских двойных систем показано масштабированием серого цвета. Пунктирная линия показывает чувствительность проведенных к июню 2006 года наблюдений для светимости $L_x = 10^{35}$ эрг с^{-1} . Остальные обозначения такие же как и на Рис. 5.1.

спиральными волнами плотности, т.е. спиральными рукавами (см., например, Лин и др. 1969). Эта спиральная структура вращается с угловыми скоростями от $\Omega \sim 20 \text{ Gyр}^{-1}$ до $\Omega \sim 60 \text{ Gyр}^{-1}$, в зависимости от галактоцентрического расстояния (Биззантц и др. 2003). Считается, что внутренняя часть спиральной галактической структуры (которая вращается со скоростью $\Omega \sim 60 \text{ Gyр}^{-1}$) находится в состоянии коротации со звездами Галактики на расстоянии ~ 3.4 кпк (которое примерно соответствует расстоянию от центра Галактики до спирального рукава Norma). За время жизни массивных звезд и звезд средней массы, эволюция которых может привести к образованию массивных рентгеновских двойных систем (см., например, Тутуков, Юнгельсон 1973, 1993; Массевич и др. 1976), спиральные рукава значительно изменяют свое положение относительно Солнца, и поэтому текущее положение касательных к спиральным рукавам будет смещено относительно максимумов плотности распределения массивных рентгеновских двойных систем. Оценки показывают, что внутренняя часть спирального рукава Norma находилась в положении повышенной плотности массивных рентгеновских двойных систем, наблюдаемой

сейчас, приблизительно $\sim 15-20$ млн. лет назад. Эти предположения и выдвинутая гипотеза впоследствии были подтверждены модельными расчетами, сделанными Штыковским, Гильфановым (2007).

Продолжение наблюдательной программы обсерватории *ИНТЕГРАЛ* и интенсивные наблюдения до этого слабо изученных областей галактической плоскости (см., например, Ревнивцев и др. 2006) уже к 2006 году позволили зарегистрировать на небе около 400 источников рентгеновского излучения, из которых около 140 были открыты обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*. Такое значительное увеличение количества известных объектов, в том числе и массивных рентгеновских двойных систем, позволило распространить наши исследования на всю Галактику (Лутовинов и др. 2007). Как и ранее, на Рис. 5.2(слева) показано распределение массивных рентгеновских двойных систем вдоль галактической плоскости в сравнении с распределением маломассивных систем.

Видно, что подавляющее большинство маломассивных рентгеновских двойных систем находится в балдже Галактики, в то время как массивные рентгеновские двойные системы концентрируются к спиральным рукавам. Для того, чтобы количественно продемонстрировать, что оба распределения значительно отличаются, мы применили тест Колмогорова-Смирнова и показали, что вероятность того, что распределение НМХВс вдоль галактической плоскости отличается от равномерного и от соответствующего распределения ЛМХВс, составляет в обоих случаях $> 99.9\%$ (Лутовинов и др. 2007).

Как и для центральной области Галактики, для лучшей визуализации полученного распределения НМХВс и его сравнения со спиральной структурой Галактики, на Рис. 5.2(справа) показан вид Галактики с оси. Из рисунка следует, что картина, полученная ранее для внутренней части Галактики, и соответствующие выводы стали более ярко выраженными и могут быть обобщены на всю Галактику – *максимумы распределения массивных рентгеновских двойных систем не совпадают с направлениями касательных к спиральным рукавам*. Возможная причина этого обсуждалась выше.

Глава 6

Массивные рентгеновские двойные системы в девятилетнем обзоре обсерватории ИНТЕГРАЛ

Типичная чувствительность девятилетнего обзора Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* составляет $\simeq 10^{-11}$ эрг см⁻² с⁻¹ в диапазоне энергий 17-60 кэВ. Это позволяет уверенно регистрировать все источники со светимостями $\gtrsim 10^{35}$ эрг с⁻¹ на расстоянии $\lesssim 9$ кпс от Солнца (т.е. приблизительно в половине Галактики) и со светимостями $\gtrsim 5 \times 10^{35}$ эрг с⁻¹ на расстоянии $\lesssim 20$ кпс (т.е. во всей Галактике).

Помимо высокой чувствительности, еще одним преимуществом обзора Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* является многократные повторяющиеся наблюдения всех областей Галактики, т.е. виртуально, всех галактических источников. В течение всего обзора все области Галактики наблюдались десятки раз, что позволило проследить поведение большинства источников на масштабах времени от нескольких часов до нескольких лет. Такое мониторинговое наблюдение оказывается тем более важным, что основной целью нашей работы являлось понимание свойств популяции массивных рентгеновских двойных систем, которые регистрируются (или могут быть зарегистрированы) в текущих или будущих обзорах как нашей, так и других галактик. Транзиентные массивные рентгеновские двойные системы имеют довольно короткие периоды времени, когда их можно наблюдать, поэтому их количество среди всех массивных рентгеновских двойных систем, регистрируемых на изображениях галактик с относительно короткими экспозициями (так называемые snapshot observations), будет сильно зависеть от общего количества таких систем (в частности, таких известных объектов в нашей Галактике не очень много, см., например, Лиу и др. 2006). Поэтому в настоящем исследовании основное внимание было сконцентрировано на источниках постоянного излучения.

6.1 Выборка по потоку и ее полнота

Прежде чем приступить к изучению физических и статистических свойств популяции массивных рентгеновских двойных систем, необходимо построить однородную по потоку и максимально полную выборку соответствующих объектов. Для этого на первом этапе из списка всех зарегистрированных в обзоре источников были исключены объекты, заведомо не являющиеся массивными рентгеновскими двойными системами. В список оставшихся объектов входят 75 НМХВс, природа которых однозначно установлена, и еще 33 источника неизвестной природы (включая кандидаты в НМХВс), зарегистрированные в обзоре и имеющие галактические широты $|b| < 5^\circ$ (Кривонос и др. 2012). На следующем шаге мы исключили из нашей выборки транзиентные источники. Необходимо сказать, что какого-либо твердо установленного критерия транзиентности не существует, поэтому отделение транзиентных источников от нетранзиентных представляет собой не очень тривиальную задачу. Чтобы проиллюстрировать это утверждение, на Рис.6.1(слева) показаны примеры кривых блеска нескольких источников, являющихся представителями трех больших подклассов НМХВс: (квази-)постоянные источники, транзиентные источники в системах с Ве-звездами и SFXTs. На том же рисунке справа показаны соответствующие распределения по потокам.

Для того, чтобы формализовать понятие "постоянности" источника мы использовали отношение величин двух потоков, измеряемых для каждого источника – медианного (наиболее вероятного) потока F_{median} и среднего потока $\langle F \rangle$, – и отбирали для дальнейшего включения в выборку только объекты, для которых $F_{\text{median}}/\langle F \rangle > 0.5$ (Лутовинов и др. 2013а). В результате в выборку попали 54 НМХВс и 26 источников неизвестной природы. Необходимо отметить, что некоторые SFXTs или кандидаты в эти объекты, несмотря на "транзиентность", удовлетворяют указанному выше критерию. Это может быть связано как с достаточно частыми всплесками (подобно тому, как это наблюдается у источника IGR J16479-4514), так и с не очень высоким динамическим диапазоном наблюдаемых светимостей в диапазоне энергий обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (в частности, это может относиться к так называемым промежуточным SFXTs IGR J17354-3255, IGR J16418-4532, AX J1845.0-0433).

Чтобы увеличить полноту отождествления источников из нашей выборки необходимо увеличить наименьший предельный поток, по которому отбираются источники, так как все неотожествленные объекты, как ожидается, должны быть достаточно слабыми. Чувствительность обзора как функция галактической долготы показана на Рис.6.2. Для каждого значения галактической долготы она вычислялась как средняя величина внутри области $-5 < b < 5^\circ$ по галактической широте. Красными кружками показаны положения и потоки от всех неотожествленных источников.

Из Рис.6.2 можно сделать два вывода: 1) чувствительность обзора

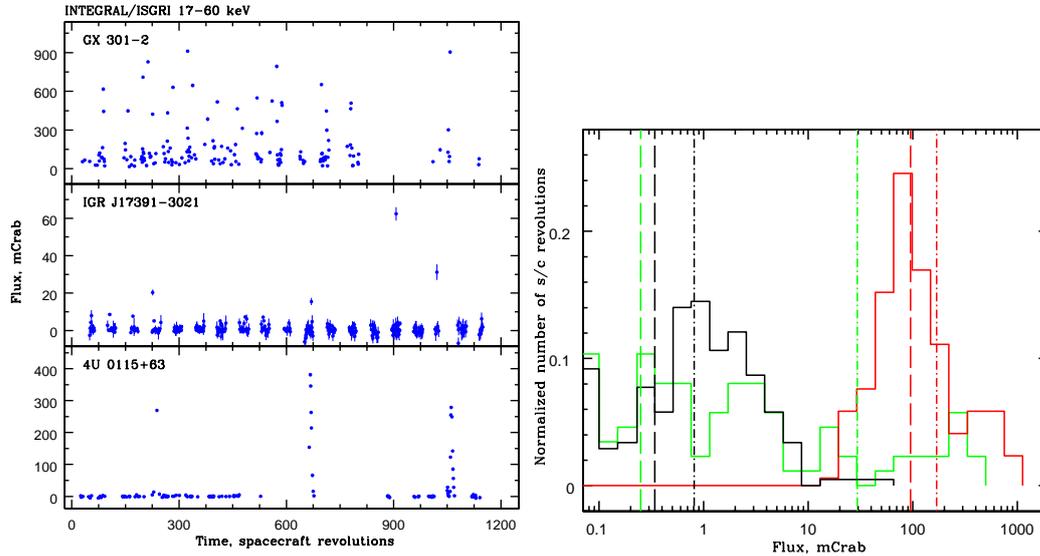


Рис. 6.1. (слева) Кривые блеска трех источников разных типов: постоянный (GX 301-2), быстрый рентгеновский транзистент в системе со сверхгигантом (IGR J17391-3021) и транзистентный источник в системе с Ве-звездой (4U 0115+63). (справа) Нормированные распределения потоков для этих трех источников, усредненные по отдельным орбитам обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (разноцветные гистограммы: красная – GX 301-2, черная – IGR J17391-3021, зеленая – 4U 0115+63). Штриховыми линиями показаны медианные (наиболее вероятные) значения потоков, регистрируемых от источников, штрихпунктирными – соответствующие средние потоки.

сильно неравномерна вдоль галактической плоскости и гораздо выше для внутренних областей с $|l| \lesssim 100^\circ$; 2) все неотожествленные источники, действительно, имеют низкие потоки. Таким образом, если увеличить нижний порог чувствительности обзора до 0.7 мКраб (10^{-11} эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне энергий 17 – 60 кэВ) для центральных областей Галактики с координатами $-107 < l < 136^\circ$ и до 1.5 мКраб для остальной части Галактики, мы сможем полностью исключить все неотожествленные объекты из нашей выборки. Необходимо отметить, что количество известных НМХВс при таком подходе уменьшается до 48. В этот список входят: 37 источников постоянного рентгеновского излучения с нейтронными звездами в качестве компактного объекта и известными расстояниями; пять таких НМХВс, расстояния до которых неизвестны, и шесть источников других типов – НМХВс, в которых компактным объектом является черная дыра, и НМХВс, излучающие в жестких гамма-лучах (ГэВ, ТэВ), так называемые "гамма-громкие" (γ -loud) двойные системы.

В Таблице 6.1 суммированы наблюдательные данные обо всех постоянных рентгеновских источниках из полученной выборки; ниже представлены краткие

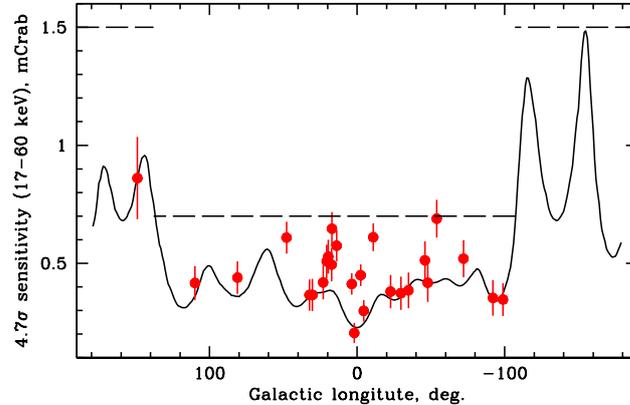


Рис. 6.2. Чувствительность обзора обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (на уровне 4.7σ в диапазоне энергий 17–60 кэВ) вдоль галактической долготы (сплошная линия). Кружками показаны положения и потоки от 26 неотожествленных источников постоянного излучения. Ошибки соответствуют уровню 1σ . Штриховая линия показывает наименьший предельный поток обзора (см. подробнее в тексте).

описания каждой из ее колонок.

Колонка (1) "Источник" – название источника.

Колонки (2,3) "l, b" – галактические координаты источника, долгота и широта, соответственно.

Колонка (4) "Светимость" – средняя светимость в диапазоне энергий 17–60 кэВ. Для источников с неизвестными расстояниями указан поток в мКрАб в этом же диапазоне энергий.

Колонка (5) "Расстояние" – расстояние до источника в кпк.

Колонка (6) "P_{orb}" – орбитальный период в двойной системе, выраженный в днях.

Колонка (7) "Класс" – оптический класс нормального компаньона в двойной системе. Для некоторых источников указаны два возможных класса.

Column (8) "Ссылки" – ссылки на работы, в которых определены расстояние, класс оптического компаньона и орбитальный период.

Карта Галактической плоскости с указанием массивных рентгеновских двойных систем из Таблицы 6.1 приведена на Рис.6.3 (см. также Лутовинов и др. 2013а).

6.2 Функция светимости и пространственное распределение аккрецирующих из ветра НМХВс

Как видно из Таблицы 6.1, в нашей Галактике имеются разные типы постоянных рентгеновских двойных систем с массивными звездами. Наиболее многочисленной среди них является популяция двойных систем, в которых

Таблица 6.1. Постоянные НМХВс, зарегистрированные обсерваторией ИНТЕГРАЛ

НМХВс с потоками $> 10^{-11}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ и известными расстояниями							
Источник	l , град	b , град	$L_{X,17-60}$, кэВ 10^{35} эрг с $^{-1}$	Расстояние, кпк	P_{orb} , дни	Класс	Ссылки
Vela X-1	-96.93	3.93	5.868 ± 0.003	1.4	8.96	B0.5Ib	1, 2, 3
3U 1022-55	-74.64	1.49	0.311 ± 0.033	5.0		B0III-Ve	4, 5
Cen X-3	-67.90	0.33	24.51 ± 0.041	5.7	2.09	O6-7II-III	6, 7, 8
IGR J11305-6256	-66.05	-1.48	0.299 ± 0.012	3.0		B0IIIe	9, 10
IGR J11435-6109	-65.12	0.68	3.165 ± 0.097	8.6	52.46	B2III or B0V	11, 12
A 1145.1-6141	-64.50	-0.02	20.14 ± 0.095	8.5	14.4	B2Iae	13, 14
X 1145-619	-64.38	-0.24	0.271 ± 0.012	3.1	187.5	B1Vne	15, 5, 16
1ES 1210-646	-61.13	-2.31	0.105 ± 0.011	2.8		B2V	11
GX 301-2	-59.90	-0.03	31.53 ± 0.016	3.5	41.5	B1Ia+	17, 18, 19
1RXJ J130159.6-635806	-55.91	-1.12	0.765 ± 0.041	5.5		O9V or B1III	20, 9
4U 1416-62	-46.98	-1.57	0.438 ± 0.048	6.0	42.12	B1Ve	21, 5, 22
4U 1538-522	-32.58	2.16	5.093 ± 0.024	4.5	3.73	B0.2Ia	23, 24, 25
IGR J16207-5129	-27.54	-1.05	1.639 ± 0.041	6.1	9.73	O7.5 B1Ia	26, 27, 28 26
IGR J16195-4945	-26.44	0.33	0.494 ± 0.022	4.5		B1sg	29, 27
IGR J16318-4848	-24.38	-0.44	0.890 ± 0.002	1.6		sgB[e]	27
IGR J16320-4751	-23.67	0.16	2.995 ± 0.013	3.5	8.96	O8I	27, 30
AX J163904-4642	-21.99	0.07	7.964 ± 0.125	10.6		BIV-V	31
IGR J16418-4532	-20.81	0.49	9.677 ± 0.191	13.0	3.75	O8.5(sg ²)	31, 27, 32
IGR J16465-4507	-19.94	0.13	1.714 ± 0.100	9.4	30.32	B0.5I O9.5Ia	27, 33 26
IGR J16479-4514	-19.84	-0.12	0.445 ± 0.009	2.8	3.32	O8.5I O9.5Iab	26, 27, 34 26
IGR J16493-4348	-18.62	0.57	6.819 ± 0.260	15.0	6.78	B0.5Ib	35, 36, 37
ОАО 1657-415	-15.63	0.32	48.72 ± 0.058	7.1	10.4	B0-6sg	38, 39, 40
4U 1700-377	-12.24	2.17	12.98 ± 0.004	2.12	3.41	O6.5Iaf+	41, 42, 43
EXO 1722-363	-8.50	-0.35	3.996 ± 0.032	6.1	9.74	B0-B1 Ia	27, 44, 45
AX J1749.1-2733	1.58	0.06	3.285 ± 0.128	13.5		B1-3	46
AX J1749.2-2725	1.70	0.11	2.760 ± 0.137	14.0		B3	46
IGR J18027-2016	9.43	1.03	10.24 ± 0.140	12.4	4.6	B1b	47, 48
IGR J18214-1318	17.67	0.48	1.377 ± 0.076	8.0		B0V-O9I	49
AX J1845.0-0433	28.14	-0.66	0.255 ± 0.015	3.6		O9.5I	50
XTE J1855-026	31.07	-2.09	14.44 ± 0.114	10.0	6.07	B0Iaep	51, 52, 53
X 1908+075	41.89	-0.81	9.658 ± 0.047	7.0	4.4	O7.5-9.5sg	54, 55
4U 1907+097	43.74	0.47	4.389 ± 0.024	5.0	8.38	O8-9Ia	56, 56, 57
IGR J19140+0951	44.29	-0.46	1.687 ± 0.012	3.6	13.56	B1I B0.5I	47, 27, 58 26
SWIFT J2000.6+3210	68.98	1.13	2.108 ± 0.092	8.0		early BV или mid BIII	59
4U 2206+543	100.60	-1.10	0.852 ± 0.010	2.6	9.57	O9.5V	60, 61
1A 0114+650	125.71	2.55	6.642 ± 0.063	7.2	11.6	B1Ia	62, 63
RX J0146.9+6121	129.52	-0.80	0.096 ± 0.010	2.5		B1Ve	64, 5

Таблица 6.1 (Продолжение)

Источник	l , град	b , град	$L_{X,17-60}$, кэВ 10^{35} эрг s^{-1}	Расстояние, кпк	P_{orb} , дни	Класс	Ссылки
HMXBs с потоками $> 10^{-11}$ эрг cm^{-2} s^{-1} и неизвестными расстояниями							
IGR J10100-5655	-77.76	-0.67	0.713 ± 0.086^a			early giant	70
AX J1700.2-4220	-16.23	-0.03	1.124 ± 0.070^a		44.03	Be	71
IGR J17200-3116	-4.99	3.34	1.500 ± 0.048^a			HMXB	70
IGR J17354-3255	-4.54	-0.26	0.958 ± 0.045^a		8.448	HMXB	72, 73
IGR J17586-2129	8.01	1.36	1.502 ± 0.052^a			HMXB	74
HMXBs с потоками $< 10^{-11}$ эрг cm^{-2} s^{-1}							
IGR J00370+6122	121.21	-1.42	0.084 ± 0.010	3.0	15.665	BN0.5II-IIIb	68, 69
IGR J14331-6112	-45.15	-0.76	1.053 ± 0.135	10.0		BIII or BV	59
IGR J16283-4838	-24.66	0.08	3.032 ± 0.339	17.6		OBsg	65
IGR J17544-2619	3.24	-0.32	0.130 ± 0.010	3.6	4.93	O9Ib	27, 66, 67
IGR J18410-0535	26.78	-0.23	0.113 ± 0.011	3.2		B1Ib	26
IGR J22534+6243	109.87	2.88	0.417 ± 0.072^a			HMXB	75
HMXBs с черными дырами							
SS 433	39.69	-2.24	3.786 ± 0.030	5.5	13.1	Asg	76, 77
Cyg X-1	71.34	3.07	38.96 ± 0.005	1.86	5.6	O9.7Iab	78, 79, 80
Cyg X-3	79.85	0.70	101.2 ± 0.057	7.2	0.2	WR	81, 82, 83
γ -loud HMXBs							
PSR B1259-63	-55.82	-0.99	0.119 ± 0.010	2.3	1236.7	B2e	84, 85, 86
LS 5039	16.87	-1.29	0.075 ± 0.007	2.9	3.906	O6.5Vf	87, 88, 89
LSI 61 +303	135.67	1.07	0.143 ± 0.013	2.0	26.496	B0Ve	90, 91, 92

^a поток в диапазоне 17-60 кэВ, мКраб

Ссылки: (1) Шевалье, Иловайски (1998), (2) Хилтнер и др. (1972), (3) Бойнтон и др. (1984), (4) Мотч и др. (1997), (5) Рейг (2011), (6) Томсон, Ротшильд (2009), (7) Эш и др. (1999), (8) Шрайер и др. (1972), (9) Мазетти и др. (2006а), (10) Томсик и др. (2008), (11) Мазетти и др. (2009), (12) Корбет, Ремиллард (2005), (13) Рей, Чакрабартти (2002), (14) Деншам, Чарльз (1982), (15) Стевенс и др. (1997), (16) Хатчингс и др. (1981), (17) Капер и др. (2006), (18) Кох и др. (1997), (19) Сато и др. (1986), (20) Бодагхи и др. (2007), (21) Гриндлей и др. (1984), (22) Фингер и др. (1996), (23) Кларк (2004), (24) Паркес и др. (1978), (25) Кларк (2000), (26) Неспולי и др. (2008а), (27) Рахоу и др. (2008), (28) Джейн и др. (2011), (29) Сидали и др. (2005), (30) Корбет (2005), (31) Шати и др. (2008), (32) Корбет (2006), (33) Кларк и др. (2010), (34) Джейн и др. (2009), (35) Неспולי и др. (2010б), (36) Неспולי и др. (2008б), (37) Кусумано и др. (2010б), (38) Одли и др. (2006), (39) Чакрабартти и др. (2002), (40) Чакрабартти и др. (1993), (41) Межье и др. (2009), (42) Кларк и др. (2002), (43) Джонс, Лиллер (1973), (44) Мэйсон и др. (2009), (45) Марквард, Свонк (2003), (46) Карасев и др. (2010б), (47) Торрежон и др. (2010), (48) Аугелло и др. (2003), (49) Батлер и др. (2009), (50) Коэ и др. (1996), (51) Корбет и др. (1999), (52) Негуеруела и др. (2008), (53) Корбет, Мукаи (2002), (54) Морел, Гросидье (2005), (55) Вен и др. (2000), (56) Кокс и др. (2005), (57) Маршалл, Рикеттс (1980), (58) Корбет и др. (2004), (59) Мазетти и др. (2008), (60) Блэй и др. (2006), (61) Корбет, Пиле (2001), (62) Рейг и др. (1996), (63) Крэмштон и др. (1985), (64) Тапия и др. (1991), (65) Пеллица и др. (2011), (66) Пеллица и др. (2006), (67) Кларк и др. (2009), (68) Негуеруела, Рейг (2004), (69) ден Хартог и др. (2004), (70) Мазетти и др. (2006б), (71) Марквард и др. (2010), (72) Томсик (2009), (73) де Аи и др. (2011), (74) Томсик и др. (2009), (75) Мазетти и др. (2012), (76) Гис и др. (2002), (77) Маргон (1984), (78) Рейд и др. (2011), (79) Вальборн (1973), (80) Пулей и др. (1999), (81) Линг и др. (2009), (82) ван Керквийк и др. (1992), (83) Канитарес и др. (1973), (84) Негуеруела и др. (2011), (85) Джонстон и др. (1994), (86) Ванг и др. (2004), (87) Молдон и др. (2012), (88) Кларк и др. (2001б), (89) Казарес и др. (2005а), (90) Фрейл, Х'еллминг (1991), (91) Казарес и др. (2005б), (92) Грегори (2002).

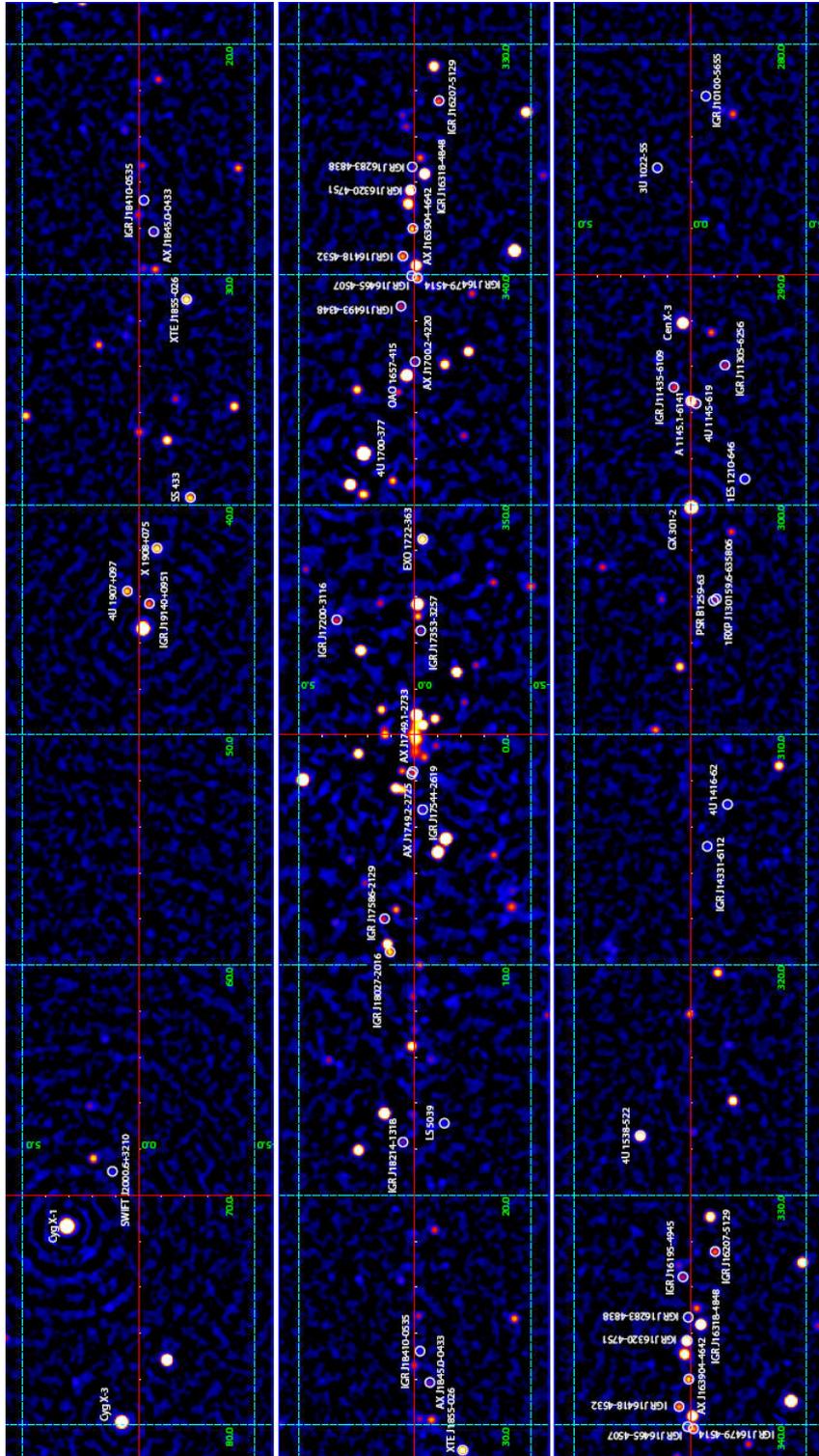


Рис. 6.3. Карта участка Галактической плоскости с координатами $278 < l < 82^\circ$, полученная по данным телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в диапазоне энергий 17-60 кэВ. Подписаны все постоянные НМХВс из Таблицы 6.1.

нейтронная звезда аккрецирует вещество из звездного ветра своего оптического компаньона. Другие типы массивных рентгеновских двойных систем с постоянным потоком можно условно разделить на следующие группы/типы:

- двойные системы, в которых нейтронная звезда аккрецирует вещество с оптической звезды, переполняющей свою полость Роша, через внутреннюю точку Лагранжа (например, Cen X-3, см. Ламерс и др. 1976);
- двойные системы с черными дырами (Cyg X-1, Cyg X-3);
- двойные системы со сверхэдингтоновским режимом аккреции и, скорее всего, черной дырой в качестве компактного объекта (например, SS 433, Фабрика 2004; Черепашук и др. 2009);
- двойные системы, в которых рентгеновское и гамма-излучение (вплоть до ТэВов) формируется в результате нетеплового излучения частиц, ускоряемых в сталкивающихся ветрах компаньонов, гамма-громкие двойные (PSR B1259-63, LS 5039, LSI +61 303, Eta Carinae, и т.д.).

Эти типы массивных двойных систем представлены единично в нашей Галактике и в ее обзоре обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, что делает статистическое исследование их популяций невозможным. Поэтому ниже речь пойдет о двойных системах, в которых нейтронные звезды аккрецируют вещество из звездного ветра.

Распределение количества двойных систем в зависимости от их светимости (функция светимости) является относительно простым, но в то же время информативным инструментом при исследовании разных популяций источников, в том числе и массивных рентгеновских двойных систем. Оно может быть достаточно просто построено для других галактик, где расстояние до всех регистрируемых источников известно и где поля зрения даже рентгеновских телескопов косого падения оказываются достаточным, чтобы обеспечить более-менее равномерное по чувствительности покрытие всей галактики. В случае нашей Галактики необходимо учитывать и делать поправку на неодинаковую чувствительность обзора к источникам с разными светимостями. Другими словами, принимать во внимание тот факт, что источники с определенной светимостью могут быть зарегистрированы обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* только до определенных расстояний.

Одним из наиболее распространенных способов сделать соответствующие поправки является предположение о плотности распределения массивных рентгеновских двойных систем в Галактике. В частности, в работе Гримма и др. (2002) предполагалось, что распределение НМХВс в Галактике имеет форму диска с некоторыми параметрами; авторы другой работы считали, что массивные двойные системы распределены с соответствием с массой звездной компоненты (Восс, Аелло 2010).

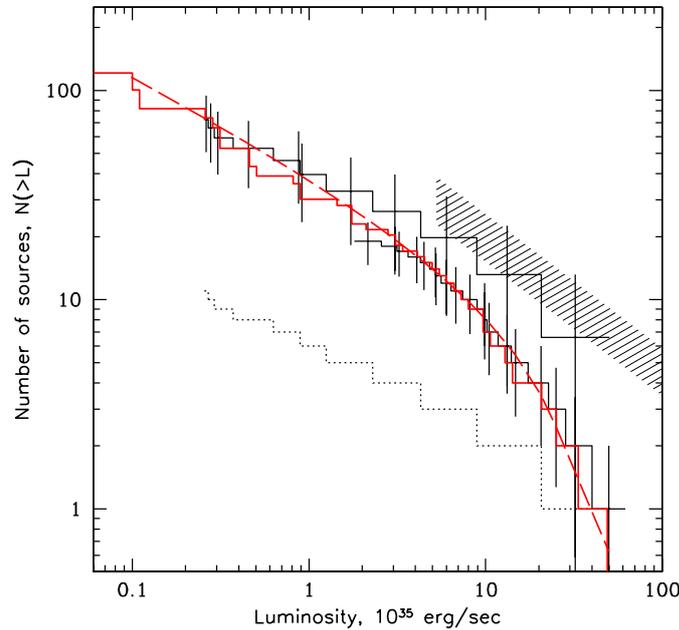


Рис. 6.4. Функция светимости аккрецирующих из ветра галактических НМХВs. Черными и пунктирной гистограммами показаны функции светимости для ограниченных по объему Галактики выборок источников (подробнее см. в тексте). Красная гистограмма соответствует функции светимости для всей выборки источников, которая была определена с учетом поправок на неодинаковую чувствительность обзора к источникам с разными светимостями. Штриховой красной линией показана модель наилучшей аппроксимации функции светимости с параметрами из Таблицы 6.2. Заштрихованная область соответствует функции светимости всех НМХВs в нашей Галактике (Гримм и др. 2002).

Одной из целей нашего исследования является измерение плотности распределения массивных рентгеновских двойных систем в Галактике, поэтому мы использовали другой подход к решению этой проблемы.

Выборки источников, ограниченные по объему Галактики

На первом этапе построения функции светимости мы разделили весь диапазон светимостей массивных рентгеновских двойных систем на два интервала – выше светимости 2×10^{35} эрг с^{-1} (принимая во внимание нижний предел на поток от источников в нашей выборке 10^{-11} эрг см^{-2} с^{-1} , это соответствует полноте выборки до расстояний $\simeq 13$ кпк от Солнца) и выше светимости 2×10^{34} эрг с^{-1} (полнота достигается до расстояния $\simeq 4.1$ кпк от Солнца). Для таких, ограниченных по объему Галактики, выборок источников нет необходимости делать поправки на неполноту и функция светимости

может быть вычислена напрямую. Результаты проведенных вычислений – две функции светимости НМХВс – показаны на Рис.6.4 гистограммами. Для участка функции светимости на малых значениях показано как измеренное количество источников в соответствующей ограниченной по объему выборке (на расстояниях $\lesssim 4.1$ кпк от Солнца, пунктирная гистограмма), так и та же самая гистограмма, но умноженная на нормировочный множитель 6.6, полученный из измерений плотности распределения НМХВс в Галактике (см. ниже).

Из Рис.6.4 видно, что функция светимости массивных рентгеновских двойных систем в широком диапазоне светимостей ($10^{34} - 10^{37}$ эрг с^{-1}) не может быть описана одним степенным законом, так как несколько искривляется в при светимостях $(0.4 - 2) \times 10^{36}$ эрг с^{-1} . Используя метод максимального правдоподобия, мы можем аппроксимировать функции светимости на высоких $L > 4 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} и низких $L < 2 \times 10^{34}$ эрг с^{-1} значениях простым степенным законом с наклонами $\gamma_{\text{faint}} = 1.49 \pm 0.21$ ($34.3 < \log L_x < 36.5$) и $\gamma_{\text{bright}} = 2.0 \pm 0.3$ ($35.6 < \log L_x < 36.5$), соответственно. С чисто статистической точки зрения разница в наклонах соответствует уровню $\sim 2\sigma$.

Важно отметить, что по разным причинам точность определения расстояний до источников не очень велика. В общем, неопределенность ее измерений можно оценить на уровне $\sim 20\%$, что приводит к неточности наших знаний о светимости источников $\sim (30 - 40)\%$. Чтобы оценить возможное влияние этих неопределенностей на получаемые результаты, мы промоделировали их следующим образом: расстояния до всех источников варьировались вокруг значений, приведенных в Таблице 6.1, предполагая нормальное распределение с $\sigma=20\%$ от расстояния; для каждой новой сгенерированной реализации выборки источников строились соответствующие функции светимости и измерялись их наклоны. В результате многократного повторения такого моделирования удалось определить, что систематические неопределенности в определении наклонов функций светимости на высоких и низких значениях, возникающие из-за неточного знания расстояний до источников, составляют $\Delta\gamma_{\text{faint}} \approx 0.06$ и $\Delta\gamma_{\text{bright}} \approx 0.1$, соответственно, т.е. оказываются меньшими по сравнению со статистическими неопределенностями.

Функция светимости

Чтобы определить функцию светимости для всей выборки постоянных массивных рентгеновских двойных систем необходимо сделать поправки на неодинаковую чувствительность обзора к источникам с разными светимостями, а для этого надо измерить поверхностную плотность их распределения. Принимая во внимание конечную точность определения расстояний до источников из нашей выборки, мы несколько упростили эту задачу, предположив осесимметричное распределение НМХВс в Галактике и разделив саму Галактику на кольца с радиусами $R_g < 2, 2 - 5, 5 - 8, 8 - 11$ и $11 - 14$ кпк от галактического центра (расстояние от Солнца до него предполагалось равным 8.5 кпк). Кроме того, в дальнейших рассуждениях и вычислениях

предполагается, что:

- поверхностная плотность НМХВс (ист/кпк²) внутри каждого кольца постоянна;
- форма функции светимости НМХВс и ее параметры одинаковы для всей Галактики.

Как было уже сказано выше, источники из нашей ограниченной по потоку выборки имеют разную светимость и могут регистрироваться в разных областях Галактики. Чтобы учесть этот факт мы использовали подход, предложенный Шмидтом (1968), при котором каждому источнику соответствует весовой коэффициент, обратно пропорциональный соответствующему объему $1/V_{\max}$. Для определения параметров функции светимости НМХВс вида $\phi(L) = dN/dL$ применялась статистика Кэша (1979) в виде:

$$C = 2 \sum_j \left(\int \phi(L) S_{\max,j}(L) dL - \sum_{i=1}^{N_j} \ln [\phi(L_{i,j}) S_{\max,j}(L_{i,j})] \right) \quad (6.1)$$

Здесь суммирование по j означает суммирование по всем кольцам, а суммирование по i означает суммирование по всем N_j источникам внутри каждого кольца; $S_{\max,j}$ – максимальная площадь кольца j , внутри которой источник со светимостью $L_{i,j}$ может быть значимо зарегистрирован. Минимизация выражения для C -статистики (уравнение 6.1) дает параметры наилучшей аппроксимации функции светимости и ее нормировки внутри каждого кольца. Для параметризации функции светимости был использован простой степенной закон с изломом

$$\frac{dN}{dL} = \begin{cases} A_j (L/L_*)^{-\alpha_1} & \text{if } L < L_* \\ A_j (L/L_*)^{-\alpha_2} & \text{if } L > L_* \end{cases} \quad (6.2)$$

где α_1 и α_2 – наклоны до и после излома на светимости L_* , A_j – нормировка функции светимости в каждом кольце j . Параметры наилучшей аппроксимации функции светимости этой моделью вместе с соответствующими неопределенностями приведены в Таблице 6.2. Статистические неопределенности соответствуют уровню 1σ , систематические были вычислены также, как и в предыдущем параграфе.

В форме функции светимости для аккрецирующих из ветра массивных рентгеновских двойных систем, определенной по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, присутствует излом или, по крайней мере, искривление. С чисто статистической точки зрения значимость этого излома составляет $\sim 5\%$ или $\sim 2\sigma$ ($\Delta C \approx 5.9$ для двух дополнительных параметров). Естественно, это не может интерпретироваться как однозначная регистрация такого излома, однако может рассматриваться как указание на его присутствие. Более того, ранее свидетельства о возможном уплощении функции светимости НМХВс на малых

Таблица 6.2. Параметры наилучшей аппроксимации функции светимости массивных рентгеновских двойных систем и их пространственного распределения

Параметр	Значение и 1σ неопределенность
α_1	$1.40 \pm 0.13(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})$
α_2	> 2.2
$L_*, 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$	$2.5^{+2.7}_{-1.3}(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.})$
$R_g, \text{ кпк}$	$N(L > 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}) \text{ кпк}^{-2}$
0-2	$0.0 \pm 0.05(\text{syst.})$
2-5	$0.11^{+0.05}_{-0.04}(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{syst.})$
5-8	$0.13^{+0.04}_{-0.03}(\text{stat.}) \pm 0.01(\text{syst.})$
8-11	$(3.8^{+2.1}_{-1.2}) \times 10^{-2}(\text{stat.}) \pm 6.5 \times 10^{-3}(\text{syst.})$
11-14	$(6.2^{+7.2}_{-4.3}) \times 10^{-3}(\text{stat.}) \pm 4.8 \times 10^{-3}(\text{syst.})$

значениях упоминалось в работе Восса, Аелло (2010) для источников в нашей Галактике и в работе Штыковского, Гильфанова (2005б) для источников в Малом Магеллановом Облаке. Таким образом, мы можем сделать вывод, что найденное нами искривление функции светимости НМХВс и ее уплощение при низких светимостях, по-видимому, реальное.

Радиальное распределение НМХВс

Используя полученные в предыдущем параграфе нормировки функции светимости A_j можно вычислить поверхностную плотность массивных рентгеновских двойных систем в каждом кольце. Соответствующие результаты приведены в Таблице 6.2, а также показаны на Рис.6.5 и 6.6. Хорошо видно, что распределение поверхностной плотности НМХВс в Галактике имеет максимум на галактоцентрических расстояниях 2 – 8 кпк.

Как уже неоднократно говорилось выше, характерный возраст массивных рентгеновских двойных систем составляет несколько десятков миллионов лет, поэтому было бы естественно ожидать, что пространственная плотность их распределения будет совпадать с областями, где проходят процессы звездообразования. И результаты проводившихся исследований распределения НМХВс в нашей Галактике, в целом, поддерживают такую точку зрения (см., например, Гримм и др. 2002; Лутовинов и др. 2005а, 2007; Бодагхи и др. 2012). Однако разные методы и подходы к учету неполноты использовавшихся в этих работах выборок источников не давали возможности точно измерить пространственную плотность распределения НМХВс, и впервые это было сделано в работе Лутовинова и др. (2013а) и представлено здесь.

Сравнение полученных значений поверхностной плотности НМХВс и ее зависимости от галактоцентрического расстояния со значениями поверхностной

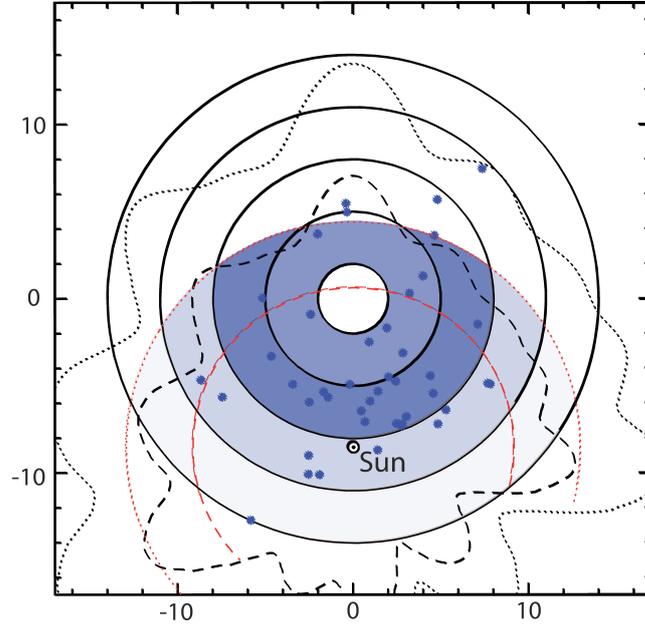


Рис. 6.5. Распределение поверхностной плотности НМХВс в Галактике, вид с оси (более темные цвета колец соответствуют большей плотности). Черная пунктирная и штриховая линии показывают области Галактики, внутри которых реальная чувствительность обзора обсерватории *ИНТЕГРАЛ* позволяет регистрировать все источники со средними светимостями $> 10^{35.5}$ эрг с^{-1} и $> 10^{35}$ эрг с^{-1} , соответственно. Красные пунктирная и штриховая линии соответствуют расстояниям, до которых регистрируются все источники в координатах $-107 < l < 136^\circ$ и со светимостями $> 10^{35}$ эрг с^{-1} и $> 2 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} , соответственно, при чувствительности обзора 0.7 мКраб. Синими точками показаны положения НМХВс из нашей выборки. Все расстояния указаны в кпк.

плотности темпа звездообразования, взятыми из работ Густена, Мезгера (1982), Лайна и др. (1985), Чиаппини и др. (2001), показывает очень хорошую корреляцию между ними $N(\text{НМХВ}, L_x > 10^{35} \text{ эрг } \text{с}^{-1}) / \text{кпк}^2 \approx 5.5 \times 10^{-2} SFR / SFR_\odot$ (Рис. 6.6), где SFR_\odot – поверхностная плотность темпа звездообразования вблизи Солнца.

Необходимо отметить, что на средней карте, полученной по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, присутствует пять массивных рентгеновских двойных систем с потоками > 0.7 мКраб, но с неизвестными расстояниями (Таблица 6.1). Эти источники, естественно, не учитывались при вычислении поверхностной плотности распределения НМХВс и их функции светимости. Последнее означает, что реальная поверхностная плотность распределения НМХВс во внутренних областях Галактики, где сконцентрировано наибольшее

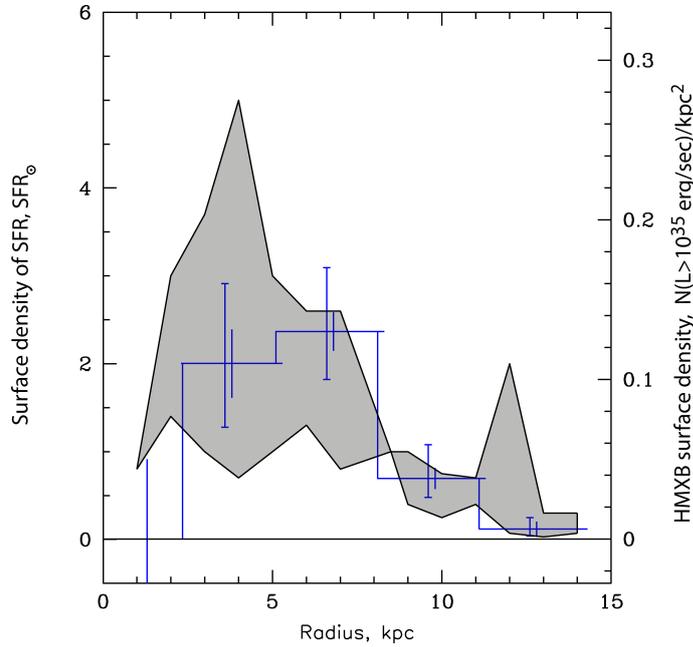


Рис. 6.6. Зависимость поверхностных плотностей распределения НМХВс (гистограмма, правая ось ординат) и темпа звездообразования (левая ось ординат) от галактоцентрического расстояния. Зависимость темпа звездообразования представлена в виде верхних и нижних границ (черные линии), взятых из работ Густена, Мезгера (1982), Лайна и др. (1985), Чиаппини и др. (2001), с заштрихованной между ними областью. Ошибки на гистограмме соответствуют статистическим (большие) и систематическим (меньшие) неопределенностям.

количество источников, может быть несколько ($\sim 14\%$) выше, чем приведенная в Таблице 6.2.

Вертикальное распределение НМХВс

Для аппроксимации вертикального распределения массивных рентгеновских двойных систем были использованы две модели: (1) простая экспоненциальная модель зависимости их объемной плотности $\rho = \rho_0 \exp(-z/h)$ и (2) модель самогравитирующего изотермального диска $\rho = \rho_0 \operatorname{sech}^2(z/\sqrt{2}h)$. Обе модели дают близкие результаты для характерной высоты распределения НМХВс: $h = 85^{+23}_{-15}$ пк для первой модели, $h = 90 \pm 15$ пк для второй. Как и раньше, систематическая неопределенность, связанная с неточным знанием расстояний до источников, меньше статистической. Определенное нами значение h оказывается несколько меньшим по сравнению с ранее получаемыми величинами (см., например, Гримм и др. 2002; Дин и др. 2005; Бодагхи и др.

2007); вероятнее всего, это связано с большей полнотой и однородностью нашей выборки.

Важно отметить, что полученная характерная высота распределения НМХВс превышает характерные высоты распределения массивных звезд в Галактике. В частности, вертикальное распределение звезд Вольфа-Райе имеет характерную шкалу ~ 45 пк (Конти, Вакка 1990), ОВ ассоциаций – $\simeq 30$ пк (Бронфман и др. 2001), открытых скоплений – $\simeq 50$ пк (Пандей и др. 2001; Джоши 2005). Это может указывать на то, что НМХВс проходят некоторое расстояние от места своего рождения до того момента, как мы их регистрируем в рентгеновском диапазоне. Если предположить, что массивная двойная система получает системную скорость во время вспышки сверхновой, то можно приблизительно оценить кинематический возраст НМХВс с момента ее взрыва.

Принимая величину $v_{syst} \sim (50-90)$ км с⁻¹ в качестве характерного значения системной скорости НМХВс (см., например, Капер и др. 1997; Хутхофф, Капер 2002), мы можем оценить их кинематический возраст как $\tau \simeq 50$ пк / (50 – 90) км с⁻¹ $\simeq 0.5 - 1$ млн лет. Необходимо подчеркнуть, что полученное значение относится к популяции НМХВс, аккрецирующих из звездного ветра. Системы со светимостями $(0.5 - 1) \times 10^{37}$ эрг с⁻¹, в которых оптический компаньон переполняет свою полость Роша и темп аккреции значительно выше, могут иметь меньшие возраста.

6.3 Свойства популяции НМХВс с нейтронными звездами, аккрецирующими из ветра

Основываясь на построенной нами статистически однородной выборке массивных рентгеновских двойных систем можно попытаться понять физические свойства, определяющие свойства популяции в целом.

Выборка НМХВс с известными орбитальными периодами

Теория аккреции на нейтронную звезду, захватывающую вещество из звездного ветра, была разработана в классических работах Хойла, Литтлтона (1940), Бонди, Хойла (1944) и Дэвидсона, Острайкера (1973). В рамках этой теории светимость аккрецирующей нейтронной звезды зависит от количества материи, захватываемого ее гравитационным полем, которое в свою очередь зависит от массы самой нейтронной звезды. Как известно, массы нейтронных звезд в разных двойных системах не сильно отличаются друг от друга и находятся в диапазоне значений $\sim 1.3 - 1.9M_{\odot}$. Поэтому наблюдаемые существенно разные светимости нейтронных звезд в двойных системах не могут быть связаны с изменением этого параметра. Количество вещества \dot{M} , захватываемое нейтронной звездой, зависит главным образом от трех параметров: (1) темпа потери вещества оптическим компаньоном посредством

звездного ветра \dot{M}_w , (2) расстояния между компонентами двойной системы a и (3) скорости звездного ветра v_w (здесь предполагается, что скорость ветра значительно больше скорости орбитального движения звезд, что является верным для молодых массивных звезд из нашей выборки). Используя эти параметры, \dot{M} может быть выражено как

$$\dot{M} \propto \dot{M}_w v_w^{-4} a^{-2} \quad (6.3)$$

Расстояние между компонентами двойной системы зависит от ее орбитального периода, т.е. для какого-то определенного расстояния между компонентами в НМХВс рентгеновская светимость нейтронной звезды будет зависеть только от темпа потери вещества оптической звездой и скорости звездного ветра. Или, другими словами, для какого-то определенного расстояния между компонентами в двойной системе ее рентгеновская светимость (т.е. светимость аккрецирующей нейтронной звезды) будет, в основном, зависеть от массы оптического компаньона – чем больше масса, тем выше светимость. Проведем сравнение этой простейшей аргументации с наблюдательными свойствами источников из нашей выборки.

На Рис.6.7 показана кумулятивная функция светимости аккрецирующих из ветра НМХВс из нашей выборки, у которых орбитальные периоды находятся в диапазоне от 4 до 10 дней (как было сказано выше, этот параметр определяет расстояние между компонентами). Несколько основных выводов о свойствах такой подвыборки можно сделать из этого рисунка:

- светимости постоянных НМХВс с орбитальными периодами 4-10 дней лежат в диапазоне значений от 10^{35} эрг с^{-1} до 2×10^{36} эрг с^{-1} а их функция светимости может быть аппроксимирована степенным законом $dN/dL \propto L^{-1.6}$ (штриховая линия);
- имеется неявно выраженный тренд уменьшения массы оптической звезды (там, где мы смогли найти результаты соответствующих измерений в литературе) в сторону низких рентгеновских светимостей;
- наименьшая светимость источника из такой небольшой подвыборки составляет $L_x \sim 0.8 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} ;
- для некоторого определенного орбитального периода, по-видимому, должна существовать наименьшая возможная светимость аккрецирующей из ветра нейтронной звезды.

Последний вывод кажется не совсем очевидным с наблюдательной точки зрения, так как на светимостях ниже $L_x \sim (2 - 3) \times 10^{35}$ эрг с^{-1} наша выборка имеет невысокую полноту по отношению к орбитальным периодам двойных систем. Однако, принимая во внимание, что обычно не возникает значительных наблюдательных проблем при измерениях таких не очень длинных орбитальных периодов как 4 – 10 дней, эта неполнота не должна быть большой.

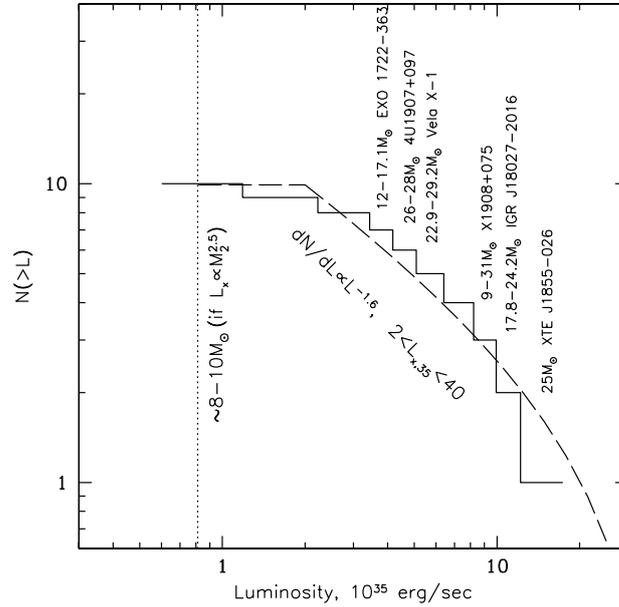


Рис. 6.7. Кумулятивная функция светимости аккрецирующих из ветра нейтронных звезд в массивных рентгеновских двойных системах, имеющих орбитальные периоды от 4 до 10 дней. Штриховой линией показана аналитическая модель вида $dN/dL \propto L^{-1.6}$ в диапазоне светимостей $2.2 \times 10^{35} < L_x < 8 \times 10^{36}$ эрг s^{-1} . Указаны массы оптических звезд в некоторых двойных системах, взятые нами из следующих работ: Томсик, Мутерштраух (2010) для XTE J1855-026, Мэйсон и др. (2011) для IGR J18027-2016, Левайн и др. (2004) для X 1908+075, Квантрелл и др. (2003) для Vela X-1, Кокс и др. (2005) для 4U 1907+097, Мэйсон и др. (2010) для EXO 1722-363. Пунктирная линия показывает приблизительное значение рентгеновской светимости для массивной двойной системы с массой оптической звезды-компаньона $M_2 \sim 8 - 10M_{\odot}$.

С теоретической точки зрения существование нижней границы для аккрецирующих из ветра массивных рентгеновских двойных систем может быть легко объяснено. Рассмотрим аккрецию на нейтронную звезду без магнитного поля, т.е. без включения дополнительного взаимодействия "аккреционный поток - магнитосфера нейтронной звезды", который при определенной комбинации параметров может препятствовать аккреции и, таким образом, существенно уменьшать усредненную по времени рентгеновскую светимость двойной системы. Если зафиксировать орбитальный период двойной системы (что примерно равносильно определенному расстоянию между ее компонентами), то минимальная светимость такой системы будет соответствовать наименьшей возможной массе оптической звезды. Из исследований эволюции массивных звезд и результатов наблюдений следует, что минимальные массы оптических звезд в НМХВс составляют около $8 - 10M_{\odot}$. Используя зависимость между

рентгеновской светимостью и массой оптической звезды из работы Постнова (2003) $L_x \propto M_2^{2.5}$, можно оценить минимальную светимость НМХВс в такой небольшой подвыборке. Получаемое значение $(0.7 - 1) \times 10^{35}$ эрг s^{-1} хорошо согласуется с распределением, представленным на Рис.6.7.

Модель для популяции НМХВс с нейтронными звездами, аккрецирующими из ветра

В этом параграфе попытаемся смоделировать глобальные свойства популяции НМХВс с нейтронными звездами, аккрецирующими из ветра, используя результаты, а также методы и подходы, полученные в работах Хойла, Литтлтона (1940), Бонди, Хойла (1944), Дэвидсона, Острайкера (1973), Ламерса и др. (1976), Ибена и др. (1995), Постнова (2003), Бхадкамкара, Гоша (2012).

Как было отмечено выше, рентгеновская светимость нейтронной звезды, аккрецирующей из ветра, истекающего с высокой скоростью с массивной звезды-компаньона, определяется: (1) плотностью звездного ветра вблизи компактного объекта и (2) скоростью этого ветра. Темп потери массы оптическим компаньоном посредством звездного ветра \dot{M}_w является, главным образом, функцией массы оптической звезды M_2 и скорости ветра v_w (см. например, Кастор и др. 1975):

$$\dot{M}_w \approx \epsilon \frac{L_2}{v_w c}, \quad (6.4)$$

где L_2 – светимость оптической звезды, которая в свою очередь, связана с ее массой M_2 , ϵ – безразмерный параметр эффективности. Он зависит от класса и температуры оптической звезды (Ламерс и др. 1976) и может меняться в диапазоне $\epsilon \simeq 0.4 - 1.0$ для характерных для сверхгигантов температур (Шати и др. 2008; Рахой и др. 2008). В последующих вычислениях он был принят равным $\epsilon \simeq 0.6$.

Для быстрого звездного ветра, характерного для молодых массивных звезд, темп аккреции вещества на нейтронную звезду может быть выражен как

$$\dot{M} \approx \dot{M}_w \left(\frac{GM_{ns}}{v_{w,ns}^2 a} \right)^2, \quad (6.5)$$

где $v_{w,ns}$ – скорость ветра вблизи нейтронной звезды, определяемая выражением $v_{w,ns} \approx v_w (1 - R_2/a)^{1/2}$ (Кастор и др. 1975; Винк 2000) и которая может быть существенно меньше, чем скорость ветра на бесконечности v_w , если нейтронная звезда находится не очень далеко от оптической звезды; R_2 – радиус последней. Для соотношения между массой и радиусом оптической звезды мы использовали выражение $R_2/R_\odot \simeq 0.9 M_2/M_\odot$, полученное из анализа наблюдательных данных для источников из нашей выборки. Для соотношения между массой и светимостью оптической звезды было использовано выражение $L_2/L_\odot = 19(M_2/M_\odot)^{2.76}$ из работы Витриченко и др. (2007).

Принимая соотношение между светимостью нейтронной звезды и темпом аккреции $L_x = 0.1\dot{M}c^2$ и комбинируя вышеприведенные формулы, мы можем оценить рентгеновскую светимость нейтронной звезды, аккрецирующей из ветра,

$$L_x \approx 5.4k \times 10^{35} \left(\frac{M_2}{10 M_\odot} \right)^{2.76} \times \left(\frac{a}{10 R_\odot} \right)^{-2} \left(\frac{v_w [1 - R_2/a]^{1/2}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-5} \quad (6.6)$$

где в коэффициент k включены возможные неопределенности, связанные с используемым подходом. Для того, чтобы описать наблюдаемую популяцию НМХВс (Рис.6.8 и 6.9) значение этого коэффициента должно быть около 1.4 – 1.5, что, принимая во внимание упрощения и допущения, использованные при построении нашей модели, выглядит вполне разумным.

Из приведенных выше рассуждений и полученных оценок следует, что на диаграмме $P_{\text{orb}} - L_x$ нейтронные звезды, аккрецирующие из звездного ветра, должны занимать вполне определенную область (Рис.6.8). Действительно, для заданного орбитального периода (или, другими словами, для заданного расстояния между компонентами в двойной системе) существует минимальная рентгеновская светимость, соответствующая минимальной возможной массе оптического компаньона в НМХВ и, как следствие, минимальному темпу потери массы. Эта нижняя граница должна иметь функциональную форму вида $L_x \propto a^{-2} \propto P_{\text{orb}}^{-4/3}$ для больших орбитальных периодов и фактически делить диаграмму $P_{\text{orb}} - L_x$ на две области – ”разрешенную” для существования аккрецирующих из ветра нейтронных звезд и ”запрещенную” для них. И такая граница, действительно, хорошо видна на Рис.6.8 (штриховая линия), что является серьезным аргументом в пользу используемого нами подхода к построению модели популяции массивных рентгеновских двойных систем.

Функция светимости смоделированной популяции НМХВс с нейтронными звездами, аккрецирующими из ветра

Для моделирования популяции массивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами, аккрецирующими из ветра необходимо предположить или каким-то образом рассчитать распределения масс нормальных компаньонов и орбитальных периодов в этих системах. В частности, в работе Постнова (2003) было предположено, что массы оптических компаньонов в НМХВс имеют изначальное (Солпитеровское) распределение, таким образом игнорируя возможную эволюцию этого распределения до начала активной фазы массивной рентгеновской двойной системы. Недавно, Бхадкамкар, Гош (2012) провели анализ такой эволюции для звезд с массами $15 - 40M_\odot$ и показали,

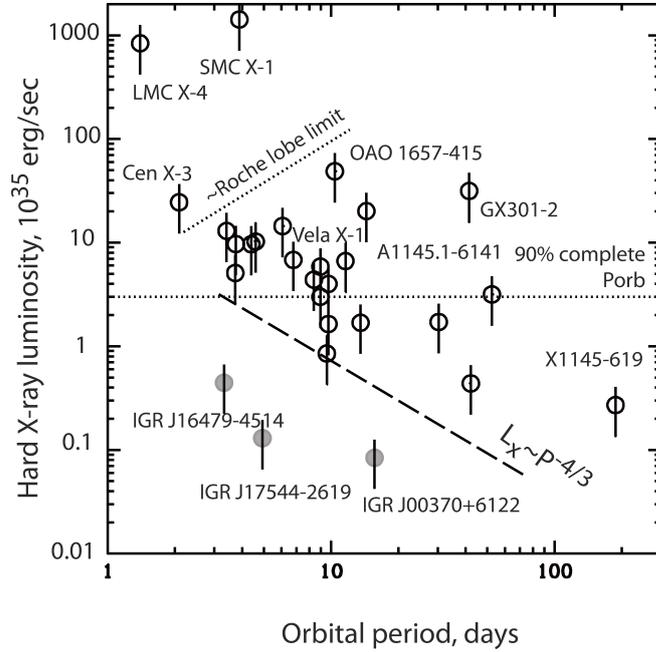


Рис. 6.8. Орбитальные периоды и средние рентгеновские светимости для источников из нашей выборки (открытые кружки). Серыми кружками показаны положения известных SFXTs, которые отвечают используемому критерию "транзистентности" из-за их низкой светимости. Кроме галактических источников из нашей выборки на рисунке, для сравнения, показаны положения двух известных массивных рентгеновских двойных систем LMC X-4 и SMC X-1, находящихся в галактиках Большое и Малое Магелланово Облако, соответственно, и аккрецирующих через переполнение полости Роша оптическими компаньонами. Пунктирной горизонтальной линией показана область, выше которой полнота знаний орбитальных периодов источников из нашей выборки составляет более 90%. Штриховая линия соответствует нижней границе "разрешенной" области для аккрецирующих из ветра нейтронных звезд (см. подробнее в тексте).

что, действительно, общий степенной закон распределения звезд по массам практически не меняется в ее процессе. Поэтому для нашего последующего моделирования мы приняли его в виде $dN/dM \propto M^{-2.35}$ для интересующего нас интервала масс $10 - 60 M_{\odot}$. Распределение логарифмов орбитальных периодов мы полагаем плоским (см., например, Оник 1924; Масевич, Тутуков 1988) в интервале периодов $1.3 < \log P(\text{days}) < 3.3$.

Сравнение функции светимости смоделированной популяции НМХВс с нейтронными звездами, аккрецирующими из ветра, с измеренной для таких систем в нашей Галактике показано на Рис.6.9. Видно, что несмотря на

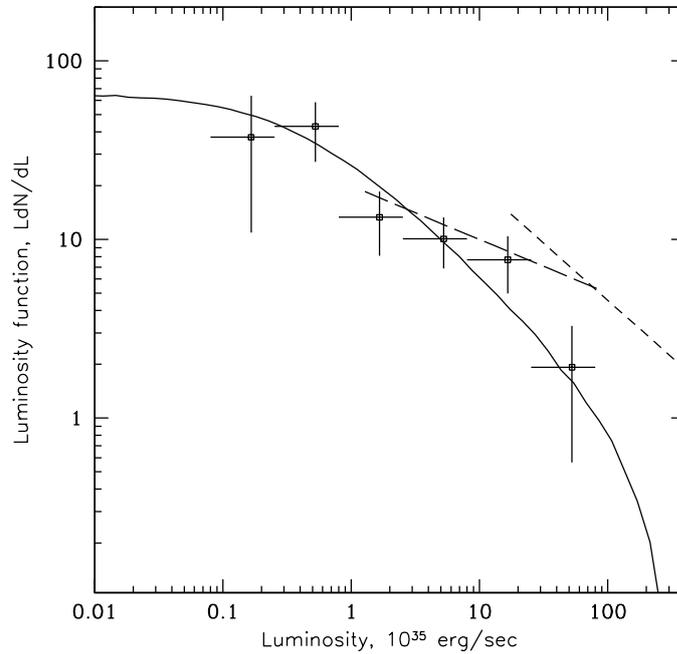


Рис. 6.9. Функция светимости постоянных НМХВс в Галактике, измеренная по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (крестики), в сравнении с функцией светимости для смоделированной популяции НМХВс (сплошная линия). Длинной и короткой штриховыми линиями показаны модели наилучшей аппроксимации для функций светимости, полученных Воссом, Аелло (2010) и Гриммом и др. (2002), соответственно. Первая была вычислена в диапазоне энергий 15 – 55 кэВ, где светимость нейтронных звезд в НМХВс практически та же самая, что и в диапазоне энергий 17 – 60 кэВ, поэтому она приведена в том же диапазоне светимостей. Функция светимости, полученная в работе Гримма и др. (2002), была вычислена в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ. Чтобы перескалировать ее в диапазон 17 – 60 кэВ, было использовано приблизительное соотношение между соответствующими потоками $F_{2-10\text{keV}}/F_{17-60\text{keV}} \simeq 0.5$, полученное из анализа большого количества широкополосных спектров НМХВс с нейтронными звездами (см. четвертую часть диссертации и работу Филипповой и др. 2005).

наш несколько упрощенный подход к моделированию популяции НМХВс, получаемая функция светимости хорошо согласуется с наблюдаемой, но в то же время несколько отличается от полученных ранее Гриммом и др. (2002) и Воссом, Аелло (2010). Причина этого, по-видимому, связана с большей однородностью нашей выборки (отсутствием черных дыр, транзиентных источников и т.д.) и другим способом корректировки неполноты.

Основными свойствами функции светимости популяции НМХВс являются: резкий завал на светимостях выше $\sim 10^{36}$ эрг с^{-1} и выполаживание на

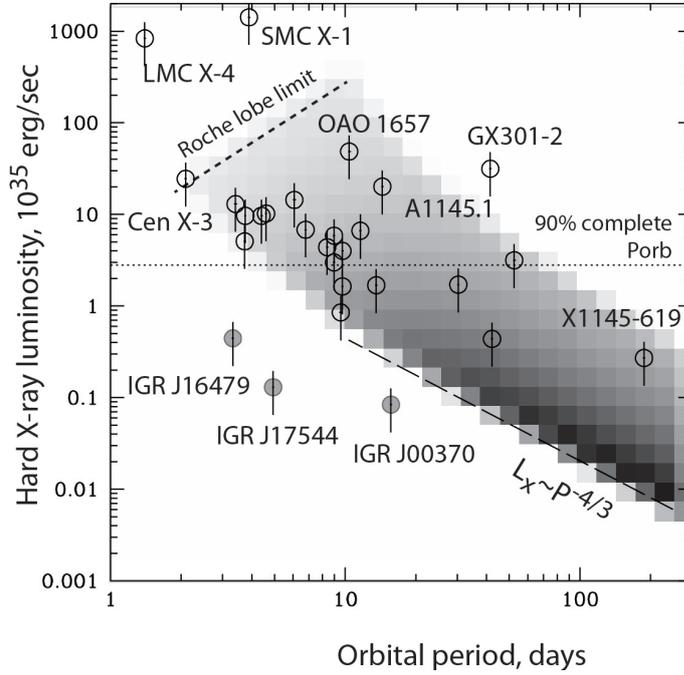


Рис. 6.10. Плотность источников, получаемых в рамках нашей модели популяции аккрецирующих из ветра НМХВс (серая область), в сравнении в распределением известных галактических источников на диаграмме $P_{\text{orb}} - L_x$ (аналогично Рис.6.8).

светимостях ниже $\sim 10^{34-34.5}$ эрг с^{-1} . Согласно нашей простой популяционной модели, аккрецирующие из ветра НМХВс имеют верхнюю границу их светимости $\sim 5 \times 10^{36}$ эрг с^{-1} . Заметим, что этот вывод не является новым и ранее упоминался, например, в работе Ламерса и др. (1976). Более яркие НМХВс должны иметь другую природу: например, в их состав могут входить черные дыры в качестве компактного объекта или звезды Вольфа-Райе, имеющие гораздо более мощный звездный ветер, в качестве нормального компаньона, они могут аккрецировать вещество через переполнение полости Роша оптической звездой, например, массивным гигантом (что может обеспечивать темп аккреции вплоть до $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ или даже выше), и т.д. В нашей Галактике известно буквально несколько таких ярких постоянных источников (в частности, Cyg X-1, Cyg X-3), включение которых в выборку может сделать яркую часть функции светимости НМХВс более плоской, чем показано на Рис.6.9. Это может быть одной из причин того, что функция светимости массивных рентгеновских двойных систем в галактиках с высоким темпом звездообразования продолжает следовать степенному закону $d \log N / d \log L_x \sim -1.6$ до светимостей, существенно превышающих светимости источников из нашей выборки (Гримм и др. 2003; Минео и др., 2012).

Соответствующее распределение смоделированной популяции НМХВс на

диаграмме $P_{\text{orb}} - L_x$ показано на Рис.6.10 серым цветом. Хорошо видно, что оно образует так называемую "разрешенную" область на диаграмме, где и расположено большинство массивных рентгеновских двойных систем.

6.4 Быстрые рентгеновские транзиенты в двойных системах со звездами-сверхгигантами

Как уже говорилось выше, сканирующие и повторяющиеся наблюдения разных областей Галактики обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* позволили обнаружить новый подкласс массивных рентгеновских двойных систем – быстрые рентгеновские транзиенты в двойных системах со звездами-сверхгигантами (SFXTs), основной особенностью которых являются короткие, мощные вспышки и длительные периоды низкого состояния.

Причина этих вспышек до конца не ясна, а предлагаемые модели для их объяснения можно условно разделить на две группы: (1) вспышки, происходящие из-за аккреции крупных сгустков вещества, время от времени формирующихся в звездном ветре сверхгиганта (Волтер, Цурита Херас 2007; Оскинова и др. 2012) и (2) блокировка аккреции магнитосферой вращающейся нейтронной звезды и ее, происходящее время от времени, снятие (Гребенев, Сюняев 2007; Боццо и др. 2008; Постнов и др. 2008; Гребенев 2009; Шакура и др. 2013). Попытки объединить оба механизма были предприняты в работе Дуччи и др. (2010).

Для того, чтобы попытаться ответить на вопрос об истинных причинах возникновения феномена SFXTs, попробуем рассмотреть их с точки зрения нашей модели популяции аккрецирующих из ветра НМХВс. Выборка источников, относящихся к классу SFXTs или кандидаты в него с известными расстояниями приведена в Таблице 6.3 и на Рис.6.11.

Для каждого источника указаны и нарисованы два значения светимости – наиболее вероятное (медианное), измеренное по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, и максимальное, которое было определено из кривых блеска каждого источника, построенных с временным разрешением $\simeq 2$ ксек (длительность одного наведения обсерватории *ИНТЕГРАЛ*). Необходимо отметить, что максимальная светимость источника может оказаться и больше, если построить кривую блеска с лучшим временным разрешением, однако для целей настоящей работы используемого временного разрешения вполне достаточно.

Хорошо видно, что медианные светимости практически всех SFXTs находятся в так называемой "запрещенной" области диаграммы $P_{\text{orb}} - L_x$ (Рис.6.11), т.е. ниже линии, соответствующей минимально возможной светимости аккрецирующей из ветра нейтронной звезды в двойной системе с молодой массивной звездой, имеющей наименьший темп потери вещества посредством звездного ветра. Это означает, что большую часть времени прямая аккреция в системах SFXTs заблокирована влиянием какого-то

Таблица 6.3. Светимости некоторых SFXTs.^a

Источник	$L_{X,med},^b$ 10 ³⁵ эрг с ⁻¹	$L_{X,peak},^c$ 10 ³⁵ эрг с ⁻¹	Расстояние, кпк	$P_{orb},$ дни	Ссылки ^d
IGR J16418-4532	9.8	334.2	13.0	3.75	1, 2
IGR J16465-4507	1.4	74.6	9.4	30.32	3, 4
IGR J16479-4514	0.31	35.8	2.8	3.32	3, 5
IGR J17391-3021	0.04	29.1	2.7	51.47	3, 6
IGR J17544-2619	0.09	29.4	3.6	4.93	7, 8
SAX J1818.6-1703	0.024	17.1	2.1	30.0	9, 10
IGR J18483-0311	0.22	16.1	2.8	18.55	9, 11

^a в диапазоне энергий 17-60 кэВ

^b медианная (наиболее вероятная) светимость

^c максимальная светимость, усредненная за ~ 2 ксек

^d ссылки на результаты измерений расстояний и орбитальных параметров

References: (1) Шати и др. (2008), (2) Корбет (2006), (3) Рахоу и др. (2008), (4) Кларк и др. (2010), (5) Джейн и др. (2011), (6) Дрейв и др. (2010), (7) Пеллицца и др. (2006), (8) Кларк и др. (2009), (9) Торрежон и др. (2010), (10) Цурита Херас, Шати (2009), (11) Сгуера и др. (2007).

механизма. Единственный источник, у которого медианная светимость находится в "разрешенной" области, – IGR J16465-4507 – иногда называют промежуточным SFXT, а наблюдаемая у него переменность излучения связывается с орбитальной модуляцией аккреционного потока (Кларк и др. 2010). До некоторой степени похожая ситуация складывается и для источника IGR J16418-4532, который согласно всех критериев относится к классу SFXTs, однако значение его медианного потока приходится на границу между "разрешенной" и "запрещенной" областями. Это происходит лишь по причине того, что в нашей однородной выборке источников были использованы только данные обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, качество которых, естественно, уступает данным, полученным с помощью фокусирующих телескопов. Если вместо данных обсерватории *ИНТЕГРАЛ* использовать данные обсерватории *XMM-Newton* (Сидоли и др. 2012), то медианная светимость источника IGR J16418-4532 будет равна $\sim 2 \times 10^{35}$ эрг с⁻¹, что почти в пять раз ниже, чем измеренная по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. В этом случае положение источника в низком состоянии оказывается глубоко в "запрещенной" области (штриховая линия и кружок на Рис.6.11).

Вывод, который можно сделать из Рис.6.11 и приведенных рассуждений состоит в следующем – модель клочковатого звездного ветра может объяснить наличие всплесков на кривой блеска источника (подобно тому, как это было сделано Цыганковым и др. 2004 для рентгеновского пульсара GX 301-2), однако в ее рамках невозможно объяснить тот факт, что медианная светимость SFXT оказывается существенно ниже, чем медианная светимость похожих двойных

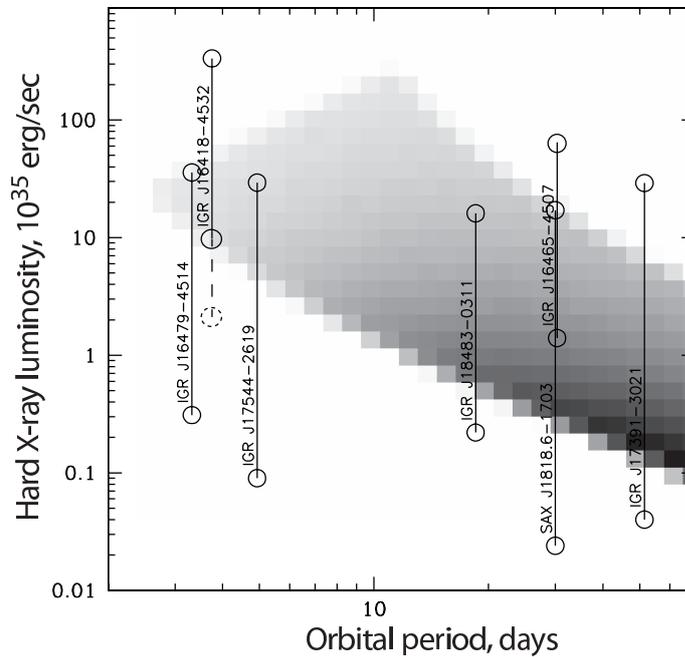


Рис. 6.11. Положение SFXTs на диаграмме $P_{\text{orb}} - L_x$. Для каждого источника показано два значения светимости – медианное и максимальное, измеренное по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Штриховой кружок показывает результат измерения медианной светимости от источника IGR J16418-4532 по данным обсерватории *XMM-Newton* (Сидоли и др. 2012), пересчитанный на диапазон энергий 17-60 кэВ.

систем с близкими орбитальными параметрами, но не относящихся к классу SFXTs. Для того чтобы наглядно продемонстрировать эту дихотомию, давайте сравним два источника – IGR J17544-2619 и IGR J18027-2016. Оптические звезды в обеих системах имеют похожие классы – O9Ib для первого источника и OBsg для второго, орбитальные периоды имеют близкие значения (около 5 дней), а значит и расстояния между компонентами в системах также почти одинаковы. Однако первый из этих источников – IGR J17544-2619 – относится к популяции SFXTs, а второй – IGR J18027-2016 – является обычным аккрецирующим рентгеновским пульсаром. Этот пример наглядно показывает, что в двойных системах имеются еще и другие параметры (в частности, магнитное поле нейтронной звезды и ее период вращения), комбинация которых кардинальным образом может влиять на их глобальные наблюдательные свойства (кроме того, важным может оказаться учет влияния магнитного поля, присутствующего в звездном ветре, см., например, Иксанов, Бескровная 2013).

Положение SFXTs по оси ординат на Рис.6.11 должно зависеть от скважности (duty-cycle) их активности. Естественно предположить, что скважность должна быть больше, а соответствующее отношение максимального

потока к медианному должно быть меньше, если источник располагается ближе к "разрешенной" области, и такой источник будет "вырождаться" в обычную рентгеновскую двойную систему с постоянным потоком и звездой-сверхгигантом в качестве оптического компаньона при попадании в "разрешенную" область. Отметим, что систематические исследования, действительно, показывают такой тренд для всех источников, кроме IGR J16479-4514 (Романо и др. 2009; Сидоли 2011). Вполне возможно, что такое отклонение от общего поведения связаны с тем, что в этой двойной системе оптическая звезда близка к заполнению своей полости Роша и наша модель становится неприменимой.

6.5 Слабые источники в обзоре обсерватории ИНТЕГРАЛ и предсказания для будущих обзоров

Общее понимание и полученные оценки функции светимости массивных рентгеновских двойных систем и их распределения в Галактике дают нам возможность сделать предсказания о количестве постоянных источников с низкими светимостями.

Используя действительную кривую чувствительности, достигнутую обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в девятидетном обзоре Галактической плоскости, вместо принятого нами ограничения по потоку 0.7 мКраб (см. Рис.6.2), можно ожидать зарегистрировать всего $\simeq 54$ НМХВс с постоянным потоком (здесь необходимо напомнить, что поверхностные плотности НМХВс, вычисленные выше, не включают пять таких систем с неизвестными расстояниями, и что они могут быть на $\sim 14\%$ выше, чем приведены в Таблице 6.2). Сорок два из них уже были зарегистрированы с потоком, превышающим 0.7 мКраб. Ниже этого предела ожидается регистрация еще 12 постоянных НМХВс среди всех неотожествленных источников, зарегистрированных обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*. Шесть таких объектов уже были зарегистрированы во время обзора (Таблица 6.1). Исходя из оценок поверхностной плотности разного типа источников на небе, можно ожидать, что большинство среди оставшихся галактических источников будут составлять катаклизмические переменные.

Этот вывод подтверждается Рис.6.12, на котором показано ожидаемое число массивных рентгеновских двойных систем в обзорах галактической плоскости с разными нижними пределами по чувствительности. Для сравнения на этом же рисунке показаны ожидаемое число активных ядер галактик и катаклизмических переменных. Кривая подсчета АЯГ была взята из работы Кривоноса и др. (2010б), кривая подсчета CVs вычислена, используя параметризацию из работы Ревнивцева и др. (2008б). Хорошо видно, что количество АЯГ и CVs начинает превышать количество НМХВс на потоках ниже $\sim 10^{-12}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$. Такая чувствительность в жестких рентгеновских лучах, как ожидается, будет достигаться с помощью обсерваторий нового поколения – *NuSTAR* (Харрисон и др. 2010) и *Astro-H* (Такахашаи и др. 2010), однако небольшие поля зрения этих обсерваторий будут сильно ограничивать

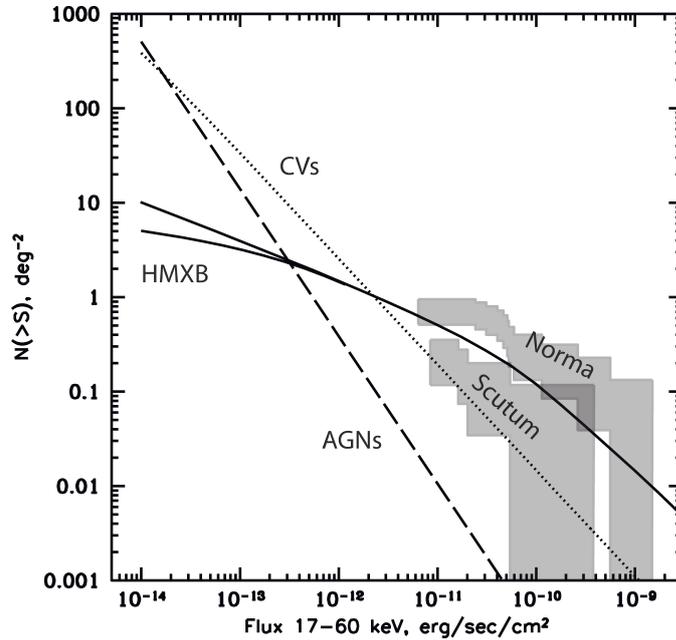


Рис. 6.12. Поверхностная плотность НМХВов в Галактической плоскости в направлении спиральных рукавов Norma ($345^\circ < l < 330^\circ$) и Scutum ($15^\circ < l < 35^\circ$) (серые области). Разные линии показывают предсказания числа рентгеновских источников разных типов в этих областях: АЯГ/АГН (штриховая линия), катаклизмические переменные CVs (пунктирная линия) и НМХВов (сплошные линии). Предсказания числа НМХВов на низких потоках было сделано, используя два варианта продолжения их функции светимости вида $d \log N / d \log$ при значениях ниже 10^{34} эрг s^{-1} (при высоких значениях параметры функции светимости были взяты из Таблицы 6.2): (1) верхняя сплошная линия – наклон был зафиксирован на значении -1.4 , как это было измерено в диапазоне 10^{34} эрг $s^{-1} < L_x < 10^{36}$ эрг s^{-1} , (2) нижняя сплошная кривая – наклон функции светимости зафиксирован на значении -1 , как это предсказывается из нашей модели (см. Рис.6.9).

общее число зарегистрированных объектов. Для увеличения числа известных постоянных массивных рентгеновских двойных систем в нашей Галактике (главным образом за счет регистрации новых, слабых объектов) необходимы обзорные миссии типа обсерватории *Спектр-Рентген-Гамма* (Павлинский и др. 2009).

Заключение ко второй части

Во второй части диссертации были рассмотрены вопросы, связанные с глобальными свойствами популяции массивных рентгеновских двойных систем. В частности:

- Используя данные обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, полученные в течение девятилетнего обзора Галактической плоскости, была получена статистически полная и наиболее глубокая по потоку выборка постоянных НМХВс в Галактике.
- Измерена плотность пространственного распределения аккрецирующих из ветра НМХВс в Галактике и показано, что она имеет максимум на галактоцентрических расстояниях 2-8 кпк. Полученное распределение хорошо коррелирует с распределением поверхностной плотности темпа звездообразования в Галактике.
- Построено угловое распределение НМХВс по галактической долготе и впервые показано, что оно имеет максимумы распределения в направлении касательных к спиральным рукавам, однако полностью с ними не совпадает. Смещение углового распределения популяции массивных рентгеновских двойных систем относительно текущего положения спиральных рукавов связано с конечным возрастом НМХВс и разными скоростями движения звездной составляющей Галактики и спиральной структуры.
- Предложена модель для популяции аккрецирующих из ветра НМХВс, которая адекватно описывает наблюдаемые свойства этой популяции, в частности распределение таких систем по светимостям и орбитальным периодам.
- В рамках разработанной модели показано, что на диаграмме $P_{\text{orb}} - L_x$ существует "разрешенная" область для аккрецирующих из ветра НМХВс и что все известные объекты этого класса находятся в этой области;
- Быстрые рентгеновские транзиенты в двойных системах со сверхгигантами (SFXTs) в неактивном (выключенном) состоянии находятся в "запрещенной" области диаграммы $P_{\text{orb}} - L_x$ и только во время всплеска перемещаются в "разрешенную" область, становясь обычными НМХВс. Этот результат является важным аргументом в пользу моделей, объясняющих транзиентное поведение SFXTs блокировкой (скорее всего, магнитным полем) аккреции на нейтронную звезду.
- Используя полученную функцию светимости, получены оценки числа массивных рентгеновских двойных систем в будущих обзорах и показано, что их будет значительно меньше, чем активных ядер галактик и катаклизмических переменных.

Часть III

Массивные рентгеновские двойные системы в галактике Большое Магелланово Облако

Глава 7

Глубокий обзор галактики Большое Магелланово Облако обсерваторией ИНТЕГРАЛ

7.1 Введение

Большое Магелланово Облако (БМО) – ближайшая к нам галактика, расположенная на расстоянии $\simeq 50$ кпс и являющаяся самым ярким спутником Млечного Пути. Близкое расстояние, высокие галактические широты, на которых расположено БМО (координаты центра $RA=05^h 24^m$, $Dec=-70^\circ$, размер галактики $\simeq 10^\circ \times 10^\circ$), и соответственно малое межзвездное поглощение, наличие большого количества достаточно молодых шаровых звездных скоплений и группировок молодых звезд высокой светимости (так называемых ОВ-ассоциаций), и, наконец, самая близкая и яркая сверхновая за последние несколько сотен лет SN1987A, вспыхнувшая в БМО в феврале 1987 г., сделали эту область неба одной из самых наблюдаемых в разных диапазонах длин волн.

В частности, в мягких рентгеновских лучах (< 10 кэВ) БМО наблюдалось обсерваториями *Einstein* (Лонг и др., 1981), *ROSAT* (Хаберл и Питч 1999), *XMM-Newton* (Хаберл и др. 2003) с достаточно большими экспозициями, что позволило открыть много рентгеновских источников разных классов. В области более жестких энергий БМО неоднократно наблюдалось обсерваториями *РЕНТГЕН* (Сюняев и др. 1990) и *ГРАНАТ* (Гребенев и др. 1991; Финогенов и др., 1993), однако недостаточная чувствительность и малая экспозиция проводившихся наблюдений не позволили провести подробное исследование рентгеновских источников. Обсерватории *RXTE* и *BeppoSAX*, хоть и обладали лучшей чувствительностью, имели недостаточное угловое разрешение, что также препятствовало детальному исследованию галактики БМО в жестких рентгеновских лучах. Запуск на орбиту обсерватории *ИНТЕГРАЛ* кардинально изменил ситуацию и позволил впервые провести полноценный глубокий обзор

ближайшей к нам галактики.

Галактика Большое Магелланово Облако наблюдалась приборами обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в 2003-2004 и 2009-2012 гг с общей экспозицией $\simeq 7$ Мсек (эффективная экспозиция составила $\simeq 4.8$ Мсек для телескопа *IBIS* и $\simeq 1.8$ Мсек для телескопа *JEM-X*). Таким образом, область неба в направлении БМО является одним из 2-3 наиболее глубоких внегалактических полей, наблюдавшихся обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*. Основной мишенью в этих наблюдениях был остаток вспышки Сверхновой 1987А с целью регистрации от него линий излучения радиоактивного распада ^{44}Ti , синтезированного в момент взрыва (Гребенев и др., 2012). Однако столь большая экспозиция позволила также зарегистрировать более двадцати точечных источников жесткого рентгеновского излучения разной природы (Гребенев и др., 2013), причем половина из них является новыми, открытыми обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*. В результате нам удалось построить статистически полную выборку массивных рентгеновских двойных систем, исследовать ее свойства в жестких рентгеновских лучах и провести прямое сравнение с результатами аналогичных исследований НМХВс в нашей Галактике.

7.2 Свойства обзора и открытие новых рентгеновских источников

При анализе данных наблюдений мы ограничили интересующую нас часть неба областью, в которой чувствительность, достигнутая телескопом *IBIS* за время обзора, была лучше, чем 1 мКраб ($\simeq 1.2 \times 10^{-11}$ эрг см^{-2} с^{-1}) на уровне значимости 4.5σ в диапазоне энергий 20–60 кэВ. На Рис.7.1 слева показана площадь обзора как функция потока от источника, регистрируемого на уровне значимости 4.5σ . Необходимо отметить, что в центральной области площадью ~ 240 град 2 , где собственно и находится Большое Магелланово Облако, чувствительность обзора лучше, чем 0.5 мКраб в диапазоне энергий 20–60 кэВ.

Одной из целей любого обзора, в том числе и обзора галактики БМО, является поиск ранее неизвестных источников излучения. Для оценки порога детектирования мы предполагаем, что отношение сигнал/шум (S/N) в пикселах на суммарной карте БМО имеет гауссово распределение (Рис.7.1 справа). Принимая во внимание, что геометрическая площадь обзора $\simeq 640$ град 2 , а угловое разрешение телескопа *IBIS* равно $12'$, количество независимых пикселов на карте составляет $\simeq 1.6 \times 10^4$. Таким образом, принимая формальный порог детектирования $S/N = 4$, мы ожидаем на всей карте БМО не более одного ложного источника. Однако необходимо сказать, что изображения, полученные телескопом *IBIS* при сверхглубоких наблюдениях выделенных областей неба, иногда могут быть зашумлены или подвержены влиянию каких-либо артефактов, возникающих из-за неидеальности алгоритма восстановления изображений (см. подробнее Кривонос и др. 2010б). Поэтому, несмотря на

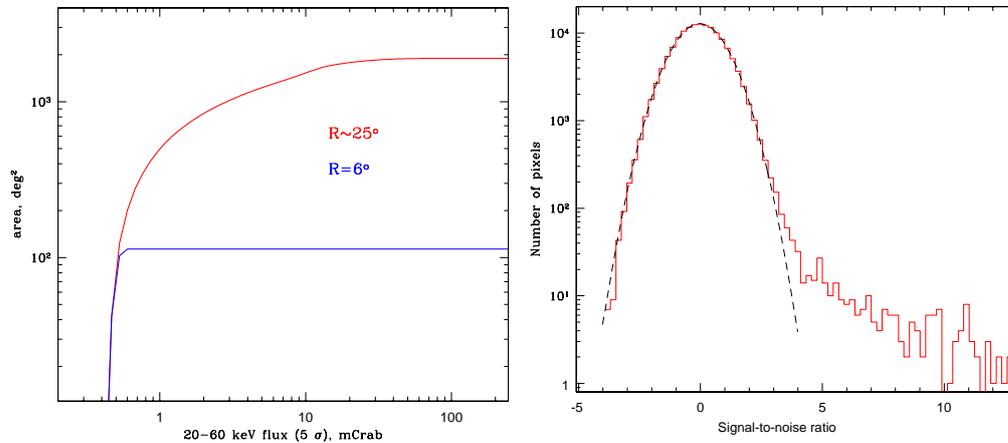


Рис. 7.1. (слева) Площадь обзора в направлении галактики БМО как функция потока от источника, регистрируемого на уровне значимости 4.5σ . (справа) Распределение количества пикселей на изображении галактики БМО, полученного по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в диапазоне энергий 20–60 кэВ, в зависимости от отношения сигнал/шум (гистограмма). Штриховой линией показано нормальное распределение со средним 0 и шириной 1.

отсутствие явного систематического шума на изображениях галактики БМО (Рис.7.2), для дальнейшего анализа мы установили более консервативный порог детектирования $S/N = 4.5$, что уменьшает вероятность обнаружения ложного источника более чем в 10 раз.

Изображение участка неба вокруг галактики БМО, полученное по данным телескопа *IBIS* в диапазоне энергий 20–60 кэВ, показано на Рис.7.2. Рентгеновские источники, зарегистрированные на уровне $S/N > 4.5$ показаны на рисунке и приведены в Таблице 7.1 вместе с указанием их классов и измеренных потоков (известный источник LMC X-3 был также включен в таблицу, так как он значительно регистрировался телескопом *JEM-X*). Как было отмечено выше, площадь обзора с чувствительностью лучше 1 мКраб существенно превосходит размер галактики БМО (~ 640 град² vs ~ 100 град²), поэтому в Таблице 7.1 также присутствуют объекты, которые не относятся к самой галактике.

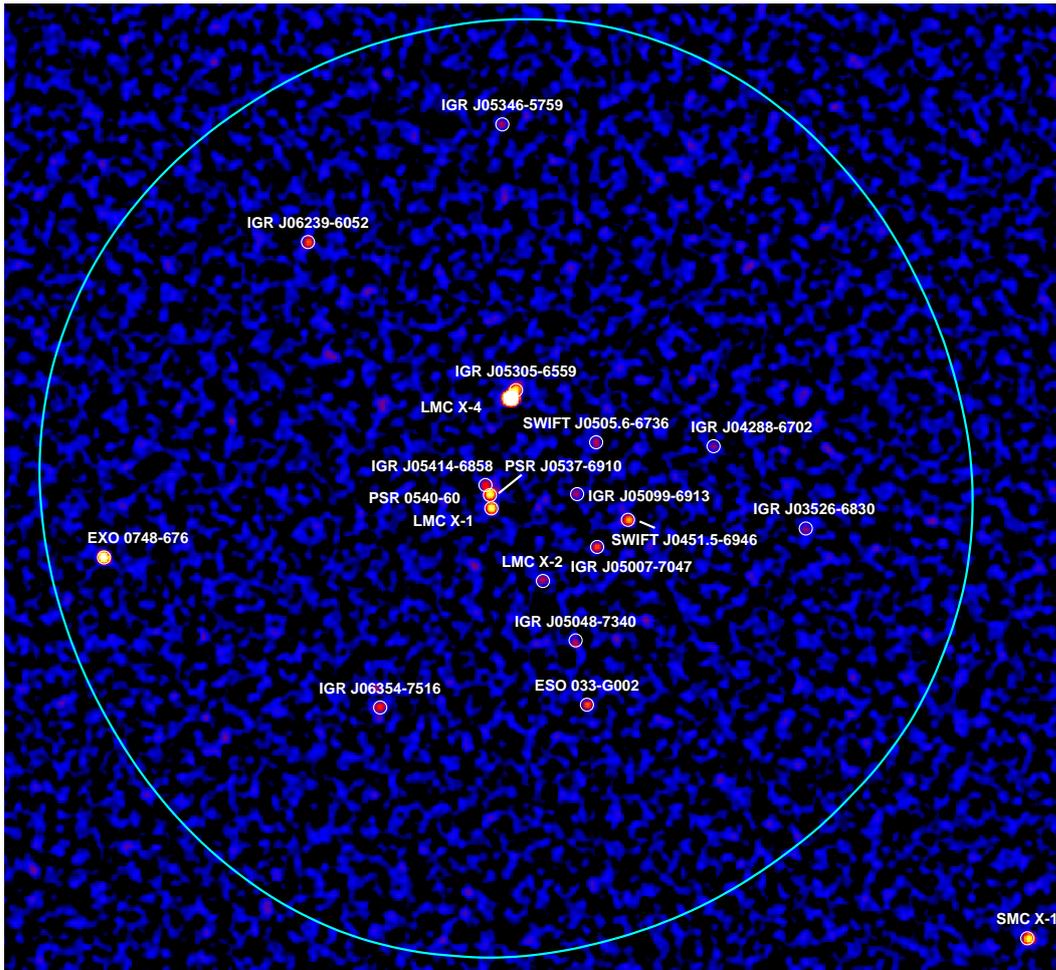


Рис. 7.2. Суммарное изображение участка неба вокруг галактики БМО, полученное во время обзора 2003–2012 гг по данным инструмента *IBIS/ISGRI* в диапазоне энергий 20–60 кэВ. Область, внутри которой чувствительность обзора лучше 1 мКраб при уровне регистрации сигнала 4.5σ , показана голубой линией. Подписаны все источники, зарегистрированные на уровне $S/N > 4.5$.

Таблица 7.1. Каталог рентгеновских источников, зарегистрированных обсерваторией ИНТЕГРАЛ с $S/N > 4.5$ во время обзора галактики БМО^а

Имя	Значимость ^б	Поток, мКрб		Тип ^в , Другие имена
		20 – 60 кэВ	3 – 20 кэВ	
LMCX-4	266.1	21.04 ± 0.08	8.55 ± 0.08	HMXB
EXO 0748-676	39.5	6.88 ± 0.17		LMXB, MW
LMCX-1	25.8	1.98 ± 0.08	9.55 ± 0.07	HMXB, BH
IGR J05305-6559	23.2	1.84 ± 0.08	0.69 ± 0.08	HMXB, EXO 053109-6609
PSR 0540-69	22.0	1.68 ± 0.08	1.28 ± 0.07	PSR
IGR J06239-6052	11.1	1.33 ± 0.12		Sy2, z=0.0405, ESO 121-IG 028
SWIFT J0451.5-6949	14.9	1.22 ± 0.08	0.73 ± 0.09	HMXB
ESO 033-G002	11.7	1.14 ± 0.10	0.60 ± 0.16	Sy2, z=0.0184
IGR J06354-7516	8.7	0.87 ± 0.10		PKS 0637-752, z=0.653, SWIFT J0635.9-7515
IGR J05346-5759	6.2	0.87 ± 0.14		CV, MW
IGR J05007-7047	10.0	0.81 ± 0.08	0.46 ± 0.08	HMXB
IGR J05414-6858	8.0	0.61 ± 0.08		HMXB
IGR J03526-6830	4.8	0.56 ± 0.12		BL Lac, PKS 0352-686, IGR J03532-6829
SWIFT J0505.6-6736	6.4	0.50 ± 0.08		Galaxy, 2MASX J05052442-6734358
LMCX-2	6.1	0.49 ± 0.08	16.90 ± 0.09	LMXB
IGR J04288-6702	5.3	0.49 ± 0.09		
IGR J05099-6913	6.1	0.47 ± 0.08		
IGR J05048-7340	5.3	0.46 ± 0.09		Galaxy, z=0.0148, ESO 033 -G011
PSR J0537-6910	5.8	0.44 ± 0.08	0.25 ± 0.06	PSR
LMCX-3 ^г	2.4	0.20 ± 0.08	11.38 ± 0.11	HMXB, BH

^а источники расположены по убыванию регистрируемого от них потока в диапазоне энергий 20–60 кэВ

^б в диапазоне энергий 20–60 кэВ

^в HMXB — массивная рентгеновская двойная система, LMXB — маломассивная рентгеновская двойная система,

CV — катаклизмическая переменная, PSR — одиночный пульсар,

BH — черная дыра, MW — галактика Млечный Путь

^г включен в таблицу из-за значимой регистрации телескопом JEM-X

Из Таблицы 7.1 видно, что половина из приведенных в ней источников имеют имена, начинающиеся с IGR, т.е. они были открыты в ходе обзора галактики БМО обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*. Вообще, обзор проводился в два этапа – первая часть наблюдений была выполнена в 2003-2004 гг с общей экспозицией ~ 1.5 Мс), а большая часть проводилась в 2009-2012 гг. Соответственно, и открытия новых источников также проходили в два этапа – в частности, во время второй серии наблюдений было обнаружено 5 новых рентгеновских источников (Гребенев и др. 2013):

Название	R.A.	Dec.
IGR J04288-6702	04 ^h 28 ^m 48.2 ^s	-67°02'24"
IGR J05048-7340	05 04 46.6	-73 40 01
IGR J05099-6913	05 09 56.6	-69 13 16
IGR J05414-6858	05 41 26.0	-68 58 23
IGR J06354-7516	06 35 25.9	-75 16 55

Для определения природы этих источников нами были использованы данные обсерваторий *ROSAT*, *XMM-Newton*, телескопа *Swift/XRT*, а также разных каталогов и баз данных *SIMBAD*, *NED*, *2MASS*, *USNO-B1* и др. (более подробно описание процесса определения природы жестких рентгеновских источников и характеристик используемых инструментов приведено в первой части диссертации). Два из обнаруженных объектов были отождествлены с внегалактическими источниками: IGR J06354-7516 — с квазаром PKS 0637-752, находящимся на красном смещении $z = 0.653$, IGR J05048-7340 — с галактикой ESO 033-G011 на красном смещении $z = 0.0148$. Источник IGR J05414-6858 был открыт во время весенней сессии наблюдений галактики БМО в мае-июне 2010 г (Гребенев, Лутовинов 2010) как транзиентный источник с потоком 3.5 ± 0.4 мКраб в диапазоне энергий 20-40 кэВ. Последующие наблюдения с помощью телескопа *Swift/XRT* позволили уточнить координаты источника и отождествить его с инфракрасным объектом 2MASS 05412663-6901224 (Лутовинов, Гребенев 2010), а дополнительные наблюдения на 2.2-метровом телескопе (Ла Силла, MPG/ESO) уточнить возможный класс оптической звезды-компаньона как B1-2IIIe (Ray и др. 2010). Позже, используя данные обсерватории *XMM-Newton*, полученные во время вспышки 2011 года, в кривой блеска источника были обнаружены пульсации излучения в периодом ~ 4.4 сек. Таким образом, открытый нами объект IGR J05414-6858 может быть с уверенностью классифицирован как рентгеновский пульсар в массивной двойной системе. Природа оставшихся двух источников пока остается неизвестной.

Изображение галактики Большое Магелланово Облако, полученное по данным телескопа *JEM-X* в диапазоне энергий 3-20 кэВ, показано на Рис.7.3. Из-за меньшего по сравнению с телескопом *IBIS* поля зрения полученное изображение оказывается существенно меньшим, чем приведенное на Рис.7.2

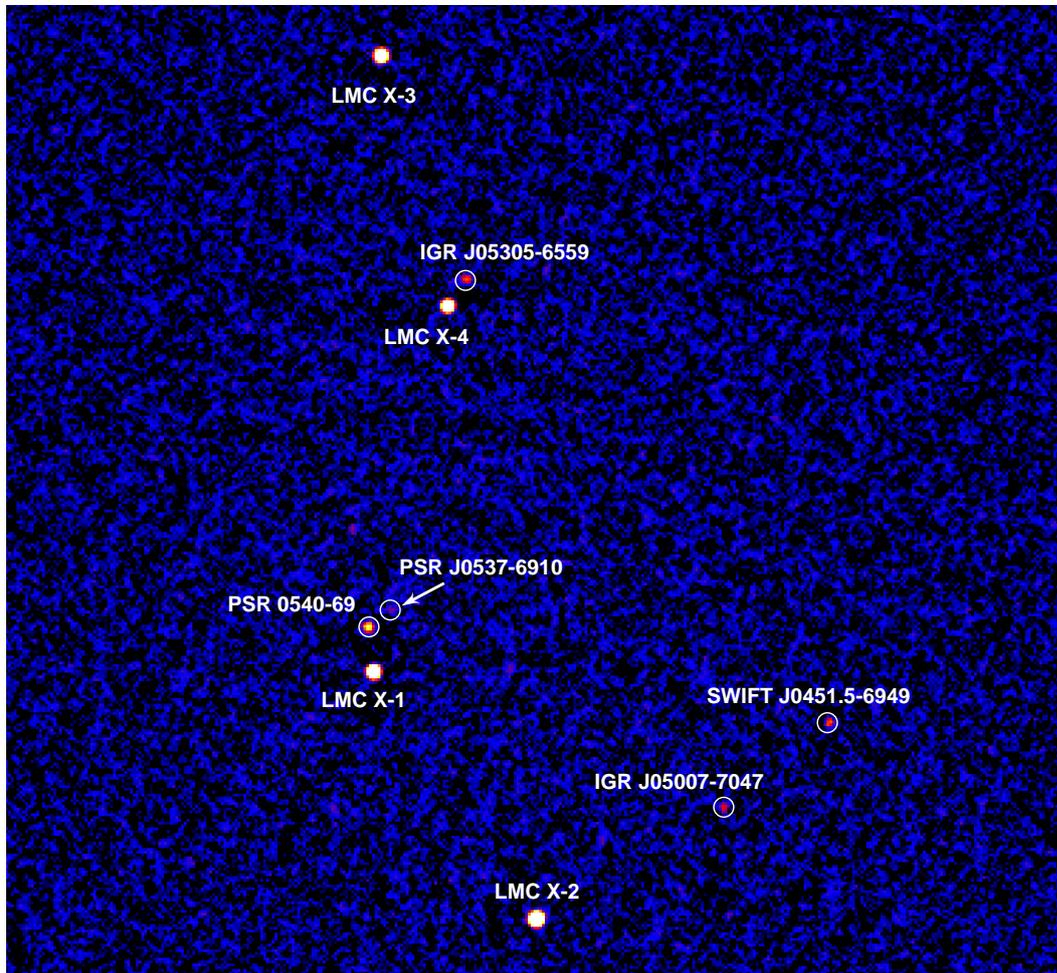


Рис. 7.3. Изображение галактики БМО в диапазоне энергий 3-20 кэВ по данным телескопа *JEM-X* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*.

для жесткого диапазона энергий, и приблизительно соответствует размерам самой галактики. Помимо восьми жестких рентгеновских источников, телескоп *JEM-X* также значительно регистрирует сигнал еще от одного известного объекта – черной дыры LMC X-3, которая, как показал спектральный анализ, находится в мягком спектральном состоянии (см. ниже).

7.3 Массивные рентгеновские двойные системы в БМО.

Функция светимости

Среди 19 жестких рентгеновских источников, приведенных в Таблице 7.1, шесть (напомним, что LMC X-3 в жестких лучах значительно не регистрировался) являются массивными рентгеновскими двойными системами, расположенными

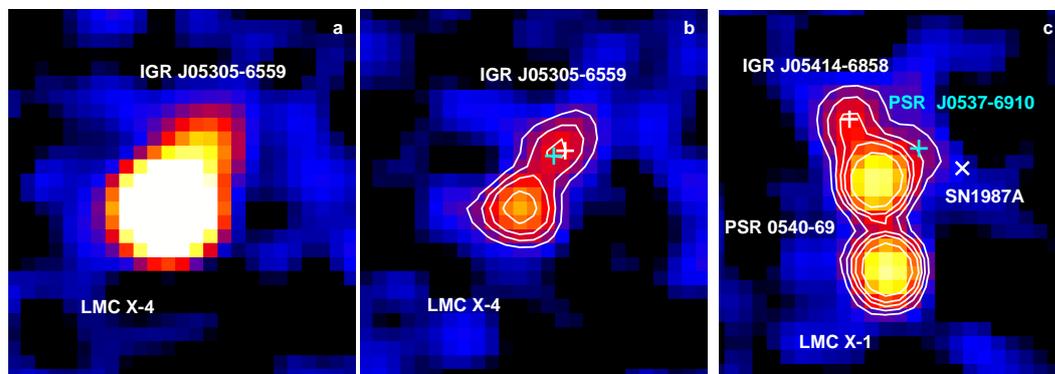


Рис. 7.4. Увеличенное изображение областей неба вблизи рентгеновского пульсара LMC X-4 (a,b) и пульсара PSR 0540-69 (c), полученное по данным телескопа *IBIS*. Голубым и белым крестиками на панели (b) показаны положения мягких рентгеновских источников EXO 053109-6609 и XMMU J053041.1-660535, соответственно. Контуры соответствуют уровням S/N 3.0, 4.7, 6.4 и 9.8σ . Голубым крестиком на панели (c) показано положение пульсара PSR J0537-6910, белым – положение источника IGR J05414-6858. Положение Сверхновой 1987A отмечено символом X. Контуры соответствуют уровням S/N 3.0, 4.7, 6.4, 8.1 и 11.5σ .

в галактике БМО, при этом четыре из них ранее были неизвестны и были обнаружены в обзорах обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *Swift*. Среди них особый интерес с точки зрения вопроса определения природы представляет источник IGR J05305-6559. Изначально этот объект был обнаружен на усредненной карте семилетнего обзора всего неба обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* (Кривонос и др. 2007), однако его близкое расположение к яркому рентгеновскому пульсару LMC X-4 существенно затрудняло точное определение координат и последующую идентификацию (Рис.7.4а). Необходимо отметить, что пульсар LMC X-4 обладает интересной особенностью – регистрируемый от него поток модулируется с периодом ~ 30.5 дней (так называемый суперорбитальный период), значительную часть которого источник практически не регистрируется (см., например, Цыганков, Лутовинов 2005а). Мы построили изображение той же самой области неба, что и на Рис.7.4а, отобрав только те наблюдения обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, во время которых рентгеновский пульсар LMC X-4 находился в ”выключенном” состоянии (Рис.7.4б). На полученной карте хорошо видно, что источники IGR J05305-6559 и LMC X-4 однозначно разделяются и положение первого совпадает с координатами двух мягких рентгеновских источников EXO 053109-6609 (рентгеновский пульсар в двойной системе с Вез звездой, показан голубым крестиком) и XMMU J053041.1-660535 (показан белым крестиком). Принимая во внимание форму спектра источника EXO 053109-6609 и тот факт, что его светимость в диапазоне энергий 2-10 кэВ превышает светимость источника XMMU J053041.1-660535 в ~ 20 раз, этот объект, скорее

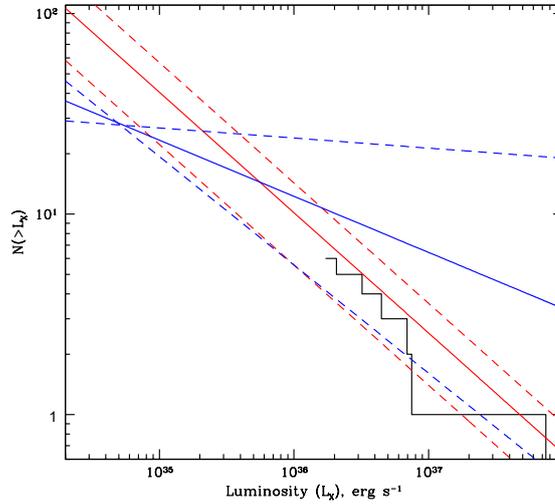


Рис. 7.5. Кумулятивная функция светимости массивных рентгеновских двойных систем в Большом Магеллановом Облаке по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (гистограмма). Синей и красной сплошными линиями показаны результаты измерений функции светимости по данным обсерватории *ХММ-Newton* для БМО и большой выборки галактик, соответственно (см. подробнее текст). Штриховые линии демонстрируют области соответствующих неопределенностей.

всего, и является мягким рентгеновским компаньоном обнаруженного в ходе обзора обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* источника IGR J05305-6559. Таким образом, последний относится к классу НМХВс.

Принимая во внимание одинаковую чувствительность обзора обсерватории *ИНТЕГРАЛ* для всей галактики БМО, а также известное расстояние до нее, можно достаточно просто построить функцию светимости для массивных рентгеновских двойных систем в этой галактике. Используя принцип максимального правдоподобия, их дифференциальная функция светимости может быть аппроксимирована степенным законом (1) с наклоном $\alpha = 1.8^{+0.4}_{-0.3}$ и ожидаемым количеством источников со светимостью $N(L_X \gtrsim 2 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}) \approx 9$ (Лутовинов и др. 2012г). Соответствующая кумулятивная функция светимости показана на Рис. 7.5 гистограммой. Для сравнения на том же рисунке показаны функция светимости НМХВс, измеренная по данным обсерватории *ХММ-Newton* с $\alpha = 1.28^{+0.26}_{-0.23}$, $N(L_X \gtrsim 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}) \approx 5$ (синие линии; Штыковский, Гильфанов, 2005а) и предсказываемая из "универсальной" функции светимости с $\alpha \approx 1.6$, $N(L_X \gtrsim 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}) \approx 11 \pm 5$ (красные линии; Гримм и др. 2003). Необходимо отметить, что обе эти функции и их нормировки были получены в мягком рентгеновском диапазоне энергий 2 – 10 кэВ для области БМО, наблюдавшейся обсерваторией *ХММ-Newton*. Для того, чтобы сравнить их с функцией светимости, полученной обсерваторией

ИНТЕГРАЛ в жестком диапазоне энергий 20 – 60 кэВ во всей галактике БМО, мы сделали соответствующие перенормировки, приняв во внимание, что отношение потоков для спектров типичных массивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами (которых большинство среди объектов этого класса, Лутовинов и др. 2007) составляет $F_{2-10}/F_{20-60} \simeq 0.5$ (см., например, Филиппова и др., 2005), а соответствующие темпы звездообразования во всей галактике БМО и области, покрытой обсерваторией *XMM-Newton*, составляют $SFR(LMC) \approx 0.5 M_{\odot}/\text{год}$ и $SFR(XMM) \approx 0.089 M_{\odot}/\text{год}$, соответственно (Штыковский, Гильфанов, 2005а). Из рисунка видно, что измерения обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в области высоких светимостей хорошо согласуются как с результатами, полученными для БМО в мягком рентгеновском диапазоне, так и с предсказаниями, полученными из универсальной функции светимости массивных рентгеновских двойных систем. Тем не менее, необходимо отметить, что среди массивных рентгеновских двойных систем встречаются объекты с "нетипичными" спектрами (включающие как черные дыры, так и нейтронные звезды в качестве компактного объекта), что может приводить к некоторым искажениям функции светимости при переходе от одного диапазона энергий к другому.

7.4 Другие типы источников, регистрируемые в направлении галактики БМО

Активные ядра галактик

В направлении галактики БМО было также зарегистрировано несколько объектов внегалактической природы – две галактики, две сейфертовские галактики второго типа, квазар и блазар (см. Таблицу 7.1).

Как было отмечено выше, сверхглубокие обзоры разных участков неба, позволяющие приблизиться практически к пределу регистрируемости точечных источников телескопами с кодирующей апертурой, используются, в том числе, для изучения распределения объектов разных классов по небу. В частности, в работе Кривоноса и др. (2007) было показано, что распределение активных ядер галактик по небу не является изотропным – количество АЯГ в направлении на скопление галактик в созвездии Девы и Великого Аттрактора значительно превышает их количество в противоположном направлении. Однако имеющийся на тот момент объем данных позволил получить этот результат на масштабе десятков тысяч квадратных градусов. Проведение в 2008-2012 гг нескольких серий глубоких наблюдений галактики БМО и области неба вокруг источника 3C273 позволяет нам сузить характерный масштаб искомой асимметрии до нескольких сотен – тысяч квадратных градусов.

На Рис. 7.6(слева) показаны площади обзоров галактики БМО и области неба вокруг источника 3C273 как функции потока от источника, регистрируемого на уровне значимости 5σ (этот критерий был немного поднят по сравнению с

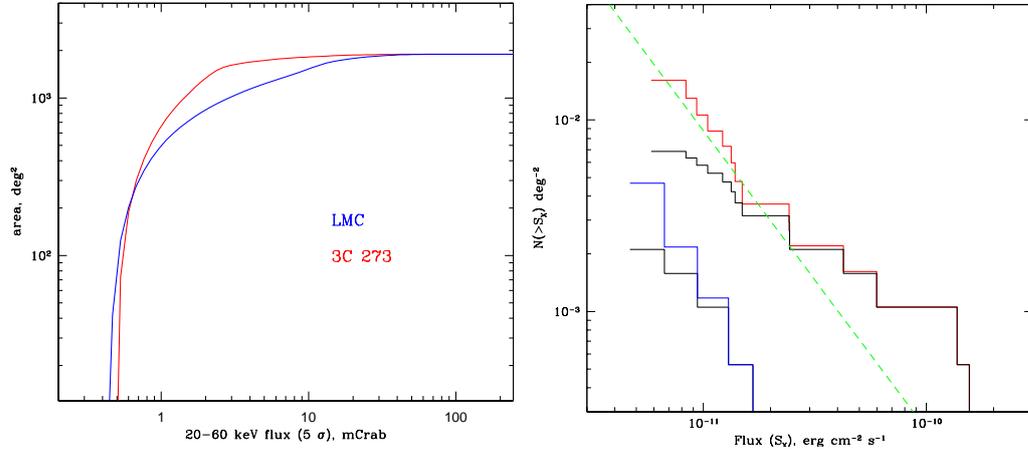


Рис. 7.6. (слева) Сравнение площадей обзоров области вокруг источника 3С273 (красная линия) и галактики БМО (синяя линия) как функций потоков от источника, регистрируемого на уровне значимости 5σ . (справа) Кривые подсчета количества активных ядер галактик в сверхглубоких полях в направлении галактики БМО и источника 3С273 (синяя и красная гистограммы, соответственно). Черными гистограммами показаны соответствующие кривые подсчета, не скорректированные на площади обзоров. Штриховой линией показана модель наилучшей аппроксимации количества АЯГ на всем небе в диапазоне энергий 17-60 кэВ из работы Кривоноса и др. (2010а), перенормированная на диапазон энергий 20-60 кэВ.

использовавшимся ранее из-за несколько более высокой зашумленности поля вокруг источника 3С273). Видно, что на больших потоках площади обзоров совпадают, однако уже при потоках в ~ 30 мКраб начинаются различия, связанные с разными стратегиями проводившихся наблюдений.

На Рис. 7.6(справа) показаны кривые подсчета активных ядер галактик в обоих глубоких полях. Хорошо видно, что в области неба в направлении на источник 3С273 расположено более чем в три раза большее число значимо регистрируемых АЯГ (13 объектов) с потоком $F \gtrsim 6 \times 10^{-12}$ эрг с⁻¹ см⁻², чем в направлении на БМО (4 объекта). Аппроксимация кривой подсчетов АЯГ в направлении 3С273 функцией $N(> S) = AS^{-\beta}$ с использованием метода максимального правдоподобия дает наклон $\beta = 1.65_{-0.28}^{+0.31}$ и ожидаемое количество источников $N \approx 10$ с потоком выше 1 мКраб в диапазоне энергий 20-60 кэВ внутри круга радиусом 24.5°. Аналогичный анализ для области неба в направлении БМО дает ожидаемое количество источников $N \approx 1$ с потоком выше 1 мКраб в диапазоне энергий 20-60 кэВ внутри круга радиусом 24.5°. Для сравнения необходимо отметить, что в предположении однородного распределения АЯГ по небу в круге радиусом 24.5° ожидается $N \approx 6$ источников с потоком выше 1 мКраб в диапазоне энергий 20-60 кэВ (Кривонос и др., 2010а).

Отметим, что на малых потоках ($F < 2 \times 10^{-11}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$) кривая подсчетов активных ядер галактик в области источника 3C273 хорошо согласуется с такой же кривой, полученной усреднением по всему небу. Более того, в области малых потоков кривые подсчетов в обоих полях сближаются. В то же время в области неба вокруг источника 3C273 наблюдается явный избыток ярких объектов, причем большинство этих объектов имеет небольшие красные смещения и находятся ближе, чем ≈ 70 Мпк. Последнее подтверждает сделанное ранее предположение о неоднородности локальной Вселенной, в частности, свидетельствует о локальной пустой области в направлении БМО, и наоборот, о повышении плотности в направлении на источник 3C273 (Кривонос и др. 2007, Лутовинов и др. 2012г).

Пульсары, LMXBs, CVs

Помимо массивных рентгеновских двойных систем и внегалактических объектов, в результате глубоких наблюдений галактики БМО были также зарегистрированы и другие объекты – как относящиеся к самой галактике, так и нет. К первым принадлежат маломассивная рентгеновская двойная система LMC X-2 и два одиночных пульсара – PSR 0540-69 и PSR J0537-6910, похожих по своим свойствам на пульсар в Крабовидной туманности. Первый из них является известным источником, неоднократно до этого наблюдавшимся разными обсерваториями. Детальное исследование области неба вокруг него показало, что контуры распределения значимости регистрируемого от него потока вытянуты в двух направлениях (Рис.7.4с). В одном из этих направлений наблюдаемая вытянутость связана с обнаруженным в непосредственной близости от PSR 0540-69 новым рентгеновским пульсаром IGR J05414-6858 (см. выше). В другом направлении вытянутость контуров совпадает с положением еще одного одиночного пульсара PSR J0537-6910. Отношение потоков, регистрируемых от обоих пульсаров телескопом *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, составляет около 4, что хорошо согласуется с отношением их же потоков, но измеренных по данным обсерватории *XMM-Newton* в мягком рентгеновском диапазоне длин волн (Штыковский, Гильфанов 2005а). Этот результат является следствием степенных спектров обоих пульсаров с приблизительно одинаковыми фотонными индексами. Таким образом, наблюдаемая вытянутость контуров распределения значимости пульсара PSR 0540-69, по-видимому, действительно связана с присутствием пульсара PSR J0537-6910, впервые зарегистрированного в жестких рентгеновских лучах.

Из оставшихся трех объектов, значимо регистрируемых телескопом *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, два расположены в нашей Галактике – EXO 0748-676 (LMXB) и IGR J05346-5759 (CV), а еще один относится к другой соседней галактике Малое Магелланово Облако – известный рентгеновский пульсар SMC X-1 (HMXB) с потоком 28.1 ± 1.3 мКрб в диапазоне энергий 20-60 кэВ.

7.5 Широкополосные рентгеновские спектры

Используя данные телескопов *JEM-X* и *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, были построены широкополосные (в диапазоне энергий 3-100 кэВ) спектры восьми объектов, значимо зарегистрированных обоими инструментами во время обзора галактики БМО. Полученные спектры показаны на Рис.7.7, а параметры моделей наилучшей аппроксимации приведены в Таблице 7.2.

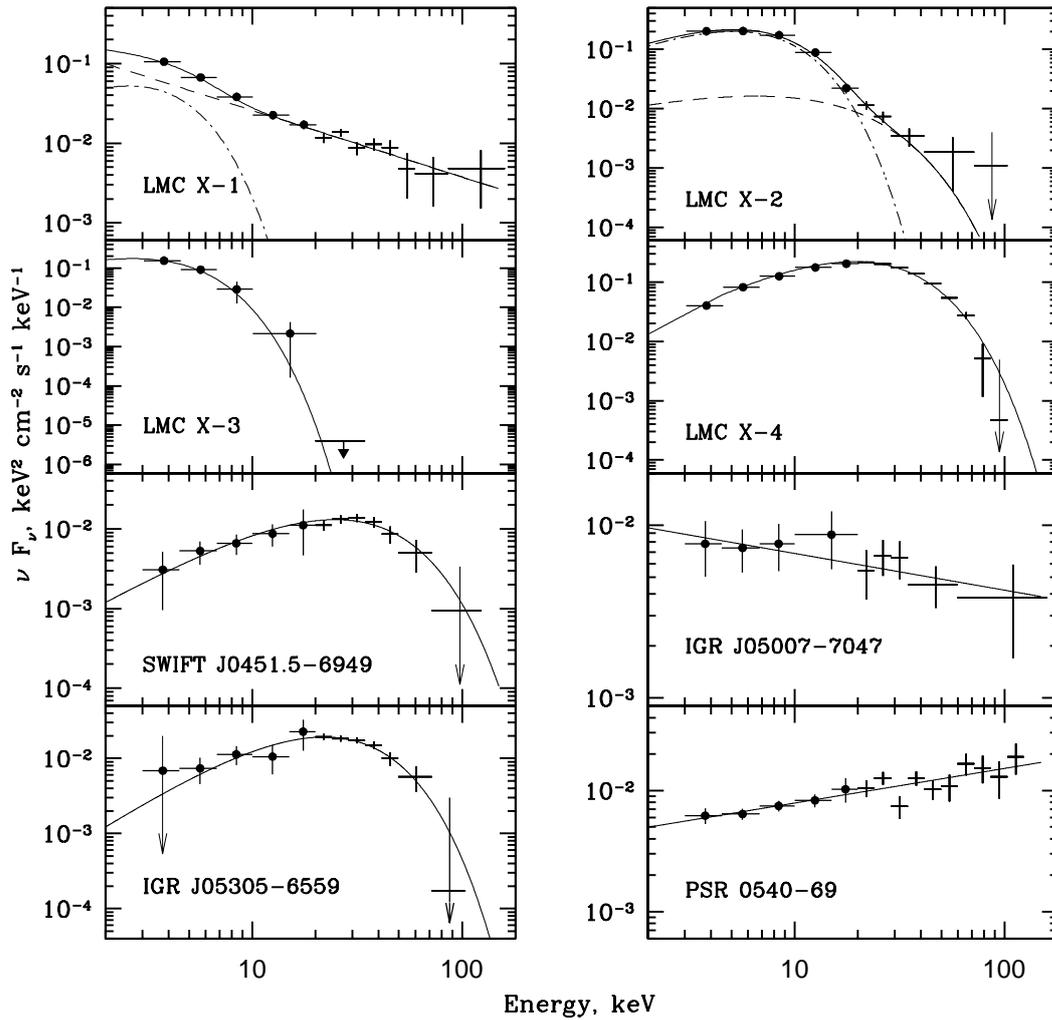


Рис. 7.7. Энергетические спектры восьми рентгеновских источников, значимо зарегистрированных в направлении галактики БМО телескопами *JEM-X* и *IBIS*. Кружками показаны результаты измерений телескопом *JEM-X*, крестиками – *IBIS*. Модели наилучшей аппроксимации показаны сплошной линией. Штриховыми и штрихпунктирными линиями показан вклад разных компонент для многокомпонентных моделей.

Таблица 7.2. Результаты наилучшей аппроксимации широкополосных спектров восьми рентгеновских источников из обзора галактики БМО

Имя	kT_{in}^a кэВ	kT_{br}^b кэВ	Γ^c	E_c^d кэВ
LMC X-1	1.08 ± 0.06		2.8 ± 0.2	
LMC X-2	2.17 ± 0.03	10 ± 1		
LMC X-3	1.14 ± 0.04			
LMC X-4			0.10 ± 0.05	10.4 ± 0.6
SWIFT J0451.5-6949			0.5 ± 0.5	16.0 ± 5.0
IGR J05007-7047			2.2 ± 0.3	
IGR J05305-6559			0.15 ± 0.65	12 ± 4
PSR 0540-69			1.7 ± 0.1	

- ^a внутренняя температура чернотельного диска
^b температура тормозного излучения
^c фотонный индекс
^d характерная энергия завала спектра

Из Таблицы 7.1 следует, что в обзоре были зарегистрированы две массивные рентгеновские двойные системы, содержащие в качестве компактного объекта черную дыру – LMC X-1 и LMC X-3. Обе системы давно известны и достаточно хорошо изучены. Полученный по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* спектр источника LMC X-1 может быть хорошо аппроксимирован двухкомпонентной моделью, состоящей из чернотельной дисковой компоненты и степенного закона (вклад соответствующих компонент показан на Рис.7.7 штрихпунктирной и штриховыми линиями, а их параметры приведены в Таблице 7.2). Такая форма спектра, а также его параметры типичны как для объектов этого класса, так и для источника LMC X-1 непосредственно (см., например, Танака, Шибазакэ 1996; Рулен и др. 2011). Другая двойная система с черной дырой, LMC X-3, по-видимому, находилась во время наблюдений обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в ультрамягком состоянии, так что ее спектр может быть описан однокомпонентной моделью чернотельного диска с температурой $kT_{in} \simeq 1.1$ кэВ. Измеренный фотонный индекс для спектра одиночного пульсара PSR 0540-69 $\Gamma \simeq 1.7$ остается практически неизменным во всем диапазоне энергий. Четыре из восьми представленных на Рис.7.7 источников относятся к массивным рентгеновским двойным системам. Спектры трех из них (LMC X-4, SWIFT J0451.5-6949, IGR J05305-6559) очень похожи друг на друга, типичны для таких объектов и хорошо аппроксимируются моделью степенного закона с завалом на высоких энергиях (см. Таблицу 7.2). Регистрируемый рентгеновский поток от четвертого источника, IGR J05007-7047, оказывается ниже и поэтому его спектр был измерен с большими ошибками. По этой причине для его аппроксимации оказывается достаточно простого степенного закона. В заключение отметим, что спектры массивных рентгеновских двойных систем SWIFT J0451.5-6949, IGR J05007-7047 и IGR J05305-6559 были получены впервые.

Заключение к третьей части

По результатам глубокого обзора галактики Большое Магелланово Облако зарегистрировано более 20 источников жесткого рентгеновского излучения, причем почти половину из них составляют новые объекты.

На основании проведенных наблюдений получена статистически полная выборка массивных рентгеновских двойных систем в галактике БМО, что позволило впервые исследовать их функцию светимости в жестких рентгеновских лучах. В частности, было показано, что функция светимости ярких НМХВс ($> 2 \times 10^{36}$ эрг с^{-1}) в БМО в диапазоне энергий 20–60 кэВ может быть аппроксимирована степенным законом с наклоном $\alpha = 1.8_{-0.3}^{+0.4}$. Последнее согласуется с результатами аналогичных исследований свойств НМХВс как в нашей Галактике (см. первую часть диссертации, а также работу Гримма и др. 2002), так и для большой выборки спиральных галактик (Гримм и др. 2003).

Второй по численности (после НМХВс) популяцией зарегистрированных в этом обзоре источников являются активные ядра галактик. При этом в направлении на БМО их число оказывается существенно меньшим по сравнению с количеством таких объектов, регистрируемых в других направлениях, в частности, в направлении на источник 3C273. Это, а также избыток ярких объектов на малых красных смещениях в последнем случае, свидетельствует о неоднородности распределения массы в локальной Вселенной. Этот факт ранее уже отмечался другими авторами, однако в настоящей работе позволил нам сузить характерный масштаб такой асимметрии до нескольких сотен – тысяч квадратных градусов.

Также необходимо отметить, что впервые было обнаружено жесткое рентгеновское излучение от одиночного пульсара PSR J0537-6910 и построены широкополосные спектры восьми объектов, причем четыре из них являются массивными рентгеновскими двойными системами.

Часть IV

Рентгеновские пульсары – массивные рентгеновские двойные системы с нейтронными звездами

Введение

Гипотеза о существовании нейтронных звезд – объектов с очень высокими плотностями и малыми радиусами – была высказана вскоре после открытия нейтрона. Однако из-за малой площади поверхности их остаточное тепловое излучение оказывалось слишком слабым для регистрации с помощью оптических телескопов того времени. Ситуация изменилась в 1967 г., когда на небе были обнаружены радиосигналы, имеющие очень высокую периодичность (Хьюиш и др. 1968). Источник этого сигнала был интерпретирован как быстро вращающаяся нейтронная звезда. Запущенная на орбиту в 1970 г. обсерватория *UHURU* обнаружила пульсирующее излучение компактных рентгеновских источников – рентгеновских пульсаров, представляющих собой нейтронные звезды, находящиеся в тесных двойных системах и аккрецирующие вещество со своего нормального звездного компаньона (Шрейер и др., 1972).

В настоящее время известно более 100 рентгеновских пульсаров, находящихся в двойных системах, причем подавляющее большинство из них (> 95%) относится к массивным двойным системам. Более того, как было отмечено в первой части диссертации, среди массивных рентгеновских двойных систем большинство составляют рентгеновские пульсары. В частности, в обзоре Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* из почти восьмидесяти НМХВs более 50 являются рентгеновскими пульсарами (Лутовинов, Цыганков 2009а). Благодаря регистрации пульсирующего излучения становится возможным определять параметры массивных двойных систем (орбитальные периоды, расстояния между компаньонами), параметры самих компаньонов – их массы, радиусы оптических звезд; кроме того, в спектрах рентгеновских пульсаров регистрируются циклотронные линии поглощения, что позволяет напрямую измерять магнитные поля нейтронных звезд. Таким образом, детальные исследования временных и спектральных характеристик рентгеновских пульсаров являются важным инструментом при изучении популяции массивных рентгеновских двойных систем.

Основным механизмом, способным обеспечить наблюдаемую у рентгеновских пульсаров 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 с сильным магнитным полем ($B \sim 10^{12}$ Гс). При таких значениях магнитного поля (которое в первом приближении имеет дипольную форму) существует некоторый радиус R_A (называемый альвеновским), на котором давление падающего вещества уравнивается давлением магнитного поля нейтронной звезды. Вещество не может проникнуть внутрь магнитосферы, вмораживается в нее и стекает по силовым линиям в область полюсов, образуя на поверхности нейтронной звезды два горячих пятна, в которых освобождает свою гравитационную энергию, высвечивающуюся в рентгеновском и гамма-диапазонах (для иллюстрации см. Рис.8.0). При соответствующей ориентации оси магнитного диполя относительно оси вращения, эти пятна будут периодически появляться на луче

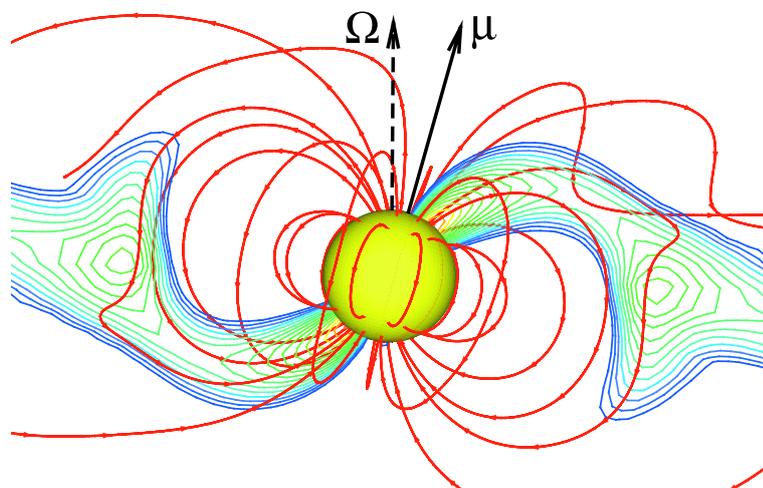


Рис. 8.0. X-Z сечение аккреционного канала для угла наклона магнитной оси $\Theta = 15^\circ$. Контурами показано распределение плотности в потоке (из работы Романовой и др. 2004).

зрения, что приводит к наблюдаемому эффекту пульсирующего излучения.

Звездами-компаньонами в таких источниках являются звезды ранних спектральных классов (O-B), поэтому в этих системах, как правило, присутствует сильный звездный ветер, из которого и происходит аккреция (см. обсуждение модели и свойств популяции массивных рентгеновских двойных систем во второй части диссертации). В некоторых случаях может образовываться аккреционный диск, наблюдаться двухпотоковая аккреция и т.д., причем на разных стадиях эволюции тип аккреции может меняться. В соответствии с этим различаются и наблюдательные проявления источников (см., например, Липунов 1987).

Кривые блеска пульсара, его период и профиль импульса, энергетический спектр и их переменность на разных 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 и физических параметрах как вещества на разных расстояниях от нейтронной звезды, так и самой нейтронной звезды, и т.д.

Конечно, описанная выше картина аккреции является очень упрощенной и схематичной; в действительности она оказывается гораздо сложнее и разнообразнее, о чем говорит, например, многообразие фазовых кривых блеска (профилей импульса) рентгеновских пульсаров (Лутовинов, Цыганков 2009б), а также большое число теоретических работ, в которых предпринимались попытки построить самосогласованные модели излучения рентгеновских пульсаров (см., например, Шварцман 1970а,б; Бисноватый-Коган 1973, 1991; Баско, Сюняев 1976а,б; Гош, Лэмб 1978, 1979; Бурнард и др. 1991; Шакура и

др. 2013 и другие).

В частности, в работе Баско и Сюняев (1976) было показано, что направленность излучения полярных шапок коренным образом зависит от наличия ударной волны в аккреционной колонке, возникающей на полюсах нейтронной звезды. При высокой светимости ($\gtrsim 10^{37}$ эрг с^{-1}) влиянием излучения на падающее вещество пренебрегать нельзя и над поверхностью нейтронной звезды возникает ударная волна, в которой происходит торможение падающего вещества. Плазма скапливается в зоне под ударной волной и излучение, в основном, выходит через боковые стенки аккреционной колонки с пропеллерной диаграммой направленности. В случае более низких светимостей вещество тормозится непосредственно вблизи поверхности нейтронной звезды и карандашная диаграмма направленности излучения оказывается более вероятной. При некоторых промежуточных светимостях диаграмма направленности может представлять из себя комбинацию пропеллерной и карандашной. Диаграмма направленности, а соответственно и профиль импульса, могут изменяться в зависимости от энергетического диапазона, так как более горячие слои вещества находятся ближе к поверхности нейтронной звезды, где условия формирования излучения могут отличаться от более высоких слоев (Баско и Сюняев, 1976).

Важным инструментом в исследовании свойств магнитосфер нейтронных звезд является наблюдение зависимости частоты их собственного вращения от светимости. Во время вспышек у рентгеновских пульсаров происходит значительное увеличение темпа аккреции вещества на нейтронную звезду. В таком случае часто можно наблюдать ускорение вращения пульсара, что связано с увеличением количества вращательного момента, переданного аккрецируемым веществом нейтронной звезде; при этом решающую роль играет величина магнитного поля нейтронной звезды (см., например, Гош, Лэмб 1979; Лавлейс и др. 1995). Корреляция между темпом изменения периода импульса и рентгеновской светимостью во время вспышек установлена к настоящему моменту у целого ряда транзиентных источников (см., например, Галловой и др. 2004, Байкал и др., 2002 и ссылки там, а также главу 8 диссертации).

Как было сказано выше, нейтронные звезды в рентгеновских пульсарах обладают сильными магнитными полями. Единственным непосредственным методом измерения величины магнитного поля нейтронной звезды является регистрация циклотронных линий (Гнедин, Сюняев 1974) в спектре рентгеновского пульсара. Известно, что электроны, находящиеся в магнитном поле B , будут двигаться по спирали вдоль магнитных силовых линий с Ларморовской частотой:

$$\omega_c = \frac{eB}{\gamma mc}, \quad (7.1)$$

где γ – Лоренц-фактор. При этом движение электронов в направлении, перпендикулярном магнитному полю, квантовано на эквидистантные уровни (уровни Ландау):

$$\hbar\omega_n = n\hbar\omega_c \quad (7.2)$$

Из формул (7.1) и (7.2) следует простое соотношение между измеряемой энергией циклотронной линии в спектре источника и величиной магнитного поля: $E \simeq 11.6 \times B_{12} \times (1+z)^{-1}$ кэВ, где B_{12} – напряженность магнитного поля в единицах 10^{12} Гс, z – гравитационное красное смещение. Например, для нейтронной звезды массой $1.4M_{\odot}$ и радиусом 15 км (Сулейманов и др. 2011) $z \simeq 0.14$.

Впервые циклотронная линия была обнаружена в спектре рентгеновского пульсара Her X-1 (Трюмпер и др. 1978) и по результатам этих измерений определена напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Позднее циклотронные линии поглощения были обнаружены в спектрах более десятка рентгеновских пульсаров (см., например, Михара 1995; Кобурн и др. 2002; Филиппова и др. 2005 и ссылки там). Более того, в спектрах некоторых рентгеновских пульсаров регистрируются также и высшие гармоники циклотронной линии, находящиеся вблизи частот ω_n (Вайт и др. 1983; Нагазе 1989; Хейндл и др. 1999; Лутовинов и др. 2000а; Цыганков и др. 2006). Своеобразным рекордсменом среди рентгеновских пульсаров является источник 4U 0115+63, в спектре которого, помимо фундаментальной, зарегистрировано еще 4 высших гармоники циклотронной линии (Ферриньо и др. 2009; Мюллер и др. 2013; Болдин и др. 2013). Как впервые было показано Михарой и др. (1998), для некоторых рентгеновских пульсаров энергия циклотронной линии не является постоянной, а может изменяться со светимостью источника. Особенно явно такие изменения прослеживаются у ярких транзиентных пульсаров во время вспышек, когда светимость источника меняется в широком динамическом диапазоне. В частности, изменения энергии циклотронной линии поглощения были зарегистрированы для рентгеновских пульсаров 4U 0115+63 (Михара и др. 2004; Накаджима и др. 2006; Цыганков и др. 2007, Болдин и др. 2013) и V 0332+53 (Цыганков и др. 2006, 2010). Для последнего была обнаружена линейная антикорреляция между энергией циклотронной линии и светимостью пульсара, детальное исследование которой позволило не только измерить магнитное поле нейтронной звезды в этой системе, но и получить оценки на размеры излучающих областей и их изменения со светимостью. Более подробно об этих результатах будет сказано ниже, после обзора временных и спектральных характеристик рентгеновских пульсаров.

Глава 8

Временные характеристики ярких рентгеновских пульсаров

Еще в ранних работах (см., например, Ванг и Велтер, 1981; Вайт и др., 1983) было показано, что наблюдаемые от рентгеновских пульсаров профили импульса существенно отличаются для разных источников, обладают широким разнообразием форм в зависимости от энергетического диапазона и светимости источника, а в некоторых случаях могут смещаться вплоть до 180° по фазе с изменением энергетического диапазона. Кроме того, они также обладают значительной переменностью на масштабе одного импульса (см., например, Фронтера и др., 1985, Цыганков и др., 2007). Булик и др. (2003) предприняли попытку "широкой" классификации профилей импульса, согласно которой каждый пульсар может быть отнесен либо к одно-, либо к двухпиковому подклассу профилей. Такая классификация основана на предположении, что в процессе вращения нейтронной звезды наблюдатель видит либо один, либо два магнитных полюса, соответственно. Причем на малых энергиях это различие может быть не столь явным, однако выше ~ 10 кэВ, где влиянием поглощения можно пренебречь, или, в случае пульсаров с циклотронной особенностью, выше циклотронной энергии, можно четко разделить одно- и двух пиковые профили.

Выше было отмечено, что наличие сильного магнитного поля ($10^{11} - 10^{13}$ Гс) вблизи излучающих областей на поверхности нейтронной звезды приводит к появлению особенностей в спектрах рентгеновских пульсаров – циклотронных линий поглощения. При этом известно, что на циклотронной частоте резко меняются свойства аккрецируемой плазмы, что может выражаться в изменении диаграммы направленности излучения (Межарос и Нагель, 1985) и приводить, в свою очередь, к изменениям профиля импульса вблизи циклотронной энергии (см., например, Цыганков и др., 2006 и ссылки там).

Очевидно, что изменения в диаграмме направленности, а также условиях геометрии формирования излучения, должны приводить к зависимости доли пульсирующего излучения как от светимости источника так и от энергии. Этот факт был осознан и измерен рядом авторов еще в 80-90х годах, однако

только с появлением современных обсерваторий *RXTE* и *ИНТЕГРАЛ*, имеющих высокое временное и энергетическое разрешение (особенно в области жестких энергий, где наблюдаемое излучение не подвержено влиянию фотопоглощения и зависит только от геометрии системы и физических условий в области его формирования), стало возможным проведение систематических исследований. В частности, Цыганков и др. (2007), используя данные обсерватории *RXTE*, показали, что доля пульсирующего излучения у источника 4U0115+63 уменьшается с увеличением светимости источника и увеличивается с энергией. При этом увеличение идет не монотонным образом, а имеет особенности (локальное повышение) вблизи гармоник циклотронной линии поглощения.

8.1 Методы и подходы

Для исследования профилей импульса в жестком рентгеновском диапазоне энергий были отобраны восемь (4U 0115+63, V 0332+53, A 0535+262, Vela X-1, Cen X-3, GX 301-2, OAO 1657-415, EXO 2030+375) наиболее ярких (с потоками > 100 мКраб по в жестком, > 20 кэВ, диапазоне энергий) рентгеновских пульсаров, входящих в состав массивных рентгеновских двойных систем. Кроме того, на примере этих источников была впервые подробно исследована зависимость доли пульсирующего излучения рентгеновских пульсаров от их светимости и энергетического диапазона, а также влияние на нее резонансного поглощения вблизи циклотронной линии и ее гармоник.

Основным результатом, полученным в работе Лутовинова, Цыганкова (2009б) и представляемом в настоящей главе, являются профили импульса в широких энергетических каналах (20-30, 30-40, 40-50, 50-70, 70-100 кэВ), карты относительной интенсивности излучения в координатах энергий и фаз импульса по данным телескопа *IBIS* и зависимость доли пульсирующего излучения (ДПИ, формула 1.2) от энергии и светимости (см. также <http://hea.iki.rssi.ru/integral/pulsars>). Карты интенсивности были получены путем свертки скорректированной на фоновое излучение кривой блеска пульсара в узких энергетических каналах (ширина выбиралась такой, чтобы обеспечить оптимальную значимость и составляла около 5 кэВ), центроид которых смещался от канала к каналу на 2 – 3 кэВ. Каждый профиль строился в единицах относительно среднего уровня скорости счета в выбранном энергетическом канале. Результирующая карта приводится нормированной на единицу. Такое представление хорошо отражает эволюцию структуры профиля (изменение относительного вклада разных пиков и т.п.). Для каждого источника вышеупомянутые результаты являются либо усредненными, если профиль импульса существенно не менялся со светимостью, либо наиболее характерными для разных состояний (в соответствующих подписях к рисункам указано состояние источника). Пунктирными линиями показаны положения гармоник циклотронной линии поглощения (если такая регистрируется в спектре). Необходимо отметить, что в области высоких энергий ($> 50 - 60$ кэВ, в

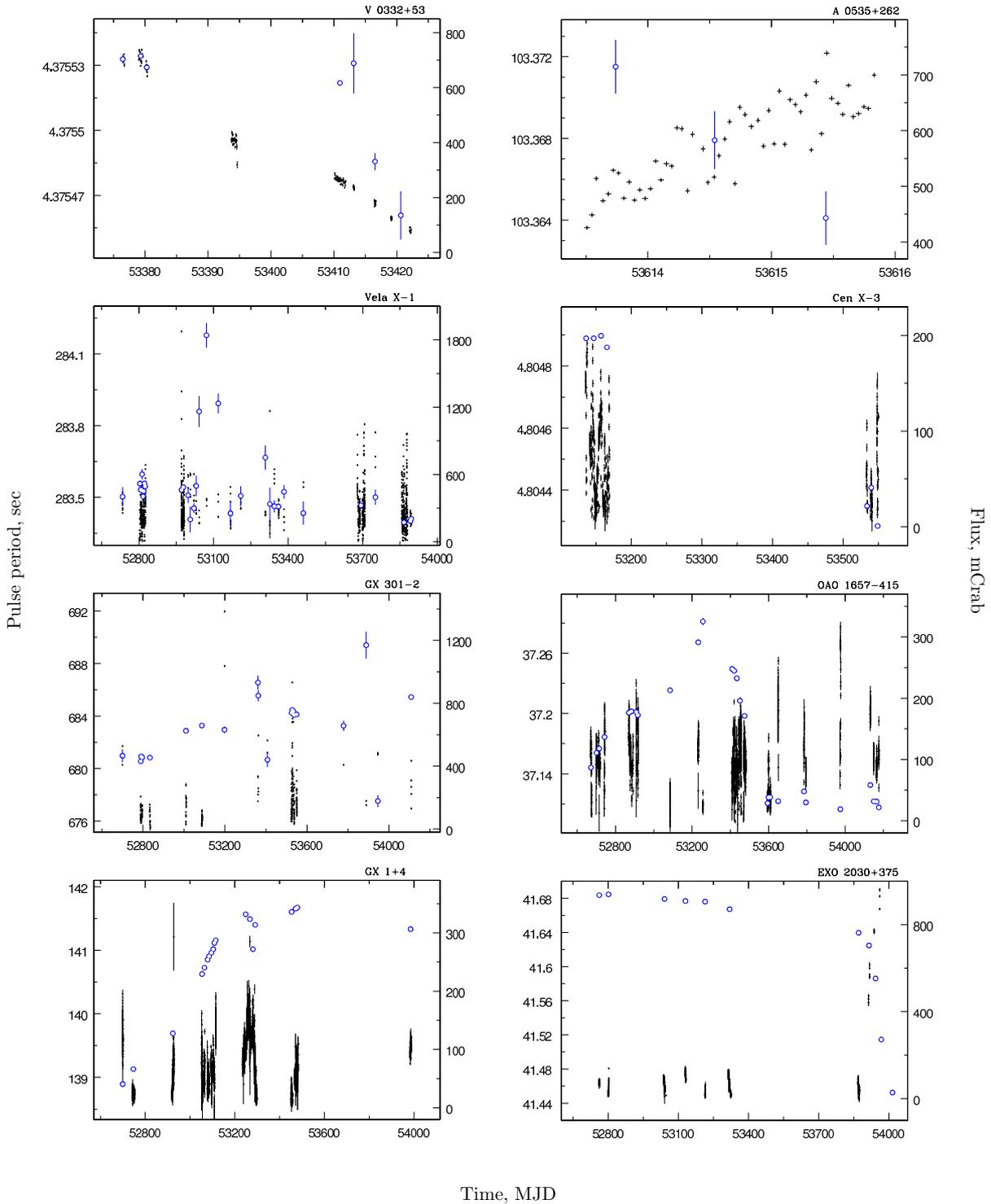


Рис. 8.1. Кривые блеска восьми рентгеновских пульсаров в диапазоне энергий 20-60 кэВ (крестики) и зависимости их периодов импульса от времени (открытые кружки). Ошибка на период была получена методом, описанным в работе Лутовинова и др. (2012в), и соответствует уровню 1σ .

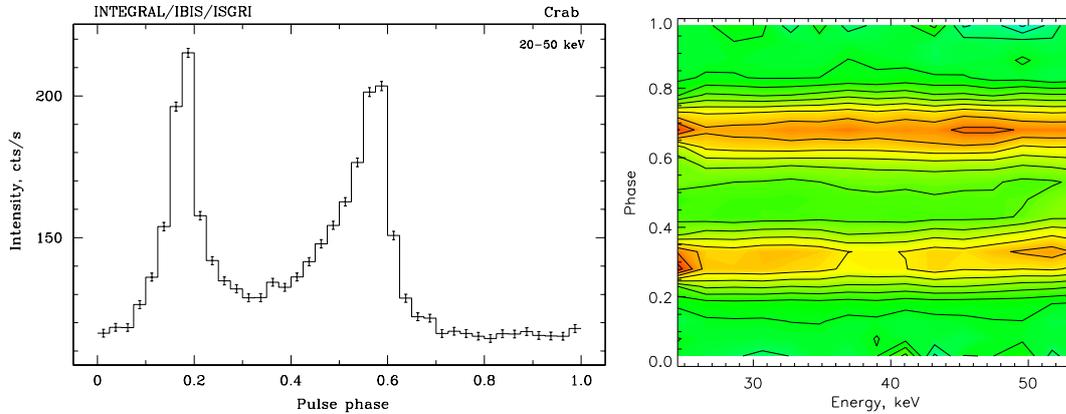


Рис. 8.2. (а) Фазовая кривая блеска пульсара NP0532 в Крабовидной туманности, измеренная по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в диапазоне энергий 20-50 кэВ. (б) Карта относительной интенсивности излучения в координатах “энергия-фаза импульса” (подробнее смотри в тексте).

зависимости от спектра и интенсивности источника) корректное вычитание фона оказывается затруднительным, поэтому в отдельных случаях формальные значения ДПИ могут превышать 100%, что связано с недостатком статистики.

В качестве примера работы используемого метода, а также оценки точности и правильности проведенного временного анализа, были сделаны соответствующие вычисления для пульсара NP0532 в Крабовидной туманности. Наблюдения этого источника проводились обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* раз в несколько месяцев для калибровки инструментов. На Рис.8.2(а,б) приведены профиль импульса этого источника в энергетическом канале 20-50 кэВ и карта его относительной интенсивности. Профиль имеет характерную двухпиковую форму с небольшим возрастанием относительной интенсивности второго (относительно выбранного нами положения нулевой фазы) пика с ростом энергии, что хорошо видно из карты интенсивности (Рис.8.2б).

На Рис.8.3(а) точками показана зависимость собственного периода пульсара, измеренного и приведенного к барицентру Солнечной системы используемыми в настоящей работе методами, от времени; сплошная линия представляет собой экстраполяцию данных измерений периода пульсара в радиодиапазоне обсерваторией Jodrell Bank в виде $P = 0.033522231 + 0.00000003633565 \times (T - 52014)$, где T - время в MJD (<http://www.jb.man.ac.uk/pulsar/crab.html>). На Отклонения измеренных обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* значений периода от результатов экстраполяции приведены на Рис.8.3(б). Штриховой линией показаны отклонения реальных измерений периода, проведенных обсерваторией Jodrell Bank, от той же самой экстраполяции. Видно прекрасное согласие между измерениями в радио и гамма-диапазонах. Отметим также регистрацию “глитча” (скачка периода пульсара) обеими обсерваториями в момент времени MJD ~ 53070 .

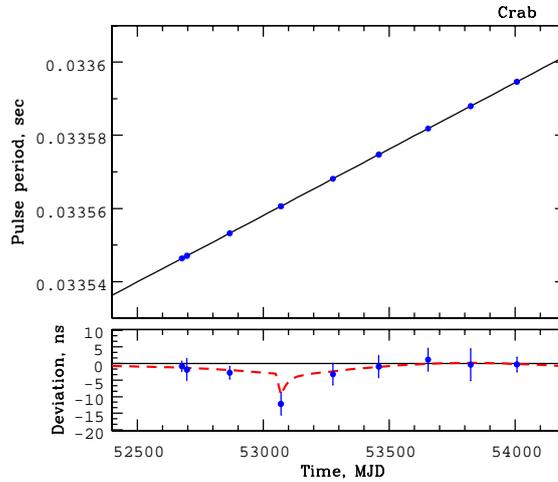


Рис. 8.3. (а) Зависимость периода пульсаций источника NP0532 в Крабовидной туманности от времени по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (кружки). Сплошная линия – экстраполяция измерений обсерватории Jodrell Bank в радиодиапазоне. (б) Соответствующие отклонение результатов измерения обсерватории *ИНТЕГРАЛ* от экстраполяции (кружки) и результатов измерений в радиодиапазоне (штриховая линия). В обоих диапазонах ясно виден скачок периода (“глитч”) на MJD 53070.

Сравнение полученных данных позволяет заключить, что результаты определения периода пульсара NP0532 обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* с высокой точностью (типичная разница $\sim 10^{-9}$ с) совпадают с результатами измерения в радиодиапазоне.

8.2 Профили импульса, карты интенсивности и ДПИ

Теперь, когда мы показали работоспособность и корректность жетодов временного анализа данных обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, можно переходить к исследованию временных характеристик рентгеновских пульсаров. Ниже, для каждого из них кратко представлены полученные результаты.

4U 0115+63

Транзиентный рентгеновский пульсар *4U 0115+63* наблюдался обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* во время мощной вспышки в сентябре 2004 года, на спаде ее интенсивности, когда светимость источника составляла около $\sim 7.5 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} . Профиль импульса в жестких энергетических каналах, характерный для такого уровня светимости, вместе с картой относительной интенсивности излучения и зависимостью ДПИ от энергии приведены на Рис.8.4. Отметим, что подробное исследование свойств профиля импульса и

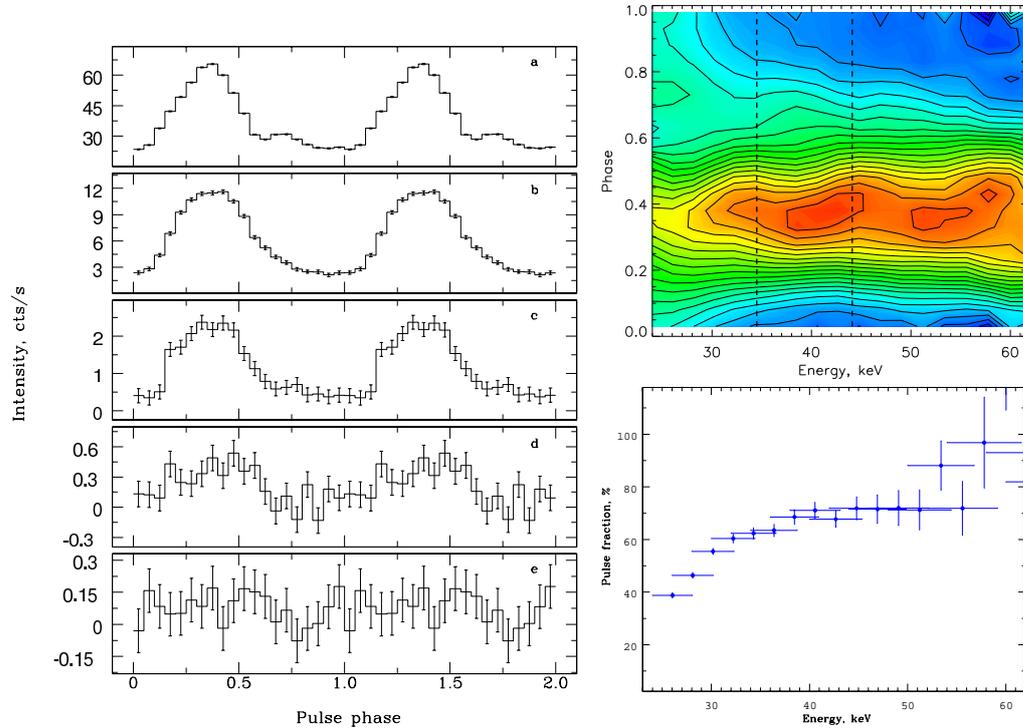


Рис. 8.4. (слева) Фазовые кривые блеска рентгеновского пульсара 4U 0115+63 в диапазонах энергий 20-30 кэВ, 30-40 кэВ, 40-50 кэВ, 50-70 кэВ, 70-100 кэВ (сверху вниз) по данным телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Соответствующая карта относительной интенсивности в координатах “энергия-фаза импульса” (справа сверху) и зависимость доли пульсирующего излучения от энергии (справа внизу).

изменения доли пульсирующего излучения в широком диапазоне светимостей пульсара, энергий и временем было проведено в работе Цыганкова и др. (2007) по данным обсерватории *RXTE*, полученным во время вспышек 1999 и 2004 гг. В указанной работе, в частности, было обнаружено, что во всем диапазоне светимостей источника наблюдается “волнообразное” поведение профиля при изменении энергии. Эффект заключается в том, что каждая линия уровня равной интенсивности основного пика не лежит на одной фазе при разных энергиях, а слегка смещается то в одну, то в другую сторону. Интересно отметить, что такая переменность фазы основного пика обладает некоей повторяемостью по энергии и ее период приблизительно совпадает с расстоянием по энергии между гармониками циклотронной линии поглощения в спектре пульсара (Рис. 8.4). Не менее важным и интересным стало обнаружение сильной зависимости ДПИ от энергии и светимости, при которой ДПИ уменьшается с увеличением светимости и увеличивается с энергией. Причем в последнем случае этот рост не является равномерным, а имеет

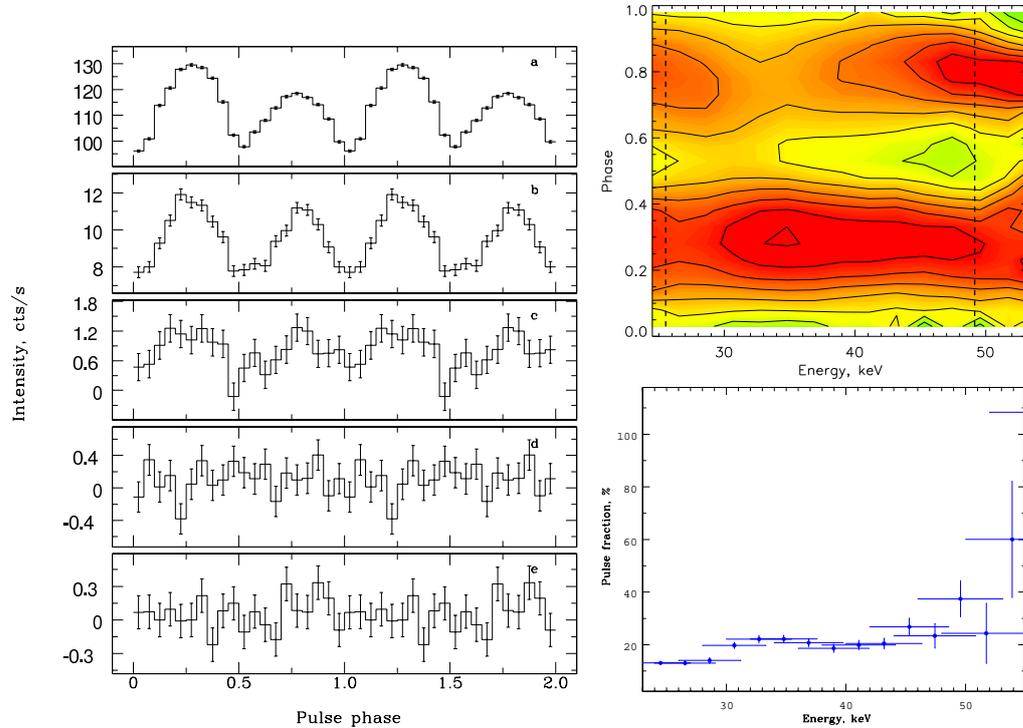


Рис. 8.5. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника V0332+53, высокое состояние.

локальные максимумы вблизи гармоник циклотронной линии (см., например, рис.3 и Рис.4 из работы Цыганкова и др. 2007). В данных обсерватории *ИНТЕГРАЛ* этот факт менее заметен из-за худшей статистики.

Отметим, что 4U 0115+63 был первым рентгеновским пульсаром, у которого были обнаружены такие особенности ДПИ. Позднее похожие зависимости были обнаружены для других рентгеновских пульсаров, в спектрах которых регистрируются циклотронные линии поглощения (см. ниже).

V0332+53

Рентгеновский пульсар V 0332+53 наблюдался во время мощной вспышки излучения в широком диапазоне потоков от ~ 70 до ~ 700 мКраб (диапазон энергий 20-60 кэВ), что соответствует разбросу светимостей от $\sim 4 \times 10^{37}$ до $\sim 4 \times 10^{38}$ эрг/с (принимая расстояние до пульсара $d \sim 7$ кпс, Негуеруела и др. 1999). В спектре его излучения было обнаружено три гармоники линии циклотронного поглощения, причем положение основной гармоники не является постоянным со светимостью (Михара и др., 1998). В работе Цыганкова и др. (2006) впервые было показано, что во время вспышек излучения циклотронная энергия в спектре источника линейно падает с ростом его светимости. Также

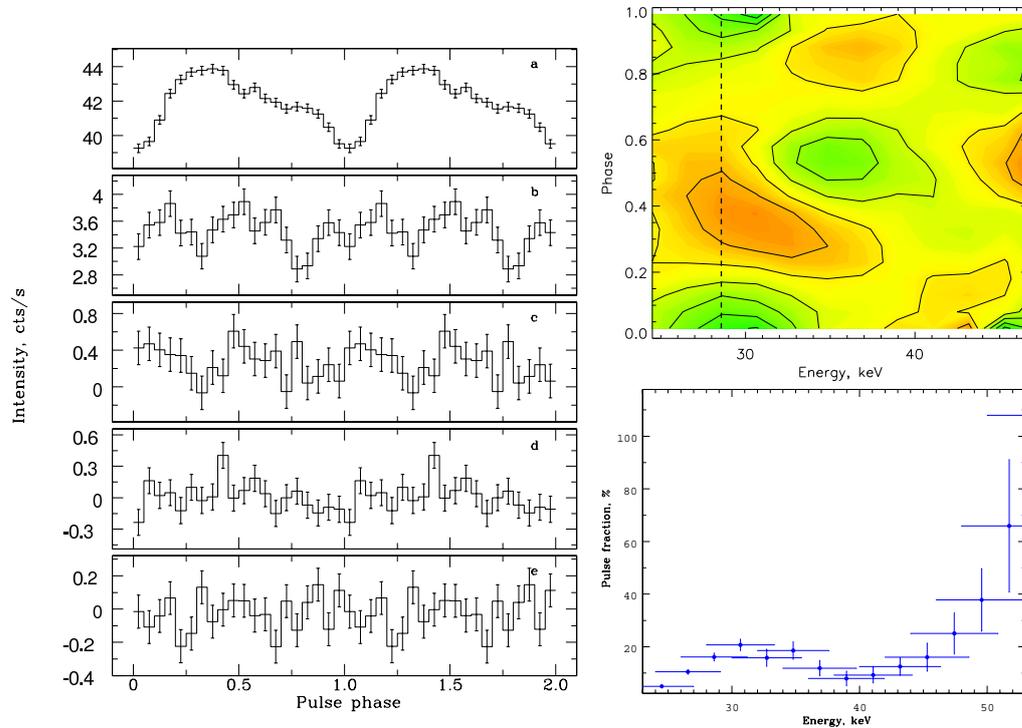


Рис. 8.6. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника V0332+53, низкое состояние.

были найдены существенные изменения профиля импульса со светимостью и энергией, особенно вблизи циклотронной особенности (см. главу 11).

На Рис.8.5 и 8.6 для иллюстрации приведены результаты, полученные для высокого и низкого состояний, соответственно, на которых хорошо видны изменения профиля со светимостью. Несмотря на значительные изменения профиля импульса, зависимости ДПИ от энергии оказываются очень похожими в обоих случаях: общий рост с энергией и локальные особенности (максимумы) вблизи циклотронной линии поглощения (Рис.8.5 и Рис.8.6). Интересно отметить, что их положение практически не зависит от светимости источника и смещено в сторону более высоких энергий с центром на ~ 32 кэВ.

Отметим также существенное ускорение вращения нейтронной звезды (уменьшение периода пульсаций) к концу вспышки (см. Рис.8.1). В отличие от других источников, у которых также наблюдается значительное изменение периода пульсаций во время мощных вспышек (см., например, Цыганков, Лутовинов 2005б, для KS1947+300), здесь уменьшение периода произошло уже существенно позже максимума вспышки, что возможно связано с задержкой передачи углового момента от диска к нейтронной звезде (Гош, Лэмб 1979) в этом конкретном случае.

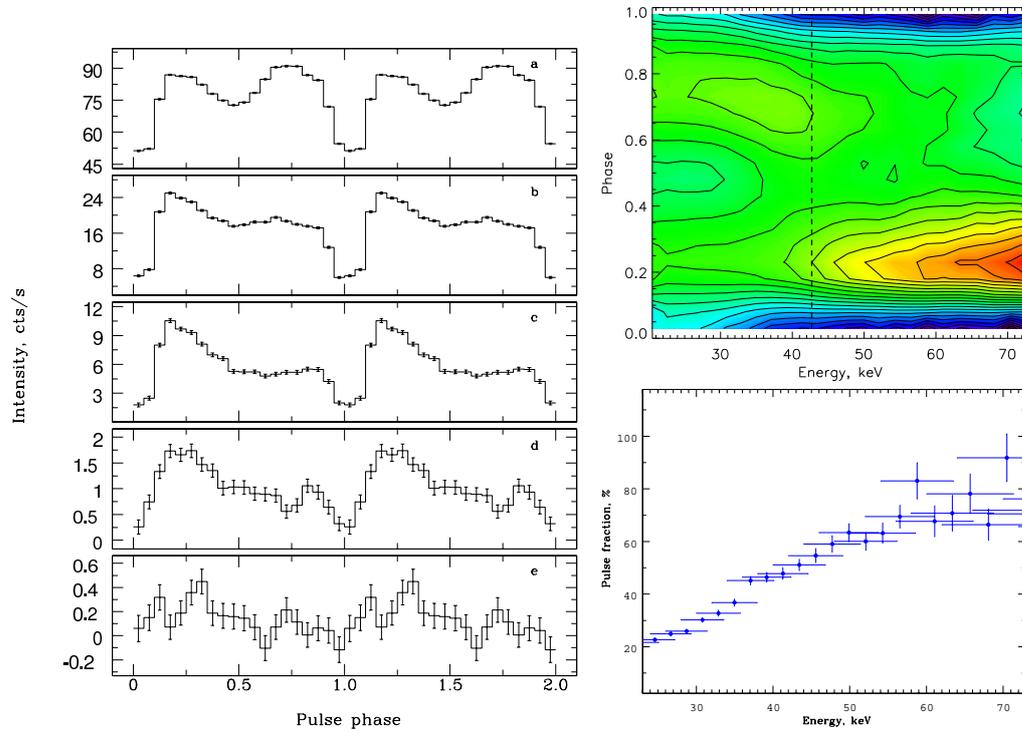


Рис. 8.7. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника A0535+262, усредненное.

A0535+262

Рентгеновский пульсар A0535+262 наблюдался обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* вблизи максимума его вспышки в августе-сентябре 2005. Хотя общая экспозиция наблюдений была не очень велика, мы условно разделили ее на три части в зависимости от светимости источника (см. подробнее в работе Лутовинова, Цыганкова 2009б) и провели поиск пульсаций и построение профилей импульса в каждой из них. Несмотря на изменение светимости и периода пульсаций (см. Рис.8.1), форма фазовой кривой блеска источника остается практически неизменной и представляет собой достаточно широкий (~ 0.8 периода) пик с двумя максимумами и неявно выраженным понижением интенсивности между ними (Рис.8.7). С ростом энергии ширина понижения увеличивается, а амплитуда второго максимума уменьшается, что хорошо видно на карте относительной интенсивности (Рис.8.7). В более мягких каналах профиль импульса оказывается значительно сложнее (Кабаллеро и др. 2008).

В спектре источника регистрируется две гармоники циклотронной линии поглощения (~ 45 и ~ 100 кэВ), при этом положение основной гармоники, измеренное по данным обсерватории *Suzaku*, остается практически неизменным в широком диапазоне светимостей (Терада и др. 2006). Однако в работе

Кабаллеро и др. (2008) было указано на возможное изменение положения циклотронной линии с ~ 50 кэВ во время так называемого прекурсора до ~ 46 кэВ во время основной вспышки.

ДПИ источника растет с энергией, при этом явно выраженных особенностей вблизи гармоник циклотронной линии не регистрируется, что, скорее всего, связано с небольшой оптической толщиной линии и ее довольно большой шириной.

На Рис.8.1 хорошо видно изменение периода пульсаций источника с изменением его интенсивности во время вспышки. Такое ускорение вращения нейтронной звезды может быть приблизительно описано в рамках теории о передаче углового момента от диска к нейтронной звезде (Гош, Лэмб 1979):

$$\dot{\nu} \propto \mu^{2/7} n(\omega_s) L^{6/7} = \mu^{2/7} n(\omega_s) (4\pi d^2 F)^{6/7}, \quad (8.1)$$

где μ – магнитный момент нейтронной звезды с магнитным полем B и радиусом R , $n(\omega_s)$ – безразмерная функция, зависящая от параметра быстроты ω_s , d – расстояние до системы и F – рентгеновский поток от нее. Определяя магнитное поле нейтронной звезды по результатам спектрального анализа (из факта регистрации циклотронной линии поглощения в спектре источника), из уравнения (8.1) можно получить оценку на расстояние до двойной системы $d \simeq 3.1 \pm 0.7$ кпс, что в пределах ошибки согласуется с результатами оптических наблюдений (Джанот-Пачеко и др., 1987).

Vela X-1

В течение почти всего периода наблюдений обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* рентгеновский пульсар *Vela X-1* демонстрировал мощную вспышечную активность, сопровождавшуюся значительными изменениями его периода пульсаций (Рис.8.1). При этом форма спектра источника практически не менялась, как и положение двух гармоник циклотронной линии на энергиях $\simeq 24$ и $\simeq 50$ кэВ (Филиппова и др. 2005). Отметим, что долгое время линия поглощения на $\simeq 50$ кэВ считалась основной гармоникой циклотронной линии, и только наблюдения обсерваторий *RXTE* (Крейкенбом и др., 2002) и *ИНТЕГРАЛ* (Филиппова и др. 2005) позволили получить указание на присутствие более слабой нижней гармоники на энергиях 24-26 кэВ.

Профиль импульса источника имеет достаточно сложную морфологию и сильно зависит от энергетического диапазона: на низких энергиях он является несимметричным пятипиковым с постепенным его упрощением до двухпикового синусоидальноподобного профиля выше ~ 10 кэВ (см., например, Крейкенбом и др., 2002 и ссылки там). Эволюция профиля импульса в жестких энергетических каналах (> 20 кэВ) показана на Рис.8.8. Пульсации излучения от источника регистрируются вплоть до ~ 100 кэВ с практически неизменным двухпиковым профилем – первый пик имеет треугольную форму с плавным подъемом и резким спадом, второй пик практически симметричен относительно своего максимума. При этом из карты интенсивности видно, что

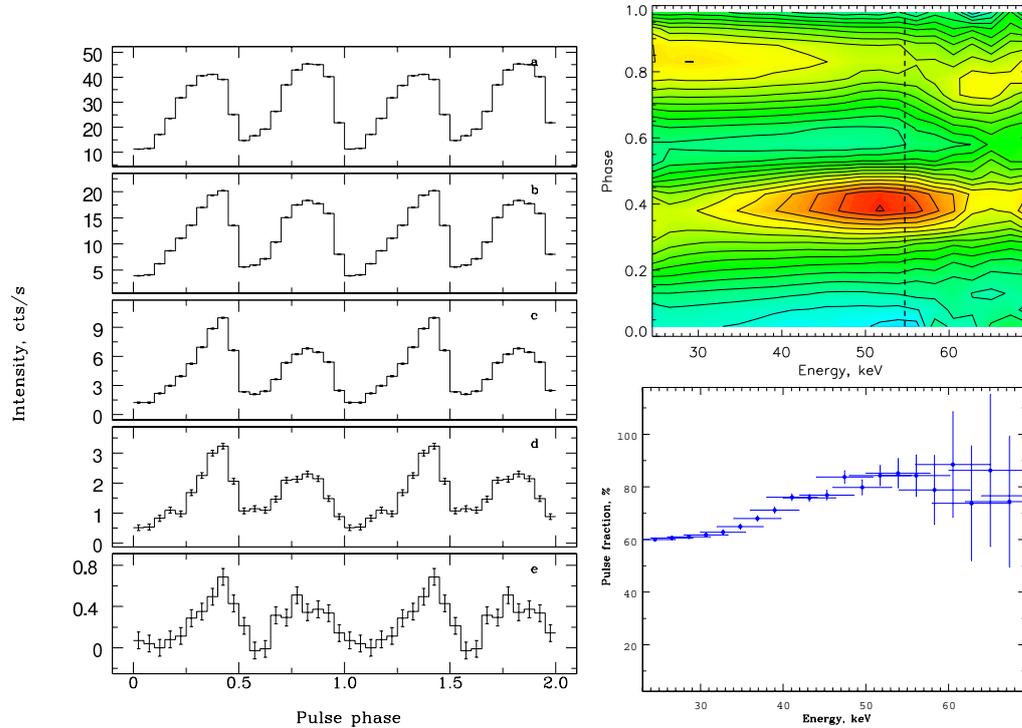


Рис. 8.8. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника Vela X-1, усредненное.

относительная интенсивность первого пика растет с энергией, имея максимум вблизи первой гармонике циклотронной линии, а его максимум сближается по фазе с максимумом второго пика (Рис.8.8). ДПИ у Vela X-1 оказывается довольно высокой по сравнению с другими пульсарами, $\sim 60\%$ в диапазоне энергий 20-30 кэВ, при этом плавно увеличивается с энергией, имея локальный максимум вблизи 50 кэВ, где в спектре источника регистрируется первая гармоника циклотронной линии (Рис.8.8).

Cen X-3

Несмотря на то, что рентгеновский пульсар Cen X-3 считается постоянным источником, его интенсивность может сильно меняться (более чем в 10 раз) как в течение орбитального цикла, так и на больших масштабах времени. Эти изменения могут сопровождаться значительными изменениями периода пульсаций (Рис.8.1). Нагазе и др. (1992) обнаружили в спектре источника возможную циклотронную линию поглощения на энергии ~ 30 кэВ, реальность которой была позднее подтверждена Сантанжело и др. (1998). Более того, Бурдери и др. (2000) показали, что энергия этой линии сильно зависит от фазы импульса и может изменяться в пределах от $\simeq 28$ до $\simeq 36$ кэВ. Несмотря на сильные изменения интенсивности источника Cen X-3 во время

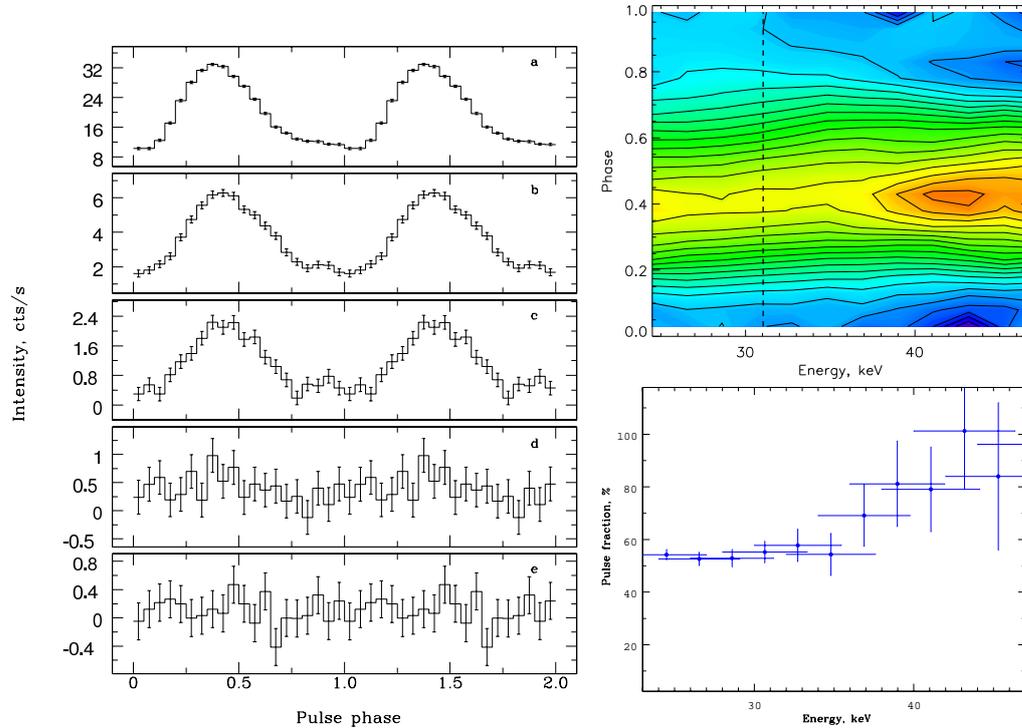


Рис. 8.9. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника Cen X-3, усредненное.

наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ* мы не обнаружили связанных с этим значимых изменений в положении циклотронной линии, средняя энергия которой составила 31 ± 1 кэВ.

Фазовые кривые блеска источника зависят от орбитальной фазы и энергетического диапазона – в высоком состоянии профиль является двухпиковым на низких энергиях, при увеличении энергии относительная интенсивность пиков меняется и на высоких энергиях (выше ~ 20 кэВ) основной пик практически полностью исчезает (Нагазе и др., 1992) и профиль становится однопиковым (Рис.8.9). Похожее поведение наблюдается у рентгеновского пульсара 4U 0115+63 (Цыганков и др., 2007). ДПИ у этого источника довольно высока ($\sim 60\%$ на 20-30 кэВ) и монотонно увеличивается с ростом энергии без каких-либо особенностей (Рис.8.9).

GX 301-2

Профиль импульса рентгеновского пульсара GX 301-2 хорошо исследован в широком диапазоне энергий (см., например, Боркус и др., 1998; Цыганков и др., 2004). Он имеет двухпиковую синусоидально-подобную форму с практически постоянным отношением интенсивностей пиков на разных энергиях. Исследование поведения циклотронной линии выявило сильную

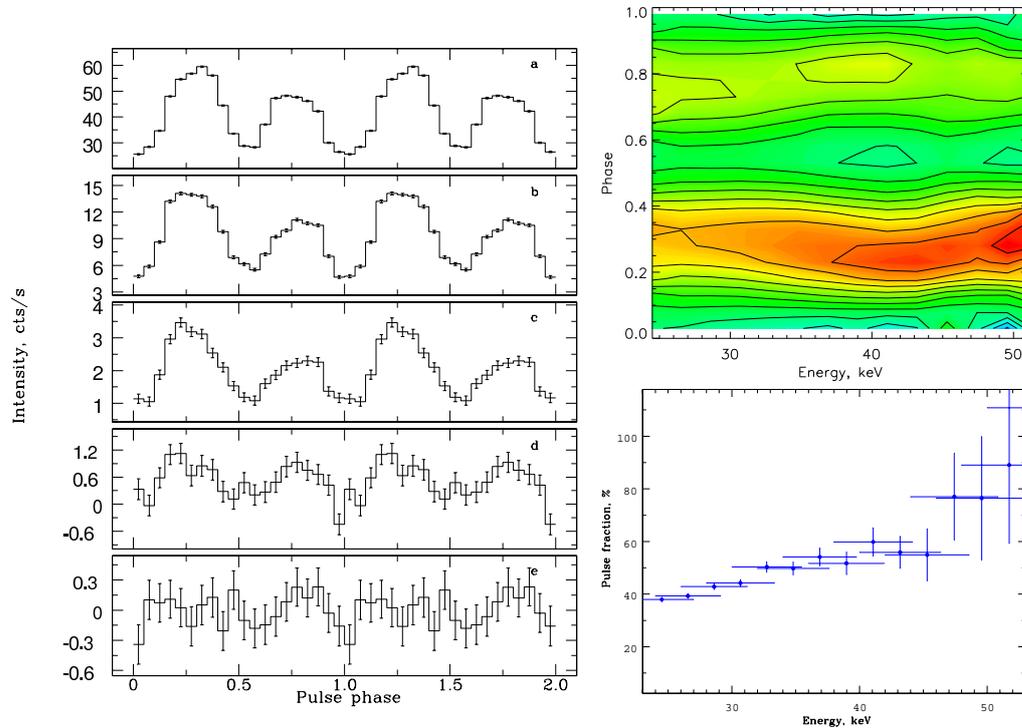


Рис. 8.10. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника GX 301-2.

переменность ее положения в спектре излучения пульсара в зависимости от фазы импульса и собственной светимости источника (Ла Барбера и др., 2005). Так, в состоянии с низкой светимостью ($L_x \sim 0.8 \times 10^{37}$ эрг с^{-1}) энергия циклотронной линии была ~ 45 кэВ, тогда как при максимальной светимости ($L_x \sim 2 \times 10^{37}$ эрг с^{-1}) она составила уже ~ 53 кэВ. Похожие изменения циклотронной энергии со светимостью были также обнаружены обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* (см. главу 9 и статью Филипповой и др. 2005).

Несмотря на значительные изменения потока, регистрируемого от источника, особенно вблизи периастра и апоафра, его профиль импульса, измеренный обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, остается достаточно стабильным (Рис.8.10), а ДПИ практически линейно растет с энергией. Ниже будет показано, что при этом она существенно образом зависит от светимости источника.

ОАО 1657-415

Несмотря на довольно большую экспозицию наблюдений этого пульсара обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* и жесткий спектр объекта, в его спектре до сих пор уверенно не обнаружена циклотронная линия поглощения (Филиппова и др. 2005, Барнштедт и др. 2008), что может свидетельствовать о достаточно

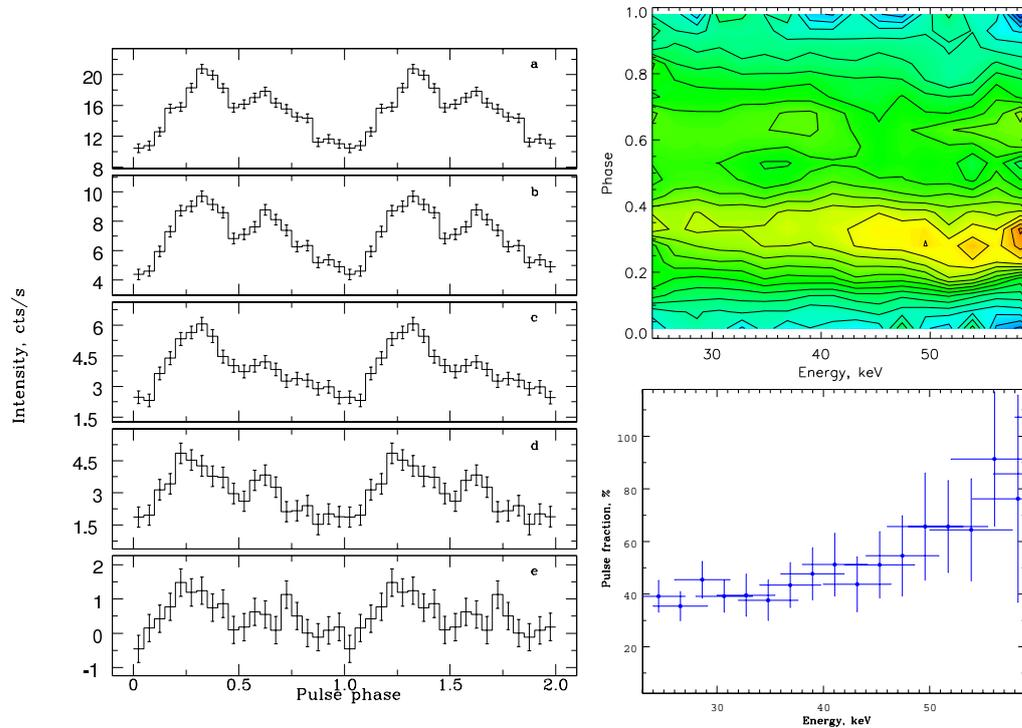


Рис. 8.11. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника ОАО 1657-415.

большой величине магнитного поля у поверхности нейтронной звезды, подобно тому как это наблюдается у некоторых других пульсаров (см., например, Цыганков, Лутовинов 2005 а,б). Отметим также, что во время наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ* пульсар демонстрировал сильную переменность, как аперiodическую, так и связанную с орбитальным циклом. Однако изменения периода пульсаций не выявили какой-либо корреляции между ними и изменениями потока от источника (Рис.8.1).

Профиль импульса источника имеет форму широкого несимметричного пика с двумя максимумами в области стандартного рентгеновского диапазона, особенностью которого является провал на фазе 0.4-0.5 (см., например, Лутовинов и др. 1994). При переходе к более жестким энергиям амплитуда второго максимума уменьшается, провал практически "замывается" и профиль импульса превращается в асимметричный с максимумом вблизи фазы 0.25 (Рис.8.11); при этом ДПИ монотонно, без особенностей, увеличивается с энергией (см. Рис.8.11, а также работу Барнштедта и др. 2008).

EXO 2030+375

Подобно источникам 4U 0115+634 и V 0332+53 транзиентный рентгеновский пульсар EXO 2030+375 входит в состав двойной системы с Ве-звездой и

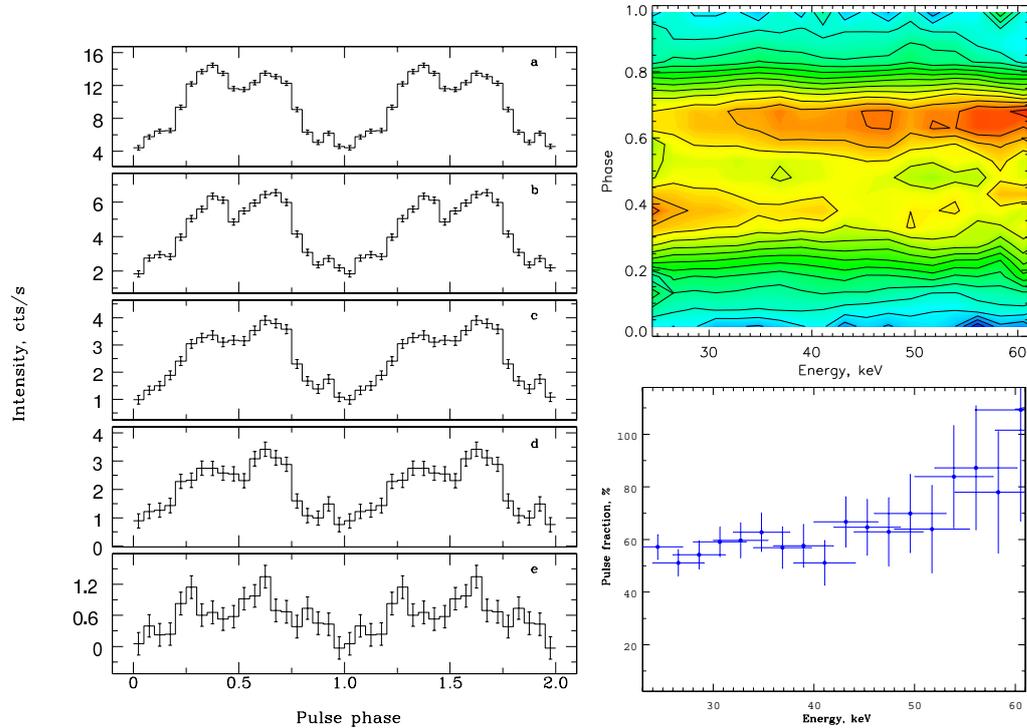


Рис. 8.12. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника EXO 2030+375, низкое состояние.

проявляет себя во время вспышек; при этом, в отличие от предыдущих двух объектов, вспышки, регистрируемые от EXO 2030+375, могут быть как обычными, с интенсивностью $\sim 50 - 150$ мКраб (интервал между ними соответствует орбитальному периоду в двойной системе, а сами вспышки связаны с прохождением нейтронной звездой периастра в сильноэксцентричной двойной системе), так и гигантскими, когда поток от источника увеличивается почти до 1 Краба. Во время одной из таких гигантских вспышек (\sim MJD 53900-54100) обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* было зарегистрировано значительное ускорение вращения нейтронной звезды (Рис.8.1), которое, к тому же, линейно коррелировало с ростом светимости источника.

Рентгеновский пульсар EXO 2030+375 является одним из первых, для которого были проведены систематические исследования зависимости профиля импульса от собственной светимости (Пармар и др., 1989). Авторами было обнаружено, что в стандартном рентгеновском диапазоне энергий профиль меняется как при изменении светимости, так и энергии. В жестком диапазоне энергий также наблюдаются значительные изменения профиля импульса со светимостью источника (Рис.8.12 и 8.13), при этом зависимость ДПИ от энергии в обоих случаях оказывается похожей. В работе Клочкова и др. (2008) была обнаружена возможная циклотронная линия поглощения в спектре

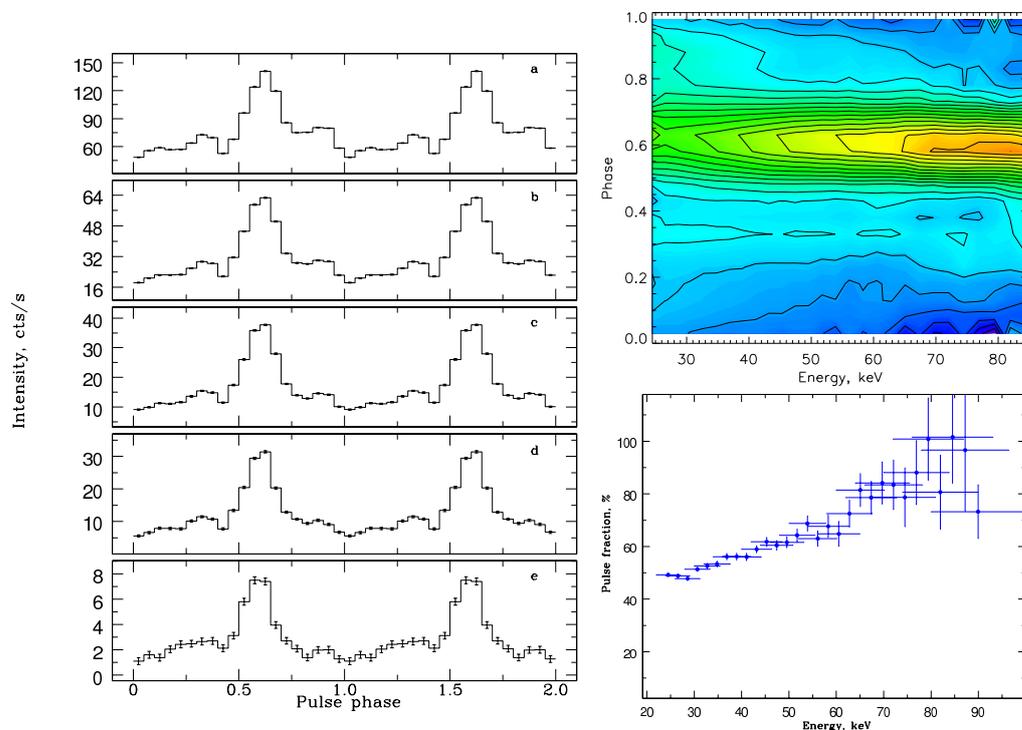


Рис. 8.13. То же самое, что и на Рис.8.4, но для источника EXO 2030+375, высокое состояние.

источника. Авторы указывают на то, что эта особенность проявляется только в узком интервале фаз импульса на энергии ~ 63 кэВ. К сожалению, столь высокая энергия не дает возможности значимо зарегистрировать особенности в зависимости ДПИ от энергии на циклотронной частоте, подобные тем, что наблюдаются у других рентгеновских пульсаров.

8.3 Обсуждение результатов, модель

Характерной особенностью большинства двухпиковых профилей импульса является уменьшение относительной интенсивности одного из пиков при увеличении энергии и уменьшении светимости источника. Такое поведение и отмеченный выше рост ДПИ с энергией качественно могут быть объяснены в рамках простой геометрической модели, предложенной в работах Цыганкова и др. (2007) и Лутовинова, Цыганкова (2008). В этой модели на полюсах нейтронной звезды, имеющей дипольное магнитное поле, формируются аккреционные колонки, высота которых зависит от светимости пульсара; при этом ось вращения нейтронной звезды наклонена по отношению к оси магнитного диполя и наблюдателю таким образом, что последний может видеть аккреционную колонку на одном из полюсов на всю ее высоту, а

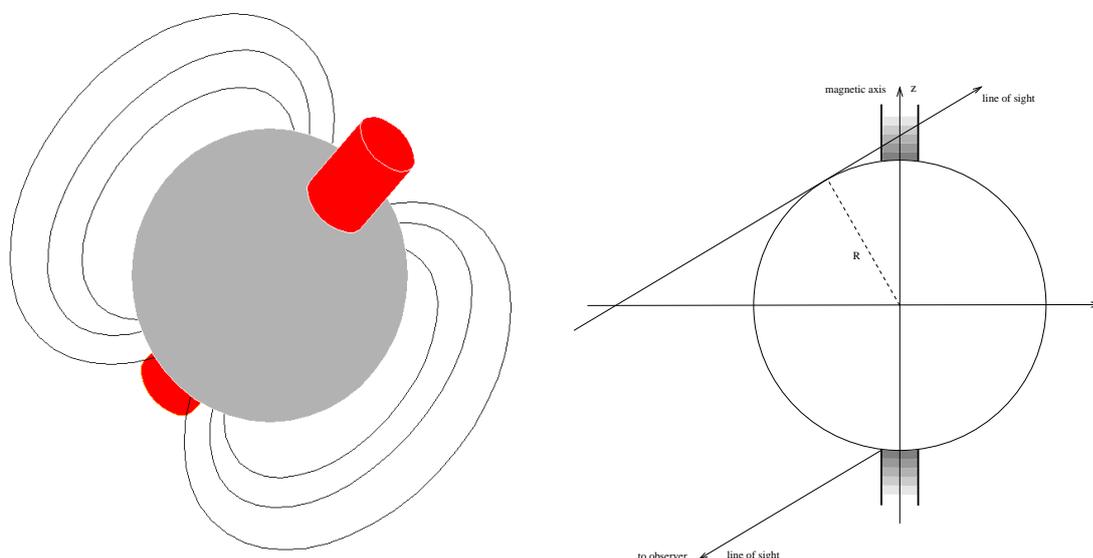


Рис. 8.14. Геометрическое представление модели излучения аккреционных колонок рентгеновского пульсара (более темные области соответствуют более высоким температурам) и взаимного расположения наблюдателя, оси вращения и магнитной оси; подробнее смотри в тексте.

на втором только ее верхнюю часть (см. Рис.8.14). Так как температура аккреционной колонки увеличивается к ее основанию (Баско, Сюняев 1976), то высокоэнергичные фотоны излучаются из областей, близких к поверхности нейтронной звезды, в то время как "мягкие" фотоны формируются в верхней части колонки. Таким образом, наблюдатель будет видеть две области формирования мягкого излучения и только одну жесткого, что будет соответствовать изменению профиля импульса от двухпикового к однопиковому с ростом энергии. При уменьшении светимости высота колонки также уменьшается, уменьшается видимая часть второй колонки, а в какой-то момент она вообще может исчезнуть из поля зрения наблюдателя, что также приводит к переходу от двухпикового к однопиковому профилю импульса. В рамках этой модели также находит естественное объяснение наблюдаемое увеличение ДПИ с энергией: на более высоких энергиях контраст между минимальной и максимальной видимой поверхностью аккреционных колонок наибольший.

Необходимо отметить, что описанная выше простая модель дает только качественные, в первом приближении, объяснения некоторым наблюдающимся эффектам. При дальнейшем, количественном, моделировании в нее необходимо включить распределение температуры вдоль колонки, диаграмму направленности излучения, ее зависимость от энергии и светимости, искривление лучей света в сильных гравитационных полях вблизи поверхности нейтронной звезды и т.д.

Рост ДПИ излучения с энергией также может быть связан с характерной

формой спектров рентгеновских пульсаров, имеющей экспоненциальный завал на высоких энергиях. Локальные особенности ДПИ вблизи гармоник циклотронной линии могут быть связаны с изменениями прозрачности вещества на этих энергиях и ее сильной зависимостью от угла зрения. В таком случае за один оборот (импульс) нейтронной звезды должны существенным образом меняться параметры циклотронной линии – энергия, оптическая толща, эквивалентная ширина и т.д.

Зависимость ДПИ от интенсивности источника

Как было показано выше, фазовые кривые блеска рентгеновских пульсаров часто зависят от их интенсивности, что в свою очередь может приводить к изменению ДПИ. Чтобы проверить и проиллюстрировать это предположение мы построили зависимость ДПИ в диапазоне энергий 25-45 кэВ от интенсивности источника в этом же диапазоне для всего набора имеющихся данных (в отличие от Рис.8.1 результаты этого анализа не приводятся для пульсара A 0535+63, для которого динамический диапазон наблюдаемых обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* потоков был мал и не позволил зарегистрировать какие-либо изменения в ДПИ).

Из полученного набора результатов, представленных на Рис.8.15, можно выделить рентгеновские пульсары, для которых ДПИ уменьшается со светимостью источника – GX 301-2, OAO 1657-415. Такое поведение ДПИ может быть объяснено в рамках описанной выше модели. Другую группу представляют пульсары, у которых наблюдается довольно большой разброс значений ДПИ при близких светимостях, но отсутствует общий тренд в широком динамическом диапазоне наблюдаемых потоков – Vela X-1, Cen X-3. В этом случае, возможно, светимость источника оказывается недостаточной для возникновения аккреционной колонки и излучение формируется вблизи поверхности нейтронной звезды (последнее косвенно подтверждается отсутствием изменения положения циклотронной линии со светимостью у пульсаров Cen X-3 и Vela X-1); наблюдаемые изменения ДПИ, возможно, связаны с локальными неоднородностями звездного ветра или аккреционных потоков. Наибольшую сложность для объяснения представляет зависимость ДПИ, полученная для пульсара V 0332+53, – при небольших светимостях ДПИ уменьшается с ее ростом, как это ожидается в рамках описанной выше модели, однако в области высоких светимостей наблюдается обратный рост ДПИ со светимостью.

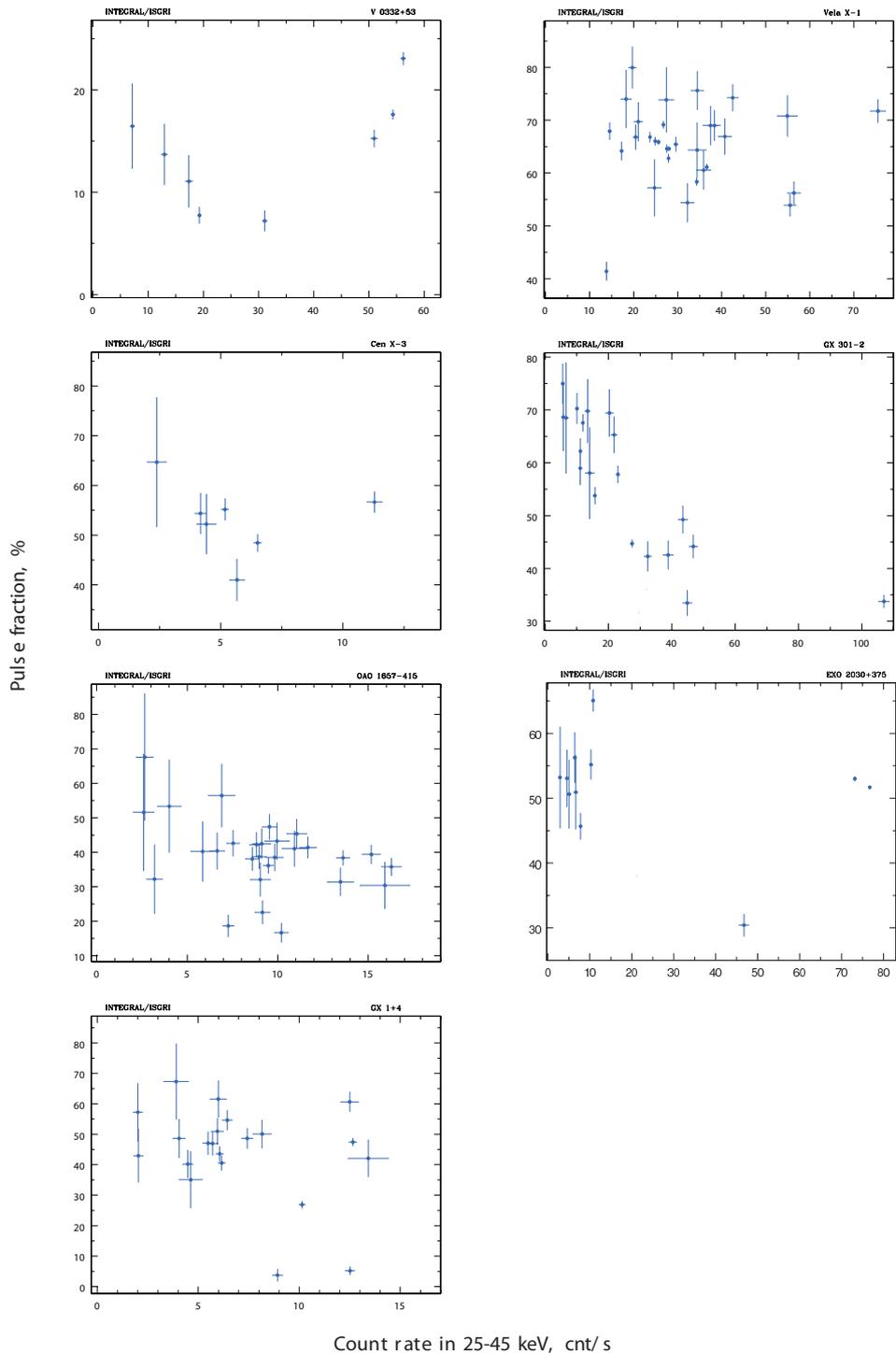


Рис. 8.15. Зависимость доли пульсирующего излучения рентгеновских пульсаров в диапазоне энергий 25-45 кэВ от регистрируемого от них в этом диапазоне энергий потока.

Глава 9

Спектральные характеристики рентгеновских пульсаров

В настоящей главе приведен обзор широкополосных спектров рентгеновских пульсаров, наблюдавшихся обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*. Всего за время наблюдений обсерваторией было значимо зарегистрировано около 60 рентгеновских пульсаров, для более чем 40 из них удалось восстановить энергетические спектры. Для большинства из этих источников ниже дано их краткое описание и обсуждение результатов проведенных исследований. Спектры некоторых рентгеновских пульсаров, открытых обсерваторией *ИНТЕГРАЛ*, а также соответствующие описания были приведены в предыдущих частях диссертации.

9.1 Анализ данных

На первом шаге для всех зарегистрированных рентгеновских пульсаров были построены кривые блеска в диапазоне энергий 18–60 кэВ и исследована их переменность. Для источников постоянного излучения строился средний спектр, а для пульсаров с переменным потоком исследовалась зависимость спектра от его состояния — если спектр не менялся, то также приводился средний спектр, в противном случае приводились спектры разных состояний.

Метод восстановления изображений и спектрального анализа данных детектора *ISGRI* телескопа *IBIS* в данной главе не отличался от метода, используемого при анализе данных в других главах (Кривонос и др. 2010б). При аппроксимации спектров источников с помощью пакета *XSPEC* была добавлена систематическая ошибка на уровне 2%, определенная из анализа большого количества калибровочных спектров Крабовидной туманности. Все ошибки, приведенные в настоящей главе, являются статистическими и даны на уровне одного стандартного отклонения.

Для одновременного построения спектров ниже 20 кэВ использовались данные монитора *JEM-X*. Следует иметь в виду, что его поле зрения

существенно меньше, чем у телескопа *IBIS*, поэтому эффективная экспозиция наблюдений источников этим прибором оказывается также меньше, а в некоторых случаях источники вообще не попадали в его поле зрения или его чувствительность оказывалась недостаточной для их значимой регистрации.

Абсолютные потоки, измеренные по данным монитора *JEM-X* восстанавливаются не совсем корректно, поэтому при совместной аппроксимации спектров источников, полученных разными инструментами, в пакете XSPEC нормировка данных монитора *JEM-X* оставалась свободной. Также необходимо отметить, что в восстановленных по данным прибора *JEM-X* спектрах существует ряд особенностей вблизи энергий 5 – 7 кэВ, которые объясняются недоработкой матрицы отклика прибора. Эти особенности затрудняют детальное изучение спектров источников, в частности, идентификацию эмиссионной линии железа и определение ее параметров.¹

При аппроксимации спектров использовалась стандартная для пульсаров эмпирическая модель, включающая степенной закон с завалом на высоких энергиях (Вайт и др. 1983):

$$PLCUT(E) = AE^{-\Gamma} \times \begin{cases} 1 & (E \leq E_{cut}) \\ \exp^{-(E-E_{cut})/E_{fold}} & (E > E_{cut}), \end{cases} \quad (9.1)$$

где Γ – фотонный индекс, E_{cut} и E_{fold} – энергия слома и характерная энергия завала спектра, соответственно. Для нескольких пульсаров, при аппроксимации спектров которых моделью (9.1) не удалось получить разумно ограниченное значение параметра E_{cut} , использовалась модель, которая имеет несколько более простой вид:

$$CUTOFF(E) = AE^{-\Gamma} \times \exp^{-E/E_{fold}}. \quad (9.2)$$

В некоторых случаях стандартная модель не совсем корректно описывала форму спектра пульсара, поэтому при аппроксимации в модель вводились дополнительные компоненты:

фото-электронное поглощение на низких энергиях, которое описывается формулой:

$$WABS(E) = \exp(-N_H \times \sigma(E)), \quad (9.3)$$

где $\sigma(E)$ – сечение процесса (Моррисон, МакКамон 1983);

эмиссионная линия железа, описываемая профилем Гаусса:

$$GABS(E) = \frac{A}{\sqrt{(2\pi)\sigma_{Fe}}} \times \exp(-0.5[(E - E_{Fe})/\sigma_{Fe}]^2), \quad (9.4)$$

где E_{Fe} – центр линии, σ_{Fe} – ширина линии;

¹ частная переписка с Карол Эн Оксборроу (Carol Anne Oxborrow) и Питером Крейчмаром (Peter Kretschmar).

резонансная линия циклотронного поглощения, модель которой имеет следующий вид:

$$CYCLABS(E) = \exp\left(\frac{-\tau_{cycl}(\sigma_{cycl}E/E_{cycl})^2}{(E - E_{cycl})^2 + \sigma_{cycl}^2}\right), \quad (9.5)$$

где E_{cycl} – энергия линии, τ_{cycl} – глубина линии, σ_{cycl} – ширина линии.

Для поиска в спектре излучения рентгеновских пульсаров особенностей, связанных с резонансной линией циклотронного поглощения, у тех источников, у которых раньше такой особенности не наблюдалось, в аппроксимирующую модель добавлялась соответствующая компонента. При этом энергия центра линии E_{cycl} менялась в диапазоне 20 – 90 кэВ с шагом 5 кэВ, а ее ширина была зафиксирована на 5 кэВ. Выбор энергетического диапазона поиска циклотронных линий обусловлен наличием систематических особенностей в матрице отклика монитора *JEM-X*, затрудняющих такие исследования, и хорошей изученностью стандартного рентгеновского диапазона по данным других миссий. С помощью критерия $\Delta\chi^2$ находилось наиболее вероятное положение возможной циклотронной линии и ее значимость в единицах стандартного отклонения.

9.2 Спектры и параметры

Спектры рентгеновских пульсаров, которые попадали в поле зрения обсерватории *ИНТЕГРАЛ* и были значимо зарегистрированы ее приборами, приведены на Рис.9.1, а параметры моделей наилучшей аппроксимации спектров представлены в Таблицах 9.1 и 9.2. В Таблице 9.1 также указаны экспозиции наблюдений, по которым строился средний спектр, и потоки от пульсаров в диапазонах энергий 6 – 20 кэВ и 18 – 60 кэВ, полученные из анализа спектров. В Таблице 9.2 приведены параметры моделей, описывающих особенности в спектрах пульсаров, в частности, эмиссионную линию железа и циклотронную линию поглощения и ее гармоники.

A 0114+650

Рентгеновский пульсар *A 0114+650* является одним из самых долгопериодических аккрецирующих пульсаров. Для исследования источника использовались данные обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, полученные в период MJD 52653–52835. В наблюдениях, полученных с 52653 по 52655 MJD источник не регистрировался, верхний (1σ) предел на поток от него в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ составил 1 мКраб. В остальное время среднее значение потока в том же диапазоне энергий было равным ~ 8 мКраб. По этим наблюдениям был восстановлен средний спектр пульсара. Детектором *JEM-X* источник не регистрировался, поэтому нам удалось восстановить спектр только в жестком рентгеновском диапазоне энергий. Спектр пульсара является

типичным для объектов этого класса и в мягком рентгеновском диапазоне описывается степенным законом с завалом на высоких энергиях со следующими значениями параметров: $\Gamma \sim 1.3$, $E_{cut} \simeq 8$ кэВ, $E_{fold} \simeq 20$ кэВ (Холл и др. 2000). Из-за малой экспозиции источника телескопом *IBIS*, нам не удалось аппроксимировать полученный спектр моделями (9.1) или (9.2), поэтому он был аппроксимирован простым степенным законом с наклоном 2.3 ± 0.4 .

4U 0115+63

Рентгеновский пульсар 4U 0115+63 наблюдался обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* во время очередной мощной вспышки излучения в сентябре-октябре 2004 г. Общее время наблюдения источника составило порядка 100 кс. В спектре значимо зарегистрировано 4 гармоники циклотронного поглощения, расположенные практически эквидистантно. По величине отклонения положения центроидов высших гармоник циклотронной линии от эквидистантного распределения нами был оценен возможный разброс высот образования излучения с разной энергией в аккреционной колонке (Цыганков и др. 2007). Измерения энергии циклотронной энергии при разных светимостях пульсара, проведенные по данным обсерватории *RXTE* во время мощных вспышек, показали, что энергия ведет себя довольно сложным образом и это поведение, в свою очередь, зависит от выбранной модели континуума (Мюллер и др., 2012; Болдин и др. 2013). В частности, при использовании модели (9.2) энергия линии растет с уменьшением светимости, причем эта зависимость не является линейной. Детальные исследования временных и спектральных характеристик источника 4U 0115+63 были проведены недавно в работе Болдина и др. (2013).

SMC X-1

В поле зрения монитора *JEM-X* и телескопа *IBIS* источник SMC X-1 попадал во время наблюдений области Малого Магелланова Облака. При спектральном анализе нами использовалась стандартная модель (9.1). При аппроксимации спектра указанной моделью были получены параметры, приведенные в Таблице 9.1. В работе Муна и др. (2003) было показано постоянство параметров спектра в зависимости от вспышечной активности источника, что также подтверждается их согласием с параметрами, полученными нами. Можно, однако, отметить несколько более высокое значение энергии завала в спектре источника, полученное по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Также в рамках спектрального анализа нами был получен верхний предел на наличие линии резонансного циклотронного поглощения в спектре источника методом, описанным в предыдущем параграфе. Такой особенности со значимостью выше $\sim 1\sigma$ найдено не было.

RX J0146.9+6121

Для исследования источника RX J0146.9+6121 использовались открытые наблюдения обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, покрывающие период времени с MJD 52636 по MJD 53018. Из-за низкой величины потока от источника (в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ он составил ~ 3 мКраб) в указанный промежуток времени монитором *ЖЕМ-X* пульсар зарегистрирован не был. Ввиду слабости источника для аппроксимации его спектра мы использовали простой степенной закон, получив следующее значение фотонного индекса $\Gamma = 2.9_{-0.8}^{+1.1}$. Следует отметить, что наблюдения обсерватории *ИНТЕГРАЛ* позволили впервые измерить спектр источника в жестком рентгеновском диапазоне энергий.

V 0332+53

В рамках программы сканирования Галактической плоскости обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* ее научными приборами была зарегистрирована мощная вспышка рентгеновского излучения от источника V 0332+53, начавшаяся в самом конце 2004 года (Свонк и др. 2004). Первая группа наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ* была проведена с 6 по 24 января 2005 года (53376 – 53394 MJD) с общей экспозицией около 180 ксек. В указанный промежуток времени источник находился в очень ярком состоянии и поток от него не опускался ниже ~ 350 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ.

В нашем анализе аппроксимирующая модель была выбрана на основании результатов предыдущих исследований и состояла из степенного закона с поглощением на низких энергиях (значение плотности водорода на луче зрения было взято из работы Макишима и др. 1990), завалом на высоких энергиях и трех резонансных линий циклотронного поглощения – $E_{cycl0} = 24.25$ кэВ, $E_{cycl1} = 46.8$ кэВ и $E_{cycl2} = 67.9$ кэВ.

При уменьшении рентгеновской светимости пульсара было обнаружено изменение формы спектра его излучения. В частности, при уменьшении светимости источника с 14.9×10^{37} до 5.2×10^{37} эрг с^{-1} (в диапазоне энергий 3–100 кэВ), фотонный индекс в используемой модели несколько уменьшился (с 0.76 ± 0.03 до 0.59 ± 0.03), однако параметры завала в пределах ошибки остались прежними. Кроме того, нами была обнаружена линейная зависимость энергии циклотронной частоты от светимости, а также другие существенные изменения спектральных и временных характеристик излучения пульсара V 0332+53 (более подробно эти результаты изложены в главе 11).

LMC X-4

Рентгеновский пульсар LMC X-4 наблюдался обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* в 2003-2004 и 2009-2011 гг в рамках наблюдения галактики Большое Магелланово Облако (см. третью часть диссертации). Полученные данные

наблюдений охватывают практически все фазы орбитального ($\simeq 1.4$ дня) и суперорбитального периодов ($\simeq 30.5$ дней, последний связан с прецессией аккреционного диска).

Для разных состояний, различаемых по интенсивности объекта, был проведен спектральный анализ. Спектр источника может быть аппроксимирован моделью, включающей в себя степенной закон с завалом на высоких энергиях (9.1). В рамках проверки гипотезы о наличии в спектре источника циклотронной особенности в широком диапазоне энергий была соответствующим образом модернизирована аппроксимирующая модель. В результате такого анализа было показано, что в спектре пульсара отсутствует подобная особенность со значимостью, превышающей 2σ (Цыганков, Лутовинов, 2005а; Гребенев и др. 2013). Сопоставление полученных ограничений с результатами других авторов (Ву и др. 1996) свидетельствует, скорее, о сильном магнитном поле ($> 10^{13}$ Гс) на поверхности нейтронной звезды, чем о слабом ($< 5 \times 10^{11}$ Гс).

A 0535+260

Рентгеновский пульсар A 0535+260 является транзиентным источником. Из предыдущих работ было известно, что его спектр является одним из самых жестких и может простираться вплоть до ~ 200 кэВ (Маисак и др. 1997). Полученный обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* спектр может быть аппроксимирован степенным законом с наклоном 2.81 ± 0.38 в диапазоне энергий > 20 кэВ. В работе Кензиора и др. (1994) спектр источника в диапазоне энергий 3 – 200 кэВ аппроксимировался моделью (9.1) со следующими значениями параметров: $\Gamma \simeq 1.2$, $E_{cut} \simeq 24$ кэВ, $E_{fold} \simeq 20$ кэВ. Мы также аппроксимировали спектр моделью (9.1), зафиксировав значение фотонного индекса и энергии слома спектра, – полученное значение параметра завала спектра оказалось в 1.5 раз меньше, чем значение, приведенное в упомянутой выше работе.

Vela X-1

Рентгеновский пульсар Vela X-1 регулярно попадал в поле зрения приборов обсерватории *ИНТЕГРАЛ* во время обзора Галактической плоскости и во время наблюдений области около источника. Поток от пульсара сильно переменен и подвержен орбитальным модуляциям. В фазе рентгеновского затмения от него значимо регистрировался поток ~ 7 мКраб (подобно тому, как это наблюдалось обсерваторией *ГРАНАТ*, Лутовинов и др. 2000б), а в максимуме он достигал величины 700 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ. Нами были построены спектры пульсара для фазы затмения и разных значений потока. Источник не регистрировался прибором *ЖЕМ-X* во время затмений, поэтому нам удалось построить его спектр в эти моменты только в жестком диапазоне энергий. Полученный спектр был аппроксимирован простым степенным законом с наклоном 3.1 ± 0.3 .

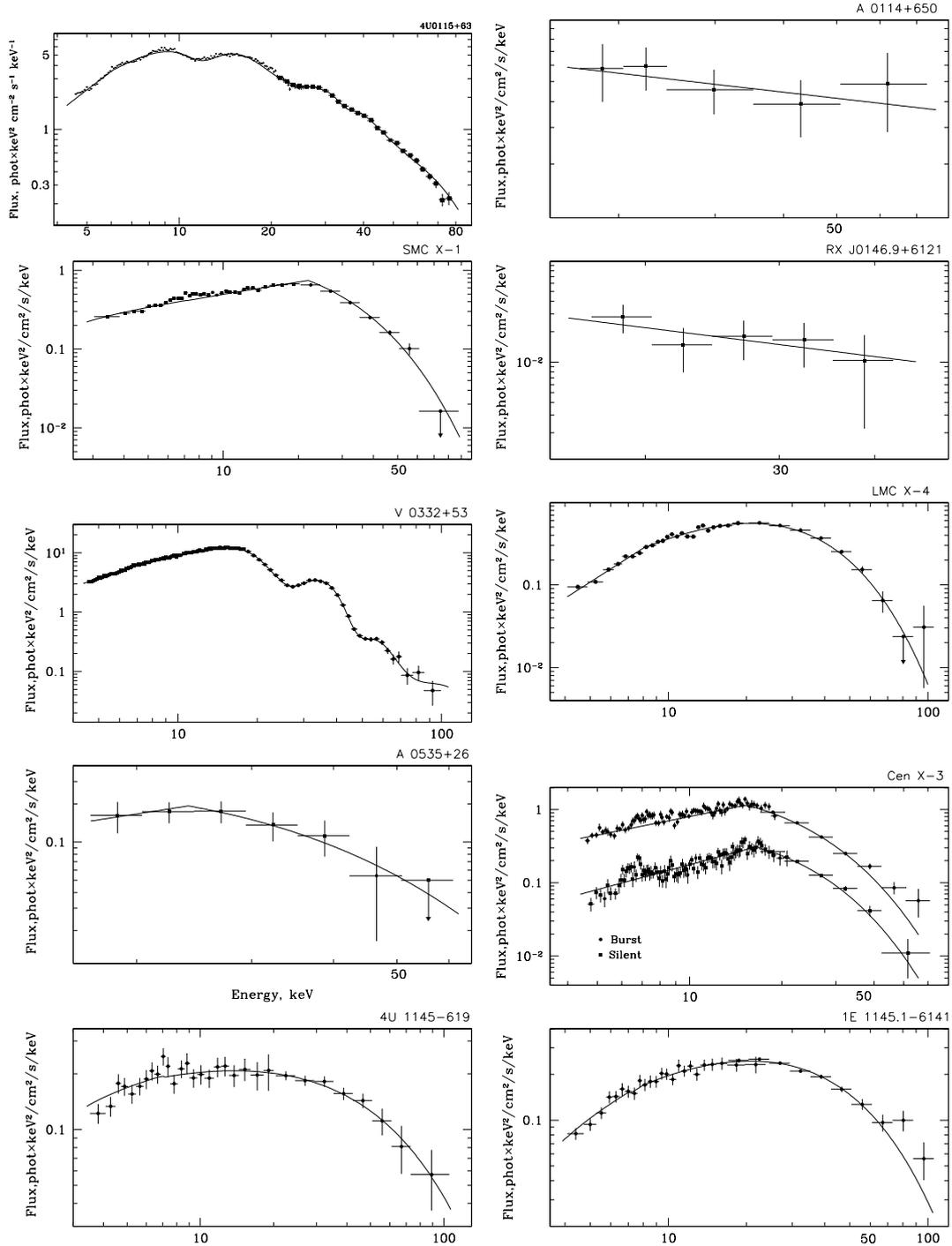


Рис. 9.1. Энергетические спектры излучения рентгеновских пульсаров, полученные по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Сплошные линии – результаты наилучшей аппроксимации спектра выбранными моделями. Ошибки даны на уровне одного стандартного отклонения.

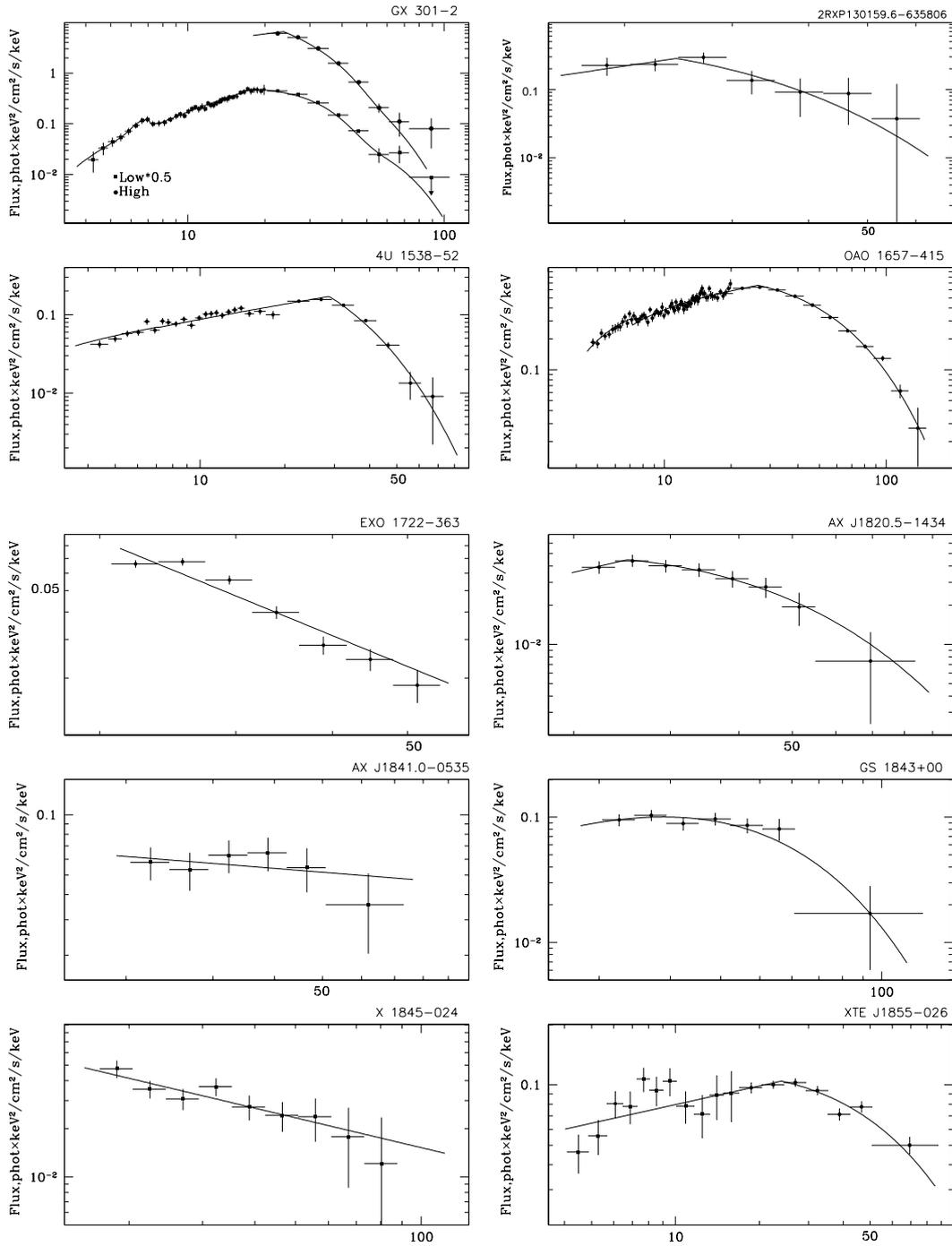


Рис. 9.1 (продолжение)

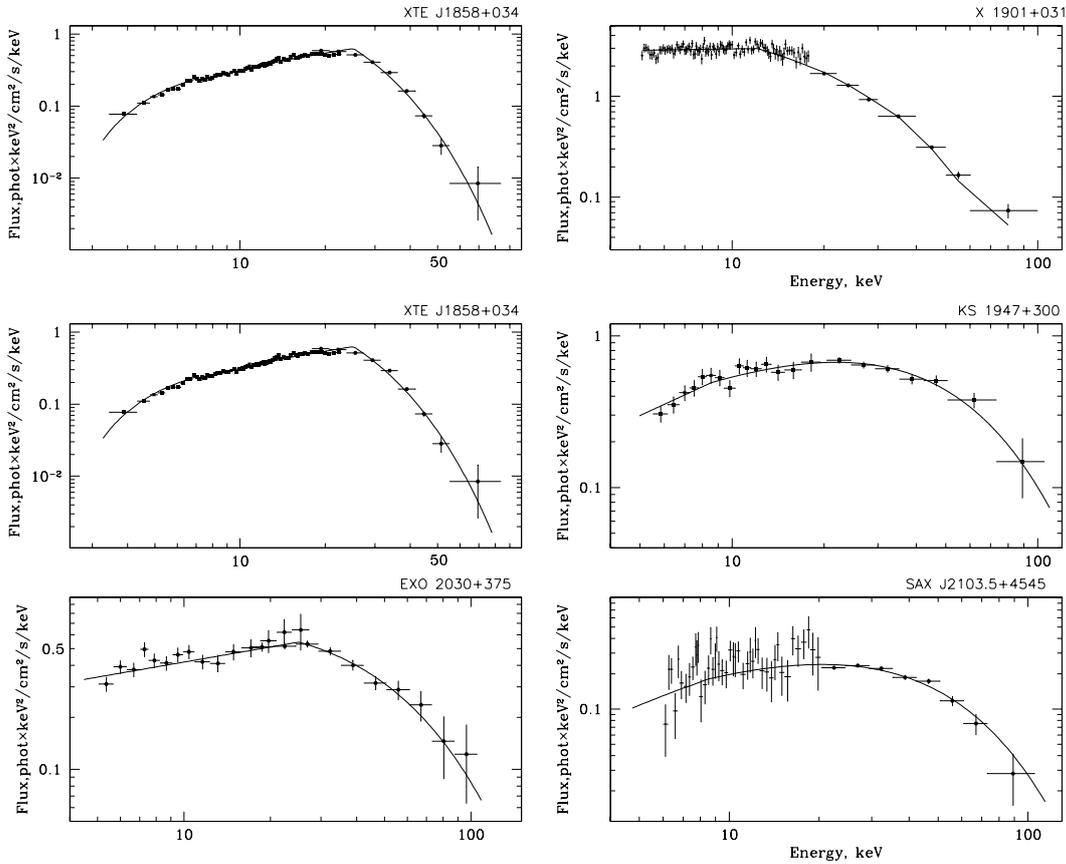


Рис. 9.1 (окончание)

Анализ спектров вне фазы затмения не выявил заметных различий в их форме, поэтому ниже приводится средний спектр пульсара. В нем были зарегистрированы циклотронная линия на энергии $\simeq 24$ кэВ и ее первая гармоника на $\simeq 50$ кэВ (Таблица 9.2), что находится в согласии с результатами, полученными ранее (см., например, Кобурн и др. 2002). Также в области энергий 6 – 7 кэВ наблюдается ярко выраженная особенность, которая может быть связана с эмиссионной линией железа. Однако, принимая во внимание особенности матрицы отклика монитора *JEM-X* (см. выше), необходимо относиться к такой интерпретации с осторожностью.

Cen X-3

При анализе спектра источника использовались наблюдения обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, проведенные в период MJD 52668–52832. Используя известные орбитальные параметры системы (Бурдери и др. 2000), мы определили орбитальные фазы для наших наблюдений и исследовали излучение источника во время рентгеновского затмения и вне его. Во время затмения источник не

регистрировался – верхний предел (1σ) на поток составил 2.5 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ. Вне фазы затмения средний поток от пульсара составил ~ 17 мКраб в том же диапазоне энергий. На этом фоне было зарегистрировано несколько вспышек, поток во время которых достигал ~ 90 мКраб.

Нами был построен спектр излучения пульсара, усредненный по всем вспышкам, и средний спектр для спокойного состояния источника вне фазы затмения. Исследование показало, что во время вспышек спектр становится более мягким: фотонный индекс увеличивается с 0.87 до 1.16 (оба спектра приведены на Рис. 9.1). При аппроксимации спектров были сделаны попытки ввести в модель компоненту, описывающую эмиссионную линию железа. В связи с упомянутыми выше трудностями при восстановлении спектров по данным монитора *JEM-X* корректно этого сделать не удалось, поэтому мы описывали спектр источника в стандартном рентгеновском диапазоне простым степенным законом. В остальном наши параметры модели наилучшей аппроксимации спектра (Таблица 9.1) находятся в хорошем согласии с величинами, полученными в работе Бурдери и др. (2000).

4U 1145-619, 1E 1145.1-614

Анализируя излучение рентгеновского пульсара 4U 1145-619, Вайт и др. (1978) обнаружили от него пульсации на двух близких частотах, $\simeq 292$ и $\simeq 297$ сек. Эта загадка была позднее разрешена по результатам наблюдений обсерватории *Einstein*, приборы которой обнаружили второй источник, получивший название 1E 1145.1-614, менее чем в $20'$ от первого (Лэмб и др. 1980).

Пульсар 4U 1145-619 – транзиентный источник, от которого наблюдаются регулярные вспышки продолжительностью ~ 10 дней с интервалом ~ 186.5 дней; предполагается, что это и есть орбитальный период в системе. Обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* от источника была зарегистрирована вспышка (MJD 52788 MJD), средний поток во время которой в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ составил ~ 26 мКраб. Мы использовали доступные нам в этом временном интервале данные для построения среднего спектра пульсара. В остальное время верхний предел (1σ) на поток от источника составил 4 мКраб в том же диапазоне энергий.

Изучение рентгеновского пульсара 1E 1145.1-614 сильно затруднено близостью обсуждавшегося выше источника 4U 1145-619 – его пульсара-близнеца, который в период вспышек становится намного ярче, а стандартные коллиматорные рентгеновские инструменты не позволяют наблюдать эти источники раздельно. Впервые детальное исследование его свойств удалось провести по данным телескопа *АРТ-II* обсерватории *ГРАНАТ* (Гребенев и др. 1992) и данным обсерватории *RXTE*, когда пульсар 4U 1145-619 находился в спокойном состоянии (Рэй, Чакрабартти, 2002). В нашей работе для исследования источника 1E 1145.1-614 использовались наблюдения, проведенные в период MJD 52710–53276. В это время поток от него был постоянным и имел среднее значение ~ 20 мКраб, за исключением следующих

моментов времени: 52795 MJD, когда поток от пульсара увеличился до ~ 100 мКраб, 53196 MJD, когда источник вспыхнул вновь, и момента вспышки от пульсара 4U 1145-619. Мы построили спектры источника во время и вне этих вспышек. В поле зрения монитора *JEM-X* источник во время вспышек не попадал, и вне их, за исключением периода вспышки источника 4U 1145-619, прибором не регистрировался. Явных отличий в форме спектра 1E 1145.1-614 обнаружено не было, поэтому мы приводим здесь средний спектр для всех наблюдений. Полученные параметры модели наилучшей аппроксимации среднего спектра источника 1E 1145.1-614 находятся в хорошем согласии со значениями, приведенными в статье Рэя, Чакрабарти (2002), за исключением фотонного индекса, который оказался несколько меньше. Величина параметра N_H была зафиксирована на значении, приведенном в упомянутой выше работе.

Во время вспышек в 1984 и 1985 годах у пульсара 4U 1145-619 среднее значение фотонного индекса равнялось 1, поглощение на низких энергиях менялось от 26×10^{22} см $^{-2}$ до 3.1×10^{22} см $^{-2}$, энергия слома оставалась постоянной $\simeq 6$ кэВ, а параметр завала спектра возрос с $\simeq 12$ кэВ во время вспышки в 1984 году до ~ 17 кэВ во время вспышки в 1985 году (Кук, Варвик, 1987). Наш анализ показал, что спектр пульсара является более мягким с $\Gamma = 1.5 \pm 0.1$, а параметр завала спектра увеличился до 30 ± 4 кэВ. Чувствительности детектора *JEM-X* не хватает для определения величины поглощения на низких энергиях, а ее разброс не позволяет зафиксировать ее на каком-либо значении, поэтому при аппроксимации мы не вводили эту компоненту в стандартную модель.

GX 301-2

Рентгеновский пульсар GX 301-2 с голубым сверхгигантом Wray 977 в качестве оптического компаньона образуют двойную систему с орбитальным периодом ~ 41.5 дня и эксцентриситетом ~ 0.462 (Сато и др., 1986). Поток рентгеновского излучения, регистрируемый от источника, не является постоянным в течении орбитального цикла – при приближении пульсара к оптической звезде рентгеновская светимость системы растет и достигает максимума за 1.2 дня до момента прохождения периастра (Вайт и др., 1984). Кроме того, наблюдается увеличение интенсивности источника вблизи апоаистра (Чичков и др., 1995, Кох и др., 1997).

При спектральном анализе “низкого” состояния рентгеновского пульсара GX 301-2 по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* была значительно скорректирована аппроксимирующая модель (9.1): к степенному закону с завалом на высоких энергиях были добавлены поглощение на низких энергиях (многими авторами отмечается значительная величина поверхностной плотности водорода на луче зрения, сильно зависящая от орбитальной фазы и достигающая $\sim 2 \times 10^{24}$ атом см $^{-2}$, Эндо и др. 2002), линия железа и резонансная линия циклотронного поглощения. Последняя особенность, о существовании которой упоминалось разными авторами (см., например, Орландини и др.

2000, Кобурн и др. 2002), имеет значимость выше 3σ и существенно улучшает качество аппроксимации. В нашем случае для “низкого” состояния (средний поток от источника составил 1.9×10^{-9} эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне энергий 3 – 100 кэВ) было получено значение энергии линии циклотронного поглощения $E_{\text{cyc}} = 47.4 \pm 1.9$ кэВ, наиболее близкое к указанному в работе Орландини и др. (2000) (ширина линии была зафиксирована на значении, взятом из этой работы). В пределах ошибки наши результаты хорошо согласуются и с результатами других авторов.

Для “высокого” состояния нам удалось зарегистрировать значимое изменение фотонного индекса, который несколько увеличился по сравнению с “низким” состоянием (Таблица 9.1), однако был несколько ниже, чем определенный в работе Боркуса и др. (1998), при хорошем согласии остальных параметров модели. При фиксировании этого параметра на значении 0.3, полученном в “низком” состоянии, качество аппроксимации резко ухудшается. В этом случае к стандартной модели (9.1) была также добавлена циклотронная линия резонансного поглощения на энергии ~ 49 кэВ, значимость присутствия которой составила около 2σ (Таблица 9.2).

В работе Цыганкова и др. (2004), основанной на данных телескопа *APT-II* обсерватории *ГРАНАТ*, было показано, что форма спектра излучения источника, а также его жесткость подвержены аperiодическим изменениям на масштабе времени от нескольких десятков до нескольких тысяч секунд. Более того, было также отмечено, что время от времени в низком состоянии также пропадают пульсации рентгеновского излучения. Невысокие технические характеристики телескопа *JEM-X*, а также проблемы с матрицей отклика на низких энергиях, не позволяют провести исследование такой переменности. Поэтому ниже кратко приведены оценки параметров аккрецируемого вещества, полученные в работе Цыганкова и др. (2004) по данным телескопа *APT-II* обсерватории *ГРАНАТ*.

Одним из возможных объяснений наблюдаемого понижения интенсивности является затмение нейтронной звезды существенной неоднородностью в звездном ветре (его клочковатостью), которая попадает на луч зрения между наблюдателем и объектом. Оценка характерного размера такой клочковатости была получена в работе Цыганкова и др. (2004) – $l = (5 \div 12)R_{\odot}$. Появление значительной неоднородности на луче зрения должно приводить к изменению формы спектра источника. И действительно, в более мягких каналах спектр “низкого” состояния имеет значительный завал (Рис.9.2). Учитывая эту особенность спектра, вызванную фотопоглощением, можно оценить плотность атомов водорода на луче зрения как $N_H \sim 1.7 \times 10^{24}$ атомов см^{-2} . Полагая размер неоднородности $l \sim 10R_{\odot}$ (Цыганков и др. 2004) получим ее электронную плотность $n = \frac{N_H}{l} \sim 2.4 \times 10^{12}$ см^{-3} .

Проседание спектра источника на высоких энергиях, наблюдаемое в апоастре, может быть связано с томпсоновским рассеянием. Исходя из отношения интенсивностей 2.6 (Цыганков и др. 2004, Рис.9.2) оптическая толща такого уплотнения по рассеянию должна быть равной ~ 1 . Соответствующая

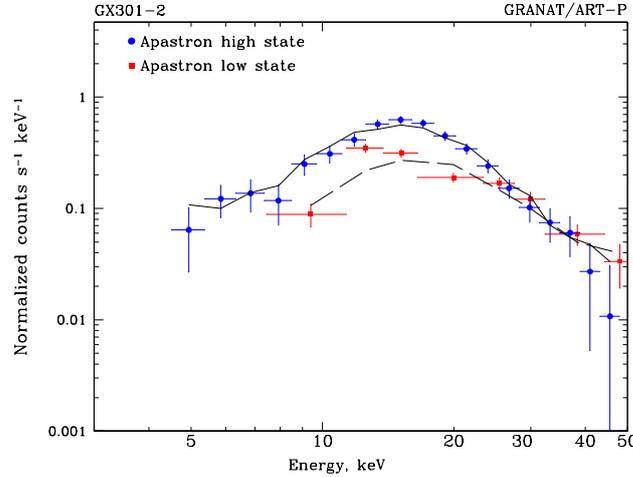


Рис. 9.2. Эволюция спектра пульсара GX 301-2 вблизи апоастрата по данным телескопа *ART-P* обсерватории *ГРАНАТ*. Нормировка спектра низкого состояния домножена на фактор 2.6. Линиями показаны результаты аппроксимации спектров степенным законом. Ошибки соответствуют одному стандартному отклонению.

электронная плотность неоднородности составляет $n = \frac{\tau}{l \cdot \sigma_T} \sim 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (σ_T – сечение томпсоновского рассеяния) при размере $l \sim 10R_\odot$, что согласуется с полученными выше значениями плотности облака из наблюдаемого поглощения на низких энергиях.

2RXP 130159.6-635806

Жесткое излучение из области неба, содержащей этот объект, было обнаружено обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* во время вспышки в конце января – начале февраля 2004 г. (Чернякова и др. 2005), когда поток от источника достиг величины ~ 15 мКрб в диапазоне энергий 20 – 60 кэВ. Позднее, по данным обсерватории *XMM-Newton*, от него были обнаружены пульсации рентгеновского излучения с периодом около 700 сек. Детальное исследование спектральных и временных особенностей нового пульсара с использованием как современных данных обсерваторий *XMM-Newton* и *ИНТЕГРАЛ*, так и архивных данных обсерваторий *ASCA* и *BeppoSAX*, проведено в работе Черняковой и др. (2005). Спектр источника и параметры его наилучшей аппроксимации в широком диапазоне энергий (1 – 70 кэВ) приведены на Рис. 9.1 и в Таблице 9.1.

4U 1538-522

Пульсар 4U 1538-522 является постоянным источником. За время наших

наблюдений средний поток от него в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ составил ~ 15 мКраб. Был построен средний спектр пульсара по всем доступным нам данным в диапазоне 4 – 80 кэВ. Полученные параметры модели наилучшей аппроксимации спектра хорошо согласуются со значениями, приведенными в статье Робба и др. (2001) (значение параметра N_H взято из этой же статьи), в которой спектр пульсара исследовался по данным обсерватории *ВерроSAX*

ОАО 1657-415

Интенсивность рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 подвержена сильным орбитальным модуляциям и колеблется от нескольких мКраб (в фазе рентгеновского затмения) до 100-150 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ. Исследование спектра источника на разных орбитальных фазах (параметры орбиты системы брались из работы Байкала, 2000) не выявило заметных отличий его формы, поэтому был построен усредненный спектр по всем имеющимся данным с марта 2003 г. по апрель 2004 г. (52699 – 53097 МJD). Спектр пульсара является одним из самых жестких спектров рентгеновских пульсаров в двойных системах, простираясь вплоть до 100 кэВ (Таблица 9.1 и Рис.9.1), а на низких энергиях наблюдается сильное поглощение с $N_H \sim 10^{23}$ см⁻².

ЕХО 1722-363

Поток от пульсара ЕХО 1722-363 подвержен орбитальным модуляциям (Марквард, Свонк 2003, Лутовинов и др. 2004б) и за время наших наблюдений менялся от нескольких мКраб до 50 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ. В работе Лутовинова и др. (2004б) по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* была улучшена точность локализации объекта и показано, что форма жесткой части его спектра остается постоянной, несмотря на сильную переменность потока, в то время как форма мягкой части спектра, исследованная по данным обсерватории *РХТЕ*, сильно зависит от орбитальной фазы системы, а величина фотопоглощения может достигать значения $N_H \simeq 10^{24}$ см⁻².

Проведенный анализ показал, что пульсар значительно регистрируется до ~ 60 кэВ и его спектр в жестком рентгеновском диапазоне можно описать либо степенным законом с наклоном 3.5, либо моделью (9.2), из которой следует, что характерная энергия завала спектра составляет ~ 15 кэВ. Однако обе модели описывают спектр источника достаточно плохо и необходимы дополнительные исследования в широком диапазоне энергий для уточнения его параметров.

АХ J1820.5-1434

Пульсар АХ J1820.5-1434 был открыт в 1997 г. во время сканирования Галактической плоскости обсерваторией *ASCA* (Кинугаса и др. 1998), в этой же работе был исследован спектр источника в мягком рентгеновском диапазоне

энергий. Обсерватория *ИНТЕГРАЛ* впервые зарегистрировала источник в жестком рентгеновском диапазоне (Лутовинов и др. 2003в). Проведенные наблюдения можно условно разбить на 2 группы: с марта 2003 г. по апрель 2003 г. (52699 – 52759 MJD), во время которых поток от источника заметно не менялся и составлял ~ 8 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ, и с сентября 2003 г. по октябрь 2003 г. (52909 – 52929 MJD), когда источник значимо не регистрировался прибором, а верхний 1σ предел на поток составил 0.3 мКраб в том же диапазоне энергий. Мы построили средний спектр по всем данным, когда источник регистрировался, при его аппроксимации использовалась модель (9.1), причем фотонный индекс был зафиксирован на значении 0.9, приведенном в работе Кинугаса и др. (1998). Из Рис.9.1 видно, что пульсар впервые значимо регистрируется вплоть до ~ 70 кэВ.

AX J1841.0-0535

Пульсар AX J1841.0-0535, открытый обсерваторией *ASCA* (Бамба и др. 2001), был зарегистрирован во время наблюдений области спирального рукава в созвездии Стрельца обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* весной 2003 года. Ввиду того, что при предварительном анализе его положение несколько отличалось от положения, измеренного обсерваторией *ASCA*, он был назван новым источником IGR J18406-0539 (Мольков и др. 2004а). В октябре 2004 года из этой же области неба была зарегистрирована очередная вспышка излучения, которая, как и в прошлый раз, сначала была приписана новому источнику IGR J18410-0535 (Родригез и др. 2004), но позже было показано, что наблюдался тот же источник что и в 2003 г. (Хальперн и др. 2004).

Детальный анализ проведенных наблюдений показал, что весной 2003 года источник значимо регистрировался лишь в двух наблюдениях, поток во время которых достигал ~ 40 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ. Также было зарегистрировано увеличение потока от источника до ~ 10 мКраб в том же диапазоне энергий в октябре 2003 года. В остальное время верхний 1σ предел на поток от пульсара составил 1 мКраб (18 – 60 кэВ). В нашей работе впервые получен спектр источника в жестком рентгеновском диапазоне, усредненный за все время высокого состояния. Из-за малой статистики данных мы аппроксимировали спектр простым степенным законом с наклоном 2.2 ± 0.3 .

GS 1843+009

Средний спектр транзиентного пульсара GS 1843+009 в жестком диапазоне энергий (20-100 кэВ) был построен по данным, полученным в начале мая 2003 года (52759 – 52760 MJD), когда от источника была зарегистрирована вспышка излучения (Черепашук и др. 2003) и средний поток от него во время вспышки составил ~ 7 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ. Детекторами рентгеновского монитора *ЖЕМ-Х* исследуемый пульсар не регистрировался.

По причине отсутствия данных в более мягкой части спектра при его

описании моделью (9.1) нами были зафиксированы следующие параметры, полученные по данным обсерватории *VeppoSAX* в широком диапазоне энергий во время вспышки излучения от источника в апреле 1997 г. – $\Gamma = 0.34$, $E_{cut} = 5.95$ кэВ (Пирайно и др. 2000). Полученное значение параметра завала $E_{fold} = 17.4 \pm 1.4$ кэВ находится в хорошем согласии с результатом, приведенном в работе Пирайно и др. (2000). Этот результат может говорить о постоянстве формы спектра излучения источника вне зависимости от его светимости.

A 1845-024

В статье Соффитта и др. (1998) пульсар A 1845-024 был отождествлен с источниками GS 1843-02 и GRO J1849-03. За период наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, использовавшемся в нашем анализе, от пульсара была зарегистрирована одна вспышка, поток во время которой достиг ~ 7 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ, вспышка началась ~ 52728 MJD и длилась ~ 40 дней. Для этого периода времени был построен средний спектр пульсара по данным детектора *ISGRI*, прибором *JEM-X* источник не регистрировался. В остальное время верхний 1σ предел на поток от источника составил 0.4 мКраб в том же диапазоне энергий. Спектр пульсара в диапазоне энергий 18 – 90 кэВ аппроксимируется простым степенным законом с фотонным индексом $\Gamma = 2.62 \pm 0.19$, что согласуется с результатом, полученным в работе Занга и др. (1996), в которой использовались данные обсерватории *Compton-GRO*.

XTE J1855-026

Для пульсара XTE J1855-026 нам удалось построить широкополосный спектр в диапазоне энергий 4–100 кэВ, используя данные монитора *JEM-X* и телескопа *IBIS*.

Для аппроксимации полученных данных использовалась модель (9.1); из-за низкой величины потока от источника (2.68×10^{-10} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ в диапазоне энергий 3–100 кэВ) качество спектра в мягкой области (< 20 кэВ) не позволило обнаружить линию железа и поглощение на низких энергиях. Следует отметить, что существует некоторое расхождение в значениях параметров аппроксимирующей спектральной модели между нашими результатами и результатами, приведенными в работе Корбета и др. (1999), – по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* спектр оказывается несколько мягче, а характерные энергии завала на высоких энергиях имеют значение примерно на 10 кэВ больше.

XTE J1858+034

Пульсар XTE J1858+034 является транзиентным источником, который был открыт во время вспышки в 1998 году обсерваторией *RXTE* (Ремилард и др. 1998). Во время наблюдений обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* спирального рукава

в созвездии Стрельца от источника была зарегистрирована новая вспышка, во время которой была улучшена точность его локализации (Мольков и др. 2004б). В период времени MJD 53116–53119 средний поток от источника был равен ~ 6 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ, в дальнейшем он нарастал и через несколько дней достиг максимального значения ~ 83 мКраб в том же диапазоне энергий. Дальнейшее поведение источника, в связи с отсутствием данных обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, было проанализировано по кривой блеска, построенной по данным прибора *ASM* обсерватории *RXTE* в диапазоне энергий 1 – 12 кэВ. Из нее следует, что поток от пульсара больше не увеличивался, а продержался на этом уровне еще примерно 4 дня, после чего начал падать.

С целью поиска возможной зависимости формы спектра пульсара от его интенсивности мы построили средние спектры источника для указанных выше интервалов времени. Исследование показало, что форма спектра пульсара практически не зависит от фазы вспышки, поэтому мы приводим средний спектр за все время наблюдений. При его аппроксимации использовалась модель (9.1), модифицированная поглощением на низких энергиях. Мы получили следующие значения параметров: $N_H = (14.3 \pm 0.7) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, $\Gamma = 1.38 \pm 0.02$, $E_{cut} = 25.16 \pm 0.33 \text{ кэВ}$, $E_{fold} = 7.92 \pm 0.22 \text{ кэВ}$. В работе Поля, Рао (1998) спектр пульсара был исследован в диапазоне энергий 2 – 50 кэВ по данным обсерватории *RXTE*, однако им не удалось получить разумно ограниченные значения параметров модели наилучшей аппроксимации спектра. Таким образом, наши измерения являются первым надежным определением параметров спектра источника в широком диапазоне энергий.

X 1901+03

Рентгеновский пульсар X 1901+03 наблюдался обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* во время вспышки весной 2003 года (Галловой и др. 2003). Спектр и параметры его наилучшей аппроксимации моделью (9.1) получены в работе Молькова и др. (2003), в которой проводился спектральный и временной анализ поведения пульсара.

4U 1907+097

Для построения спектра рентгеновского пульсара 4U 1907+097 использовались данные наблюдений полученные в период MJD 52705–52762. Средний поток от источника за этот промежуток времени составил ~ 20 мКраб в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ; однако наблюдались эпизоды длительностью ~ 1 день, когда поток уменьшался в 2 раза, а также была зарегистрирована одна вспышка, во время которой поток увеличился в 2 раза по сравнению со средней величиной.

В работе Робертса и др. (2001) спектр источника подробно исследовался в мягком рентгеновском диапазоне по данным обсерватории *ASCA*, которые аппроксимировались простым степенным законом с поглощением на низких

энергиях, и по данным обсерватории *RXTE* в диапазоне энергий 2.5 – 20 кэВ с использованием модели (9.2) при их аппроксимации. Проведенный анализ показал, что параметры модели наилучшей аппроксимации спектра пульсара меняются незначительно с изменением потока, за исключением величины поглощения, которая на протяжении всего орбитального цикла меняется от $\sim 2 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ до $\sim 8 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Мы построили средний спектр источника по всем доступным наблюдениям и аппроксимировали его моделью (9.1). Полученное значение фотонного индекса находится в согласии с величинами, приведенными в работах Робертса и др. (2001) и Кусумано и др. (1998); в последней спектр источника исследовался в широком диапазоне энергий по данным обсерватории *VerroSAX* и аппроксимировался моделью (9.1)). Величина характерной энергии завала спектра, определенная по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* оказалась в 1.7 раз меньше, чем значения, приведенные в этих работах.

В работе Кусумано и др. (1998) в спектре пульсара была зарегистрирована циклотронная линия на 19 кэВ и ее гармоника. Наш анализ таких особенностей в спектре источника не обнаружил.

KS 1947+300

В поле зрения телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ* транзиентный рентгеновский пульсар *KS 1947+300* попадал несколько сотен раз, при этом общая экспозиция его наблюдений составила около 1.5 млн сек. Спектр источника, восстановленный по данным телескопов *JEM-X* и *IBIS* показан на Рис.9.1. Как и для большинства рентгеновских пульсаров, в широком диапазоне энергий он хорошо описывается типичной для объектов этого класса моделью (9.1), параметры наилучшей аппроксимации которой приведены в Таблице 9.1.

Благодаря своей вспышечной активности на кривой блеска источника можно выделить несколько разных по интенсивности состояний, для которых проводились самостоятельные спектральные исследования по данным обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *RXTE*. В частности, было показано, что с уменьшением интенсивности излучения спектр источника становится несколько "жестче", а характерные энергии завала E_{cut} и E_{fold} уменьшаются (Цыганков, Лутовинов, 2005б).

Для поиска в спектре излучения источника особенностей, связанных с резонансной линией циклотронного поглощения, при проведении спектрального анализа в аппроксимирующую модель была добавлена соответствующая компонента. При этом энергия центра линии E_{cyc} менялась в диапазоне 5-90 кэВ с шагом 5 кэВ, а ее ширина была зафиксирована на 5 кэВ. С использованием критерия $\Delta\chi^2$ нами было найдено наиболее вероятное положение возможной циклотронной линии на энергии около 70 кэВ, однако значимость этого измерения не превышает $\sim 2\sigma$. Таким образом, на настоящий момент можно заключить, что либо чувствительности и эффективной экспозиции современных приборов обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *RXTE* не хватает для обнаружения

циклотронной линии в спектре источника KS 1947+300, либо она лежит за пределами диапазона энергий 5-100 кэВ. Если верно второе, то величина магнитного поля на поверхности нейтронной звезды должна быть либо $< 5.6 \times 10^{11}$ Гс, либо $> 10^{13}$ Гс.

Основываясь на модели замагниченной нейтронной звезды, нами также был апробирован метод для исследования свойств рентгеновского пульсара по изменению темпа его ускорения/замедления во время вспышек. Используя такой подход, были получены оценки на расстояние до источника $d = 9.5 \pm 1.1$ кпс и магнитное поле нейтронной звезды $B = (2.5_{-1.1}^{+0.4}) \times 10^{13}$ Гс (Цыганков, Лутовинов, 2005б). Последнее соответствует положению циклотронной особенности в спектре исследуемого объекта на энергии около 220 кэВ, что находится за пределами возможностей ее регистрации обсерваториями *ИНТЕГРАЛ* и *RXTE*. Полученные оценки на расстояние до двойной системы хорошо согласуются с измерениями, проводившимися по данным оптических наблюдений.

EXO 2030+375

За период MJD 52650–52838 от источника было зарегистрировано 3 вспышки (52717 MJD, 52761 MJD, 52805 MJD), во время которых поток в диапазоне энергий 18 – 60 кэВ достигал ~ 80 мКраб. В остальное время верхний 1σ предел на поток составил 2 мКраба в том же диапазоне энергий. Нами был построен средний спектр для всех вспышек (Рис.9.1), а параметры его наилучшей аппроксимации моделью (9.1, Таблица 9.1) находятся в согласии со значениями, приведенными в статье Рейнолдса и др. (1993).

SAX J2103.5+4545

Источник SAX J2103.5+4545 впервые попал в поле зрения приборов обсерватории *ИНТЕГРАЛ* во время калибровочных наблюдений области источника Лебедь X-1 в декабре 2002 г.; подробный анализ этих данных можно найти в работе Филипповой и др. (2004). На Рис.9.1 показан средний спектр пульсара, а параметры его наилучшей аппроксимации приведены в Таблице 9.1).

Таблица 9.1. Экспозиция наблюдений, потоки и параметры наилучшей аппроксимации спектров пульсаров

Название	Поток, 10^{-9} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$			$N_H, 10^{22} \text{ см}^{-2}$	Фотонный индекс, Γ	$E_{cut}, \text{кэВ}$	$E_{fold}, \text{кэВ}$	χ^2
	6-20 кэВ	18-60 кэВ	3					
1	2	3	4	5	6	7	8	
A 0114+650	—	0.09	—	2.3 ± 0.4	—	—	—	0.42(6)
4U 0115+63	—	—	—	$0.093^{+0.007}_{-0.001}$	8.93 ± 0.03	$9.06^{+0.09}_{-0.02}$	—	0.85 (155)
SMC X-1	1.05	0.76	—	1.48 ± 0.02	$20.5^{+1.0}_{-1.8}$	$12.9^{+0.6}_{-0.7}$	—	0.98(124)
RX J0146.9+6121	—	0.03	—	$2.9^{+1.1}_{-0.8}$	—	—	—	0.31(3)
V0332+53	17.87	6.22	4 ^a	0.77 ± 0.02	$24.3^{+0.5}_{-0.7}$	$14.0^{+0.5}_{-0.7}$	—	0.35(127)
4U 0352+309	—	0.56	—	1.92 ± 0.19	50 \pm 16	77 \pm 27	—	0.36(9)
LMC X-4	0.79	0.78	—	0.2 ± 0.15	9.1 ± 0.8	11.0 ± 0.6	—	0.93(117)
A 0535+26	—	0.24	—	1.2 ^a	24 ^a	$13.8^{+4.5}_{-3.2}$	—	0.07(5)
Vela X-1 (затмение)	—	0.1	—	3.1 ± 0.3	—	—	—	0.83(7)
Vela X-1 (вне затмения)	3.2	3.6	—	0.88 ± 0.01	25.5 ± 0.2	13.0 ± 0.1	—	0.34(131)
Сен X-3 (спокойное состояние)	0.39	0.2	—	0.87 ± 0.06	16.4 ± 0.6	7.1 ± 0.2	—	1.5(120)
Сен X-3 (вспышки)	1.57	0.66	—	1.16 ± 0.04	15.3 ± 0.2	7.8 ± 0.2	—	1.4(116)
4U 1145-619	0.39	0.33	—	1.5 ± 0.1	6.7 ± 1.4	30 ± 4	—	1(142)
1E 1145.1-614	0.39	0.4	3.3 ^a	1.08 ± 0.07	8 \pm 1	$21.9^{+1.8}_{-0.8}$	—	0.98(139)
GX 301-2 (высокое состояние)	—	6.04	—	$0.74^{+0.32}_{-0.09}$	$23.3^{+0.3}_{-0.5}$	8.3 ± 0.7	—	0.74(8)
GX 301-2 (низкое состояние)	0.96	0.99	10.6 \pm 2.5	0.30 ± 0.06	17.8 ± 0.2	9.7 ± 0.7	—	0.9(118)
2RXP 130159.6-635806	—	0.2 ^b	2.56 ^a	0.69 ^a	24.3 ± 3.4	$8.5^{+0.2}_{-0.1}$	—	r
4U 1538-52	0.46	0.2	1.63 ^a	1.37 ± 0.06	28.7 ± 0.8	9.9 ± 0.7	—	0.94(119)
IGR/AX J16320-4752 ^b	—	0.2 ^b	18 ^a	0.7 ± 0.2	—	13 \pm 1	—	r
IGR J16358-4726 ^b	—	0.04 ^b	40 ^a	0.7 ± 0.5	—	16 \pm 5	—	r
AX J163904-4642 ^b	—	0.06 ^b	58 ^a	1.3 ± 1.0	—	11 \pm 1	—	r
IGR J16465-4507 ^b	—	0.12 ^b	72 ^a	1.0 ± 0.5	—	30 ^a	—	r
OAO 1657-415	0.8	1.03	15.2 $^{+0.7}_{-1.4}$	1.57 ± 0.02	$26.3^{+0.7}_{-1.8}$	$29.2^{+1.2}_{-0.5}$	—	0.73(119)

1	2	3	4	5	6	7	8
EXO 1722-363	—	0.6	—	3.5 ^a	—	—	2.7(5)
IGR/SAX J18027-2017 ^б	—	0.06	—	0.1 ^a	—	~10	—
AX J1820.5-1434	—	0.1	—	0.9 ^a	25±3	17.0±2.7	0.37(9)
AX J1841.0-0535	—	0.11	—	2.2 ± 0.3	—	—	0.42(5)
GS 1843+009	—	0.17	—	0.34 ^a	5.95 ^a	17.4±1.4	1.2(8)
A 1845-024	—	0.06	—	2.62±0.19	—	—	0.46(7)
XTE J1855-026	0.16	0.17	—	1.69±0.23	23.99 ^{+2.88} _{-6.73}	38.49 ^{+10.35} _{-7.38}	1.08(112)
XTE J1858+034	1.13	0.99	14.3±0.7	1.38±0.02	25.16±0.33	7.92±0.22	0.95(144)
X 1901+031	6.1	1.8	—	2.035±0.015	11.27±0.19	13.22±0.11	0.82(127)
4U 1907+097	0.6	0.18	—	1.26±0.07	7.0±0.3	9.0 ^{+0.3} _{-0.6}	0.75(131)
KS 1947+300	1.09	1.17	—	1.07 ^{+0.24} _{-0.13}	8.6 ^{+3.4} _{-1.2}	23.6 ^{+5.3} _{-2.3}	1.18(104)
EXO 2030+375	0.84	0.85	—	1.71±0.09	25.2 ^{+2.5} _{-3.7}	33 ⁺⁶ ₋₄	1.06(137)
SAX J2103.5+4545	0.38	0.38	0.9 ^a	1.04±0.15	8.5±2.4	21.37±2.75	1.21(120)

^a параметр зафиксирован

^б при аппроксимации спектра использовалась модель *cutoffpl* из пакета XSPEC

^в в диапазоне энергий 20 – 60 кэВ

^г в работе Лутовинова и др. (2005в) спектр пульсара аппроксимировался в широком диапазоне энергий совместно с данными других обсерваторий (см. текст)

Таблица 9.2. Другие параметры аппроксимации спектров пульсаров

Система	Центр линии Fe, кэВ	Ширина линии Fe, кэВ	Интенсивность линии Fe, фотон см ⁻² с ⁻¹	E_{cycl} , кэВ	τ_{cycl}	σ_{cycl} , кэВ
4U 0115+63 ^a	6.4 ^б	0.2 ^б	0.008 ± 0.001	11.16 ^{+0.03} _{-0.02}	0.97 ± 0.01	3.13 ^{+0.07} _{-0.02}
V0332+53 ^б	—	—	—	24.25 ^{+0.07} _{-0.14}	1.98 ^{+0.02} _{-0.04}	7.10 ± 0.10
4U 0352+309	—	—	—	29.0 ± 1.0	0.33 ± 0.12	9 ^б
Vela X-1 ^г	6.64 ± 0.10	0.31 ± 0.16	(4.7 ± 0.8) × 10 ⁻³	24.0 ± 0.3	0.38 ± 0.01	5.3 ± 0.5
GX 301-2 (high)	—	—	—	49.2 ^{+4.2} _{-2.1}	0.60 ^{+0.13} _{-0.09}	18 ^б
GX 301-2 (low)	6.54 ^{+0.17} _{-0.11}	0.52 ^{+0.22} _{-0.14}	(2.54 ± 1.02) × 10 ⁻³	47.4 ^{+2.2} _{-1.1}	0.87 ± 0.17	18 ^б

^a в спектре пульсара найдено три высшие гармоники циклотронной линии:

$$E_{cycl2}=21.16^{+0.11}_{-0.02}, \tau_{cycl2}=0.97 \pm 0.01, \sigma_{cycl2}=7.55^{+0.15}_{-0.02}$$

$$E_{cycl3}=34.55^{+0.01}_{-0.20}, \tau_{cycl3}=0.40 \pm 0.01, \sigma_{cycl3}=4.5^{+0.3}_{-0.1}$$

$$E_{cycl4}=44.93^{+0.15}_{-0.27}, \tau_{cycl4}=0.55 \pm 0.01, \sigma_{cycl4}=11.38^{+0.45}_{-0.17}$$

^б Параметр зафиксирован

^в у пульсара были зарегистрированы две высшие гармоники циклотронной линии:

$$E_{cycl2}=46.8^{+0.2}_{-0.1}, \tau_{cycl2}=1.94^{+0.06}_{-0.07}, \sigma_{cycl2}=8.9 \pm 0.4$$

$$E_{cycl3}=67.9^{+3.2}_{-4.3}, \tau_{cycl3}=2.60^{+0.25}_{-0.35}, \sigma_{cycl3}=26.9 \pm 5.4$$

^г у пульсара была зарегистрирована вторая гармоника циклотронной линии

$$E_{cycl2}=50.2 \pm 0.5 \text{ кэВ}, \tau_{cycl2}=0.95 \pm 0.03, \sigma_{cycl2}=12.2 \pm 0.5 \text{ кэВ}$$

Глава 10

X Persei и RX J0440.9+4431 – рентгеновские пульсары с низкой светимостью в Be-системах

Принято считать, что рентгеновские пульсары, входящие в состав двойных систем с Be-звездами, проявляют два типа вспышечной активности (см., например, обзор Рейга 2011):

- Вспышки первого типа (type I) имеют строгую периодичность, модулированную прохождением нейтронной звездой периастра орбиты и соответствующим возрастанием темпа аккреции. Такие вспышки имеют достаточно короткую длительность (небольшая часть орбитального периода) и умеренную рентгеновскую светимость ($10^{36} - 10^{37}$ эрг с^{-1});

- Более сильные вспышки второго типа (type II) связаны с нестационарным увеличением вещества в экваториальном диске вокруг Be-звезды, его последующим сбросом из-за радиационной неустойчивости и захватом вещества нейтронной звездой. Такие вспышки могут начинаться на любой орбитальной фазе, имеют длительность от нескольких недель до месяцев, а светимость источника во время них может достигать Эддингтоновского предела ($\sim 10^{38}$ эрг с^{-1}).

Рейг, Рош (1999) выдвинули идею о существовании отдельного подкласса постоянных рентгеновских двойных систем с Be-звездами и низкой светимостью. Такие системы включают медленно вращающиеся нейтронные звезды (собственные периоды вращения сотни секунд), которые движутся вокруг Be-звезд по достаточно широким орбитам (орбитальные периоды сотни дней) и аккрецируют вещество только из внешних областей звездной оболочки, имеющих малую плотность. К настоящему моменту в нашей Галактике известно пять таких объектов. Ниже рассматриваются наблюдательные свойства и определяются параметры для двух из них.

Рентгеновский источник RX J0440.9+4431 был обнаружен обсерваторией *ROSAT* во время сканирования Галактической плоскости вместе с оптическим

компаньоном BSD 24-491/LS V+44 17, являющимся Ве-звездой (Мотч и др. 1997). Открытие пульсаций рентгеновского излучения от этого источника с периодом около 202.5 сек позволило Рейгу, Рошу (1999) отнести его к классу рентгеновских двойных систем с Ве-звездами и низкой светимостью.

Классическим же представителем таких объектов является другой рентгеновский пульсар – X Persei. Этот источник является одним из наиболее близких к нам рентгеновских пульсаров; расстояние до него составляет по разным оценкам от 0.7 до 1.3 кпк. В нашем исследовании мы использовали величину 950 ± 200 пк, полученную в работе Телтинга и др. (1998). Благодаря этому источник хорошо регистрируется в рентгеновском диапазоне энергий, несмотря на свою низкую светимость ($L_x \simeq 4 \times 10^{34}$ эрг s^{-1}). Многолетние наблюдения (Нагазе 1989, Лутовинов и др. 1994, Ди Сальво и др. 1998, Дельгадо-Марти и др. 2001) показывают, что его период импульса ($P \simeq 837$ сек) в течении последних 15-20 лет непрерывно увеличивался со средней скоростью $\dot{P}/P \simeq 1.3 \times 10^{-4}$ год $^{-1}$ (Дельгадо-Марти и др. 2001).

Наблюдения пульсара X Persei обсерваториями *EXOSAT* и *GINGA* указали на присутствие в его спектре жесткого (> 15 кэВ) излучения, описываемого степенным законом, – так называемого жесткого хвоста. Недавние исследования источника в широком диапазоне энергий 0.1-100 кэВ, проведенные обсерваториями *VerroSAX* и *RXTE* (Ди Сальво и др. 1998, Кобурн и др. 2001), показали, что спектр пульсара может быть описан двухкомпонентной моделью и что в нем на энергии $E_{cycl} \simeq 29$ кэВ присутствует особенность, связанная с циклотронным поглощением.

10.1 *RX J0440.9+4431*

В конце марта 2010 года от источника *RX J0440.9+4431* была впервые зарегистрирована вспышечная активность по данным монитора всего неба *MAXI* (Мории и др. 2010). Следующий всплеск был зарегистрирован примерно через 5 месяцев в сентябре 2010 года. Во время этого всплеска излучения источник попал в поле зрения обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (Рис.10.1), что дало нам возможность впервые провести исследование его свойств в жестком рентгеновском диапазоне энергий, в том числе измерить напряженность магнитного поля нейтронной звезды в этой системе методом анализа спектров мощности и энергетических спектров излучения (Цыганков и др. 2012).

Следующий всплеск излучения от источника *RX J0440.9+4431* произошел в конце января 2011 г., т.е. снова примерно через 5 месяцев после предыдущего, что позволило предположить существование ~ 155 -дневного орбитального периода в двойной системе (Цыганков и др. 2012). Максимальная светимость источника, регистрируемая во время этих всплесков ($\sim 9 \times 10^{36}$ эрг s^{-1} , $\sim 3 \times 10^{36}$ эрг s^{-1} и $\sim 2 \times 10^{36}$ эрг s^{-1} эрг s^{-1}), почти на два порядка превосходила его светимость в спокойном состоянии ($\sim 4 \times 10^{34}$ эрг s^{-1}) и постепенно уменьшалась от всплеска к всплеску. Это может свидетельствовать

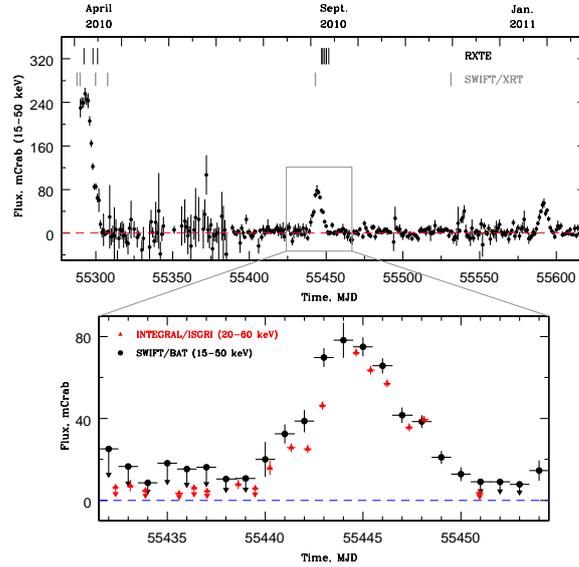


Рис. 10.1. Усредненная по одному дню кривая блеска пульсара *RX J0440.9+4431* полученная по данным монитора всего неба *Swift/BAT* в диапазоне энергий 15-50 кэВ (верхняя панель). Вставкой показана кривая блеска, полученная телескопом *ИНТЕГРАЛ/IBIS* в диапазоне энергий 20-60 кэВ (нижняя панель).

об истощении аккрецируемого вещества в двойной системе, образовавшегося в результате формирования и последующего сброса экваториального диска вокруг Ве-звезды. Необходимо отметить, что приведенная выше величина орбитального периода хорошо согласуется со значением ~ 150 дней, ожидаемым для источника *RX J0440.9+4431* из анализа диаграммы $P_{spin} - P_{orb}$ (Корбет 1986). Как видно из Рис. 10.1, во время всплеска в сентябре 2010 г. источник *RX J0440.9+4431* наблюдался практически одновременно обсерваториями *ИНТЕГРАЛ*, *RXTE* и *Swift*, что позволило нам впервые построить его широкополосный (0.5-150 кэВ) спектр и определить параметры (Рис.10.2).

Полученный спектр хорошо аппроксимируется моделью, состоящей из степенного закона с завалом на высоких энергиях, фотопоглощения на низких энергиях и чернотельной компоненты (Таблица 10.1, Модель I). Такая форма спектра характерна для рентгеновских пульсаров с низкой светимостью, входящих в состав двойных систем с Ве-звездами, и отражает вклад теплового излучения полярных шапок на поверхности нейтронной звезды и комптонизированного нетеплового излучения на высоких энергиях (см., например, ди Сальво и др., 1998; Ла Паломбара, Мерегетти 2006). Отметим, что характерный радиус области, ответственной за тепловое чернотельное излучение, 0.93 ± 0.05 км хорошо согласуется с размером полярных шапок $R_{cap} \sim 0.1R_{NS}$ (Баско, Сюняев 1976).

В целом спектр источника *RX J0440.9+4431* адекватно описывается Моделью

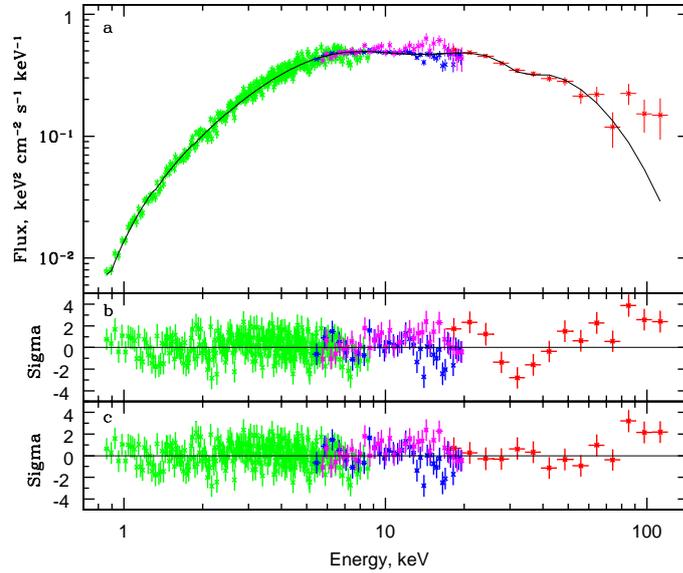


Рис. 10.2. (а) Энергетический спектр рентгеновского пульсара RX J0440.9+4431 по данным инструментов *Swift/XRT* (зеленые точки), *RXTE/PCA* (синие точки), *ИНТЕГРАЛ/JEM-X* (фиолетовые точки) и *ИНТЕГРАЛ/IBIS* (красные точки). Черная сплошная линия показывает модель наилучшей аппроксимации, состоящую из степенного закона с завалом на высоких энергиях, фотопоглощения на малых энергиях, чернотельной компоненты и линии циклотронного поглощения. (б) Отклонения от указанной модели без включения линии циклотронного поглощения. (с) Отклонения от модели с линией.

I практически во всем диапазоне энергий, за исключением двух областей – вблизи энергии 30 кэВ, где видна особенность в поглощении, и на энергиях выше 100 кэВ, где присутствует избыток жестких фотонов (Рис. 10.2). Первая особенность была интерпретирована нами как возможная линия циклотронного поглощения (Цыганков и др. 2012). Проведенное исследование показало, что присутствие этой особенности в спектре источника не может быть связано ни с выбором модели континуума, ни с особенностями анализа данных, ни с выбором модели для описания самой особенности (подробнее см. Цыганков и др. 2012). Исходя из измеренного значения энергии циклотронной линии (см. Таблицу 10.1, Модель II) можно оценить величину магнитного поля на поверхности нейтронной звезды $B_{NS} \simeq 3.2 \times 10^{12}$.

Из Таблицы 10.1 и Рис. 10.2 видно, что значимость регистрации циклотронной линии в спектре источника все-таки не очень велика ($\sim 4.5 - 5\sigma$), поэтому нами было проведено независимое измерение величины магнитного поля B_{NS} на поверхности нейтронной звезды с помощью метода, разработанного в работе Ревнивцева и др. (2009б).

В рамках так называемой модели распространения возмущений

Таблица 10.1. Параметры наилучшей аппроксимации спектра источника RX J0440.9+4431

Параметр	Модель I	Модель II
$N_{\text{H}} \times 10^{22}, \text{ cm}^{-2}$	0.47 ± 0.04	0.46 ± 0.04
$kT_{\text{BB}}, \text{ keV}$	1.57 ± 0.03	1.56 ± 0.03
$R_{\text{BB}}, \text{ km}$	0.91 ± 0.04	0.93 ± 0.05
Photon index	0.74 ± 0.05	0.75 ± 0.05
$E_{\text{cut}}, \text{ keV}$	16.9 ± 1.0	18.4 ± 1.1
τ_{cycl}		0.37 ± 0.06
$E_{\text{cycl}}, \text{ keV}$		31.9 ± 1.3
$\sigma_{\text{cycl}}, \text{ keV}$		6 (fixed)
χ^2 (d.o.f)	1.315(331)	1.223(329)

(Любарский 1997) переменность наблюдаемого рентгеновского потока задается переменностью темпа аккреции в области основного энерговыделения компактного объекта. В свою очередь, переменность темпа аккреции оказывается следствием мультипликативной комбинации возмущений, возникающих на разных радиусах из-за случайных изменений вязкости в аккреционном диске. В соответствии с этой моделью мощность регистрируемого излучения должна быть примерно обратно пропорциональна частоте вплоть до максимальной частоты возмущений, которые еще могут возникать в аккреционном диске. Рентгеновские пульсары в рассматриваемом контексте – уникальные объекты, так как из-за очень сильного магнитного поля имеют четкую внутреннюю границу аккреционного диска, которая как раз и ограничивает максимальную частоту возмущений. Исходя из этих соображений и модели распространения возмущений можно ожидать, что в спектре мощности рентгеновских пульсаров существует излом на частоте, соответствующей характерной частоте переменности потока, которая генерируется на внутренней границе аккреционного диска. Схематически описанная картина представлена на Рис.10.3: до границы магнитосферы (соответствующей частоте f_b) спектр мощности следует обратно пропорциональной зависимости и объясняется моделью распространения возмущений; на радиусе магнитосферы аккреционный диск разрушается, и мощность сигнала уменьшается обратно пропорционально уже квадрату частоты (Ревнивцев и др. 2009б).

Это свойство спектра мощности излучения рентгеновских пульсаров можно использовать для определения величины напряженности магнитного поля нейтронных звезд. Действительно, если размер магнитосферы меняется в зависимости от темпа аккреции во время вспышек транзиентных источников, то частота излома в спектре мощности тоже должна меняться. При увеличении давления вещества в аккреционном диске размер магнитосферы (а соответственно, и внутреннего радиуса диска) уменьшается, а частота f_b растет. Поскольку эта частота пропорциональна кеплеровской частоте ω_k

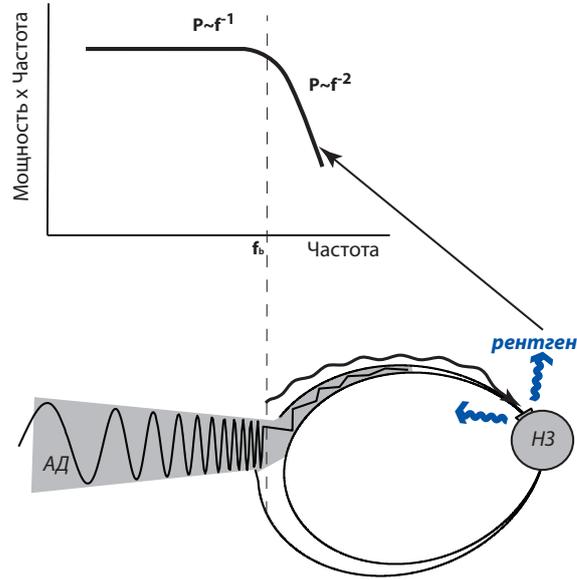


Рис. 10.3. Схематическое изображение перехода от течения в аккреционном диске к магнитосферному течению.

на внутреннем краю диска, мы можем связать ее значение с величиной напряженности магнитного поля нейтронной звезды и темпа аккреции на нее:

$$f_b = \frac{2^{3/14}}{2\pi} (GM)^{5/7} \mu^{-6/7} \dot{M}^{3/7}, \quad (10.1)$$

где μ – магнитный момент нейтронной звезды, \dot{M} – темп аккреции.

Как упоминалось выше, источник RX J0440.9+4431 наблюдался обсерваториями *ИНТЕГРАЛ* и *RXTE* во время вспышки его и поток от него менялся более чем на два порядка. На верхней панели Рис.10.4 показаны спектры мощности излучения пульсара для двух разных светимостей: голубая гистограмма соответствует светимости источника $L_X \simeq 4 \times 10^{34}$ эрг с^{-1} , красная гистограмма соответствует светимости $L_X \simeq 7.1 \times 10^{36}$ эрг с^{-1} (на рисунке умножена на 50 для наглядности). Частота, отложенная по оси X, приведена в единицах частоты собственного вращения нейтронной звезды; период пульсаций составил 202.5 с и 205.0 с в низком и ярком состояниях, соответственно. Видно, что в ярком состоянии появляется дополнительная компонента шума, генерируемая в кольце аккреционного диска между радиусом, соответствующим магнитосфере при высоком темпе аккреции (малый радиус), и радиусом, соответствующем малому темпу аккреции (большой радиус). Сплошной линией показаны модели наилучшей аппроксимации в форме $P \propto f \times (1 + (f/f_b)^4)^{-0.5}$.

Подставляя в уравнение (10.1) радиус нейтронной звезды 15 км, ее массу 1.4 массы Солнца, расстояние до двойной системы 3.3 кпс (Рейг

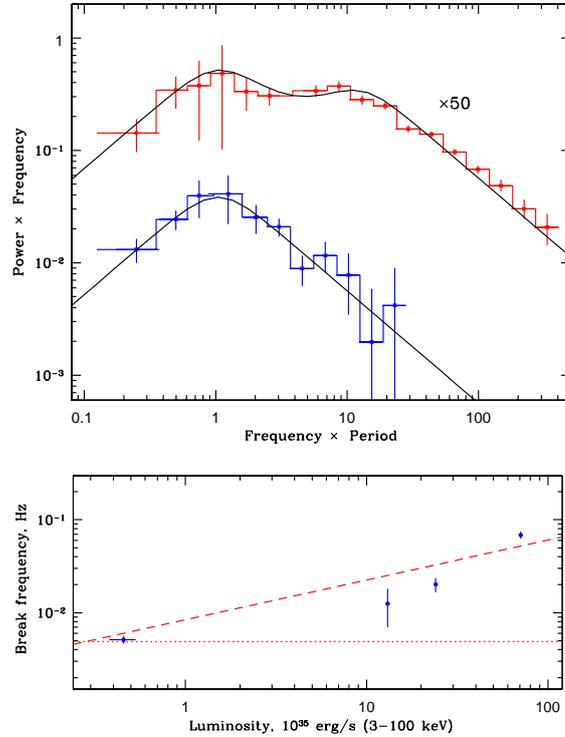


Рис. 10.4. Верхняя панель: Спектры мощности рентгеновского пульсара RX J0440.9+4431 в разных состояниях. Спектр в ярком состоянии домножен на 50 для наглядности. Сплошными линиями показаны модели наилучшей аппроксимации (см. подробнее текст и работу Цыганкова и др. 2012). Нижняя панель: Зависимость частоты слома в спектре мощности от светимости пульсара. Штриховая линия показывает предсказание модели, пунктирная – период пульсара.

2005) и рентгеновскую светимость источника на уровне 10% от массы покоя аккрецируемого вещества, можно аппроксимировать изменение частоты слома в спектре мощности пульсара (штриховая линия на нижней панели Рис.10.4) и определить напряженность магнитного поля нейтронной звезды $B \simeq 3.3 \times 10^{12}$ Гс, что совпадает с результатами, полученными из спектрального анализа.

Другой особенностью, регистрируемой в спектре источника RX J0440.9+4431, является избыток фотонов жесткого рентгеновского излучения на энергиях $> 90 - 100$ кэВ. Во-первых, необходимо сказать, что этот избыток является реальным – в частности, на изображении неба, построенном в диапазоне энергий 90-130 кэВ, источник значимо ($\sim 4.5\sigma$) регистрируется. Во-вторых, формально он может быть аппроксимирован включением в спектральную модель степенной компоненты с фотонным индексом $\Gamma \simeq 2$. Однако не очень высокая статистика не позволяет нам получить ограничения на форму спектра этой компоненты и сделать какие-либо выводы о ее природе.

Другой рентгеновский пульсар X Persei, относящийся к тому же классу, что и RX J0440.9+4431, наблюдался обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* с гораздо большей экспозицией, что позволило зарегистрировать в его спектре похожую жесткую компоненту с более высокой значимостью.

10.2 X Persei

Рентгеновский пульсар X Persei, входящий в состав массивной рентгеновской двойной системы с Ве-звездой, активно и много наблюдался в 2000-2010 гг обсерваториями *RXTE* и *ИНТЕГРАЛ*, что позволило нам провести детальные исследования его временных и спектральных характеристик.

Кривая блеска пульсара, полученная в разных диапазонах энергий, показывает сильную переменность интенсивности излучения источника на масштабах нескольких месяцев и лет (Рис.10.5), причем эти изменения происходят одинаковым образом как в мягком, так и в жестком рентгеновских диапазонах энергий. Собственная светимость источника за период 1996-2011 гг несколько раз изменялась от $L_X \simeq 2.3 \times 10^{34}$ эрг с^{-1} до $L_X \sim 1.1 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} в диапазоне энергий 2-10 кэВ, демонстрируя наличие, как минимум, двух пиков на кривой блеска. Необходимо отметить, что нарастание интенсивности излучения в обоих случаях происходило довольно медленно, в течение нескольких сотен дней, что существенно отличается от кривых блеска типичных рентгеновских транзиентных источников (черных дыр или рентгеновских пульсаров). Последнее, по-видимому, связано с другими механизмами, ответственными за повышение интенсивности в системе X Persei, в частности, с эволюцией Ве-звезды и ее экваториального диска в сильно разнесенной двойной системе, которой является исследуемый источник (орбитальный период в ней составляет $\simeq 250$ дней, Дельгадо-Марти и др. 2001).

Интересно отметить, что наряду с изменением интенсивности источника, также существенным образом изменялся и собственный период вращения нейтронной звезды. Это тем более интересно, что, как было отмечено выше, расстояние между компонентами в системе довольно большое, в ней нет аккреционного диска вокруг нейтронной звезды, а значит нет существенной передачи углового момента от аккрецирующего вещества к нейтронной звезде, подобно тому, как это наблюдается в ярких транзиентных рентгеновских пульсарах. Эволюция периода пульсаций X Persei за всю историю его наблюдений, а также ее сравнение в изменениями светимости пульсара за последние 15 лет, показаны на Рис.10.5 справа.

Результаты измерений, проведенных по данным обсерваторий *ИНТЕГРАЛ* и *XMM-Newton*, показывают, что немного ранее максимума интенсивности излучения источника в 2003 г. замедление вращения нейтронной звезды, которое длилось с 1978 года, сменилось фазой ускорения. Похожее поведение наблюдалось во время предыдущего эпизода повышения интенсивности пульсара в 1974-1978 гг, однако темп ускорения, измеренный после 2003 года,

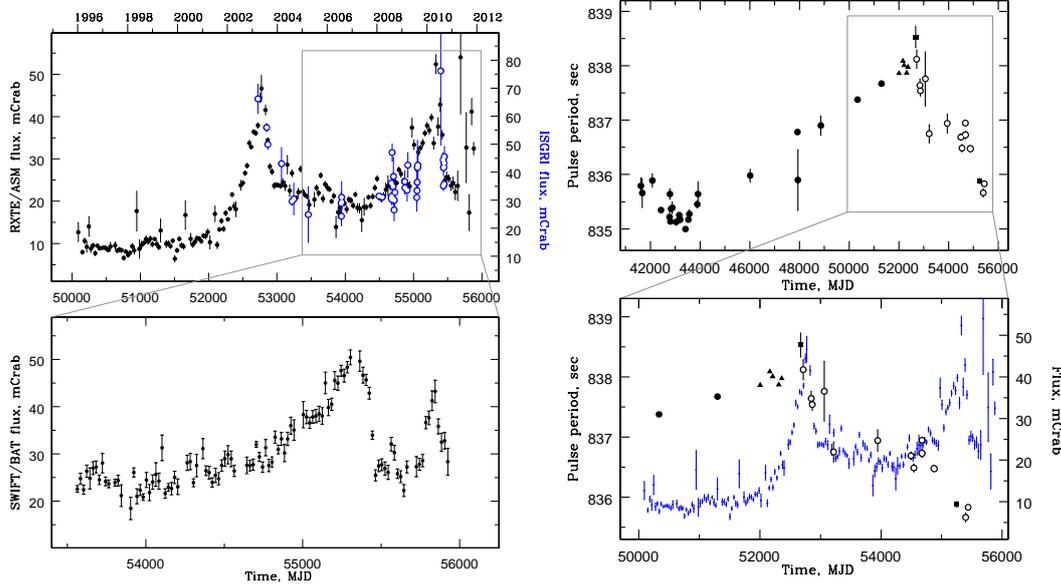


Рис. 10.5. (вверху слева) Кривая блеска, полученная монитором *ASM/RXTE* в диапазоне энергий 1.3 – 12 кэВ (темные кружки) и телескопом *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в диапазоне энергий 20-60 кэВ (открытые кружки). (внизу слева) Кривая блеска, полученная телескопом *BAT/Swift* в диапазоне энергий 15-50 кэВ. Для улучшения отношения сигнал/шум данные монитора *ASM* и телескопа *BAT* были объединены в 30-ти и 20-ти дневные интервалы, соответственно; данные обсерватории *ИНТЕГРАЛ* усреднены по орбитам спутника (около 3-х дней). (справа) Эволюция скорости вращения нейтронной звезды в системе X Persei. Результаты наших измерений по данным обсерваторий *RXTE*, *INTEGRAL* и *XMM-Newton* показаны треугольниками, открытыми кружками и темными квадратами, соответственно.)

оказался существенно более высоким $\dot{P}/P \simeq -3.6 \times 10^{-4} \text{ yr}^{-1}$ (Лутовинов и др. 2012в). Более того, результаты измерений по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* показали, что в период времени MJD 53000 – 54500, когда поток от источника X Persei был более-менее постоянным, также наблюдалось что-то похожее на плато и на кривой изменения периода импульса. Наблюдаемая картина может быть естественным образом объяснена в рамках современной теории квазисферической аккреции в рентгеновских пульсарах с низкой светимостью (Шакура и др. 2012). В частности, переходы от ускорения к замедлению вращения нейтронной звезды и наоборот коррелируют с изменениями светимости источника, а их численные значения связаны с отношением интенсивности рентгеновского излучения источника во время эпизодов ускорения/замедления (см. Рис.1 и уравнения 56-58 в работе Шакуры и др. 2012). Наличие плато на кривой изменения периода импульса, по-видимому, связано в равновесном состоянии рентгеновского пульсара.

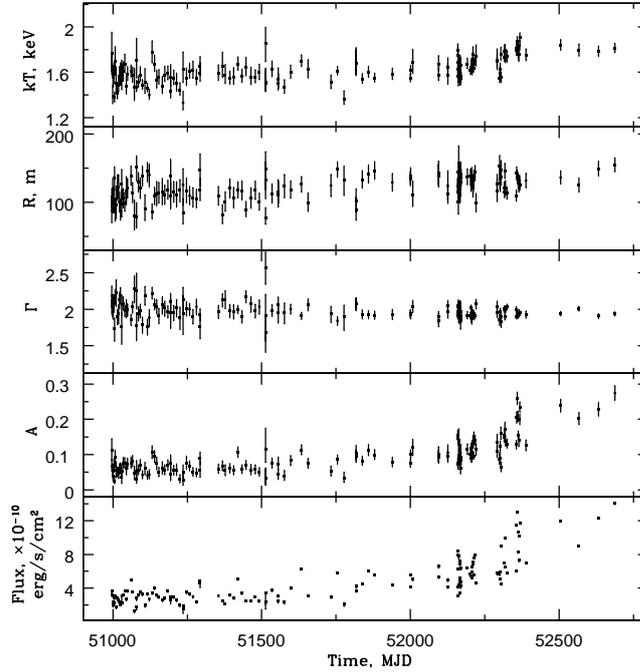


Рис. 10.6. Изменение параметров спектра рентгеновского пульсара X Persei и его интенсивности в 2000-2003 гг во время низкого состояния и фазы роста интенсивности.

Используя уравнение

$$P_{eq} \approx 10^3 \mu_{30}^{12/11} \dot{M}_{16}^{-4/11} \left(\frac{P_{orb}}{10d} \right) v_8^4 \text{ s},$$

где $P_{eq} \simeq 837$ сек – равновесный период, μ_{30} – магнитный момент нейтронной звезды в единицах 10^{30} Гс см³, который может быть определен из измерения энергии циклотронной линии (см. ниже), \dot{M}_{16} – темп аккреции в единицах 10^{16} г/с, v_8 – относительная скорость ветра (в единицах 10^8 см/с), мы можем оценить последнюю величину как ~ 200 км/с, что хорошо согласуется с результатами измерений (Вотерс и др. 1988; Дельгадо-Марти и др. 2001).

Наблюдения, проведенные спектрометром *PCA* обсерватории *RXTE* в 2000-2003 гг, покрывают низкое состояние источника и фазу роста всплеска, что дает возможность исследовать зависимость формы его спектра от собственной светимости. Используя данные этих наблюдений, были построены спектры пульсара в диапазоне энергий 4-25 кэВ. Аппроксимирующая модель состояла из степенного закона, фотоэлектронного поглощения на малых энергиях и чернотельной компоненты. Зависимости чернотельной температуры kT , радиуса излучающей полярной шапки R , фотонного индекса Γ и нормировки нетепловой компоненты от времени показаны на Рис.10.6. Видно, что фотонный индекс остается крайне стабильным в течение всего периода наблюдений и

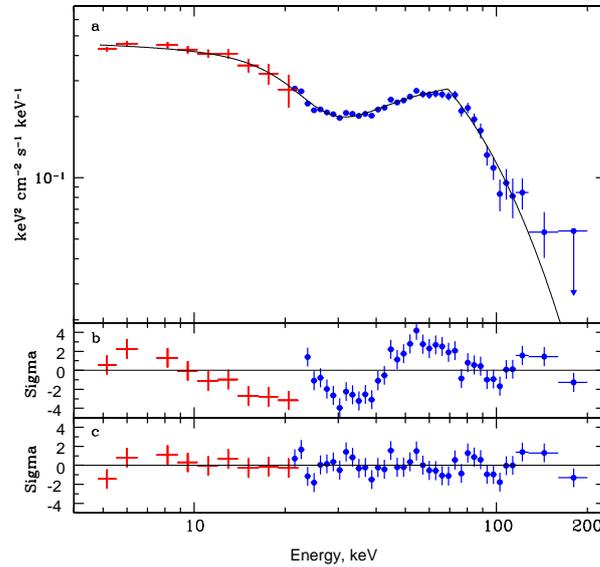


Рис. 10.7. Широкополосный спектр рентгеновского пульсара X Persei, полученный по данным телескопов *JEM-X* (крестики) и *IBIS* (темные кружки) обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Сплошной линией показана модель, наилучшим образом описывающая наблюдательные данные (см. текст). (b) Отклонения от указанной модели без включения линии циклотронного поглощения. (c) Отклонения от модели с линией.

равным $\Gamma \simeq 2$, что хорошо согласуется с более поздними результатами измерений обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. В то же время нормировка нетепловой компоненты растет в 3-4 раза с ростом светимости пульсара. Это увеличение оказывается более значительным по сравнению с увеличением радиуса излучающей области тепловой компоненты со 110 до 150 метров. Последнее приводит к увеличению относительного вклада нетеплового излучения в полный спектр с ростом интенсивности источника. Однако количественно это увеличение остается практически незаметным из-за одновременного роста температуры чернотельного излучения kT от $\simeq 1.6$ до $\simeq 1.8$ кэВ (Рис. 10.6), что в свою очередь приводит к росту потока тепловой компоненты.

В 2008-2010 гг источник X Persei регулярно наблюдался обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* с общей экспозицией $\simeq 3.7$ Мс в диапазоне энергий > 20 кэВ. Принимая во внимание, что интенсивность источника не менялась значительно в этот период времени (Рис.10.5) и что нетепловая компонента, регистрируемая в его спектре, остается стабильной, мы можем использовать все полученные обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* данные для построения широкополосного спектра рентгеновского пульсара X Persei. В результате нам впервые удалось значимо зарегистрировать жесткое рентгеновское излучение от этого источника вплоть до энергий ~ 160 кэВ (Рис.10.7).

Как и для источника RX J0440.9+4431 спектр рентгеновского пульсара X Persei в жестких лучах хорошо описывается степенным законом с наклоном $\Gamma = 2.05_{-0.04}^{+0.05}$ и завалом на высоких энергиях везде, кроме энергий близких к 20-30 кэВ (Рис.10.7b). Присутствие циклотронной линии поглощения на этих энергиях в спектре источника впервые было показано Кобурном и др. (2001). Включение такой компоненты в нашу модель также значительно улучшает качество аппроксимации (Рис. 10.7в). При этом параметры линии получаются следующими – энергия линии $E_{cycl} = 23.5_{-1.4}^{+1.5}$ кэВ, ее ширина $\sigma = 13.4_{-1.4}^{+1.1}$ кэВ и глубина $\tau = 0.56_{-0.05}^{+0.04}$. Необходимо отметить, что получающаяся при нашем анализе энергия линии оказывается несколько меньше, чем определенная в работе Кобурна и др. (2001). Этот факт связан с тем, что для аппроксимации циклотронной линии поглощения мы использовали модель CYCLABS (формула 9.5), в то время как Кобурн и др. (2001) использовали модель GABS (формула 9.4). Проведенные исследования показали, что первая дает систематически меньшие значения энергии линии (см., например, Цыганков и др. 2012). Если вместо модели CYCLABS использовать модель GABS, то энергия линии будет равна $E_{cycl} = 29.0 \pm 1.0$ кэВ, что полностью согласуется с результатами Кобурна и др. (2001). Используя полученные выше значения, можно определить напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды в источнике X Persei $B_{NS} \simeq (2.4 - 2.9) \times 10^{12}$ Гс.

В заключение необходимо отметить, что ширина циклотронной линии, обнаруженной в спектре источника X Persei, оказывается значительно больше, чем это обычно наблюдается у рентгеновских пульсаров (Кобурн и др., 2002; Филиппова и др. 2005). Одной из возможных причин этого является неточное знание спектрального континуума в широком диапазоне энергий. В частности, аппроксимация спектра пульсара с помощью других моделей с другими компонентами приводит к искусственному дефициту фотонов в области, где эти компоненты перекрываются (см., например, Рис.8 из статьи ди Сальво и др. 1998 или работу Дорошенко и др. 2012). Эта область приблизительно соответствует положению циклотронной линии поглощения, что может приводить к размытию ее параметров, в частности ширины линии. Также необходимо сказать, что в работе была предложена интерпретация наблюдаемого жесткого излучения от рентгеновского пульсара X Persei, как динамического комптоновского рассеяния фотонов, излучаемых с полярных шапок, в аккреционном потоке. При этом, однако, авторам требуются магнитные поля, на два порядка превышающие полученные выше, т.е. $\sim 10^{14}$ Гс.

Глава 11

Рентгеновский пульсар V 0332+53

Введение

Транзиентный рентгеновский источник V 0332+53 был открыт обсерваторией *Vela 5B* в 1973 году (Террел, Предгорский, 1983) во время мощной вспышки (максимальная интенсивность составила ~ 1.4 Краб в диапазоне энергий 3 – 12 кэВ), длившейся около трех месяцев, по истечении которых сигнал от источника полностью исчез.

Следующий раз источник был зарегистрирован обсерваторией *EXOSAT* только десять лет спустя, во время вспышки в ноябре 1983 – январе 1984 гг. Проведенные наблюдения позволили определить некоторые параметры пульсара и двойной системы: период собственных пульсаций $\simeq 4.375$ с, орбитальный период $\simeq 34.25$ дня, эксцентриситет орбиты 0.31, проекция полуоси релятивистского объекта $a_x \sin i \simeq 48$ св. сек (Стелла и др., 1985). В той же работе было отмечено, что уменьшение интенсивности источника сопровождается переходом формы импульса от двухпиковой к однопиковой и существенным ужесточением его спектра. При наблюдении исследуемого объекта обсерваторией *GINGA* в его спектре была обнаружена особенность, интерпретированная как резонансная линия циклотронного поглощения с энергией $E_{cycl} = 28.5 \pm 0.5$ кэВ, что соответствует величине магнитного поля на поверхности нейтронной звезды $B_{NS} \simeq 3 \times 10^{12}$ Гс (Макишима и др., 1990). Позднее, в работе Михары и др. (1998) было показано, что энергия циклотронной линии, возможно, не является постоянной, а имеет разные значения на разных светимостях.

Очередная мощная вспышка излучения от источника началась в самом конце 2004 года (Свонк и др. 2004) и была предсказана по увеличению потока от звезды-компаньона VQ Cam (класс звезды – O8-9Ve, расстояние до двойной системы – около 7 кпс, Негуеруела и др. 1999) в оптическом диапазоне (Горанский, Барсукова, 2004). Как и в начале 70-х, вспышка длилась более трех месяцев, а интенсивность источника превысила 1 Краб

как в мягком (1-12 кэВ), так и в жестком (17-60 кэВ) рентгеновских диапазонах. В отличие от 70-х во время вспышки 2004-2005 гг на орбите работали обсерватории *RXTE* и *ИНТЕГРАЛ*, наблюдения которых впервые позволили проследить развитие вспышки от самого ее начала и до самого конца и впервые детально исследовать характеристики излучения пульсара V 0332+53 в широком динамическом диапазоне светимостей ($L_{max}/L_{min} \simeq 40$). Проведенные наблюдения были использованы не только для получения конкретных физических характеристик конкретного пульсара в каком-то состоянии, но и исследования геометрии двойной системы, возможного гистерезиса во время вспышек (характерного, например, для черных дыр), отработки новых методов и подходов к исследованию рентгеновских пульсаров в целом (Цыганков и др. 2006, 2010; Цыганков, Лутовинов 2009). Таким образом, источник V 0332+53 может рассматриваться как естественная лаборатория по изучению рентгеновских пульсаров, построения моделей их излучения в разных состояниях и т.д. (см., например, Поутанен и др. 2013).

Предварительный анализ данных обсерватории *RXTE*, полученных в период 24-26 декабря 2004 г., показал, что кроме линии поглощения на энергии 26.34 ± 0.03 кэВ, в спектре источника присутствуют еще две подобных особенности на энергиях 49.1 ± 0.2 и 74 ± 2 кэВ, которые были интерпретированы как высшие гармоники основной циклотронной частоты (Кобурн и др., 2005). Аналогичный результат был получен по данным первых ~ 100 ксек наблюдений источника обсерваторией *ИНТЕГРАЛ* (Крейкенбом и др. 2005).

Нами были использованы практически все данные наблюдений, проведенных в период с конца декабря 2004 г. по конец февраля 2005 г. орбитальными астрофизическими обсерваториями *ИНТЕГРАЛ* (орбиты 272-288) и *RXTE* (Obs IDs: 90014-XX-XX-XX, 90089-XX-XX-XX and 90427-XX-XX-XX). Всего было проведено более сотни наведений на источник в разных фазах вспышки и уровнях светимости (полный список наведений обеих обсерваторий с соответствующими потоками и светимостями приведен в статье Цыганкова и др. 2006). Светимость вычислялась в предположении расстояния до источника 7 кпс в диапазоне энергий 3 – 100 кэВ. Указанная величина светимости объекта рассматривалась нами как близкая к болометрической в предположении, что основное энерговыделение происходит в диапазоне энергий 3 – 100 кэВ. Зависимость болометрической светимости источника от времени показана на Рис.11.1. Все данные, полученные спектрометром *РСА* обсерватории *RXTE*, были естественным образом разделены на фазу роста вспышки (зеленые квадратики) и фазу спада (синие кружки). Результаты обсерватории *ИНТЕГРАЛ* показаны красными треугольниками и соответствуют фазе спада. Сплошная линия – результаты наблюдений монитора *ASM* обсерватории *RXTE* в диапазоне энергий 2-12 кэВ.

Из рисунка видно, что нарастание интенсивности излучения источника происходило почти линейно в течении ~ 30 дней, в максимуме интенсивности источник находился около 10 дней и затем в течение ~ 50 дней регистрируемый поток плавно уменьшался до предвсплескового значения. Последнее может быть

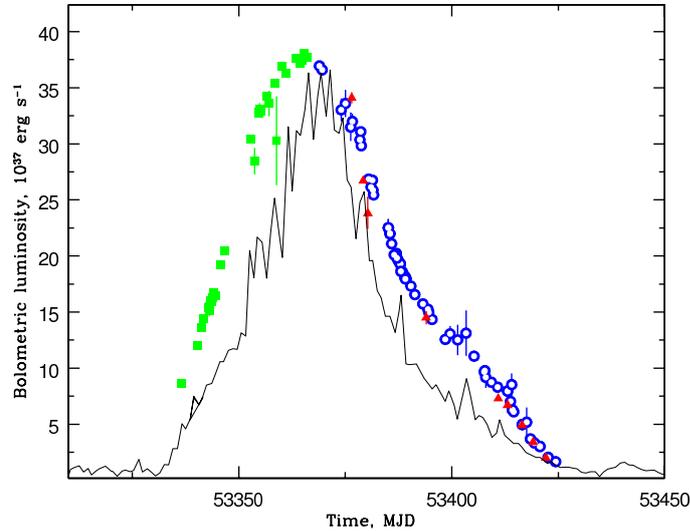


Рис. 11.1. Изменение светимости рентгеновского пульсара V 0332+53 во время вспышки 2004–2005 гг. Зеленые квадратики и синие кружки показывают результаты измерений обсерватории *RXTE* для фазы роста и фазы спада, соответственно, красные треугольники – обсерватории *ИНТЕГРАЛ*. Сплошная черная линия иллюстрирует изменение интенсивности источника по данным монитора *ASM*.

описано экспоненциальным законом с характерным временем спада $\tau \sim 17$ дней. Сравнение вспышки 2004-2005 гг. с предыдущими показывает, что и по длительности и по рентгеновскому потоку в максимуме она является типичной для данного источника.

11.1 Спектральный анализ

Спектр источника V 0332+53 заслуживает отдельного внимания. Это всего лишь второй аккрецирующий рентгеновский пульсар после 4U 0115+63, в спектре которого была обнаружена не только резонансная линия циклотронного поглощения на энергии ~ 25 кэВ, но и две ее высшие гармоники с энергиями ~ 47 и ~ 75 кэВ (Кобурн и др. 2005, Крейкенбом и др. 2005). В целом же спектр пульсара хорошо описывается степенным законом с экспоненциальным завалом на высоких энергиях, что типично для объектов этого класса.

Большое количество наблюдений пульсара V 0332+53, проведенных обсерваториями *ИНТЕГРАЛ* и *RXTE*, позволяют построить спектр источника в разных фазах вспышки и проследить эволюцию его параметров. Для аппроксимации спектра использовалась модель степенного закона с экспоненциальным завалом (модель 9.2), модифицированная тремя линиями поглощения в форме профиля Лоренца (формула 9.5)

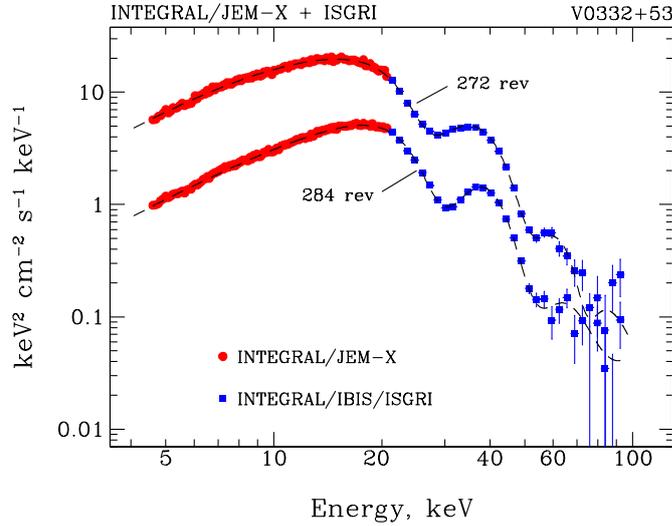


Рис. 11.2. Энергетический спектр пульсара V 0332+53 по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* для двух состояний ($\simeq 35 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} (272 орбита) и $\simeq 7 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} (284 орбита)).

Рассматриваемая модель аппроксимирует спектр источника также хорошо, как и обычно применяемая для описания спектров рентгеновских пульсаров модель степенного закона с завалом на высоких энергиях (модель *power-law*highcut* в пакете XSPEC, формула 9.1, Вайт и др. 1983), однако имеет на один параметр меньше. Кроме того, получающаяся при аппроксимации моделью (9.1) энергия слома спектра E_{cut} оказывается достаточно малой $\sim (5 - 6)$ кэВ, что при ограниченности со стороны мягких энергий диапазона используемых приборов (3 кэВ для *РСА* и 4.5 кэВ для *ЖЕМ-Х*), не позволяло хорошо определять и ограничивать наклон спектра. Также, при аппроксимации данных обсерватории *РХТЕ*, в модель была добавлена флуоресцентная линия железа с энергией 6.4 кэВ. Монитором *ЖЕМ-Х* такая особенность уверенно не регистрировалась. Отчасти это связано с более низкой по сравнению со спектрометром *РСА* чувствительностью, отчасти с несовершенством матрицы отклика монитора на таких энергиях.

Типичный вид энергетического спектра источника, полученного по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в ярком состоянии ($L_X \simeq 35 \times 10^{37}$ эрг с^{-1}), показан на Рис.11.2. Параметры наилучшей аппроксимации суммированы в Таблице 11.1. Для сравнения спектр, полученный в состоянии со светимостью $L_X \simeq 7 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} , показан на том же рисунке.

Таблица 11.1. Спектральные параметры пульсара V 0332+53

Параметр модели	Значение
Photon index	-0.120 ± 0.008
E_{cut} , keV	9.21 ± 0.04
$\tau_{cycl,1}$	1.91 ± 0.02
$E_{cycl,1}$, keV	$25.92^{+0.07}_{-0.08}$
$\sigma_{cycl,1}$, keV	$5.44^{+0.08}_{-0.06}$
$\tau_{cycl,2}$	2.12 ± 0.03
$E_{cycl,2}$, keV	$49.44^{+0.07}_{-0.14}$
$\sigma_{cycl,2}$, keV	$9.89^{+0.20}_{-0.23}$
$\tau_{cycl,3}$	1.26 ± 0.10
$E_{cycl,3}$, keV	$72.1^{+0.5}_{-0.6}$
$\sigma_{cycl,3}$, keV	$10.1^{+0.5}_{-0.9}$
χ^2 (d.o.f)	1.25(136)

Энергия циклотронной линии и магнитное поле нейтронной звезды

В приведенных выше спектрах хорошо видна фундаментальная гармоника резонансной линии циклотронного поглощения и ее первая гармоника. Несмотря на довольно быстрый спад интенсивности источника и слабость его излучения на высоких энергиях (> 65 кэВ), включение в модель второй гармоники с энергией $\sim 75 - 80$ кэВ позволяет существенно ($\Delta\chi^2 \simeq 18$ для трех степеней свободы) улучшить качество аппроксимации. Вторая гармоника регистрируется и в остальных наблюдениях, однако ее параметры (глубина и ширина) разумно ограничиваются только в ярком состоянии. Фиксирование этих параметров на определенных по яркому состоянию величинах не позволяет существенно улучшать аппроксимацию спектров низкого состояния. Кроме того, из-за получающихся больших ширин второй гармоники начинают существенно меняться параметры первой гармоники, т.е. задача определения ее параметров получается сильно модельнозависимой. При этом важно отметить, что энергия фундаментальной гармоники линии циклотронного поглощения и ее параметры практически не зависят от включения в применяемую модель второй гармоники.

Проведенный анализ показал, что применяемая модель хорошо описывает спектр источника в течение всей вспышки как по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, так и по данным обсерватории *RXTE*. Наибольший интерес представляет поведение параметров фундаментальной гармоники циклотронной линии поглощения, так как она хорошо регистрируется на протяжении всей вспышки. На Рис.11.3 показано изменение энергии этой гармоники в течение вспышки и ее зависимость от светимости пульсара. Погрешность определения энергии по данным спектрометра *HEXTE* оказывается несколько выше, чем по данным детектора *ISGRI* из-за того, что экспозиция каждого наблюдения для первого оказывается меньшей. Видно,

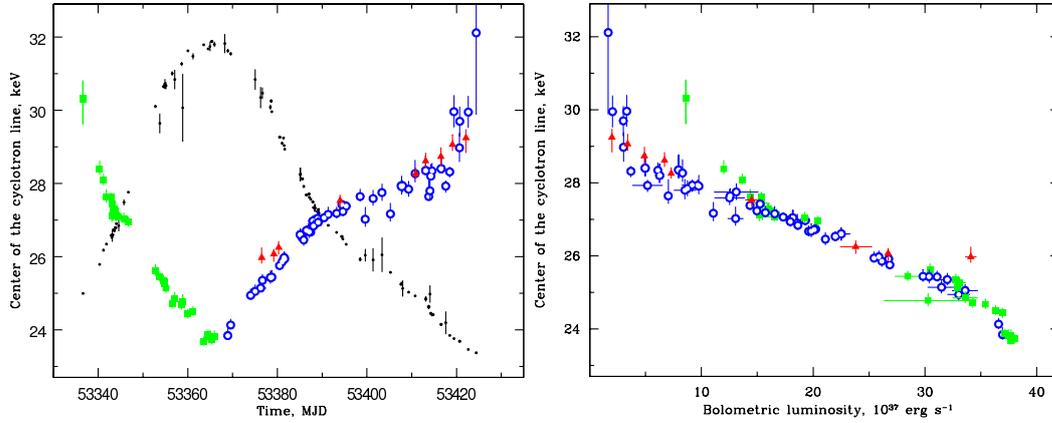


Рис. 11.3. (слева) Изменение энергии фундаментальной гармоники циклотронной линии, регистрируемой в спектре пульсара V 0332+53, во время вспышки 2004-2005 гг. Светимость источника показана маленькими черными кружками, остальные символы такие же, как и на Рис.11.1. (справа) Зависимость энергии циклотронной линии от светимости источника в диапазоне энергий 3-100 кэВ.

что результаты измерений хорошо согласуются между собой и образуют практически прямую линию, т.е. энергия циклотронной линии линейно увеличивается с уменьшением светимости источника. При этом результаты измерений, полученные на фазе спада вспышки практически идентичны результатам измерений, сделанных во время ее роста.

Формальная аппроксимация полученной зависимости линейным законом дает $E_{\text{cycl},0}[\text{keV}] \simeq -0.143(\pm 0.002)L_{37} + 29.56(\pm 0.03)$ кэВ, где L_{37} – светимость в единицах 10^{37} эрг с^{-1} , а неопределенности соответствуют уровню 90%. Эта зависимость хорошо описывает наблюдаемое поведение $E_{\text{cycl},0}$ практически во всем диапазоне светимостей пульсара, за исключением самого яркого состояния $> 3.5 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} . Наблюдаемое отличие при таких экстремально высоких светимостях, возможно, связано с переходом источника в другой режим аккреции.

Последнее значение из приведенной выше зависимости дает нам оценку величины магнитного поля на поверхности нейтронной звезды (Цыганков и др. 2010)

$$B_{\text{NS}} = (1 + z) \times \frac{29.56}{11.6} \simeq 3.1 \times 10^{12} \text{ G.}$$

Ширина циклотронной линии

Понятие эквивалентной ширины спектральной линии играет очень важную роль в классическом спектральном анализе, так как позволяет получать оценки физических параметров и условий в областях формирования линий. Таким образом, в дополнение к таким параметрам циклотронной линии как

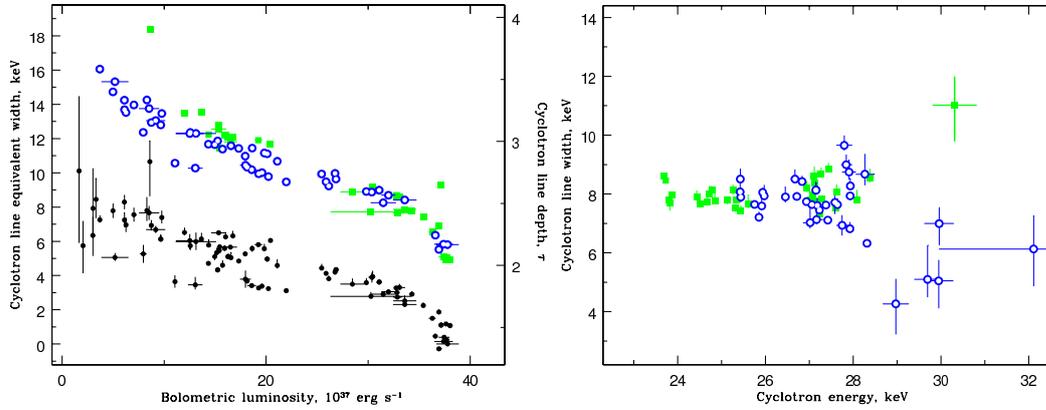


Рис. 11.4. (слева) Зависимость эквивалентной ширины EW_{cycl} (синие открытые кружки и зеленые квадратики) и оптической толщи τ_{cycl} (черные кружки) циклотронной линии в спектре V 0332+53 от светимости пульсара L_{37} . (справа) Ширина циклотронной линии σ_{cycl} versus энергия циклотронной линии E_{cycl} для всех наблюдаемых светимостей. Символы те же самые, что и на Рис. 11.1.

σ_{cycl} и τ_{cycl} , представляется целесообразным ввести некую дополнительную величину, которая позволила бы количественно определить общее число фотонов, изъятых из спектра континуума источника вследствие резонансного рассеяния в циклотронной линии (или линиях), т.е. фактически ввести понятие эквивалентной ширины циклотронной линии. Основной проблемой при ее вычислении является то, что используемые модели для описания формы самой линии являются мультипликативными, т.е. их включение в общую модель спектра искажает его континуум.

Тем не менее, нами был предложен достаточно простой способ вычисления эквивалентной ширины циклотронной линии EW_{cycl} , состоящий из нескольких шагов (Цыганков и др. 2010): (1) Все энергетические каналы, в которых влияние циклотронной линии существенно (типично 18–40 кэВ) исключаются из спектра источника; (2) Оставшийся спектр считается спектром континуума и аппроксимируется соответствующей моделью; (3) Энергетические каналы, исключенные на шаге 1, возвращаются в спектр, их отклонение от модели континуума вычисляется, нормируется на спектр континуума и интегрируется по энергии; (4) Результирующая величина суммарного отклонения, проинтегрированного по энергии, представляет собой оценку эквивалентной ширины циклотронной линии EW_{cycl} ¹.

Оказывается, эквивалентная ширина циклотронной линии, вычисленная

¹Необходимо отметить, что из-за присутствия в спектре пульсара V 0332+53 нескольких гармоник циклотронной линии практически невозможно полностью исключить вклад какой-нибудь из них в спектр континуума, хотя для высоких гармоник этот вклад не очень велик. Поэтому, полученные ниже величины EW_{cycl} рассматриваются только в качестве демонстрации ее качественного поведения.

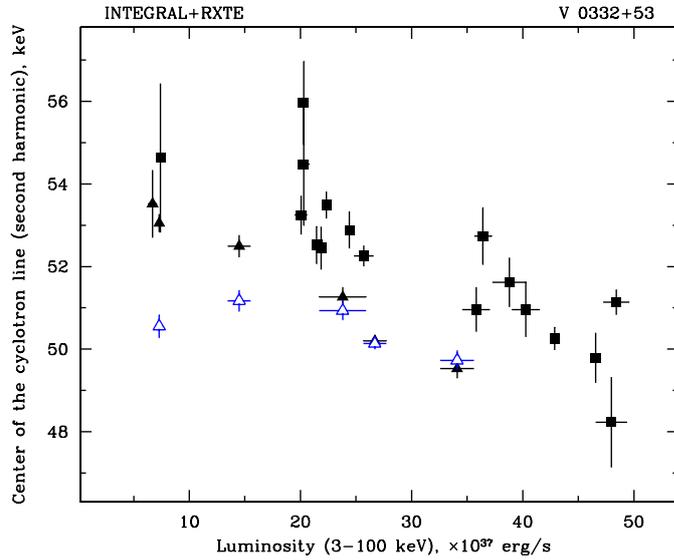


Рис. 11.5. Зависимость энергии первой гармоники циклотронной линии от светимости пульсара V 0332+53. Открытые треугольники показывают результаты анализа данных обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в широком диапазоне энергий (до $\simeq 110$ кэВ) с включением в модель третьей гармоники (см. текст).

указанным выше способом, не является постоянной, а изменяется в течение вспышки вместе с энергией самой линии. Соответствующая зависимость EW_{cycl} от светимости L_X показана на Рис.11.4. Как и раньше, разные символы соответствуют разным фазам вспышки. Видно, что эквивалентная ширина циклотронной линии уменьшается практически линейно с ростом светимости, в общем повторяя поведение энергии самой линии. Однако наклон этой формальной зависимости $EW_{\text{cycl}}[\text{keV}] \propto -0.25L_{37}$ почти в два раза отличается от наклона для $E_{\text{cycl},0}$. Также необходимо отметить, что оптическая толщина циклотронной линии τ_{cycl} изменяется со светимостью точно таким же образом, как и EW_{cycl} (черные точки на Рис.11.4), что является следствием линейной корреляции между ними.

Первая гармоника циклотронной линии

Энергия первой гармоники циклотронной линии уверенно определяется не во всех наблюдениях, а при уменьшении светимости источника становится модельнозависимым от включения в аппроксимирующую модель второй гармоники. Чтобы избежать возможного влияния этой компоненты на определение параметров первой гармоники мы ограничили со стороны жестких каналов рассматриваемый диапазон энергий до 65 кэВ и аппроксимировали полученные спектры той же моделью, что и раньше, но только с двумя линиями поглощения. Динамика изменения энергии второй гармоники со светимостью

пульсара представлена на Рис.11.5 темными треугольниками и квадратами по аналогии с Рис.11.3. Видно, что хотя разброс значений оказывается несколько большим, чем в случае основной гармоники, общая тенденция возрастания энергии центра линии с уменьшением светимости сохраняется и в этом случае.

Для сравнения на том же рисунке открытыми треугольниками показаны результаты определения энергии первой гармоники по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в широкополосных (до $\simeq 110$ кэВ) спектрах, когда в модель также включалась вторая гармоника и определялись ее параметры. Видно, что получаемые обоими способами энергии первой гармоники отличаются друг от друга, особенно в сеансах с малой светимостью источника. Кроме того, из Рис.11.5 видно, что результаты измерений детектором *ISGRI* лежат ниже близких им по датам измерений спектрометром *HEXTE*. Данное обстоятельство скорее всего связано с тем, что из-за более длинной экспозиции наблюдений детектором *ISGRI* его данные в жестких каналах имеют лучшую значимость и вторая гармоника циклотронной линии оказывает влияние на определение параметров первой гармоники даже в случае ограниченного до 65 кэВ диапазона энергий. Если исключить из рассмотрения данные обсерватории *ИНТЕГРАЛ*, то формальная аппроксимация результатов измерения зависимости энергии первой гармоники от светимости по данным обсерватории *RXTE* дает $E_{cycl,1} \simeq -0.1L_{37}$, что близко к полученной ранее зависимости для основной гармоники.

11.2 Профиль импульса

Благодаря высокой интенсивности излучения пульсара V 0332+53 во время вспышки нам удалось подробно исследовать зависимость формы профиля импульса от энергетического диапазона и светимости объекта. Наиболее характерные профили импульса, полученные по данным приборов обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в разных диапазонах энергий в зависимости от времени наблюдений, показаны на Рис.11.6 в относительных единицах. Наблюдательные особенности в форме профиля импульса могут быть разделены на две основные группы – асимметричная эволюция двухпикового профиля в относительно широких энергетических каналах и резкое изменение формы фазовой кривой блеска вблизи основной гармоники циклотронной линии. Ниже эти эффекты будут рассмотрены более подробно.

В самом ярком состоянии (272 орбита, $L_X \simeq 35 \times 10^{37}$ эрг с^{-1}) профиль импульса является двухпиковым синусоидальноподобным с незначительным преобладанием второго пика на самых низких энергиях (3-6 кэВ). По мере возрастания энергии фотонов относительный вклад первого пика увеличивается и уже в диапазоне энергий 10-15 кэВ превосходит интенсивность второго. При дальнейшем увеличении энергии интенсивность первого пика продолжает увеличиваться и становится существенно больше второго в канале 30-50 кэВ. Заметного смещения пиков по фазе в зависимости от энергетического диапазона в пределах одного наблюдения не происходит.

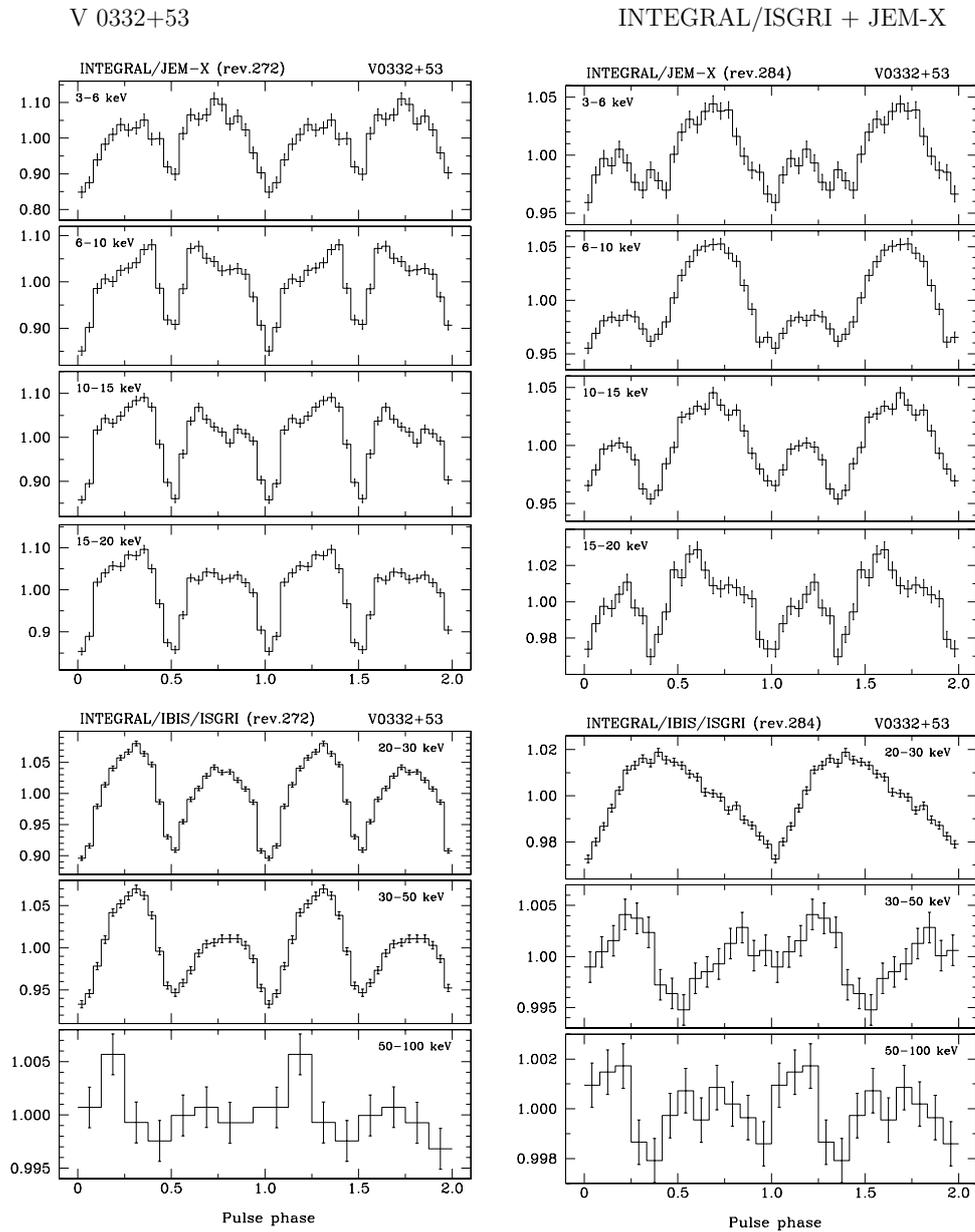


Рис. 11.6. Профили импульса V0332+53, полученные по данным монитора *JEM-X* и телескопа *IBIS* обсерватории *ИНТЕГРАЛ* в разных энергетических каналах и для разных светимостей источника. Нулевая фаза для каждого наблюдения выбиралась независимо.

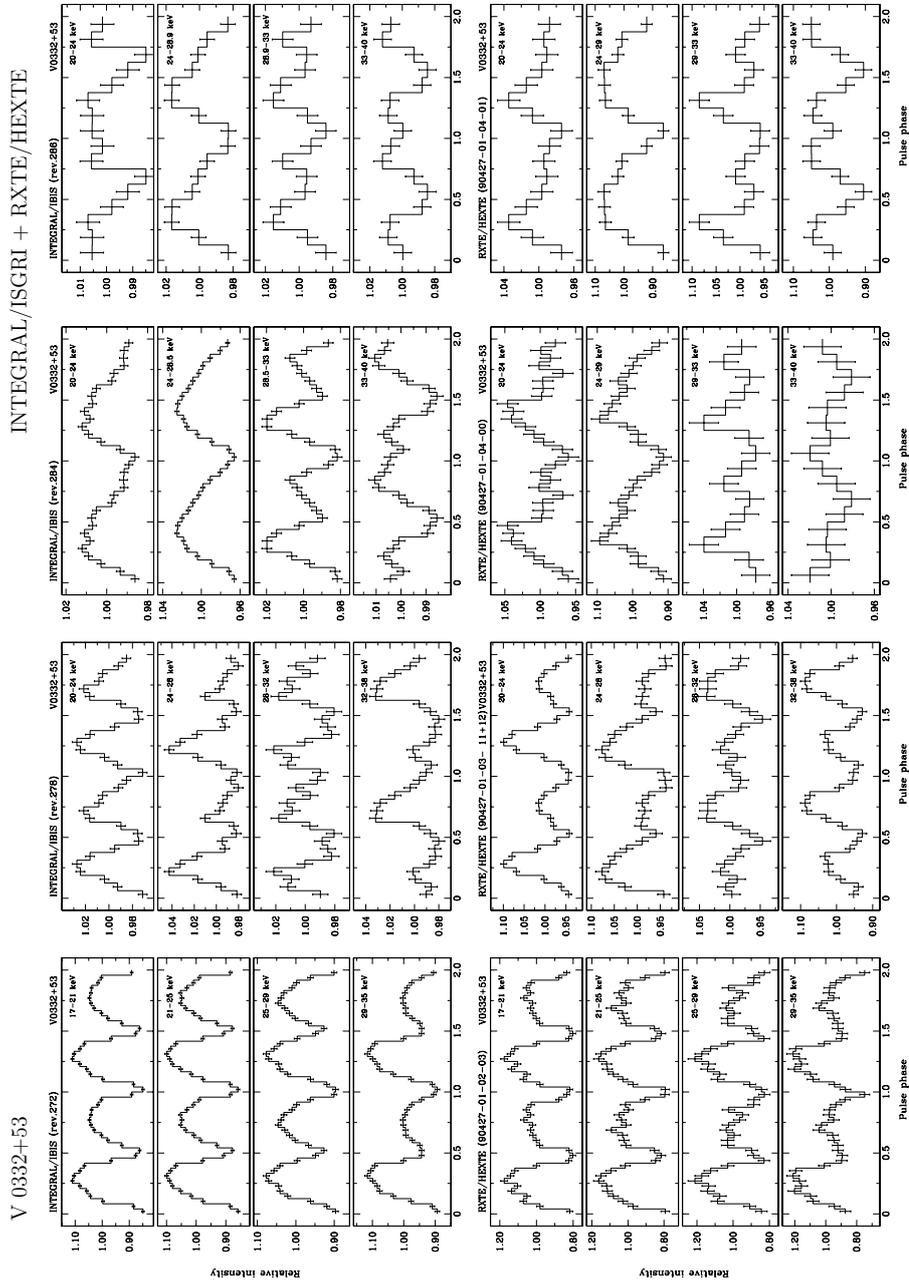


Рис. 11.7. Изменение профиля импульса источника вблизи циклотронной энергии в зависимости от его светимости. Результаты телескопа *IBIS/ИНТЕГРАЛ* показаны на верхних панелях, спектрометра *HEXTE/RXTE* – на нижних. Нулевая фаза для каждого наблюдения выбиралась независимо.

По мере уменьшения интенсивности излучения пульсара происходят существенные изменения формы профиля импульса в мягких каналах (по данным монитора *JEM-X*). Так, например, в 272 орбите в диапазоне энергий 3-6 кэВ профиль является двухпиковым, а в 278 и 284 орбитах (светимости $L_X \simeq 14.5 \times 10^{37}$ и $L_X \simeq 7.3 \times 10^{37}$ эрг с^{-1}) в диапазонах энергий 3-6 и 6-10 кэВ относительная интенсивность первого пика очень мала. В жестких каналах (по данным телескопа *IBIS*) эволюция формы профиля импульса происходит аналогично тому, как было описано для 272 орбиты. В последующих наблюдениях (начиная с 284 орбиты, когда болометрическая светимость источника упала до $\sim 7.3 \times 10^{37}$ эрг с^{-1}) основные описанные выше тенденции для низких энергий сохраняются, однако на энергиях вблизи и выше циклотронной происходит резкое изменение профиля импульса – провал между пиками замыкается и вместо четкого двухпикового профиль становится асимметричным однопиковым, а при увеличении энергии фаза основного минимума смещается на ~ 0.5 (Рис.11.6). В последующих сеансах наблюдений, т.е. на более низких светимостях, такая картина в широких диапазонах энергий сохраняется.

Более подробное исследование поведения профиля импульса было проведено в узких энергетических каналах в наиболее интересной области энергий – в районе основной гармонике циклотронной линии поглощения (Рис.11.7). Такое исследование было выполнено для четырех наблюдений, проведенных телескопом *IBIS* (орбиты 272, 278, 284 и 286), и четырех близких к ним по времени наблюдений спектрометра *HEXTE* (90427-01-02-03, 90427-01-03-11+12, 90427-01-04-00 и 90427-01-04, соответственно). Последнее было сделано для получения независимого подтверждения результатов обсерватории *ИНТЕГРАЛ* и установления объективной картины происходящего. Энергетические каналы выбирались таким образом, что бы их ширина была примерно одинаковой и составляла около половины ширины циклотронной линии, а границы центральных каналов делили бы циклотронную линию пополам (т.е. два центральных канала соответствуют нижнему и верхнему крыльям циклотронной линии). При этом учитывалось, что положение центра циклотронной линии меняется с интенсивностью источника.

Для самого яркого наблюдения (272 орбита) переход через центр циклотронной линии никак не отражается на изменении профиля импульса и сохраняются все описанные выше тенденции для более широких каналов. В последующих наблюдениях (273-278 орбиты) происходит изменение относительных интенсивностей пиков, однако профиль остается двухпиковым. При дальнейшем падении светимости до $\sim 7.3 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} (284 орбита) профиль становится асимметричным однопиковым непосредственно до циклотронной частоты (в нижнем крыле линии) с резким переходом к двухпиковой форме после нее. Подобная картина сохраняется и при уменьшении светимости пульсара до $\sim 4.9 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} (286 орбита). При дальнейшем уменьшении светимости ($\sim 3.4 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} , 287 орбита), профиль импульса в первом канале (до циклотронной линии) вновь становится двухпиковым

как и при высоких светимостях, но в нижнем крыле циклотронной линии сохраняет однопиковую форму. Также сохраняется смещение профиля на половину периода в последнем канале (за верхним крылом циклотронной линии). Необходимо отметить, что из-за уменьшения светимости источника статистика в последних сеансах наблюдений недостаточна для подробного анализа структуры профиля импульса, поэтому можно говорить лишь об общих характеристиках.

Результаты аналогичного анализа, проведенные по данным спектрометра *RXTE/HEXTE*, полностью подтверждают сделанные выше заключения о поведении профиля импульса источника по данным обсерватории *ИНТЕГРАЛ* (см. нижние панели Рис. 11.7).

11.3 Обсуждение

Транзиентный рентгеновский пульсар V 0332+53, демонстрирующий мощные вспышки излучения, во время которых интенсивность его излучения превышает 1 Краб, входит в состав двойной системы со звездой-компаньоном VQ Cam, которая принадлежит к классу Ве-звезд. Согласно современным представлениям (см., например, Коллинз 1987) такие объекты представляют из себя достаточно быстро вращающиеся звезды с плотным, но радиально медленным звездным ветром, который образует вокруг звезды так называемый экваториальный диск, в котором формируются эмиссионные линии, регистрируемые в спектрах таких объектов, причем размеры и сам факт существования экваториального диска не являются постоянными. Подавляющее большинство рентгеновских источников в двойных системах с Ве-звездами являются транзиентами и проявляют вспышечную активность. Ее причина, по-видимому, связана с эволюцией нормальной звезды, когда из вещества сформировавшегося экваториального диска происходит захват материи и формирование аккреционного диска вокруг релятивистского объекта. При накоплении в диске достаточного количества вещества начинается аккреция на нейтронную звезду и наблюдается вспышка рентгеновского излучения.

Система V 0332+53/VQ Cam является наглядным примером описанной выше картины. Как было показано Горанским (2001), предыдущим рентгеновским вспышкам, наблюдавшимся от этой системы, предшествовало значительное увеличение яркости нормальной звезды в оптике. Последнее, как считается, связано с образованием и сбросом окружающей оболочки (экваториального диска). Начавшаяся в декабре 2004 г. вспышка не стала исключением и была предсказана по увеличению потока от оптической звезды в начале 2004 г. Такое большое (несколько сотен дней) запаздывание между оптикой и рентгеном типично для этого источника (Горанский, 2001) и, скорее всего, связано с необходимостью накопления в аккреционном диске достаточного для начала аккреции количества вещества. О том, что аккреция во время рентгеновских вспышек идет из аккреционного диска, а не из звездного ветра, свидетельствует

высокая ($\sim 5 \times 10^{38}$ эрг/с) светимость источника, которая не может быть достигнута при аккреции из звездного ветра. Кроме того, во время вспышки наблюдается высокий темп изменения периода пульсаций, что также характерно для систем с дисковой аккрецией и наблюдалось во время вспышек других транзиентных рентгеновских пульсаров с Ве-компаньонами (см., например, Цыганков, Лутовинов 2005б для пульсара KS1947+300).

Циклотронная линия

В работе Баско, Сюняева (1976) было показано, что существует критическое значение светимости L^* ($\sim 10^{37}$ эрг с^{-1}), которое разделяет два режима аккреции: режим, при котором влиянием излучения на падающее вещество можно пренебречь, и режим, при котором это влияние существенно. При $L < L^*$ зона свободного падения вещества простирается почти до самой поверхности нейтронной звезды. В случае ($L > L^*$), реализующемся во время вспышек пульсара V 0332+53, радиационно-доминированная ударная волна, в которой происходит торможение падающего вещества, возникает высоко над поверхностью нейтронной звезды и излучение при этом идет преимущественно с боковых поверхностей аккреционной колонки.

Баско, Сюняевым (1976) и Любарским, Сюняевым (1988) было показано, что высота H , на которой встает ударная волна, зависит от светимости источника и может достигать в высоту нескольких радиусов нейтронной звезды:

$$H \simeq \dot{m} R_{NS} \ln \left(\eta \frac{1 + \dot{m}}{\dot{m}^{5/4}} \right) \quad (11.1)$$

где \dot{m} – безразмерный темп аккреции в единицах 10^{39} эрг/с, R_{NS} – радиус нейтронной звезды, η – функция, зависящая от магнитного поля B_{NS} на поверхности нейтронной звезды и ширины канала аккреции. Видно, что высота H ведет себя практически линейно по \dot{m} в широком диапазоне значений, т.е. с увеличением светимости источника высота ударной волны увеличивается приблизительно линейно.

Энергия центра резонансной линии циклотронного поглощения, регистрируемой в спектре источника V 0332+53, линейно увеличивается с уменьшением его светимости. Относительное изменение энергии центра, а следовательно и соответствующего ей магнитного поля, составляет около 25%. В приближении дипольной формы магнитного поля нейтронной звезды это будет соответствовать относительному изменению высоты h , на которой формируется данная особенность, $\simeq 7.5\%$. В конце вспышки светимость источника уменьшается до $\simeq 10^{37}$ эрг с^{-1} , ударная волна опускается, высота колонки уменьшается и регистрируется излучение, идущее практически с поверхности нейтронной звезды. Из-за малости относительного изменения h/R_{NS} можно положить в первом приближении $B(h) \propto B_{NS} - \alpha h$, где α – коэффициент пропорциональности. Сравнивая с полученной выше из наблюдений зависимостью $E_{cycl,0}$ от светимости L_X , получаем $h \propto L_X$.

Таким образом, высота h , на которой формируется циклотронная особенность, качественно ведет себя с увеличением светимости источника таким же образом, как и высота ударной волны H .

Как было показано Баско и Сюняевым (1976), в самой ударной волне выделяется лишь малая доля запасенной в аккрецирующем веществе энергии. Основная же часть поступает в расположенную под ударной волной зону оседания, в которой постепенно высвечивается через боковые стенки аккреционной колонки. Аккреционный канал в разрезе имеет форму, близкую к треугольной, в котором собственно ударная волна занимает небольшую часть в его центральной зоне. В других областях торможение падающего вещества происходит за счет лучистого трения (Любарский, Сюняев 1988). Кроме того, как было показано в той же работе, хотя излучение и успевает выйти из колонки, но из-за релятивистских эффектов оно оказывается направленным к поверхности нейтронной звезд. Поэтому наблюдаемое нами излучение представляет собой суперпозицию излучений как идущих с разных высот над поверхностью нейтронной звезды, так и с самой поверхности, которая интенсивно облучается аккреционной колонкой. Правильный учет всех этих эффектов представляет собой довольно сложную задачу (Поутанен и др. 2013). Поэтому в работах Цыганкова и др. (2006, 2010) было предложено считать высоту h как некую усредненную или "эффективную" высоту формирования циклотронной особенности в спектре источника, не совпадающую с положением ударной волны.

Профиль импульса

По мере накопления экспериментальной информации о профилях импульса рентгеновских пульсаров и их эволюции становится ясно, что простейшая модель, объясняющая наличие пульсирующей компоненты излучением отдельных ярких пятен на поверхности нейтронной звезды, не способна обеспечить наблюдаемое их разнообразие. Приведенные выше результаты измерений фазовых кривых блеска рентгеновского пульсара V 0332+53 являются наглядной демонстрацией этого утверждения.

Построение модели, позволяющей объяснить наблюдаемые фазовые кривые блеска, представляет собой очень трудную задачу. В рамках этой модели должны быть учтены как физические, так и геометрические эффекты, приводящие к формированию диаграммы направленности излучения рентгеновского пульсара и ее зависимости от светимости и энергии. Напомним, что простая модель, в общих чертах объясняющая наблюдаемые зависимости профиля импульса, обсуждалась в главе 8.

Еще одной возможностью описать наблюдаемую картину может быть модель механизма формирования импульсов при большой светимости нейтронной звезды (Баско, Сюняев 1976). Суть модели состоит в том, что при дисковой аккреции магнитное поле нейтронной звезды заставляет газ стекать к магнитным воронкам вдоль альвеновской поверхности. Поскольку

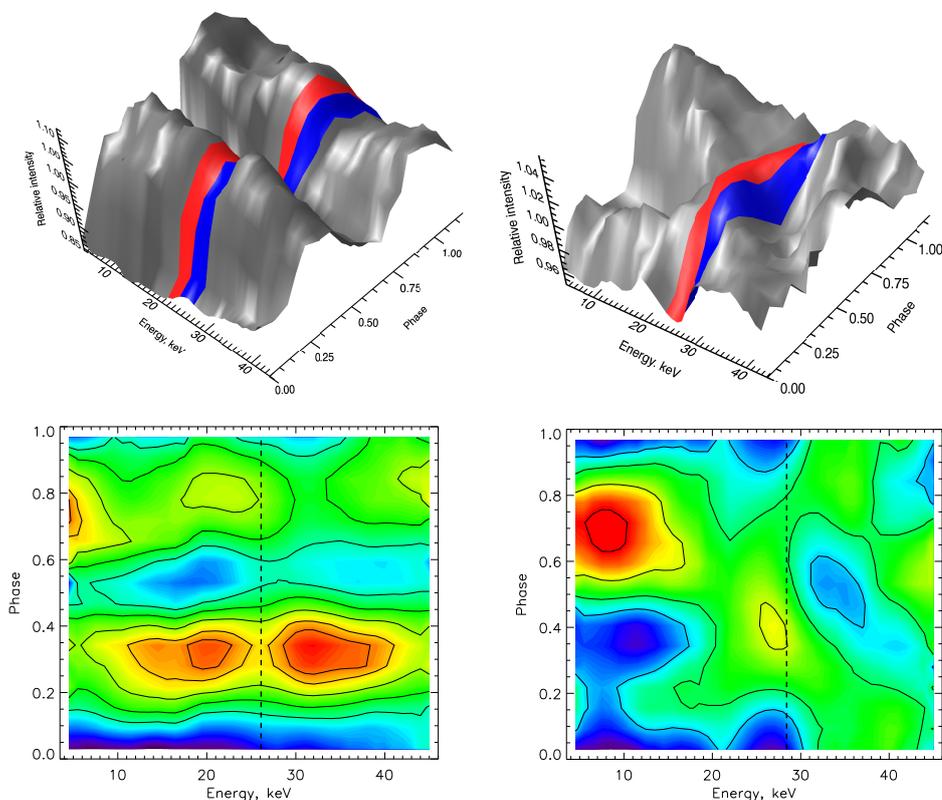


Рис. 11.8. Трехмерная эволюция профиля импульса в зависимости от энергии для яркого (слева) и низкого (справа) состояний источника V 0332+53. Красные и синие полосы показывают нижнее и верхнее крылья циклотронной линии. На нижних панелях представлены соответствующие двумерные распределения интенсивности по энергии и фазе импульса. Сплошными линиями показаны уровни равной интенсивности. Положения основной гармоники циклотронной линии показано пунктирными линиями.

магнитное поле в плоскости диска не обладает аксиальной симметрией, можно ожидать, что поток плазмы покрывает лишь часть альвеновской поверхности. Слой вещества на альвеновской поверхности вращается с той же угловой скоростью, что и сама нейтронная звезда, и периодически закрывает от наблюдателя источник рентгеновского излучения, расположенный вблизи магнитных полюсов. При определенной ориентации системы относительно наблюдателя можно ожидать разной относительной интенсивности пиков в профиле импульса в зависимости от энергетического диапазона. Кроме того, в формирование наблюдаемой фазовой кривой блеска может вносить свой вклад и отражение от внутренней поверхности газового слоя, текущего к нижнему магнитному полюсу. При снижении светимости источника оптическая толща

экранирующего слоя по рассеянию уменьшается и становятся видны более глубокие излучающие области вблизи нейтронной звезды, что приводит к большей амплитуде асимметрии в профиле импульса и появлению некоторых новых особенностей в нем.

Наиболее интересным и трудно объяснимым выглядит набор эффектов, происходящих вблизи основной гармоники циклотронной частоты на светимостях ниже $\sim 7.3 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} . В рамках существующих моделей такое поведение профиля импульса описать очень сложно. Например, оно может быть связано с особенностями в направленности излучения вблизи циклотронной частоты. В частности, Межарос, Нагель (1985) показали, что форма циклотронной линии обладает сильной угловой зависимостью и вблизи углов 90° она становится очень узкой. При этом на энергиях выше и ниже резонанса плазма более прозрачна на больших углах, чем на малых, и фотоны будут выходить главным образом в этих направлениях. Таким образом, в разных энергетических каналах вблизи циклотронной частоты диаграмма направленности излучения может иметь сильно разную форму. Кроме того, движение вещества в направлении нейтронной звезды приводит к доплеровскому сдвигу, который должен приводить к зависимости циклотронной энергии от угла наблюдения, что также может вносить вклад в наблюдаемые особенности (Браинед, Межарос 1991).

Для лучшей визуализации и понимания описанного выше эффектов нами были построены трехмерные фазовые кривые блеска (относительные интенсивности в зависимости от фазы импульса и энергетического диапазона) рентгеновского пульсара V 0332+53. Для получения гладкой картины было выбрано энергетическое окно (энергетический диапазон для каждого профиля импульса) размером 4 кэВ и шаг его смещения 1 кэВ. В результате были построены профили импульса в диапазоне от 6 до 45 кэВ. На Рис.11.8 (верхняя панель) показаны трехмерные профили для 272 и 284 орбит. Хорошо видны все описанные выше особенности для обоих наблюдений. На нижней панели Рис.11.8 разными цветами и линиями равного уровня показаны двухмерные распределения интенсивности профиля импульса (см. для пояснения главу 8). Интересно проследить изменения максимальной интенсивности в обоих случаях – в высоком состоянии оба пика практически не меняют своего положения с энергией, а в низком состоянии наблюдается существенное изменение положения максимума профиля вблизи циклотронной энергии. В последнем случае явно видны одно и двухпиковые формы профиля импульса в нижнем и верхнем крыльях циклотронной линии, соответственно (см. Рис.11.8 верхняя панель).

Особый интерес для будущих исследований представляет случай малых светимостей, когда излучающая плазма имеет заметную оптическую толщину только в районе циклотронной линии и профиль импульса источника отражает физические свойства потока плазмы в магнитном поле, т.е. определяется анизотропией излучения и рассеяния в плазме.

Заключение к четвертой части

В четвертой части диссертации проведен временной и спектральный анализ излучения нескольких десятков рентгеновских пульсаров, входящих в состав массивных рентгеновских двойных систем, получены оценки параметров нейтронных звезд в таких системах, размеров излучающих областей и характеристик аккрецируемой материи. В частности:

- Создан атлас спектров более сорока аккрецирующих рентгеновских пульсаров, проанализирована зависимость формы спектра от потока; открыто жесткое рентгеновское излучение (вплоть до энергий 160 кэВ) от пульсаров с низкой светимостью, входящих в состав двойных систем с Ве-звездами; по наблюдению циклотронных линий поглощения в спектрах нескольких систем измерены магнитные поля на поверхности нейтронных звезд.
- Построен каталог фазовых кривых блеска ярких рентгеновских пульсаров. Показано, что доля пульсирующего излучения растет с увеличением энергии, падает со светимостью и имеет локальный максимум вблизи циклотронной частоты. Последнее, скорее всего, обусловлено влиянием резонансного поглощения.
- На примере источника V0332+53 впервые детально исследована зависимость параметров циклотронной линии поглощения от светимости рентгеновского пульсара и показано, что энергия линии линейно растет с ее уменьшением в соответствии с изменением высоты ударной волны в аккреционной колонке. Относительное изменение энергии центра линии составляет около 25%, что в приближении дипольной формы магнитного поля нейтронной звезды соответствует относительному изменению высоты формирования этой особенности $\Delta h \simeq 750$ м.

Заклучение

Положения, выносимые на защиту:

1. По данным наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ* построена статистически полная и наиболее глубокая по потоку на данный момент выборка массивных рентгеновских двойных систем (НМХВс) в Галактике. На основе построенной выборки исследованы их пространственное распределение и функция светимости.

2. Измерена плотность пространственного распределения массивных рентгеновских двойных систем в Галактике. Показано, что она имеет максимум на галактоцентрических расстояниях 2 – 8 кпк и коррелирует с распределением поверхностной плотности темпа звездообразования в Галактике.

3. Показано, что максимумы распределения массивных рентгеновских двойных систем по галактической долготе смещены относительно положения спиральных галактических рукавов; выдвинута гипотеза, что наблюдаемое смещение, скорее всего, связано с конечным возрастом массивных рентгеновских двойных систем и разными скоростями движения звездной составляющей Галактики и спиральной структуры.

4. В рамках программы отождествления жестких рентгеновских источников и поиска массивных рентгеновских двойных систем проведены оптические и инфракрасные исследования более сорока объектов, установлена природа более двадцати источников, семь из которых являются массивными рентгеновскими двойными системами или кандидатами в такие объекты. Определены расстояния до нескольких НМХВс, в том числе находящихся позади Галактического центра на расстояниях 13-18 кпк.

5. По результатам глубокого обзора галактики Большое Магелланово Облако построена статистически полная выборка массивных рентгеновских двойных систем в этой галактике, что позволило впервые исследовать ее функцию светимости в жестких рентгеновских лучах и сравнить с результатами аналогичных исследований свойств НМХВс как в нашей Галактике, так и для большой выборки спиральных галактик.

6. Предложена модель, позволяющая объяснить наблюдаемые свойства постоянных массивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами, аккрецирующими из звездного ветра: распределение по светимостям (функцию светимости) и орбитальным периодам.

7. На основе предложенной модели показано, что свойства популяций постоянных массивных рентгеновских двойных систем и быстрых рентгеновских транзиентов в двойных системах со сверхгигантами (SFXTs) зависят от их положения на диаграмме "орбитальный период - светимость", а наблюдательные проявления SFXTs связаны с блокировкой (скорее всего, магнитным полем) аккреции на нейтронную звезду.

8. Созданы атласы спектров и фазовых кривых блеска около сорока рентгеновских пульсаров, входящих в состав массивных рентгеновских двойных систем, открыто жесткое рентгеновское излучение (вплоть до энергий ~ 160 кэВ) от пульсаров с низкой светимостью; измерена напряженность магнитного поля вблизи поверхности нейтронных звезд. Впервые детально исследована зависимость параметров циклотронной линии поглощения от светимости пульсара, получены оценки размера излучающей области; предложено объяснение наблюдаемых эффектов.

Литература

- Альтамирано и др. (Altamirano D., Belloni T., Linares M., *et al.*) *Astrophys. J.* **742**, L17 (2011)
- Аугелло и др. (Augello, G., Iaria, R., Robba, N. R., *et al.*) *Astrophys. J.* **596**, L63 (2003)
- Афанасьев В., Моисеев А., Письма в Астрон. журн. **31**, 214, (2005)
- Бамба и др. (Bamba A., Yokogawa J., Ueno M., *et al.*) *Publ. Astron. Soc. Japan* **53**, 1179 (2001)
- Барлоу и др. (Barlow E., Knigge C., Bird A., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **372**, 224 (2006)
- Барнштедт и др. (Barnstedt J., Staubert R., Santangelo A. *et al.*) *Astron. Astrophys.* **486**, 293 (2008)
- Баско, Сюняев (Basko M.M., Sunyaev R.A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **175**, 395 (1976a)
- Баско, Сюняев (Basko M.M., Sunyaev R.A.) *Sov. Astron.* **20**, 537 (1976b)
- Баско и др. (Basko M., Sunyaev R., Titarchuk L.) *Astron. Astrophys.*, **31**, 249 (1974)
- Байкал (Baykal A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **313**, 637 (2000)
- Байкал и др. (Baykal A., Stark M.J., Swank J.H.) *Astrophys. J.* **569**, 903 (2002)
- Батлер и др. (Butler S., *et al.*) *Astrophys. J.* **698**, 502 (2009)
- Баумгартнер и др. (Baumgartner W., Tueller J., Markwardt C., *et al.*), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **207**, 19 (2013)
- Безе (Boese F.) *Astron. Astrophys.* **426**, 1119 (2004)
- Берд и др. (Bird A., Barlow E., Bazzani L., *et al.*), *Astrophys. J.* **636**, 765 (2006)
- Берд и др. (Bird A., Malizia A., Bazzano A., *et al.*), *Astrophys. J. Suppl. Series* **170**, 175 (2007)
- Берд и др. (Bird A., Bazzano A., Bazzani L., *et al.*), *Astrophys. J. Suppl. Series* **186**, 1 (2010)
- Биззантц и др. (Bissantz N., Englmaier P., Gerhard O.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **340**, 949 (2003)
- Бикмаев И., Ревнивцев М., Буренин Р., Сюняев Р., Письма в Астрон. журнал **32**, 588 (2006)
- Бикмаев И., Буренин Р., Ревнивцев М., и др., Письма в Астрон. журнал **34**, 723 (2008)
- Бисноватый-Коган Г.С. *Астрон. журн.* **50**, 902 (1973)
- Бисноватый-Коган (Bisnovatyi-Kogan G.S.) *Astron. Astrophys.* **245**, 528 (1991)
- Блэй и др. (Blay P., Negueruela I., Reig P., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **446**, 1095 (2006)
- Бодагхи и др. (Bodaghee A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **467**, 585 (2007)
- Бодагхи и др. (Bodaghee A., Tomsick J., Rodriguez J., James J.) *Astrophys. J.* **744**, 108 (2012)

- Бойнтон и др. (Boynton P., Deeter J., Lamb F., *et al.*) *Astrophys. J.* **283**, L53 (1984)
- Болдин П.А., Цыганков С.С., Лутовинов А.А. Письма в Астрон. журн. **39**, 423 (2013)
- Бонди, Хойл (Bondi H., Hoyle F.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **104**, 273 (1944)
- Боркус В.В., Каниовский А.С., Сюняев Р.А. и др. Письма в Астрон. журн. **24**, 83 (1998)
- Боццо (Bozzo E., Falanga M., Stella L.) *Astrophys. J.* **683**, 1031 (2008)
- Браинерд, Межарос (Brainerd J., Mezaros P.) *Astrophys. J.* **369**, 179 (1991)
- Бронфман и др. (Bronfman L., Casassus S., May J., Nyman L.) *Astron. Astrophys.* **358**, 521 (2001)
- Брунцендорф, Мезингер (Brunzendorf J., Meusinger H.) *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **139**, 141, (1999)
- Булик и др. (Bulik T., Gondek-Rosinska D., Santangelo A. *et al.*) *Astron. Astrophys.* **404**, 1023 (2003)
- Бурдери и др. (Burderi L., Di Salvo T., Robba N., *et al.*) *Astrophys. J.* **530**, 429 (2000)
- Буренин и др. (Burenin R., Mesheryakov A., Revnivitsev M., *et al.*) *ATel* **880**, 1 (2006)
- Буренин Р., Мещеряков А., Ревнивцев М., и др., Письма в Астрон. журнал **34**, 367 (2008)
- Буренин Р., Бикмаев И., Ревнивцев М., и др., Письма в Астрон. журнал **35**, 83 (2009a)
- Буренин и др. (Burenin R., Makarov D., Uklein R., Revnivitsev M., Lutovinov A.), *ATel* **2193**, 1 (2009b)
- Бурнард и др. (Burnard D., Arons J., Klein R.) *Astrophys. J.* **367**, 575 (1991)
- Бхадкамкар, Гош (Bhadkamkar H., Ghosh P.) *Astrophys. J.* **746**, 22 (2012)
- Вайт и др. (White N., Parkes G., Sanford P. *et al.*) *Nature* **274**, 664 (1978)
- Вайт и др. (White N., Swank J., Holt S.) *Astrophys. J.* **270**, 771 (1983)
- Вайт и др. (White N., Swank J.) *Astrophys. J.* **287**, 856 (1984)
- Вальборн (Walborn N.) *Astrophys. J.* **179**, L123 (1973)
- ван Керквийк и др. (van Kerkwijk M., *et al.*) *Nature* **355**, 703 (1992)
- ван Лиувен, Фантино (van Leeuwen F., Fantino E.), *Astron. Astrophys.* **439**, 791 (2005)
- Ванг, Велтер (Wang Y.-M., Welter G. L.) *Astron. Astrophys.* **102**, 97 (1981)
- Ванг и др. (Wang N., Johnston S., Manchester R.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **351**, 599 (2004)
- Вен и др. (Wen L., Remillard R., Bradt H.) *Astrophys. J.* **532**, 1119 (2000)
- Вильямс, Фергусон (Williams R. E., Ferguson D. H.) *Astrophys. J.* **257**, 672 (1982)
- Винк (Vink J.) PhD Thesis, Universiteit Utrecht, (2000)
- Винклер и др. (Winkler C., Courvoisier T.J.-L., Di Cocco G. *et al.*) *Astron. Astrophys.* **411**, L1 (2003)
- Витриченко и др. (Vitrichenko E., Nadyozhin D., Razinkova T.) *Astronomy Letters* **33**, 251 (2007)

- Виттет и др. (D.C.B. Whittet, I.G. van Breda, I.S. Glass) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **177**, 625 (1976)
- Вогес и др. (Voges W., Aschenbach, B., Boller Th., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **349**, 389 (1999)
- Волтер (Walter R. & INTEGRAL Survey Team) *AAS/High Energy Astrophysics Division*, 8 (2004)
- Волтер, Цурита Херас (Walter R., Zurita Heras J.) *Astron. Astrophys.* **476**, 335 (2007)
- Восс, Аелло (Voss R., Ajello M.) *Astrophys. J.* **721**, 1843 (2012)
- Вотерс и др. (Waters L., van den Heuvel E., Taylor A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **198**, 200 (1988)
- Ву и др. (Woo J., Clark G., Levine A., *et al.*) *Astrophys. J.* **467**, 811 (1996)
- Вэйнандс, ван дер Клис (Wijnands R., van der Klis M.) *Astrophys. J.* **514**, 939 (1999)
- Галловей и др. (Galloway D., Remillard R., Morgan E., *et al.*) *IAUC* **8070**, 2 (2003)
- Галловей и др. (Galloway D., Morgan E., Levine A.) *Astrophys. J.* **613** 1164 (2004)
- Гез и др. (Ghez A., Salim, S. Weinberg N.) *Astrophys. J.* **689**, 1044 (2008)
- Гельфанд, Моран (Helfand D., Moran E.) *Astrophys. J.* **554**, 27 (2001)
- Геншель и др. (Genzel R., Eisenhauer F., Gillessen S.) *Reviews of Modern Physics* **82**, 3121 (2010)
- Герелс и др. (Gehrels N., Chincarini G., Giommi P., *et al.*) *Astrophys. J.* **611**, 1005 (2004)
- Гильфанов и др. (Gilfanov M., Churazov E., Sunyaev R., *et al.*) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 411 (1994)
- Гильфанов и др. (Gilfanov M., Churazov E., Revnivtsev M.) *Astron. Astrophys.* **352**, 182 (1999)
- Гильфанов (Gilfanov M.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 146 (2004)
- Гис и др. (Gies D., Huang W., McSwain M.) *Astrophys. J.* **578**, L67 (2002)
- Гнедин, Сюняев (Gnedin Yu., Sunyaev R.) *Astron. Astrophys.* **36**, 379 (1974)
- Горанский (Goranskij V.) *Astronomy Letters* **27**, 516 (2001)
- Горанский, Барсукова (Goranskij V., Barsukova E.) *ATel* **245**, 1 (2004)
- Готтхелф, Хальперн (Gotthelf E., Halpern J.) *Astrophys. J.* **681**, 515 (2008)
- Гош, Лэмб (Ghosh P., Lamb F.) *Astrophys. J.* **223**, L83 (1978)
- Гош, Лэмб (Ghosh P., Lamb F.) *Astrophys. J.* **234**, 296 (1979)
- Гребенев (Grebenev S.) *Proceedings of the Workshop to celebrate 7th Years of INTEGRAL*, PoS **96**, 60 (2009)
- Гребенев, Лутовинов (Grebenev S., Lutovinov A.) *ATel* **2695**, 1) (2010)
- Гребенев, Сюняев (Grebenev S., Sunyaev R.) *ATel* **332**, 1 (2004)
- Гребенев С.А., Сюняев Р.А. *Письма в Астрон. журн.* **33**, 175 (2007)
- Гребенев и др. (Grebenev S., Sunyaev R., Pavlinsky M., *et al.*) *Письма в Астрон. журн.* **17**, 310 (1991)
- Гребенев С.А., Павлинский М.Н., Сюняев Р.А., *Письма в Астрон. журн.* **18**, 570 (1992)

- Гребенев и др. (Grebenev S., Lutovinov A., Tsygankov S., Winkler C.) *Nature* **490**, 373 (2012)
- Гребенев и др. (Grebenev S., Lutovinov A., Tsygankov S., Mereminskiy I.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* bf 428, 50 (2013)
- Грегори (Gregory P.) *Astrophys. J.* **575**, 427 (2002)
- Гримм и др. (Grimm H.-J., Gilfanov M., Sunyaev R.) *Astron. Astrophys.* **391**, 923 (2002)
- Гримм и др. (Grimm H.-J., Gilfanov M., Sunyaev R.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **339**, 793 (2003)
- Гриндлей и др. (Grindlay J., Petro L., McClintock J.) *Astrophys. J.* **276**, 621 (1984)
- Гурский и др. (Gursky H., Bradt H., Doxsey R., et al.) *Astrophys. J.* **223**, 973 (1978)
- Густена, Мезгера (Guesten R., Mezger P.) *VA* **26**, 159 (1982)
- Даниленко и др. (Danilenko A., Kirichenko A., Mennickent R., et al.) *Astron. Astrophys.* **540**, A28 (2012)
- де Аи и др. (D'Ài A., La Parola V., Cusumano G., et al.) *Astron. Astrophys.* **529**, A30 (2011)
- Дельгадо-Марти и др. (Delgado-Marti H., Levine A., Peahl E., Rappaport S.) *Astrophys. J.* **546**, 455 (2001)
- ден Хартог и др. (den Hartog P., Kuiper L., Corbet R.) et al.) *ATel* **281**, 1 (2004)
- Деншам, Чарльз (Densham R., Charles P.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **201**, 171 (1982)
- Джанот-Пачеко и др. Janot-Pacheco E., Motch C., Mouchet M. *Astron. Astrophys.* **177**, 91 (1987)
- Джейн и др. (Jain C., Paul B., Dutta A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **397**, L11 (2009)
- Джейн и др. (Jain C., Paul B., Maitra C.) *ATel* **3785**, 1 (2011)
- Джиаккони и др. (Giacconi R., Gursky H., Paolini F., Rossi B.) *Phys. Rev. Lett.* **9**, 439 (1962)
- Джиаккони и др. (Giacconi R.) *X-ray Astronomy*, p.155, Dordrecht:Reidel (1974)
- Джонс, Лиллер (Jones C., Liller W.) *Astrophys. J.* **184**, L65 (1973)
- Джонстон и др. (Johnston S., Manchester R., Lyne A., et al.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **268**, 430 (1994)
- Джоши (Joshi Y.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **362**, 1259 (2005)
- Ди Сальво и др. (Di Salvo T., Burderi L., Robba N., Guainazzi M.) *Astrophys. J.* **509**, 897 (1998)
- Дикей, Локман (Dickey J., Lockman F.), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **28**, 215 (1990)
- Дин и др. (Dean A., et al.) *Astron. Astrophys.* **443**, 485 (2005)
- Дорошенко и др. (Doroshenko V., Santangelo A., Kreykenbohm I., Doroshenko R.) *Astron. Astrophys.* **540**, L1 (2012)
- Дрейв и др. (Drave S., Clark D., Bird A., et al.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **409**, 1220 (2010)

- Дутра и др. (Dutra C., Santiago B., Bica E., Barbuy B.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **338**, 253 (2003)
- Дуччи и др. (Ducci L., Sidoli L., Paizis A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **408**, 1540 (2010)
- Дэвидсон, Острикер (Davidson K., Ostriker J.) *Astrophys. J.* **179**, 585 (1973)
- Занг и др. (Zhang S., Harmon B., Pacias W. *et al.*) *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **120**, 227 (1996)
- Ибен и др. (Iben I., Tutukov A., Yungelson L.) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **100**, 217 (1995)
- Иксанов Н.Р., Бескровная Н.Р. *Астрон. журн.* **90**, 322 (2013)
- Израэль, Родригез (Israel G., Rodriguez G.) *ATel* **4241**, 1 (2012)
- Кабаллеро и др. Caballero I., Santangelo A., Kretschmar P. *et al.* *Astron. Astrophys.* **480**, L17 (2008)
- Казарес и др. (Casares J., Ribó M., Ribas I., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **364**, 899 (2005a)
- Казарес и др. (Casares J., Ribas I., Paredes J. M., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **360**, 1105 (2005b)
- Кан (Kahn S.) *Adv. Space Res.*, **2**, issue 9, 85 (1982)
- Канисарес и др. (Canizares C., McClintock J., Clark G., *et al.*) *NPhS* **241**, 28 (1973)
- Капер и др. (Kaper L., van Loon J., Augusteijn T., *et al.*) *Astrophys. J.* **475**, L37 (1997)
- Капер и др. (Kaper L., van der Meer A., Najarro F.) *Astron. Astrophys.* **457**, 595 (2006)
- Карасев и др. (Karasev D., Tsygankov S., Lutovinov A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, L10 (2008)
- Карасев Д.И., Ревнивцев М.Г., Лутовинов А.А., Буренин Р.А. *Письма в Астрон. журн.* **36**, 832 (2010a)
- Карасев и др. (Karasev D., Lutovinov A., Burenin R.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **409**, L69 (2010b)
- Карасев Д.И., Лутовинов А.А., Ревнивцев М.Г., Кривонос Р.А. *Письма в Астрон. журн.* **38**, 704 (2012)
- Карделли и др. (Cardelli J., Clayton G., Mathis J.) *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989)
- Кастор и др. (Castor J., Abbott D., Klein R.) *Astrophys. J.* **195**, 157 (1975)
- Квантрелл и др. (Quaintrell H., Norton A., Ash T., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **401**, 313 (2003)
- Кензиора и др. (Kendziorra E., Kretschmar P., Pan H. *et al.*) *Astron. Astrophys.* **291**, L31 (1994)
- Кинугаса и др. (Kinugasa K., Torii K., Hashimoto Y. *et al.*) *Astrophys. J.* **495**, 435 (1998)
- Кларк (Clark G.W.) *Astrophys. J.* **542**, L131 (2000)
- Кларк (Clark G.W.) *Astrophys. J.* **610**, 956 (2004)
- Кларк и др. (Clark J., Tarasov A., Okazaki A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **380**, 615 (2001a)
- Кларк и др. (Clark J., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **376**, 476 (2001b)

- Кларк и др. (Clark J., Goodwin S., Crowther P., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **392**, 909 (2002)
- Кларк и др. (Clark D., Hill A., Bird A., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **399**, L113 (2009)
- Кларк и др. (Clark D., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **406**, L75 (2010)
- Клочков и др. Klochkov D., Santangelo A., Staubert R., Ferrigno C. *Astron. Astrophys.* **491**, 833 (2008)
- Кобурн и др. (Coburn W., Heindl W., Gruber D., *et al.*) *Astrophys. J.* **552**, 738 (2001)
- Кобурн и др. (Coburn W., Heindl W., Rothschild R., *et al.*) *Astrophys. J.* **580**, 394 (2002)
- Кобурн и др. (Coburn W., Kretschman P., Kreykenbohm I., *et al.*) *ATel* **381**, 1 (2005)
- Комастри и др. (Comastri A., Mignoli M., Ciliegi P.) *Astrophys. J.* **571**, 771 (2002)
- Кокс и др. (Cox N., Kaper L., Mokiem M.) *Astron. Astrophys.* **436**, 661 (2005)
- Коллинз (Collins G.) *IAU Colloq. 92, Physics of Be stars*, Cambridge Univ. Press, 3 (1987)
- Конг (Kong A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **346**, 265 (2003)
- Конти, Вакка (Conti P., Vacca W.) *Astron. J.* **100**, 431 (1990)
- Корбет (Corbet R.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **220**, 1047 (1986)
- Корбет (Corbet R.) *ATel* **649**, 1 (2005)
- Корбет (Corbet R.) *ATel* **779**, 1 (2006)
- Корбет, Пиле (Corbet R., Peele A.) *Astrophys. J.* **562**, 936 (2001)
- Корбет, Мукай (Corbet R., Mukai K.) *Astrophys. J.* **577**, 923 (2002)
- Корбет, Ремиллард (Corbet R., Remillard R.) *ATel* **377**, 1 (2005)
- Корбет и др. (Corbet R., Marshall F., Peele A., Takeshima T.) *Astrophys. J.* **517**, 956 (1999)
- Корбет и др. (Corbet R., Hannikainen D., Remillard R.) *ATel* **269**, 1 (2004)
- Кох и др. (Koh D. *et al.*) *Astrophys. J.* **479**, 933 (1997)
- Коэ и др. (Coe M., Fabregat J., Negueruela I., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **281**, 333 (1996)
- Кояма и др. (Koyama K., Kawada M., Kunieda H., *et al.*) *Nature* **343**, 148 (1990)
- Крейкенбом и др. (Kreykenbohm I., Coburn W., Wilms J., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **395**, 129 (2002)
- Крейкенбом и др. (Kreykenbohm I., Mowlavi N., Produit N., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **433**, L45 (2005)
- Кривонос и др. (Krivonos R., Vikhlinin A., Churazov E., Lutovinov A., *et al.*) *Astrophys. J.* **625**, 89 (2005)
- Кривонос и др. (Krivonos R., Revnivtsev M., Lutovinov A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **475**, 775 (2007)
- Кривонос и др. (Krivonos R., Tsygankov S., Sunyaev R., *et al.*) *ATel* **2170**, 1 (2009)
- Кривонос и др. (Krivonos R., Tsygankov S., Revnivtsev M., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **523**, A107 (2010a)

- Кривонос и др. (Krivonos R., Revnivtsev M., Tsygankov S., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **523**, A61 (20106)
- Кривонос и др. (Krivonos R., Tsygankov S., Lutovinov A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **545**, A27 (2012)
- Крэмington и др. (Crampton D., Hutchings J., Cowley A.) *Astrophys. J.* **299**, 839 (1985)
- Кук, Варвик (Cook M., Warwick R.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **227**, 661 (1987)
- Курвуазье и др. (Courvoisier T., Walter R., Rodriguez J., Bouchet L., Lutovinov A.) *IAUC* **8063**, 3 (2003)
- Кусумано и др. (Cusumano G., Di Salvo T., Burderi L., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **338**, L79 (1998)
- Кусумано и др. (Cusumano G., La Parola V., Romano H., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **406**, L16 (20106)
- Куулкерс и др. (Kuulkers E., Lutovinov A., Parmar A. *et al.*) *ATel* bf 149, 1 (2003)
- Кэш (Cash W.) *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979)
- Ла Барбера и др. (La Barbera A., Segreto A., Santangelo A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **438**, 617 (2005)
- Ла Паломбара, Мерегетти (La Palombara N., Mereghetti S.) *Astron. Astrophys.* **455**, 283 (2006)
- Лавлейс и др. (Lovelace R., Romanova M., Bisnovatyi-Kogan G.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **275**, 244 (1995)
- Лайн и др. (Lyne A., Manchester R., Taylor J.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **213**, 613 (1985)
- Ламерс и др. (Lamers H., van den Heuvel E., Petterson J.) *Astron. Astrophys.* **49**, 327 (1976)
- Ланди и др. (Landi R., Bassani L., Masetti N., *et al.*) *ATel* **4166**, 1 (2012)
- Левайн и др. (Levine A., Rappaport S., Remillard R., Savcheva A.) *Astrophys. J.* **617**, 1284 (2004)
- Лин и др. (Lin C., Yuan C., Shu F.) *Astrophys. J.* **155**, 721 (1969)
- Линг и др. (Ling Z., Zhang S., Tang S.) *Astrophys. J.* **695**, 1111 (2009)
- Липунов (Lipunov V.) *Sov. Astron. Letters* **25**, 375 (1981)
- Липунов В.М. *Астрофизика нейтронных звезд*. М.: Наука, (1987)
- Лиу и др. (Liu Q., van Paradijs J., van den Heuvel E.) *Astron. Astrophys.* **455**, 1165 (2006)
- Лонг и др. (Long K., Helfand D., Grabelsky D.) *Astrophys. J.* **248**, 925 (1981)
- Лоу, Биан (Lou Y., Bian F.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **358**, 1231 (2005)
- Лунд и др. (Lund N., Brandt S., Budtz-Joergesen C. *et al.*) *Astron. Astrophys.* **411**, L231 (2003)
- Лутовинов, Гребенев (Lutovinov A., Grebenev S.) *ATel* **2696**, 1) (2010)
- Лутовинов А.А., Ревнивцев М.Г., Письма в *Астрон. журн.* **29**, 810 (2003)
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Павлинский М.Н., Сюняев Р.А. Письма в *Астрон. журн.* **20**, 631 (1994)
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Сюняев Р.А. Письма в *Астрон. журн.* **26**, 3 (2000a)

- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Павлинский М.Н., Сюняев Р.А. Письма в Астрон. журн. **26**, 892 (2000б)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Shaw S., Foschini L., *et al.*) ATel **154** (2003a)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Rodriguez J., Produit N., *et al.*) ATel bf 151, 1 (2003б)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Walter R., Belanger G. *et al.*) ATel **155**, 1 (2003в)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Rodrigues J., Budtz-Jorgensen C. *et al.*) ATel bf 329, 1 (2004a)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Tsygankov S., Revniltsev M. *et al.*) Proceedings of the 5th INTEGRAL Workshop on "The INTEGRAL Universe", ESA **SP-552**, 253 (2004б)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Revniltsev M., Gilfanov M., *et al.*) Astron. Astrophys. **444**, 821 (2005a)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Revniltsev M., Molkov S., Sunyaev R.) Astron. Astrophys. **430**, 997 (2005б)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Rodriguez J., Revniltsev M., Shtykovskiy P.) Astron. Astrophys. **433**, L41 (2005в)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Revniltsev M., Gilfanov M., Sunyaev R.) The Obscured Universe. Proceeding the VI INTEGRAL Workshop, ESA **SP-622**, 241 (2007)
- Лутовинов, Цыганков (Lutovinov A., Tsygankov S.) AIPC **1054**, 191 (2008)
- Лутовинов, Цыганков (Lutovinov A., Tsygankov S.) Proceedings of the Workshop "Extreme sky: Sampling the Universe above 10 keV", PoS **96**, 10 (2009a)
- Лутовинов А.А., Цыганков С.С. Письма в Астрон. журн. **35**, 483 (2009б)
- Лутовинов А., Буренин Р., Ревнивцев М., и др. Письма в Астрон. журн. **36**, 955 (2010)
- Лутовинов А., Буренин Р., Ревнивцев М., Бикмаев И. Письма в Астрон. журн. **38**, 3 (2012a)
- Лутовинов А., Буренин Р., Ревнивцев М., и др. Письма в Астрон. журн. **38**, 323 (2012б)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Tsygankov S., Chernyakova M.) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **423**, 1978 (2012в)
- Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Цыганков С.С. Письма в Астрон. журн. **38**, 557 (2012г)
- Лутовинов и др. (Lutovinov A., Revniltsev M., Tsygankov S., Krivonos R.) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **431**, 327 (2013a)
- Лутовинов А.А., Миронов А.И., Буренин Р.А., и др. Письма в Астрон. журн. **39**, 580 (2013б)
- Лэмб и др. (Lamb R., Markert T., Hartman R. *et al.*) Astrophys. J. **239**, 651 (1980)
- Любарский (Lyubarskii Yu.) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **292**, 679 (1997)
- Любарский Ю.Е., Сюняев Р.А. Письма в Астрон. журн. **14**, 920 (1988)
- Магдзиарц, Здзярски (Magdziarz P., Zdziarski A.) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **273**, 837 (1995)
- Мазетти и др. (Masetti N., *et al.*) Astron. Astrophys. **449**, 1139 (2006a)

- Мазетти и др. (Masetti N., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **459**, 21 (20066)
- Мазетти и др. (Masetti N., Landi R., Pretorius M., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **470**, 331 (2007)
- Мазетти и др. (Masetti N., Mason E., Morelli L., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **482**, 113 (2008)
- Мазетти и др. (Masetti N., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **495**, 121 (2009)
- Мазетти и др. (Masetti N., Parisi P., Palazzi E., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **519**, 96 (2010)
- Мазетти и др. (Masetti N., *et al.*) *ATel* **4248**, 1 (2012)
- Маисак и др. (Maisack M., Grove J., Kendziorra E., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **325**, 212 (1997)
- Макишима и др. (Makishima K., Mihara T., Ishida M., *et al.*) *Astrophys. J.* **365**, L59 (1990)
- Малиция и др. (Malizia A., *et al.*) *Astrophys. J.* bf 630, L157 (2005)
- Малиция и др. (Malizia A., Bassani L., Sguera V., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **408**, 975 (2010)
- Маргон (Margon B.) *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22**, 507 (1984)
- Марквард, Свонк (Markwardt C., Swank J.) *ATel* **179**, 1 (2003)
- Марквард и др. (Markwardt C., Baumgartner W., Skinner G., Corbet R.) *ATel* **2564**, 1 (2010)
- Марш, Хорн (Marsh T., Horne K.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **235**, 269 (1988)
- Маршалл, Рикеттс (Marshall N., Ricketts M.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **193**, 7 (1980)
- Маршалл и др. (Marshall D., Robin A., Reyle C., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **453**, 635 (2006)
- Массевич, Тутуков (Massevich A., Tutukov A.) *Evolution of stars: theory and observations*, ISBN 5-02-013861-4 (1988)
- Массевич и др. (Massevitch A., Tutukov A., Iungelson L.) *Astrophys. Space Sci.* **40**, 115 (1976)
- Матт, Гуаинацци (Matt G., Guainazzi M.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **341**, L13 (2003)
- Межарос, Негель (Meszaros P., Nagel W.) *Astrophys. J.* **299**, 138 (1985)
- Межье и др. (Megier A., Strobel A., Galazutdinov G., Krelowski J.) *Astron. Astrophys.* **507**, 833 (2009)
- Мезингер и др. (Meusinger H., Brunzendorf J., Krieg R.) *Astron. Astrophys.* **363**, 933 (2000)
- Минео и др. (Mineo S., Gilfanov M., Sunyaev R.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **419**, 2095 (2012)
- Михара (Mihara T.) Ph.D. thesis, University of Tokyo (1995)
- Михара и др. (Mihara T., Makishima K., Nagase F.) *Adv. Space Res.* **22**, 987 (1998)
- Молдон и др. (Moldón J., Ribó M., Paredes J., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **543**, A26 (2012)
- Мольков и др. (Molkov S., Mowlavi N., Goldwurm A., *et al.*) *ATel* **176**, 1 (2003a)

- Мольков и др. (Molkov S., Lutovinov A., Grebenev S.) *Astron. Astrophys.* **411**, 357 (2003b)
- Мольков и др. (Molkov S., Cherepashchuk A., Lutovinov A. *et al.*) Письма в Астрон. журн. **30**, 589 (2004a)
- Мольков и др. (Molkov S., Cherepashuk A., Revnivtsev M. *et al.*) *ATel* **274**, 1 (2004b)
- Моне и др. (Monet D., Levine S., Canzian B., *et al.*) *Astron. J.* **125**, 984 (2003)
- Морел, Гросдидье (Morel T., Grosdidier Y.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **356**, 665 (2005)
- Мории и др. (Morii M., Kawai N., Sugimori K. *et al.*) *ATel* **2527**, 1 (2010)
- Морриссон, Маккаммон (Morrisson R., McCammon D.) *Astrophys. J.* **270**, 119 (1983)
- Мотч и др. (Motch C., Haberl F., Dennerl K., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **323**, 853 (1997)
- Мотч и др. (Motch C., Guillout P., Haberl P., *et al.*), *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **132**, 341 (1998)
- Мун и др. (Moon D., Eikenberry S., Wasserman I.) *Astrophys. J.* **582**, L91 (2003)
- Мэйсон и др. (Mason A., Clark J., Norton A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **505**, 281 (2009)
- Мэйсон и др. (Mason A., Norton A., Clark J., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **509**, A79 (2010)
- Мэйсон и др. (Mason A., Norton A., Clark J., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **532**, A124 (2011)
- Мюллер и др. (Müller S., Ferrigno C., Kühnel M., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **551**, 6 (2013)
- Нагазе (Nagase F.) *Publ. Astron. Soc. Japan* **41**, 1 (1989)
- Нагазе и др. (Nagase F., Corbet R., Day C., *et al.*) *Astrophys. J.* **396**, 147 (1992)
- Накаджима и др. (Nakajima H., Imanishi K., Takagi S. *et al.*) *Publ. Astron. Soc. Japan* **55**, 635 (2003)
- Накаджима и др. (Nakajima M., Mihara T., Makishima K., Niko H.) *Astrophys. J.* **646**, 1125 (2006)
- Небот Гомес-Моран и др. (Nebot Gomez-Moran A., Motch C., Barcons X., *et al.*) *Astron. Astrophys.* bf 553, A12 (2013)
- Негуеруела и др. (Negueruela I., Roche P., Fabregat J. *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **307**, 695 (1999)
- Негуеруела, Рейг (Negueruela I., Reig P.) *ATel* **285**, 1 (2004)
- Негуеруела и др. (Negueruela I., Smith D. M., Reig P., *et al.*) *ESA SP-604*, 165 (2006)
- Негуеруела и др. (Negueruela I., Casares J., Verrecchia F., *et al.*) *ATel* **1876**, 1 (2008)
- Негуеруела и др. (Negueruela I., Ribó M., Herrero A., *et al.*) *Astrophys. J.* **732**, L11 (2011)
- Несполи и др. (Nespoli E., Fabregat J., Mennickent R.) *Astron. Astrophys.* **486**, 911 (2008a)

- Несполи и др. (Nespoli E., Fabregat J., Mennickent R.) ATel **1396**, 1 (2008б)
- Несполи и др. (Nespoli E., Fabregat J., Mennickent R.) Astron. Astrophys. **516**, A94 (2010а)
- Несполи и др. (Nespoli E., Fabregat J., Mennickent R.) Astron. Astrophys. **516**, A106 (2010б)
- Одли и др. (Audley M., Nagase F., Mitsuda K., *et al.*) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **367**, 1147 (2006)
- Опик (Öpik E.) PTarO **25**, 1 (1924)
- Орландини и др. (Orlandini M., Fiume D., Dal, Frontera F. *et al.*) Adv. Space Res. **25**, 417 (2000)
- Оскинова и др. (Oskinova L., Feldmeier A., Kretschmar P.) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **421**, 2820 (2012)
- Павлинский и др. (Pavlinsky M., Grebenev S., Sunyaev R.) Astrophys. J. **425**, 110 (1994)
- Павлинский и др. (Pavlinsky M., *et al.*) SPIE **7437**, 6 (2009)
- Пандей и др. (Pandey A., Bhatt B., Mahra H.) Astron. Astrophys. **189**, 66 (2001)
- Паризи и др. (Parisi P., Masetti N., Rojas A., *et al.*) Proceedings of the 9th INTEGRAL Workshop, [arXiv:1302.6117] (2013)
- Паркес и др. (Parkes G., Murdin P., Mason K.) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **184**, 73 (1978)
- Пармар и др. (Parmar A., White N., Stella L.) Astrophys. J. **338**, 373 (1989)
- Пармар и др. (Parmar A., Kuulkers E., Oostrebreek T., *et al.*) Astron. Astrophys. **411**, L421 (2003)
- Пачински, Станек (Paczynski B., Stanek K.) Astrophys. J. **494**, 219 (1998)
- Патель и др. (Patel S., Kouveliotou C., Tennant A., *et al.*) Astrophys. J. **602**, L45 (2004)
- Пеллицца и др. (Pellizza L., Chaty S., Negueruela I.) Astron. Astrophys. **455**, 663 (2006)
- Пеллицца и др. (Pellizza L., Chaty S., Chisari N.) Astron. Astrophys. **526**, A15 (2011)
- Пенсе и др. (Pence W., Snowden S., Mukai K., Kuntz K.) Astrophys. J. **561**, 189 (2001)
- Пираино и др. (Piraino S., Santangelo A., Segreto A., *et al.*) Astron. Astrophys. **357**, 501 (2000)
- Поль, Рао (Paul B., Rao A.) Astron. Astrophys. **337**, 815 (1998)
- Поповски (Popowski P.) Astron. Astrophys. **528**, 9 (2000)
- Постнов К.А., Письма в Астрон. журн. **29**, 424 (2003)
- Постнов и др. (Postnov K., Stauber R., Santangelo A., *et al.*) Astron. Astrophys. **480**, L21 (2008)
- Поутанен и др. (Poutanen J., Mushtukov A., Suleimanov V., Tsygankov S., Nagirner D., Doroshenko V., Lutovinov A.) Astrophys. J. **777**, 115 (2013)
- Пулей и др. (Pooley G., Fender R., Brocksopp C.) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **302**, L1 (1999)

- Рахоу и др. (Rahoui F., Chaty S., Lagage P., Pantin E.) *Astron. Astrophys.* **484**, 801 (2008)
- Рау и др. (Rau A., Schady P., Greiner J., *et al.*) *ATel* **2704**, 1 (2010)
- Ревнивцев М.Г., Сазонов С.Ю., Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А. Письма в Астрон. журн. **29**, 664 (2003а)
- Ревнивцев и др. (Revnitsev M., Tuerler M., Del Santo M., *et al.*) *IAUC* **8097**, 1 (2003б)
- Ревнивцев и др. (Revnitsev M., Chernyakova M., Capitanio F., *et al.*) *ATel* **132**, 1 (2003в)
- Ревнивцев М.Г., Сюняев Р.А., Варшалович Д.А. и др. Письма в Астрон. журн. **30**, 430 (2004)
- Ревнивцев М.Г., Сазонов С.Ю., Мольков С.В., Лутовинов А.А. и др. Письма в Астрон. журн. **32**, 163 (2006)
- Ревнивцев и др. (Revnitsev M., Lutovinov A., Churazov E. *et al.*) *Astron. Astrophys.* **491**, 209 (2008а)
- Ревнивцев и др. (Revnitsev M., Sazonov S., Krivonos R., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **489**, 1121 (2008б)
- Ревнивцев М.Г., Буренин Р.А., Сазонов С.Ю. Письма в Астрон. журн. **35**, 342 (2009а)
- Ревнивцев и др. (Revnitsev M., Churazov E., Postnov K., Tsygankov S.) *Astron. Astrophys.* **507**, 1211 (2009б)
- Ревнивцев и др. (Revnitsev M., van den Berg M., Burenin R., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **515**, 49 (2010)
- Рей, Чакрабарты (Ray P., Chakrabarty D.) *Astrophys. J.* **581**, 1293 (2002)
- Рейг (Reig P.) *Ap&SS* **332**, 1 (2011)
- Рейг, Рош (Reig P., Roche P.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **306**, 100 (1999)
- Рейг и др. (Reig P., Chakrabarty D., Coe M., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **311**, 879 (1996)
- Рейг и др. (Reig P., Negueruela I., Fabregat J., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **440**, 1079 (2005)
- Рейд и др. (Reid M., McClintock J., Narayan R., *et al.*) *Astrophys. J.* **742**, 83 (2011)
- Рейнолдс и др. (Reynolds A., Parmar A., White N.) *Astrophys. J.* **414**, 302 (1993)
- Ремилард и др. (Remillard R., Levine A., Takeshima T., *et al.*) *IAUC* **6826**, 2 (1998)
- Робба и др. (Robba N., Burderi L., Di Salvo T. *et al.*) *Astrophys. J.* **562**, 950 (2001)
- Робертс и др. (Roberts M., Michelson F., Leahy D., *et al.*) *Astrophys. J.* **555**, 967 (2001)
- Родригез и др. (Rodriguez, J., Tomsick, J., Foschini, L., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **407**, L41 (2003)
- Родригез и др. (Rodriguez J., Garau A., Grebenev S., *et al.*) *ATel* **340**, 1 (2004)
- Родригез и др. (Rodriguez J., Corbel S., Caballero I., *et al.*) *Astrophys. J.* **533**, L4 (2011)
- Романо и др. (Romano P., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **399**, 2021 (2009)

- Романова и др. (Romanova M., Ustyugova G., Koldoba A., Lovelace R.) *Astrophys. J.* **610**, 920 (2004)
- Рулен и др. (Ruhlen L., Smith D., Swank J.) *Astron. Astrophys.* **742**, 75 (2011)
- Рупен и др. (Rupen M., Mioduszewski A., Dhawan V.) *ATel* **152**, 1 (2003)
- Сазонов и др. (Sazonov S., Revnivitsev M., Krivonos R., *et al.*), *Astron. Astrophys.* **462**, 57 (2007)
- Сазонов и др. (Sazonov S., Revnivitsev M., Burenin R., *et al.*), *Astron. Astrophys.* **487**, 509 (2008)
- Сакано и др. (Sakano M., Koyama K., Maeda Y.) *Astrophys. J.* **138**, 19 (2002)
- Сантанжелло и др. (Santangelo A., del Sordo S., Segreto A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **340**, 55 (1998)
- Сато и др. (Sato N., *et al.*) *Astrophys. J.* **304**, 241 (1986)
- Сварц и др. (Swartz D., Ghosh K., McCollough M., *et al.*) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **144**, 213 (2003)
- Сванк и др. (Swank J., Remillard R., Smith E.) *ATel* **349**, 1 (2004)
- Сгуера и др. (Sguera V., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **444**, 221 (2005)
- Сгуера и др. (Sguera V., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **467**, 249 (2007)
- Сидоли (Sidoli L.) arXiv:1111.5747 (2011)
- Сидоли и др. (Sidoli L., Vercellone S., Mereghetti S., Tavani M.) *Astron. Astrophys.* **429**, L47 (2005)
- Сидоли и др. (Sidoli L., Mereghetti S., Sguera V., Pizzolato F.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **420**, 554 (2012)
- Скоди и др. (Szkody P., Nishikida K., Long K., Fried R.) *Astron. J.* **121**, 2761 (2001)
- Скрутски и др. (Skrutskie M., Cutri R., Stiening R., *et al.*) *Astron. J.* **131**, 1163 (2005)
- Смит и др. (Smith D., Main D., Marshall F., *et al.*) *Astrophys. J.* **501**, L181 (1998)
- Сория, Ву (Soria R., Wu, K.) *Astron. Astrophys.* **410**, 53 (2003)
- Соффитта и др. (Soffitta P., Tomsick J., Harmon B., *et al.*) *Astrophys. J.* **494**, 203 (1998)
- Станек и др. (Stanek K. Z., Udalski A., Szymanski M., *et al.*) *Astrophys. J.* **477**, 163 (1997)
- Станек и др. (Stanek K.Z., Garnavich P.M.) *Astrophys. J.* **503**, 131 (1998)
- Стевенс и др. (Stevens J., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **288**, 988 (1997)
- Стелла и др. (Stella L., White N., Davelaar J., *et al.*) *Astrophys. J.* **288**, L45 (1985)
- Стигс и др. (Steehgs D., Harlaftis E., Horne K.), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **290**, L28 (1997)
- Сугизаки и др. (Sugizaki M., Mitsuda K., Kaneda H., *et al.*) *ApJS*, 134, 77 (2001)
- Сулейманов и др. (Suleimanov V., Revnivitsev M., Ritter H.) *Astron. Astrophys.* **435**, 191 (2005)
- Сулейманов и др. (Suleimanov V., Poutanen J., Revnivitsev M., Werner K.) *Astrophys. J.* **742**, 122 (2011)
- Сюняев Р.А., Гильфанов М.Р., Чуразов Е.М., и др. *Письма в Астрон. журн.* **16**, 124 (1990)

- Сюняев и др. (Sunyaev R., Churazov E., Gilfanov M., *et al.*) *Adv. Space Res.* **11**, 177 (1991)
- Сюняев и др. (Sunyaev R., Markevitch M., Pavlinsky M.) *Astrophys. J.* **407**, 606 (1993)
- Сюняев, Ревнивцев (Sunyaev R., Revnivtsev M.) *Astron. Astrophys.* **358**, 617 (2000)
- Сюняев и др. (Sunyaev R., Lutovinov A., Molkov S.) *ATel* **181**, 1 (2003a)
- Сюняев и др. (Sunyaev R.A., Grebenev S.A., Lutovinov A.A., *et al.*) *ATel* **181**, 1 (2003b)
- Такахашаи и др. (Takahashi T., *et al.*) *SPIE* **7732**, 27 (2010)
- Танака, Шибазакки (Tanaka Y., Shibazaki N.) *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 607 (1996)
- Тапиа и др. (Tapia M., Costero R., Echevarria J., Roth M.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **253**, 649 (1991)
- Тейлор, Кордес (Taylor J., Cordes J.) *Astrophys. J.* **411**, 674 (1993)
- Телтинг и др. (Telting J., Waters L., Roche P., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **296**, 785 (1998)
- Терада и др. Terada Y., Mihara T., Nakajima M. *et al.* *Astrophys. J.* **648**, 139 (2006)
- Террел, Предгорский (Terrell J., Priedhorsky W.C.) *Bulletin of the American Astronomical Society* **15**, 980 (1973)
- Томсик (Tomsick J.) *ATel* **2022**, 1 (2009)
- Томсик и др. (Tomsick J., Lingenfelter R., Walter R. *et al.*) *IAUC* **8076**, 1 (2003)
- Томсик и др. (Tomsick J., Chaty S., Rodriguez J., *et al.*) *Astrophys. J.* **685**, 1143 (2008)
- Томсик и др. (Tomsick J., Chaty S., Rodriguez J., *et al.*) *Astrophys. J.* **701**, 811 (2009)
- Томсик, Мутершпах (Tomsick J., Muterspaugh M.) *Astrophys. J.* **719**, 958 (2010)
- Томсон, Ротшильд (Thompson T., Rothschild R.) *Astrophys. J.* **691**, 1744 (2009)
- Тории и др. (Torii K., Kunugasa K., Katayama K.) *Astrophys. J.* **508**, 854 (1998)
- Торрежон и др. (Torrejón J., Negueruela, I., Smith D., Harrison T.) *Astron. Astrophys.* **510**, A61 (2010)
- Трудолобов и др. (Trudolyubov S., Borozdin K., Priedhorsky W.) *Astrophys. J.* **563**, L119 (2001)
- Трюмпер и др. (Truemper J., Pietsch W., Reppin C. *et al.*) *Astrophys. J.* **219**, L105 (1978)
- Туллер и др. (Tueller J., Baumgartner W., Markwardt C., *et al.*) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **186**, 378 (2010)
- Тутуков А.В, Юнгельсон Л.Р. Научные информации Астрономического совета АН СССР **27**, 70 (1973)
- Тутуков А.В, Юнгельсон Л.Р. *Астрон. журн.* **70**, 812 (1993)
- Убертини и др. (Ubertini P., Lebrun F., Di Cocco G. *et al.*) *Astron. Astrophys.* **411**, 131 (2003)
- Удальски (Udalski A.) *Astrophys. J.* **590**, 284 (2003)

- Фаббиано (Fabbiano G.) *Astrophys. J.* **325**, 544 (1988)
- Фаббиано (Fabbiano G.) *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **27**, 89 (1989)
- Фабрика (Fabrika S.) *ASPRv* **12**, 1 (2004)
- Фейгельсон и др. (Feigelson E., Gaffney III J., Garmire G., *et al.*) *Astrophys. J.* **584**, 911 (2003)
- Фендер, Хендри (Fender R., Hendry M.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **317**, 1 (2000)
- Ферриньо и др. (Ferrigno C., Becker P., Segreto A., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **498**, 825 (2009)
- Филиатр, Шати (Filliatre P., Chaty S.) *Astrophys. J.* **616**, 469 (2004)
- Филиппова Е.В., Лутовинов А.А., Штыковский П.Е. и др. *Письма в Астрон. журн.* **30**, 905 (2004)
- Филиппова Е.В., Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Сюняев Р.А. *Письма в Астрон. журн.* **31**, 819 (2005)
- Фингер и др. (Finger M., Wilson R., Chakrabarty D.) *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **120**, 209 (1996)
- Финогенов и др. (Finoguenov A., Gilfanov M., Grebenev S., *et al.*) *Astronomy Letters* **19**, 69 (1993)
- Форман и др. (Forman W., Jones C., Cominsky L. *et al.*) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **38**, 357 (1978)
- Фоссати и др. (Fossati G., Maraschi L., Celotti A., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **299**, 433, (1998)
- Фрейл, Хьеллминг (Frail D., Hjellming R.) *Astron. J.* **101**, 2126 (1991)
- Фронтера и др. (Frontera F., dal Fiume D., Morelli E., Spada G.) *Astrophys. J.* **298**, 585 (1985)
- Хаберл, Питч (Haberl F., Pietsch W.) *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **139**, 277 (1999)
- Хаберл и др. (Haberl F., Dennerl K., Pietsch W.) *Astron. Astrophys.* **406**, 471 (2003)
- Хальперн и др. (Halpern J., Gotthelf E., Helfand D., *et al.*) *ATel* **289**, 1 (2004)
- Хальперн, Готтхелл (Halpern J., Gotthelf E.) *ATel* **2445**, 1, (2010)
- Хальперн (Halpern J.) *ATel* **4240**, 1 (2012)
- Харрисон и др. (Harrison F., *et al.*) *SPIE* **7732**, 21 (2010)
- Хатчингс и др. (Hutchings J., Crampton D., Cowley A.) *Astron. J.* **86**, 871 (1981)
- Хейндл и др. (Heindl W., Coburn W., Gruber D., *et al.*) *Astrophys. J.* **521**, L49 (1999)
- Хи и др. (He L., Whittet D., Kilkenny D.) *Astron. J.* **101**, 335 (1995)
- Хилтнер и др. (Hiltner W., Werner J., Osmer P.) *Astrophys. J.* **175**, L19 (1972)
- Хойл, Литтлтон (Hoyle F., Lyttleton R.) *PCPS* **36**, 325 (1940)
- Холл и др. (Hall T., Finley J., Corbet R. *et al.*) *Astrophys. J.* **536**, 450 (2000)
- Хоман и др. (Homan, J., Miller, J., Wijnands, R., *et al.*) *Astrophys. J.* **623**, 383 (2005)
- Хорншемеер и др. (Hornschemeier A., Heckman T., Ptak A., *et al.*) *Astron. J.* **129**, 86 (2005)

- Хоуел и др. (Howell S., Adamson A., Steeghs D.) *Astron. Astrophys.* **399**, 219, (2003)
- Хутхофф, Капер (Huthoff F., Kaper L.) *Astron. Astrophys.* **383**, 999 (2002)
- Хьюиш и др. (Hewish A., Bell S., Pilkington J. *et al.*) *Nature* **217**, 709 (1968)
- Хэндс и др. (Hands A., Warwick R., Watson M., Helfand D.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **351**, 31 (2004)
- Цурита Херас, Шати (Zurita Heras J., Chaty S.) *Astron. Astrophys.* **493**, L1 (2009)
- Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Гребенев С.А., Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А. Письма в Астрон. журн. **30**, 596 (2004)
- Цыганков С.С., Лутовинов А.А. Письма в Астрон. журн. **31**, 380 (2005а)
- Цыганков С.С., Лутовинов А.А. Письма в Астрон. журн. **31**, 99 (2005б)
- Цыганков, Лутовинов (Tsygankov S., Lutovinov A.) *Proceedings of the Workshop "Extreme sky: Sampling the Universe above 10 keV"*, *PoS* **96**, 70 (2009)
- Цыганков и др. (Tsygankov S.S., Lutovinov A.A., Churazov E.M., Sunyaev R.A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **371**, 19 (2006)
- Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Чуразов Е.М., Сюняев Р.А. Письма в Астрон. журн. **33**, 417 (2007)
- Цыганков и др. (Tsygankov S., Lutovinov A., Serber A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **401**, 1628 (2010)
- Цыганков и др. (Tsygankov S., Krivonos R., Lutovinov A.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **421**, 2407 (2012)
- Чакрабарти и др. (Chakrabarty D., *et al.*) *Astrophys. J.* **403**, L33 (1993)
- Чакрабарти и др. (Chakrabarty D., Wang Z., Juett A., *et al.*) *Astrophys. J.* **573**, 789 (2002)
- Черепашук и др. (Cherepashchuk A., Molkov S., Foschini L., *et al.*) *ATel* **159**, 1 (2003)
- Черепашук и др. (Cherepashchuk A., Sunyaev R., Postnov K., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **397**, 479 (2009)
- Чернякова и др. (Chernyakova M., Lutovinov A., Capitanio F. *et al.*) *ATel* **157**, 1 (2003)
- Чернякова и др. (Chernyakova M., Lutovinov A., Rodriguez J., Revnivtsev M.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **364**, 455 (2005)
- Чиापпини и др. (Chiappini C., Matteucci F., Romano D.) *Astrophys. J.* **554**, 1044 (2001)
- Чичков М.А., Сюняев Р.А., Лапшов И.Ю., и др. Письма в Астрон. журн. **21**, 491 (1995)
- Чуразов и др. (Churazov E., Gilfanov M., Sunyaev R., *et al.*) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 381 (1994)
- Шакура, Сюняев (Shakura N., Sunyaev R.) *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973)
- Шакура и др. (Shakura N., Postnov K., Kochetkova A., Hjalmarsdotter L.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **420**, 216 (2012)
- Шакура Н.И., Постнов К.А., Кочеткова А.Ю., Хъялмарсдоттер Л., *УФН* **56**, 321 (2013)

-
- Шаплей и др. (Shapley A., Fabbiano G., Eskridge P.) *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **137**, 139 (2001)
- Шати и др. (Chaty S., Rahoui F., Foellmi C., *et al.*) *Astron. Astrophys.* **484**, 783 (2008)
- Шварцман В.Ф. *Астрофизика* **6**, 123 (1970a)
- Шварцман В.Ф. *Астрон. журн.* **47**, 660 (1970б)
- Шевалье, Иловайски (Chevalier C., Plovaisky S.A.) *Astron. Astrophys.* **330**, 201 (1998)
- Шлегель и др. (Schlegel D., Finkbeiner D., Davis M.) *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998)
- Шмидт (Schmidt M.) *Astrophys. J.* **151**, 393 (1968)
- Шрайер и др. (Schreier E., Giacconi R., Gursky H., *et al.*) *Astrophys. J.* **178**, L71 (1972)
- Штыковский, Гильфанов (Shtykovskiy P., Gilfanov M.) *Astron. Astrophys.* **431**, 597 (2005a)
- Штыковский, Гильфанов (Shtykovskiy P., Gilfanov M.) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **362**, 879 (2005б)
- Штыковский П.Е, Гильфанов М.Р. *Письма в Астрон. журн.* **33**, 340 (2007)
- Эйзенхауэр и др. (Eisenhauer F., Schodel R., Genzel R., *et al.*) *Astrophys. J.* **597**, 121 (2003)
- Эндо и др. (Endo T., Ishida M., Masai K., *et al.*) *Astrophys. J.* **574**, 879 (2002)
- Эш и др. (Ash T., Reynolds A., Roche P., *et al.*) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **307**, 357 (1999)