

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А. Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Карпова Анна Викторовна

ГАММА-ПУЛЬСАРЫ J1741–2054 И J0633+0632,
РАДИОТУМАННОСТЬ DA 495 И ОСТАТОК СВЕРХНОВОЙ G350.0–2.0
В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Специальность 01.03.02 – астрофизика и звёздная астрономия

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Шибанов Ю. А.

Санкт-Петербург

2016

Оглавление

Введение	4
1 Объекты и методы исследования	12
1.1 Рентгеновское излучение НЗ и ОСН	12
1.2 Рентгеновские телескопы	14
1.2.1 Обсерватория <i>Chandra</i>	14
1.2.2 Обсерватория <i>XMM-Newton</i>	15
1.3 Редукция данных	16
2 Анализ рентгеновского излучения гамма-пульсара J1741–2054	18
2.1 Введение	18
2.2 Наблюдения и анализ рентгеновских данных	18
2.3 Обсуждение	23
2.3.1 Расстояние до пульсара	23
2.3.2 Сравнение J1741 с «Тремя мушкетерами»	25
2.3.3 J1741 и теории остывания НЗ	26
2.4 Заключение к главе	27
3 Анализ рентгеновского излучения гамма-пульсара J0633+0632	28
3.1 Введение	28
3.2 Анализ рентгеновских данных	29
3.3 Линия поглощения	31
3.4 Анализ спектра J0633 в предположении существования линии поглощения	37
3.5 Обсуждение	43
3.5.1 Линия поглощения	43
3.5.2 J0633 и теории остывания НЗ	45
3.5.3 Нетепловые светимости и эффективности трансформации энергии вращения пульсара в нетепловое излучение	48
3.5.4 Предполагаемое место рождения пульсара	49

3.6	Заключение к главе	50
4	Анализ рентгеновского излучения радиотуманности DA 495 и ее центрального источника	52
4.1	Введение	52
4.2	Рентгеновские данные	54
4.3	Поиск пульсаций	56
4.4	Расстояние и межзвездное поглощение	56
4.5	Анализ рентгеновских спектров	59
4.6	Обсуждение	62
4.6.1	J1952	62
4.6.2	Расстояние до DA 495	62
4.6.3	Спектр DA 495	63
4.6.4	Ограничения на возраст, светимость и темп потери энергии вращения	64
4.6.5	Отождествление в гамма-диапазоне	66
4.7	Заключение к главе	69
5	Анализ остатка сверхновой G350.0–2.0 с использованием данных обсерватории <i>XMM-Newton</i>	71
5.1	Введение	71
5.2	Рентгеновские данные и построение изображений	72
5.3	Анализ ОСН	74
5.4	Анализ J1726	77
5.4.1	Поиск пульсаций	77
5.4.2	Спектральный анализ	79
5.4.3	Ультрафиолетовые, оптические и инфракрасные данные	81
5.5	Обсуждение	83
5.5.1	ОСН	83
5.5.2	Область 6	87
5.5.3	J1726	88
5.6	Заключение к главе	89
	Заключение	91
	Литература	94

Введение

Пульсары – это быстро вращающиеся нейтронные звезды (НЗ), излучение которых приходит на Землю в виде периодических всплесков (импульсов). Существование НЗ было предсказано в 1930-е гг., тогда же было сделано предположение, что они рождаются при вспышках сверхновых. Открыты НЗ были как радиопульсары в 1967 г. (см., например, [1] и приведенные там ссылки).

Пульсары теряют энергию, испуская электромагнитное излучение и потоки заряженных частиц, которые ускоряются в магнитосфере звезды до релятивистских энергий (так называемый пульсарный ветер). Взаимодействие пульсарного ветра с межзвездной средой порождает ударные волны, дополнительно ускоряющие частицы. Так образуются протяженные объекты – туманности пульсарного ветра, или плерионы. Пульсары формируют компактную часть остатков родительских сверхновых (ОСН). Остальная, более протяженная часть ОСН формируется взрывом звезды-прародительницы и взаимодействием разлетающегося со сверхзвуковой скоростью вещества с окружающей средой. Наблюдаются остатки оболочечного типа, остатки со смешанной морфологией (в радиодиапазоне излучает оболочка, а рентгеновское излучение заполняет область внутри нее) и комбинированные остатки (оболочка плюс плерион). Первым объектом, отождествленным со взрывом сверхновой, стала Крабовидная туманность. Она же стала первым ОСН, ассоциированным с пульсаром.

В настоящий момент известно более 2500 пульсаров¹. Примерно 95% из них излучают в радиодиапазоне. В рентгеновском диапазоне обнаружено около 100 пульсаров, излучающих за счет энергии вращения (Rotation-Powered Pulsars, RPPs), несколько десятков peculiarных объектов таких как центральные компактные объекты (Central Compact Objects, CCOs), изолированные нейтронные звезды (ИНЗ) со слабым рентгеновским излучением (X-ray Dim Isolated Neutron Stars, XDINSs), источники мягких повторяющихся гамма-всплесков и аномальные рентгеновские пульсары (Soft Gamma Repeaters/Anomalous X-ray Pulsars, SGR/AXPs), а также один вращающийся радиотранзиент (Rotating Radio

¹<http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

Transients, RRaTs). Что касается ОСН, то в нашей Галактике их известно около 300^2 , в рентгеновском диапазоне наблюдается около 40% от этого числа. Также ОСН наблюдаются в близких галактиках – Магеллановых Облаках, галактике Андромеды и др. Туманностей пульсарного ветра в рентгеновском диапазоне известно несколько десятков (см., например, [2]).

Первые наблюдения неба в рентгеновском диапазоне проводились с помощью высотных ракет [3]. Первый (после Солнца) источник рентгеновского излучения был случайно обнаружен в 1962 г. в созвездии Скорпиона. Позже выяснилось, что он является маломассивной рентгеновской двойной системой (Low Mass X-Ray Binary, LMXB), состоящей из НЗ и маломассивной (с массой $\sim 1M_{\odot}$, где M_{\odot} – масса Солнца) нормальной звезды.

Обычно магнитные поля и возраст пульсаров оценивают исходя из значений периода P и производной периода \dot{P} , а также предполагая простейшую модель излучения – вращающийся магнитный диполь в вакууме. В таком случае $B = 3.2 \times 10^{19}(P\dot{P})^{0.5}$. Периоды большинства пульсаров, излучающих за счет энергии вращения, лежат в пределах 0.1–1 с, а типичные магнитные поля составляют $\sim 10^{12}$ Гс. Отдельный подкласс образуют подкрученные миллисекундные пульсары, эволюция которых протекала в двойных системах. В результате аккреции периоды таких пульсаров уменьшаются до нескольких миллисекунд, а магнитные поля составляют 10^8 – 10^9 Гс. Магнитные поля SGR/AXPs составляют 10^{14} – 10^{15} Гс. Считается, что данные объекты являются магнетарами – НЗ, источником энергии которых служит распад магнитных полей.

В некоторых случаях удается напрямую измерить магнитное поле НЗ. Впервые это удалось сделать в 1976 г. благодаря наблюдениям аккрецирующего пульсара Геркулес X–1 с помощью рентгеновской обсерватории *Uhuru*. Анализ показал наличие особенности в спектре пульсара, которую можно было рассматривать как линию излучения с энергией 58 кэВ (либо как линию поглощения на энергии 42 кэВ), обусловленную циклотронным излучением (либо поглощением) электронов. Тогда магнитное поле нейтронной звезды $B = 6 \times 10^{12}$ Гс (или 4×10^{12} Гс).

Канонической массой НЗ считается величина $\approx 1.4M_{\odot}$ (предел Чандрасекара) – верхний предел массы, при котором звезда может существовать как белый карлик. Если масса звезды превышает этот предел, она становится НЗ. Наиболее точно массы измерены у нескольких десятков НЗ, входящих в состав кратных систем.³ Самой массивной НЗ считается пульсар J0348+0432 с массой $2.01(4)M_{\odot}$, компаньоном которого является белый карлик. Исследование двойных систем, в состав которых входит пульсар, позволяет помимо измерения массы проверять предсказания теорий гравитации. Наилучшей лабо-

²<https://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>

³http://www3.mpifr-bonn.mpg.de/staff/pfreire/NS_masses.html

раторией для проверки эффектов общей теории относительности стал двойной пульсар J0737–3039 A/B (см., например, [1]).

Для ряда НЗ также были измерены радиусы.⁴ Наиболее надежные измерения выполнены на основе детектирования теплового излучения с поверхности НЗ, входящих в состав ЛМХВ, с помощью рентгеновских обсерваторий.

Что касается ОСН, то они являются одними из самых ярких объектов на небе на энергии 1 кэВ [3]. Они стали первыми рентгеновскими источниками, для которых проводились исследования морфологии и сравнения результатов наблюдений в различных диапазонах энергии. Наблюдения с помощью ракет обнаружили излучения таких ОСН, как Петля Лебеда и Вела. Вот некоторые замечательные достижения ранних исследований: впервые была детектирована эмиссионная линия в спектре рентгеновского источника (линия железа в ОСН Кассиопея А), впервые было сделано предположение о том, что источником излучения является неравновесная плазма, и впервые были получены изображения ОСН.

Новая эра рентгеновской астрономии началась с запуском обсерватории *Einstein* [3]. Изображения ОСН, полученные данной обсерваторией, показали, что остатки имеют разнообразную морфологию, причем морфология в радио- и рентгеновском диапазонах может не совпадать. *Einstein* позволил проводить наблюдения внегалактических ОСН, например, в Магеллановых Облаках. С помощью обсерватории *Einstein* было исследовано мягкое рентгеновское излучение пульсаров Вела и Краб. Были открыты пульсации от двух молодых пульсаров – В0540–69 в Большом Магеллановом Облаке и В1509–58. Эти объекты стали первыми пульсарами, которые были открыты сначала в рентгеновском, а лишь затем в радиодиапазоне. Было детектировано рентгеновское излучение от трех радиопулсаров среднего возраста – В0656+14, В1055–52, В1951+32, а также обнаружены отождествления в рентгеновском диапазоне для двух старых радиопулсаров – В0950+08 и В1929+10.

Вспышки сверхновых происходят в результате коллапса ядра массивной звезды (типы Ib, Ic, II), а также в результате термоядерного взрыва вследствие аккреции вещества со звезды-компаньона на белый карлик или же, по другой гипотезе, в результате слияния двух белых карликов (тип Ia). Классический сценарий формирования ОСН, связанных с коллапсом ядра массивной звезды, подразумевает возникновение расширяющейся ударной волны, которая сгребает и нагревает окружающее вещество, и центрального быстро вращающегося пульсара, который образует пульсарную туманность (в случае, когда масса звезды-предшественницы сверхновой $\gtrsim 15M_{\odot}$, могут образовываться как НЗ, так и черные дыры). Необъяснимым было то, что таких комбинированных остатков наблюдалось мало.

Хотя обсерватория *Einstein* детектировала несколько пульсаров, похожих на пульсар

⁴<http://xtreme.as.arizona.edu/NeutronStars/index.php/neutron-star-radii/>

в Крабовидной туманности, включая быстрые пульсары в MSH 15–52 и OCH 0540–69.3 в Большом Магеллановом Облаке, многие из центральных объектов не соответствовали принятым представлениям (см. [3] и приведенные там ссылки). Источник 1E 2259+586 в центре остатка СТВ 109 имел период пульсаций 8 с. Объекты 1E1613–509 в OCH RCW 103 и 1E 1207.4–5209 в OCH PKS 1209–52 имели умеренную светимость, а пульсации от них или отождествления в других диапазонах обнаружены не были. Ни один из этих источников не имел туманности пульсарного ветра. Из примерно 50 Галактических OCH, которые наблюдались обсерваторией *Einstein*, компактные источники были найдены только в 11.

Большой прорыв в исследовании НЗ и OCH в рентгеновском диапазоне произошел в 1990-е гг., когда начали работу обсерватории *ROSAT*, *ASCA*, *BeppoSAX*, *RXTE*, *Chandra* и *XMM-Newton*. *ROSAT* детектировал оболочку вокруг туманности пульсарного ветра в остатке 0540–69.3. С помощью обсерваторией *ASCA* была выявлена переменность источника 1E1613–509, а также открыты пульсарные туманности с жестким излучением в OCH W44 и G11.2–0.3. Телескоп *Chandra* выявил ряд точечных источников с низкой светимостью, например, источник в OCH Кассиопея А. Были найдены пульсации с периодом 0.42 с от источника 1E 1207.4–5209. После детектирования пульсаций в рентгеновском диапазоне от пульсара J0205+6449 в OCH 3C 58 пульсации были найдены и в радиодиапазоне. *Chandra* и *XMM-Newton* открыли ряд туманностей пульсарного ветра и туманностей типа головной ударной волны, скрытых ранее в тепловом излучении, например, пульсарную туманность в OCH G292.0+1.8.

Актуальность темы диссертации

Пульсары были открыты почти 50 лет назад, но до сих пор остаются неразрешенными многие фундаментальные вопросы: как связаны различные типы НЗ? Каковы диапазоны масс и радиусов НЗ, а также их состав? Какие механизмы отвечают за магнитосферное излучение по всему диапазону волн? Для ответов на эти вопросы необходимы наблюдения пульсаров в различных диапазонах. Рентгеновские наблюдения позволяют оценивать расстояния до пульсаров, что особенно важно в случае радиотихих НЗ, для которых невозможно определить расстояние по мере дисперсии. В случае обнаружения теплового излучения, идущего со всей поверхности НЗ, возможно сделать оценку радиуса и температуры звезды и провести сравнение с существующими теориями строения и остывания НЗ и таким образом исследовать вещество сверхъядерной плотности в их недрах. По наличию в рентгеновском спектре каких-либо особенностей можно судить о химическом составе атмосферы НЗ, о гравитационном красном смещении (по смещению спектральных линий), и следовательно, об отношении массы звезды к ее радиусу, а также о магнитном поле (по циклотронным линиям; [1]).

Изучение OCH дает информацию о межзвездной среде и о взаимодействии с ней удар-

ных волн, о механизме взрыва сверхновой и о том, какие химические элементы формируются при взрыве, о характеристиках компактных остатков и т. д. [4]. Рентгеновские наблюдения ОСН очень важны, так как позволяют определять обилие альфа-элементов и элементов группы железа, спектральные линии которых лежат в диапазоне 0.5–10 кэВ при температурах, характерных для плазмы, нагретой ударными волнами от вспышек сверхновых. Излучение в линиях позволяет определять температуру и ионизационное состояние плазмы. Отсутствие линий (или слабое излучение в линиях) в спектрах молодых ОСН обычно указывает на значительную долю синхротронного излучения. Исследование синхротронного излучения, в свою очередь, позволяет изучать ускорение частиц на фронтах ударных волн. Построение изображений в различных диапазонах позволяет исследовать пространственное распределение температуры и химических элементов по ОСН, а также отделять тепловое излучение от нетеплового.

Цели работы

Основной целью диссертационной работы является исследование рентгеновского излучения нейтронных звезд и ассоциированных с ними протяженных объектов.

1. Исследование рентгеновского излучения гамма-пульсаров J1741–2054 и J0633+0632.
2. Исследование рентгеновского излучения радиотуманности DA 495 и ее центрального объекта, которые предположительно образуют систему пульсар плюс пульсарная туманность.
3. Исследование в рентгеновском диапазоне остатка сверхновой G350.0–2.0 и точечного источника 1RXS J172653.4–382157, предположительно являющегося нейтронной звездой, в его поле.

Научная новизна

Работа основана как на архивных данных наблюдений пульсаров и ОСН на телескопах *Chandra* и *XMM-Newton*, так и на оригинальных наблюдениях на телескопе *XMM-Newton*. Впервые представлен спектральный анализ рентгеновского излучения пульсара J1741–2054. Впервые детально исследован спектр пульсара J0633+0632 и его туманности пульсарного ветра в рентгеновском диапазоне. Получены новые ограничения на параметры радиотуманности DA 495 и ее центрального объекта J1952.2+2925, которые предположительно образуют систему пульсар плюс пульсарная туманность. Впервые представлен спектральный анализ G350.0–2.0 и точечного источника 1RXS J172653.4–382157 в рентгеновском диапазоне. Обнаружен кандидат в оптическое отождествление и установлен

верхний предел на долю пульсирующего излучения точечного источника. Для всех исследуемых объектов получены независимые оценки расстояния на основе соотношений «межзвездное поглощение–расстояние».

Достоверность результатов

Представленные в работе результаты получены с использованием современных верифицированных методов наблюдений, обработки и анализа данных современных рентгеновских телескопов. Достоверность результатов обеспечена сравнением, где это возможно, с результатами других авторов, а также с данными, полученными для объектов исследования в других диапазонах электромагнитного спектра.

Научная и практическая ценность

Полученные результаты пригодны для непосредственного сравнения с результатами других наблюдений и теоретическими моделями. Результаты данной работы могут применяться для построения теоретических моделей излучения пульсаров и пульсарных туманностей, а также остатков сверхновых с морфологией смешанного типа и для планирования дальнейших наблюдений исследуемых объектов.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Результаты спектрального анализа излучения пульсара J1741–2054 в рентгеновском диапазоне. Вывод о том, что спектр J1741–2054 может быть описан моделью степенной закон плюс чернотельное излучение и не может быть описан моделями водородных атмосфер нейтронных звезд. Определение температуры чернотельной компоненты излучения J1741–2054, составившей 7×10^5 К. Ограничение расстояния до пульсара на уровне 0.7–0.9 килопарсек (кпк), которое указывает, что чернотельное излучение может идти со всей поверхности нейтронной звезды.
2. Результаты спектрального анализа рентгеновского излучения пульсара J0633+0632 и его пульсарной туманности. Вывод о том, что тепловая компонента спектра J0633+0632 может быть одинаково хорошо описана моделью чернотельного излучения с температурой 1.3×10^6 К и моделью водородных атмосфер нейтронных звезд с температурой 6×10^5 К. Ограничение расстояния до пульсара на уровне 1–4 кпк, указывающее, что в обоих случаях тепловое излучение может идти со всей поверхности звезды. Вывод о том, что в первом случае пульсар может быть горячее, чем предсказывает стандартный сценарий остывания нейтронных звезд, а во втором – является одной из самых холодных среди известных нейтронных звезд среднего возраста.

3. Результаты спектрального анализа рентгеновского излучения радиотуманности DA 495 и ее центрального точечного источника J1952.2+2925, которые предположительно образуют систему пульсар плюс пульсарная туманность. Подтверждение на более высоком уровне значимости предыдущих выводов о чисто тепловом спектре J1952.2+2925. Вывод о том, что его спектр может быть одинаково хорошо описан моделью чернотельного излучения с температурой 2.5×10^6 К и радиусом излучающей области 0.6 км и моделью водородной атмосферы нейтронной звезды с температурой поверхности $(9-10) \times 10^5$ К. Установка верхних пределов на нетепловую светимость и долю пульсирующего излучения J1952.2+2925. Ограничения на поведение спектра туманности между радио- и рентгеновским диапазоном.
4. Результаты пространственного и спектрального анализа остатка сверхновой (ОСН) G350.0–2.0 и источника 1RXS J172653.4–382157 в его поле в рентгеновском диапазоне. Вывод о том, что G350.0–2.0 относится к остаткам смешанного типа. Определение природы рентгеновского излучения ОСН, которое, в основном, исходит от нагретой фронтом ударной волны до температуры 9×10^6 К межзвездной среды. Независимая оценка расстояния до G350.0–2.0. Определение природы объекта 1RXS J172653.4–382157 как катаклизмической переменной. Установление верхнего предела на долю пульсирующего рентгеновского излучения этого источника.

Апробация работы

Результаты диссертации были представлены на всероссийских и международных конференциях: «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, 2014, 2015); «Пулковская молодежная астрономическая конференция» (Санкт-Петербург, 2014, 2016); «Physics of Neutron Stars» (Санкт-Петербург, 2014); «The X-ray Universe 2014» (Dublin, 2014); «ФизикаА» (Санкт-Петербург, 2015). Результаты работы также были неоднократно доложены на семинарах сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Публикации по теме диссертации

Результаты, приведенные в настоящей работе, получены в период с 2013 по 2016 гг. и опубликованы в четырех статьях в ведущих международных реферируемых журналах, входящих в Перечень ВАК, а также в сборниках тезисов указанных выше конференций. Публикации с результатами работы в реферируемых журналах включают:

A1 Thermal properties of the middle-aged pulsar J1741–2054 / A. Karpova, A. Danilenko, Yu. Shibano et al. // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 789. — P. 97.

A2 The γ -ray pulsar J0633+0632 in X-rays / A. Danilenko, P. Shternin, A. Karpova et al. // *Publications of the Astronomical Society of Australia*. — 2015. — Vol. 32. — P. e038.

- A3** Constraining the parameters of the pulsar wind nebula DA 495 and its pulsar with *Chandra* and *XMM-Newton* / A. Karpova, D. Zyuzin, A. Danilenko et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Vol. 453. — P. 2241.
- A4** *XMM-Newton* studies of the supernova remnant G350.0–2.0 / A. Karpova, P. Shternin, D. Zyuzin et al. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — Vol. 462. — P. 3845.

Личный вклад

В результатах, вынесенных на защиту, вклад автора является определяющим. Опубликованные работы выполнены в соавторстве с научным руководителем и сотрудниками ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Автор принимал активное участие в постановке задач исследования, обработке и анализе данных, формулировании выводов и подготовке публикаций.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Объём диссертации составляет 106 страниц, в том числе 28 рисунков и 14 таблиц. Список литературы насчитывает 139 наименований.

Глава 1

Объекты и методы исследования

1.1 Рентгеновское излучение НЗ и ОСН

Рентгеновское излучение НЗ. Относительный вклад различных источников рентгеновского излучения НЗ (внутреннее тепло, энергия вращения, аккреция и распад магнитных полей) зависит от возраста и физических особенностей звезды (см., например, [1]).

НЗ имеют внутренние температуры $\sim 10^{11}$ К при рождении, но они быстро падают до $\sim 10^9$ К. В последующие $\sim 10^5 - 10^6$ лет главным механизмом охлаждения является излучение нейтрино из ядра звезды. Поверхностные температуры при этом составляют от нескольких сотен тысяч до миллиона градусов. Максимум теплового излучения лежит в мягком рентгеновском диапазоне. Также тепловое излучение детектируется в ультрафиолетовом (иногда оптическом) диапазоне. Тепловая компонента иногда разделяется на «жесткую» и «мягкую» составляющие. Первая из них с температурой до нескольких миллионов градусов может соответствовать излучению горячих полярных шапок пульсара. Мягкая составляющая соответствует излучению остальной поверхности НЗ. Для описания спектра теплового излучения используют модель чернотельного излучения, а также модели атмосфер НЗ. Температурный градиент на поверхности НЗ часто приводит к наблюдаемым модуляциям излучения с периодом вращения звезды. Тепловое излучение со всей поверхности наблюдается у ИНЗ с возрастными $\sim 10^4 - 10^6$ лет, если они находятся не слишком далеко и мягкое излучение не поглощается межзвездным веществом. Более старые НЗ слишком холодные, чтобы иметь значительное рентгеновское излучение, а у самых молодых пульсаров тепловое излучение тяжело детектировать, так как его интенсивность существенно меньше интенсивности нетеплового излучения. Нетепловое излучение возникает за счет заряженных частиц, ускоренных в магнитосферах НЗ, и наблюдается от радио- до гамма-диапазона. Во многих случаях наблюдаемые рентгеновские спектры НЗ содержат как тепловые, так и нетепловые компоненты. Профили импульса нетеплового

рентгеновского излучения часто показывают более узкие пики, чем профили импульса теплового излучения. Доля пульсирующего излучения у многих пульсаров, в спектрах которых содержатся и тепловые, и нетепловые компоненты, возрастает от $\approx 10\text{--}20\%$ в диапазоне, где доминирует тепловое излучение ($0.1\text{--}1$ кэВ), до $80\text{--}90\%$ в диапазоне, где доминирует нетепловая компонента. Нередко импульсы теплового и нетеплового излучения пульсаров среднего возраста испускаются со сдвигом по фазе.

Эффективность трансформации энергии вращения НЗ в нетепловое излучение составляет $\sim 10^{-3}$, но имеется большой разброс вокруг среднего значения. Исследование соотношения между светимостью в рентгеновском диапазоне и темпом потери вращательной энергии затруднено тем, что значительная доля энергии вращения уходит на подпитывание туманностей пульсарного ветра, которые тяжело выявить у более далеких и/или слабых объектов без хорошего углового разрешения.

Аккреция является характерным процессом в двойных системах. В случае отсутствия звезды-компаньона может происходить аккреция межзвездного вещества. Однако вследствие больших пространственных скоростей НЗ и низкой плотности межзвездной среды данный процесс вряд ли может давать большие светимости.

Источником излучения НЗ может быть энергия магнитного поля. Объекты, в которых распад магнитных полей ($B \sim 10^{14} - 10^{15}$ Гс) является главным источником энергии, были названы магнетарами. Данные объекты представляют особенный интерес для изучения физических процессов в сильных магнитных полях.

Рентгеновское излучение ОСН. При взрыве сверхновой внешняя оболочка звезды расширяется со скоростью в десятки тысяч км с $^{-1}$ (см., например, [3]). Взаимодействие оболочки с окружающим веществом приводит к образованию ударной волны, которая нагревает, сжимает и ионизует окружающий газ. Стадия свободного разлета (оболочка движется с постоянной скоростью) длится несколько сотен лет, пока масса выброшенного вещества не сравняется с массой нагребенного. В этот момент возникает обратная ударная волна, движущаяся внутрь выброшенного вещества. Следующая стадия – адиабатическое расширение – продолжается, пока радиационные потери энергии не начнут влиять на динамику оболочки. В течение этой стадии движение оболочки довольно точно описывается автомодельным решением Седова-Тейлора. В течение первых двух стадий рентгеновское излучение идет от плазмы, нагретой ударными волнами. Спектр рентгеновского излучения состоит из эмиссионных линий, наложенных на континуум тормозного излучения электронов. Сначала в спектре преобладают линии излучения выброшенного вещества, что позволяет судить о свойствах звезды-предшественницы сверхновой. Затем доля нагребенного вещества возрастает, и линии начинают отражать состав межзвездной среды. На фронте передней ударной волны происходит ускорение релятивистских элек-

тронов и усиление магнитного поля, вследствие чего возникает нетепловое рентгеновское излучение. Нетепловое излучение также может идти от пульсарных туманностей. Очень мягкое рентгеновское излучение ОСН обычно не наблюдается, так как оно поглощается межзвездной средой. Когда температура оболочки становится $< 10^6$ К, плазма начинает интенсивно высвечивать тепловую энергию. Оболочка становится тонкой, плотной и холодной. Газ внутри оболочки сильно разрежен, поэтому он практически не остывает и дополнительно поддерживает расширение оболочки на поздних стадиях. Примерно через 10^5 лет ОСН сливается с межзвездной средой.

1.2 Рентгеновские телескопы

1.2.1 Обсерватория *Chandra*

Chandra – космическая обсерватория, запущенная NASA 23 июля 1999 г. Орбита обсерватории имеет апогей в 139 тыс. км и перигей в 10 тыс. км. Период обращения составляет примерно 64 ч. 85% этого времени *Chandra* проводит выше радиационных поясов Земли. Таким образом, возможно проведение непрерывных сеансов наблюдений продолжительностью до 55 часов. На борту обсерватории имеется четыре пары концентрических зеркал типа Уолтера (High Resolution Mirror Assembly, HRMA) и следующая научная аппаратура:

- Спектрометры ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) предназначены для построения изображений объектов с высоким пространственным разрешением с одновременным определением энергии каждого фотона. ACIS имеет два массива ПЗС камер. Первый, ACIS-I, состоит из четырех ПЗС-матриц, а второй, ACIS-S, – из шести ПЗС-матриц. Чип S3 может использоваться для осевого наблюдения и имеет наилучшее спектральное разрешение. Чувствительность детекторов ACIS составляет 4×10^{-15} эрг с^{-1} см^{-2} (при экспозиции 10 кс и диапазоне энергий 0.4–6.0 кэВ).
- Камеры высокого разрешения (High resolution camera, HRC) имеют широкое поле зрения и высокое угловое и временное разрешения.
- Две дифракционные решетки – одна для низких энергий (Low Energy Transmission Grating, LETG), другая для высоких энергий (High Energy Transmission Grating, HETG) – применяются для решения задач спектроскопии высокого разрешения. LETG обычно используется совместно с детектором HRC-S, а HETG – с ACIS-S. Диапазоны энергий для LETG и HETG 0.07–0.2 кэВ и 0.4–10 кэВ, соответственно. Разрешающая способность LETG $E/\Delta E > 1000$, для HETG ~ 800 на 1.5 кэВ и ~ 200 на 6 кэВ.

Таблица 1.1. Характеристики инструментов обсерватории *Chandra*.

Детектор	Поле зрения	Угловое разрешение	Временное разрешение	Спектральное разрешение	Диапазон энергий
ACIS-S	8'3×50'6	$\lesssim 1''$	2.8 мс–3.2 с	95 эВ на 1.5 кэВ	0.2–10 кэВ
ACIS-I	16'9×16'9	$\lesssim 1''$	2.8 мс–3.2 с	130 эВ на 1.5 кэВ	0.2–10 кэВ
HRC-S	6'×99'	$\sim 0'.4$	16 μ с	1 кэВ на 1 кэВ	0.08–10.0 кэВ
HRC-I	30'×30'	$\sim 0'.4$	16 μ с	1 кэВ на 1 кэВ	0.08–10.0 кэВ

Параметры детекторов приведены в Таблице 1.1.

В работе архивные данные, полученные инструментами ACIS-S и ACIS-I без применения дифракционных решеток, использовались для анализа пульсаров J1741–2054 и J0633+0632, а также туманности пульсарного ветра DA 495 и ее центрального объекта.

1.2.2 Обсерватория *XMM-Newton*

XMM-Newton – космическая обсерватория, созданная Европейским Космическим Агентством совместно с NASA и запущенная на орбиту 10 декабря 1999 г. Апогей орбиты равен 114 тыс. км, перигей – 7 тыс. км. Период обращения составляет 48 часов, при этом 8 часов *XMM-Newton* находится в зоне радиационных поясов. На борту обсерватории имеются три рентгеновских телескопа косоугольного падения типа Уолтера, состоящих из 58 концентрических зеркал, оптический/ультрафиолетовый телескоп, а также три типа детекторов¹:

- три рентгеновские ПЗС-камеры (European Photon Imaging Camera, EPIC): два детектора MOS (Metal Oxide Semi-conductor) и один pn;
- два рентгеновских спектрометра высокого разрешения (Reflection Grating Spectrometer, RGS);
- оптический/УФ монитор (Optical/UV Monitor, OM).

Параметры детекторов представлены в Таблице 1.2. В двух телескопах часть излучения также проходит через спектрометры RGS, поэтому детекторы MOS регистрируют только $\approx 44\%$ потока. Характерная чувствительность (при экспозиции 10 кс) составляет 10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ и падает с удалением от центра поля зрения.

¹<http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/technical-details>

Таблица 1.2. Характеристики инструментов обсерватории *XMM-Newton*.

Детектор	Поле зрения	Угловое разрешение	Временное разрешение	Спектральное разрешение	Диапазон энергий
EPIC-MOS	30'×30'	~6''	1.75 мс–2.6 с	20–50	0.15–12 кэВ
EPIC-rp	30'×30'	~6''	7 μ с–0.2 с	20–50	0.15–15 кэВ
RGS1/RGS2	5'×5'	~6''	4.8/9.6 с	200–800	0.33–2.5 кэВ
OM	17'×17'	~1''	0.5 с	180	180–600 нм

Детекторы MOS и rp имеют несколько режимов функционирования, различающихся полями зрения, временным разрешением, максимальными допустимыми потоками источников и мертвым временем.

В работе данные, полученные *XMM-Newton*, использовались для анализа туманности пульсарного ветра DA 495 и остатка сверхновой G350.0–2.0.

1.3 Редукция данных

Для обработки данных обсерватории *Chandra* использовался пакет программ CIAO (*Chandra Interactive Analysis of Observations*)², для обработки данных *XMM-Newton* – пакеты программ SAS (*Science Analysis System*)³ и HEASoft (*High Energy Astrophysics Software*)⁴.

Первичная редукция рентгеновских данных включает в себя несколько обязательных этапов:

Создание откалиброванных файлов. Для правильной обработки данных обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton* необходима вспомогательная информация (например, о положении спутника по отношению к Земле и Солнцу, температуре детекторов и т. д.), которая содержится в калибровочных файлах. Необходимо получить откалиброванные файлы событий. Для данных обсерватории *Chandra* это делается с помощью команды `chandra_repro`, которая создает новый файл, содержащий информацию о плохих пикселях, и новый файл событий. В случае *XMM-Newton* применяются подпрограммы `emchain` или `emproc` и `erchain` или `erproc` для данных, полученных детекторами MOS и rp, соответственно.

Удаление времен всплесков. Обсерватории *Chandra* и *XMM-Newton* регистрируют рез-

²<http://cxc.harvard.edu/ciao/>

³<http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas>

⁴<http://heasarc.nasa.gov/lheasoft/>

кий рост фона в периоды солнечных вспышек различной интенсивности. Также повышение фона может быть результатом взаимодействия частиц в магнитосфере Земли с телескопами и детекторами. В случае *XMM-Newton* большое влияние оказывают протоны с энергиями от сотен кэВ до нескольких МэВ. Времена с повышенным фоном необходимо исключать из наблюдательных данных. Для данных обсерватории *Chandra* применяется следующая процедура. Сначала из файла событий удаляются точечные и диффузные источники излучения, затем строится кривая блеска со всего чипа. После этого с помощью подпрограммы `lc_clean` исключаются времена, где скорость отсчетов существенно превышает средний уровень. Для *XMM-Newton*: извлекается кривая блеска в диапазоне высоких энергий (> 10 кэВ). Затем определяются области, где кривая блеска стабильна, и задается некоторое значение скорости отсчета. Участки кривой блеска, для которых скорость отсчетов больше этого значения, исключаются. Таким образом создается список интервалов времени, в пределах которых данные пригодны для анализа.

Фильтрация данных. Для данных *XMM-Newton* необходимо произвести дополнительную фильтрацию. Для MOS и pn стандартные критерии отбора событий – $(\text{PATTERN} \leq 12) \&\&\#XMMEA_EM$ и $(\text{PATTERN} \leq 4) \&\&\#XMMEA_EP$, соответственно. Параметр $\text{PATTERN}==0$ соответствует однопиксельным событиям, $1 \leq \text{PATTERN} \leq 4$ – двухпиксельным, $5 \leq \text{PATTERN} \leq 12$ – трех- и четырехпиксельным. Параметры $\#XMMEA_EM$ и $\#XMMEA_EP$ означают стандартное флагирование: например, удаляются горячие пиксели, а также события за пределами поля зрения инструмента. Параметр $\#XMMEA_EP$ часто заменяют на $\text{FLAG}==0$, что обеспечивает более жесткую фильтрацию данных (удаляются события вблизи плохих или «подозрительных» пикселей).

После выполнения первичной редукции файлы событий можно использовать для построения изображений, извлечения спектров и кривых блеска. Для проведения спектрального анализа необходимо создать файлы, которые содержат информацию об отклике детектора, – Redistribution Matrix File (RMF) и Ancillary Response File (ARF). Первый из них является матрицей перехода между инструментальной энергией, которая определяется по амплитуде сигнала, регистрируемого детектором, и энергией фотона. Перераспределение заряда в поверхностном слое ПЗС-матрицы приводит к тому, что эта матрица становится недиагональной. ARF содержит информацию об эффективной площади (для данного инструмента и области, выбранной для извлечения спектра) как функции энергии. Вместе эти файлы составляют матрицу отклика детектора, которая затем при аппроксимации данных сворачивается с предполагаемой моделью излучения источника.

Глава 2

Анализ рентгеновского излучения гамма-пульсара J1741–2054

2.1 Введение

Гамма-пульсар среднего возраста J1741–2054 (далее J1741) имеет период $P = 413$ мс, характеристический возраст $\tau_c = 391$ тыс. лет и величину магнитного поля $B = 2.7 \times 10^{12}$ Гс, темп потери вращательной энергии $\dot{E} = 9.5 \times 10^{33}$ эрг с^{-1} [5]. Пульсар был открыт космической гамма-обсерваторией *Fermi* [6]. Расстояние до пульсара, вычисленное по мере дисперсии $DM = 4.7$ пк см^{-3} [7] с использованием модели распределения свободных электронов в Галактике, предложенной Кордесом и Лазио [8], составляет 380 пк. Также была обнаружена туманность типа головной ударной волны, излучающая в линии $\text{H}\alpha$ [9]. В рентгеновском диапазоне обсерваторией *Chandra* наблюдаются точечный объект, отождествленный с пульсаром, а также компактная туманность пульсарного ветра и длинный кометообразный «хвост», протянувшиеся на $7''$ и $2'$ от пульсара, соответственно [9].

В работе [9] было указано на существование мягкой тепловой компоненты в спектре пульсара. Однако результаты анализа теплового излучения не были опубликованы, за исключением тезисов [10].

В данной главе представлены результаты анализа рентгеновского спектра J1741. Наблюдения и обработка данных описываются в Разд. 2.2. Результаты обсуждаются в Разд. 2.3.

2.2 Наблюдения и анализ рентгеновских данных

J1741 наблюдался на инструменте *Chandra*/ACIS в 2010 и 2013 гг. в рамках большой программы, целью которой было исследование пространственной и временной переменности

туманностей пульсарного ветра¹. Мы проанализировали все семь сетов данных с суммарным временем экспозиции около 330 кс (см. Таблицу 2.1). Для анализа использовался пакет программ CIAO v.4.6.

Таблица 2.1. Наблюдения пульсара J1741 на инструменте *Chandra*/ACIS-S3.

ID	Время экспозиции, кс	Дата
11251	48.78	2010-05-21
14695	57.15	2013-02-06
14696	54.3	2013-02-19
15542	28.29	2013-04-01
15543	57.22	2013-05-17
15544	55.73	2013-07-12
15638	29.36	2013-04-02

Изображение пульсара и его окрестностей в диапазоне энергий 0.7–8 кэВ, полученное комбинированием всех сетов данных, представлено на Рис. 2.1 слева. Компактная туманность пульсарного ветра и протяженный «хвост» отчетливо видны. Основываясь на анализе сета 11251, Романи и др. [9] сообщили о возможном детектировании в пределах 2'' от положения пульсара торообразной структуры туманности пульсарного ветра, содержащей около 11% от полного числа отсчетов в этой области. Данное заключение было сделано исходя из того, что после вычитания из изображения функции отклика детектора на точечный источник (Point Spread Function, PSF), сгенерированной с помощью пакета MARX, осталась структура размером 2''5×0''75. Однако хорошо известно, что PSF инструментов обсерватории *Chandra* плохо описывает ядро точечного источника, и в невязке остаются анизотропные структуры². Сотрудники обсерватории *Chandra* советуют с осторожностью анализировать структуры таких малых размеров как предполагаемый тор³.

С помощью инструментов ChaRT [11] и MARX для всех сетов данных мы сгенерировали изображения PSF, которые затем вычитались из изображения источника. Эта процедура была выполнена следующим образом⁴. Изображения источника аппроксимировались моделью, состоящей из симметричной двумерной гауссианы, которая моделировала размытие источника вследствие наличия ошибки наведения телескопа [12], и константы, моделирующей фон. Модель сворачивалась с PSF. Картина невязки оказалась схожа с той,

¹«A Legacy Study of the Relativistic Shocks of PWNe», PN 14500153; PI: Roger Romani.

²http://cxc.harvard.edu/cal/Hrc/PSF/acis_psf_2010oct.html

³http://cxc.harvard.edu/ciao/caveats/psf_artifact.html#advice

⁴Подробнее см. <http://cxc.harvard.edu/sherpa/threads/2dpsf/>

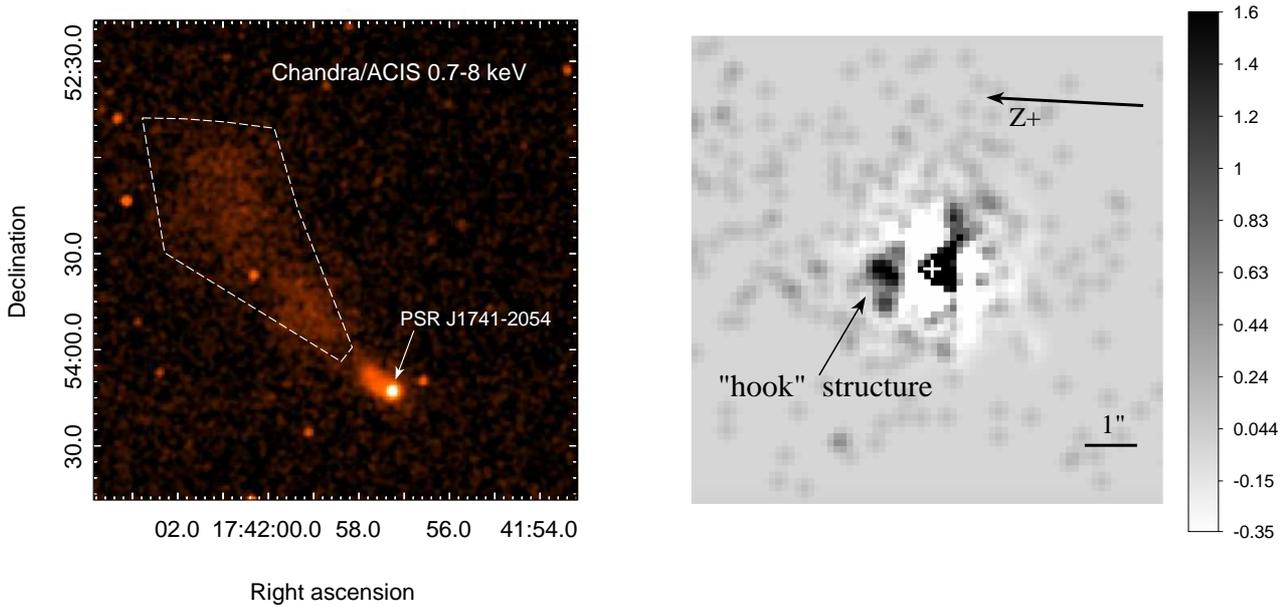


Рис. 2.1. Слева: $2'5 \times 2'5$ фрагмент поля пульсара в диапазоне 0.7–8 кэВ, полученный комбинированием всех сетов данных обсерватории *Chandra*. Изображение было сглажено Гауссовой функцией с ядром в три пикселя. Используется логарифмический масштаб яркости. «Хвост» обведен многоугольником. Справа: Результат вычитания PSF для сета 11251. Положение пульсара отмечено крестом. Показаны направление $Z+$ оси детектора и крючкообразная структура.

которая получалась у сотрудников обсерватории *Chandra* для ряда точечных источников. Пример такой картины для сета 11251 представлен на Рис. 2.1 справа. Никакой торообразной структуры в пределах $2''$ от центра обнаружено не было. Наиболее заметная структура содержит около 3% отсчетов от источника и согласуется с крючкообразной структурой («hook»), описанной сотрудниками обсерватории *Chandra*. Появление этого «крючка» может быть связано с неидеальным моделированием оптической системы. Вероятно, «крючок» и другие анизотропные структуры и были приняты Романи и др. за торообразную структуру. В любом случае ее детектирование – это, скорее всего, результат неправильной интерпретации систематических эффектов, связанных с вычитанием PSF.

Чтобы выбрать апертуру для извлечения спектра пульсара, мы построили профили яркости источника и PSF. Для этого использовались система концентрических колец с центром, совпадающим с положением пульсара, радиусами от $0''$ до $10''$ и шагом $0'29$. Профили, полученные для всех сетов данных, затем были просуммированы. Результаты представлены на Рис. 2.2. Отсчеты от пульсара преобладают в пределах $2''$ от центра. Таким образом, чтобы избежать вклада в поток от туманности, для извлечения спектра J1741 использовалась апертура $1'5$, содержащая $\gtrsim 95\%$ отсчетов источника. Спектры бы-

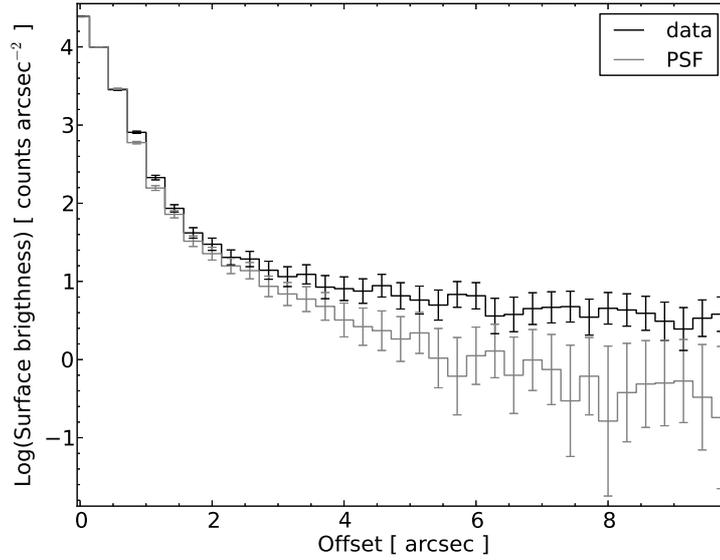


Рис. 2.2. Сравнение наблюдаемого профиля яркости с функцией отклика детектора на точечный источник (PSF).

ли получены с помощью команды `specextract` пакета `CIAO` и сгруппированы так, чтобы приходилось не менее 25 отсчетов на один спектральный бин. Для извлечения спектра фонового излучения была взята область, свободная от источников.

С помощью стандартных инструментов пакета `XSPEC v.12.8.1` спектры были аппроксимированы совместно в диапазоне 0.3–10 кэВ. Используемая модель представляла собой сумму двух компонент: степенной закон (power law, PL), описывающий магнитосферное излучение, плюс тепловая компонента, описывающая излучение с поверхности НЗ. В качестве тепловой компоненты рассматривались модели атмосфер НЗ NSA [13] и NSMAX [14], а также модель чернотельного излучения (black body, BB).

Модели водородных атмосфер были отвергнуты вследствие высокого значения критерия χ^2 , отнесенного к числу степеней свободы ν (degrees of freedom, d.o.f.): $\chi^2_\nu = 1.41$ (d.o.f. = 557) для моделей NSA+PL и NSMAX+PL. Качество аппроксимации моделями BB, PL и BB+BB оказалось еще хуже: $\chi^2_\nu = 8.09$ (d.o.f. = 559), $\chi^2_\nu = 1.91$ (d.o.f. = 559) и $\chi^2_\nu = 1.73$ (d.o.f. = 557), соответственно. Напротив, модель BB+PL оказалась статистически приемлемой: $\chi^2_\nu = 1.06$ (d.o.f. = 557). Ее сравнение с наблюдательными данными приведено на Рис. 5.3, а параметры аппроксимации – в Таблице 2.2.

Спектр «хвоста» извлекался из многоугольника, показанного на Рис. 2.1 слева. Аппроксимация спектра степенным законом с учетом поглощения дала следующие параметры: колонковая плотность поглощающего водорода $N_H = (1.6 \pm 0.5) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ и фотонный индекс $\Gamma = 1.78 \pm 0.15$. Данные параметры согласуются с результатами работы [9]

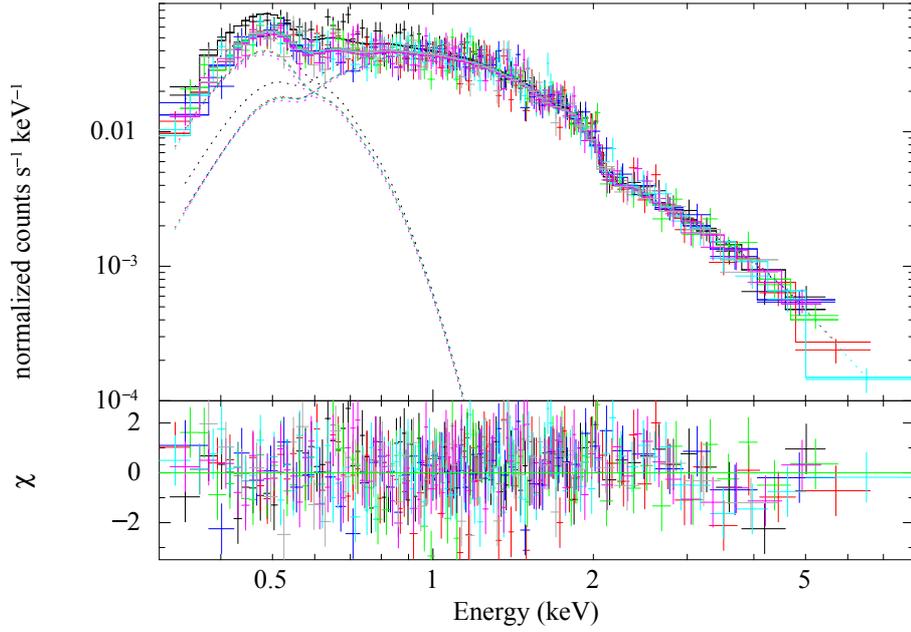


Рис. 2.3. Спектр J1741 и модель BB+PL, показанная сплошными линиями. Компоненты модели показаны пунктирными линиями. Невязка приведена внизу.

Таблица 2.2. Параметры наилучшей аппроксимации спектра J1741 моделью BB+PL. Ошибки соответствуют 90%-ному доверительному интервалу. $D_{\text{крс}}$ – расстояние в килопарсеках.

Колонковая плотность N_{H}	$1.38_{-0.19}^{+0.19} \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$
Фотонный индекс Γ	$2.66_{-0.06}^{+0.06}$
Нормировочная константа для PL	$1.2_{-0.06}^{+0.06} \times 10^{-4} \text{ фотонов кэВ}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Радиус излучающей области R	$17_{-3}^{+3.5} D_{\text{крс}} \text{ км}$
Температура T	60_{-2}^{+2} эВ
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	1.06/557

и значением N_{H} , полученным при аппроксимации спектра пульсара. Верхний предел на значение N_{H} , полученный на основе спектроскопии туманности в линии $\text{H}\alpha$, составляет $N_{\text{H}} < 2.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ [9]. Согласовать высокое значение N_{H} с низким значением плотности электронов $N_e \approx 1.4 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$, соответствующим мере дисперсии, можно, если

предположить низкую степень ионизации на луче зрения в направлении на пульсар [9].

2.3 Обсуждение

2.3.1 Расстояние до пульсара

Если пульсар находится на расстоянии, соответствующем мере дисперсии, то размер излучающей области слишком велик для полярных шапок, размер которых должен составлять ≈ 200 м для пульсара с периодом 400 мс [15].

Рассмотрим ситуацию, когда излучение идет со всей поверхности звезды. Видимый радиус НЗ с параметрами $M = 1.4M_{\odot}$ и $R = 10$ км составляет 13 км. На Рис. 2.4 приведены доверительные интервалы в координатах $N_{\text{H}}-D$ и $T-D$, где D – расстояние до пульсара, для модели BB+PL. Из рисунка видно, что пульсар должен находиться на расстоянии $(0.8 \pm 0.2)R_{13\text{km}}$ кпк ($R_{13\text{km}}$ – радиус НЗ в единицах 13 км), что в два раза больше расстояния, вычисленного по мере дисперсии.

Можно сделать независимую оценку расстояния до пульсара. Согласно исследованиям областей нейтрального водорода [16], полная колонковая плотность Галактики в направлении на пульсар составляет $N_{\text{H}}^{\text{tot}} = 3 \times 10^{21}$ см $^{-2}$. Толщина диска в этом направлении составляет ≈ 1.4 кпк. Значение N_{H} , полученное при аппроксимации, примерно в два раза меньше $N_{\text{H}}^{\text{tot}}$. Если предположить, что колонковая плотность растет пропорционально расстоянию, то расстояние до пульсара должно составлять ≈ 0.7 кпк. Похожее значение получается при использовании эмпирического соотношения между экстинкцией A_V и расстоянием [17], где значение $A_V \approx 0.76$ можно вычислить с помощью соотношения A_V-N_{H} , взятого, например, из работы [18]. Если использовать другое соотношение A_V –расстояние [19], то получится значение 0.9 кпк. Также расстояние можно оценить, применяя эмпирическое соотношение между расстоянием до пульсара и потоком излучения при энергиях > 100 ГэВ [20]. Вычисленное таким образом расстояние составляет 450 пк, однако определяется оно с точностью до множителя 2–3, то есть согласуется со всеми вышеизложенными результатами.

Увеличение расстояния означает увеличение эффективности трансформации энергии вращения пульсара в светимости в рентгеновском и гамма-диапазонах – $\eta_X = L_X/\dot{E}$ и $\eta_{\gamma} = L_{\gamma}/\dot{E}$. Эффективность η_X , полученная по результатам аппроксимации для диапазона энергий 2–10 кэВ, составляет $9.7 \times 10^{-5}D_{0.8\text{kpc}}^2$, а $\eta_{\gamma} = 0.97D_{0.8\text{kpc}}^2$ [5]. Высокое значение η_{γ} не является чем-то необычным. Существуют гамма-пульсары, например, Геминга, с эффективностями ≥ 1 [5].

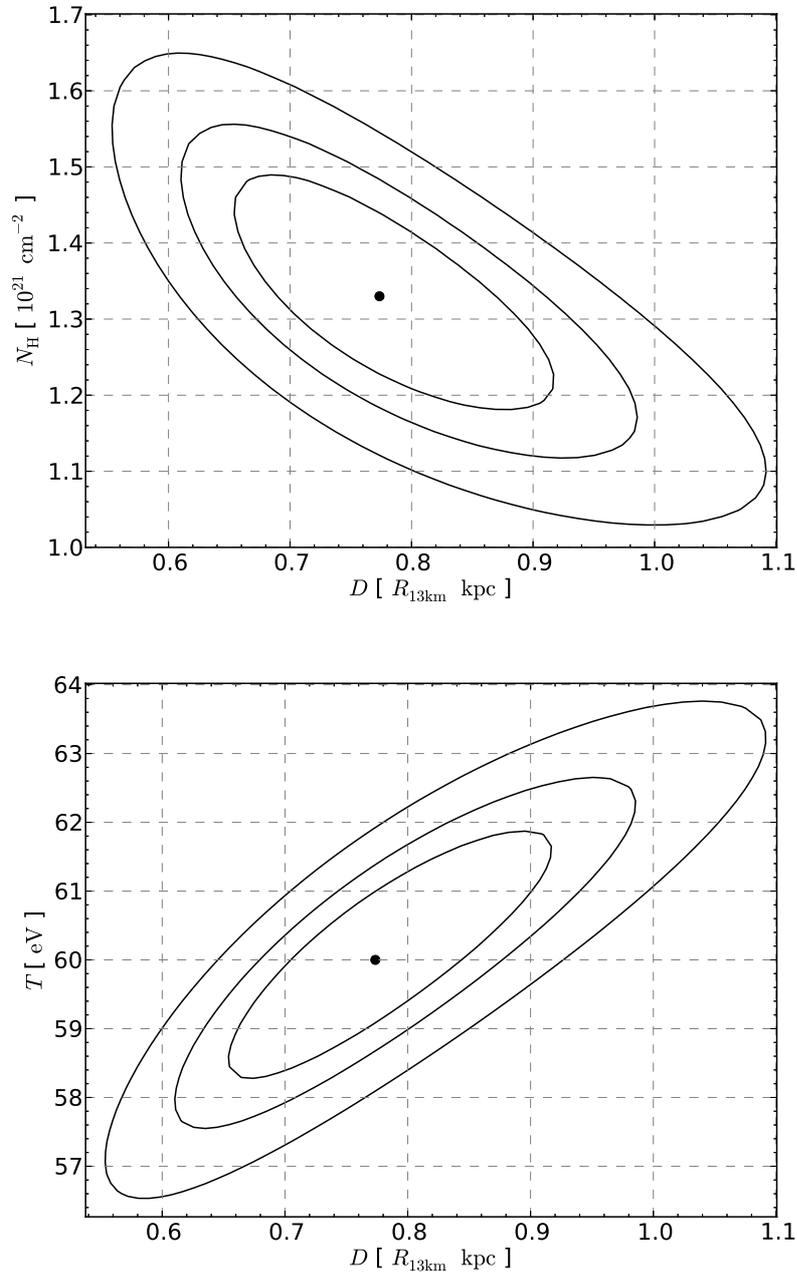


Рис. 2.4. 68%, 90% и 99% доверительные контуры колонковой плотности и расстояния (*вверху*) и температуры и расстояния (*внизу*) для модели ВВ+PL. Точкой показаны параметры наилучшей аппроксимации (Таблица 2.2).

Таблица 2.3. Параметры J1741 и «Трех мушкетеров». T_{surf} – температура поверхности НЗ. T_{spot} и R_{spot} – температура и радиус горячего пятна, соответственно. Γ_γ и Γ_X – фотонные индексы в гамма- и рентгеновском диапазоне, соответственно. Эффективности трансформации энергии вращения пульсара в светимость в случае J1741 приведены для расстояния, измеренного по мере дисперсии (380 пк).

Параметры	J1741–2054	B1055–52	Геминга	B0656+14
P , мс	413	197	237	387
τ_c , тыс. лет	390	540	340	110
B , 10^{12} Гс	2.7	2.2	3.3	4.6
\dot{E} , 10^{34} эрг s^{-1}	0.95	3.00	3.26	3.98
T_{surf} , эВ	60	70	42	50
T_{spot} , эВ	–	190	140	100
R_{spot} , км	–	0.3	0.1	2.4
D , пк	380	730	250	280
η_γ	0.22	0.83	0.97	0.062
Γ_γ	1.1	1.0	1.2	1.7
η_X , 10^{-5}	2.18	1.02	0.69	5.24
Γ_X	2.65	1.7	1.7	2.1

2.3.2 Сравнение J1741 с «Тремя мушкетерами»

Сравним J1741 с «Тремя мушкетерами» – Гемингой, PSR B0656+14 и PSR B1055–52, хорошо изученными пульсарами среднего возраста, у которых наблюдается тепловое излучение [21]. Параметры источников приведены в Таблице 2.3. Как и в случае «Трех мушкетеров», в рентгеновском диапазоне спектр J1741 имеет мягкую тепловую компоненту, которая хорошо описывается моделью чернотельного излучения, тогда как модели водородных атмосфер оказываются неприемлемыми. Однако в отличие от «Трех мушкетеров» спектр J1741 не содержит дополнительной горячей чернотельной компоненты. Также фотонный индекс J1741 ($\Gamma \sim 2.7$) больше, чем у «Трех мушкетеров» ($\Gamma \lesssim 2$). Этим можно объяснить отсутствие второй чернотельной компоненты, моделирующей излучение от горячего пятна на поверхности НЗ, – возможно, она просто «спрятана» под сильной нетепловой компонентой.

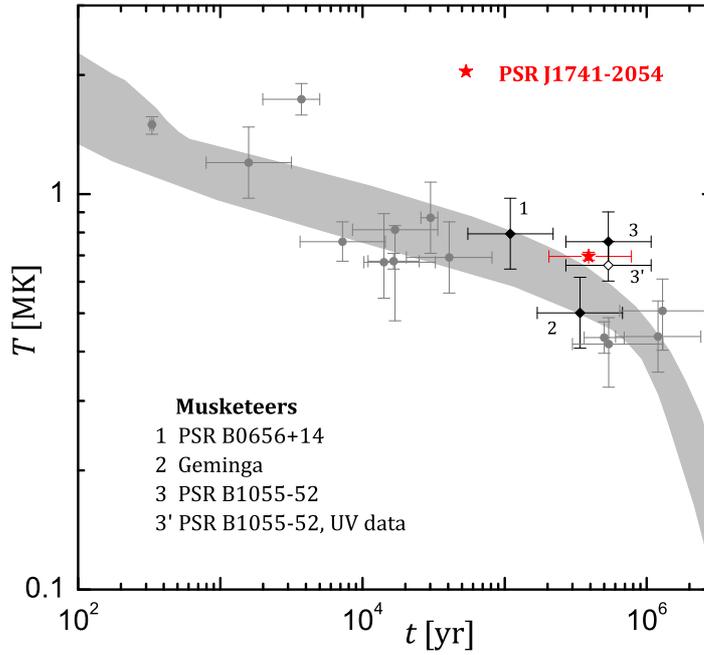


Рис. 2.5. Сравнение наблюдений НЗ с предсказаниями стандартного сценария остывания (серая область). Пульсар J1741–2054 отмечен красной звездочкой, ошибки возраста для него искусственно увеличены в два раза. Черные ромбики соответствуют «Трем мушкетерам». Ошибки температуры и возраста для этих НЗ показаны согласно работам [25, 26]. Незакрашенным ромбиком показаны результаты анализа пульсара B1055–52 в ультрафиолетовом диапазоне.

2.3.3 J1741 и теории остывания НЗ

Интересно сравнить тепловые свойства J1741 с другими изолированными НЗ. На Рис. 2.5 изображена кривая стандартного остывания (серая область; см., например, [22]) и результаты наблюдений НЗ (см. [23] и приведенные там ссылки). На Рис. 2.5 также приведен результат анализа пульсара J0357+0325 [24]. С точки зрения теории остывания НЗ, J1741 больше всего похож на B1055–52. Как и последний, он располагается на изгибе кривой остывания, что соответствует переходу от стадии нейтринного механизма охлаждения к фотонному [22]. Температура J1741 несколько больше, чем предсказывает стандартный сценарий остывания, но не настолько, насколько температура B1055–52.

В стандартной теории остывания НЗ охлаждается за счет испускания нейтрино, которые образуются в ходе модифицированных урка-процессов. Этот сценарий практически не зависит от уравнения состояния вещества в недрах НЗ. Если J1741 действительно имеет возраст 390 тыс. лет и температуру 7×10^5 K, то нейтринное излучение в его недрах примерно в четыре раза слабее, чем должно быть согласно стандартному сценарию. Подавление нейтринного излучения может быть реализовано в рамках минимальной теории [27, 28], которая учитывает эффекты сверхтекучести. В этой модели урка-процессы подавлены сильной сверхтекучестью протонов. Однако минимальная теория также пред-

полагает наличие сверхтекучести нейтронов, которая ускоряет остывание по сравнению со стандартным уровнем. Этим ускорением можно объяснить самые низкие температуры источников, приведенных на Рис. 2.5, но нельзя объяснить горячие источники, если использовать обычные модели сверхтекучести нейтронов [27, 29]. НЗ, находящиеся на изгибе кривой остывания, можно рассматривать в рамках минимальной теории, если «сдвинуть» нейтронную сверхтекучесть в область более высоких плотностей, то есть так, чтобы она не имела места в маломассивных звездах [28]. Это предположение позволяет объяснить все имеющиеся данные по остыванию изолированных НЗ, включая НЗ в остатке сверхновой Кассиопея А, остывание которой наблюдается в режиме реального времени [23]. В такой модели J1741 и B1055–52 должны иметь малую массу, тогда как холодные НЗ должны быть более массивными.

Существует также вероятность, что по результатам дальнейших исследований J1741 окажется холоднее и/или моложе, и тогда его параметры будут согласовываться со стандартной теорией. Действительно, характеристический возраст пульсара может отличаться от реального в несколько раз (см., например, [30, 31]). Исключать возможность более низкой температуры поверхности также нельзя. Например, при экстраполяции теплового рентгеновского спектра B1055–52 в ультрафиолетовую (УФ) область наблюдается его сильное расхождение с УФ данными. В работе [32] было сделано предположение, что рентгеновское излучение идет от некоторой горячей области на поверхности НЗ, а остальная часть поверхности холоднее и невидима в рентгеновском диапазоне, но проявляет себя в УФ лучах. Возможно, что такая ситуация имеет место и в случае J1741. Для Геминги и B0656+14 экстраполированный рентгеновский спектр согласуется с УФ данными, тогда как для RX J1856.5–3754 и других НЗ из «Великолепной семерки» ситуация такая же, как и для B1055–52 [33]. Таким образом, УФ наблюдения J1741 помогли бы уточнить его температуру.

2.4 Заключение к главе

Рентгеновский спектр пульсара J1741–2054 может быть описан двухкомпонентной моделью, состоящей из степенного закона и модели чернотельного излучения с температурой около 60 эВ и радиусом излучающей области $\approx 17D_{\text{кpc}}$ км и не может быть описан моделью атмосферы НЗ. Если тепловое излучение идет со всей поверхности звезды, то расстояние до пульсара составляет примерно 0.8 кпк. Температура поверхности и характеристический возраст J1741 близки к параметрам пульсара среднего возраста B1055–52. Как и последний, J1741 горячее, чем предсказывает стандартный сценарий, и его дальнейшее исследование было бы полезно для уточнения существующих теорий остывания НЗ.

Глава 3

Анализ рентгеновского излучения гамма-пульсара J0633+0632

3.1 Введение

Обычно рентгеновские спектры изолированных НЗ представляют собой непрерывные спектры без особенностей и состоят из нетепловой и/или тепловой компонент. В нескольких случаях, однако, были обнаружены линии поглощения. Понимание происхождения этих линий имеет большое значение для различных аспектов физики НЗ. Например, они могут возникать вследствие атомных переходов в атмосферах НЗ (см., например, [34]). В этом случае возможно измерить гравитационное красное смещение и, следовательно, отношение массы НЗ к ее радиусу. Это важно для независимой проверки уравнений состояния вещества в недрах НЗ. Линии поглощения могут быть также интерпретированы как линии циклотронного поглощения, обусловленного протонами или электронами. Электронные циклотронные линии в спектрах НЗ были предсказаны Гнединым и Сюняевым [35], а затем открыты Трюмпер и др. [36] в спектре рентгеновского пульсара Геркулес X–1. С тех пор такие линии были детектированы у многих аккрецирующих рентгеновских пульсаров [37], что позволило напрямую измерить магнитные поля НЗ.

Что касается изолированных НЗ, то до недавнего времени линии поглощения наблюдались лишь в спектрах нескольких атипичных, радиотихих источников, имеющих чисто тепловое излучение: двух центральных компактных объектов со слабыми магнитными полями – 1E 1207–5209 [38] и PSR J0821–4300 [39], пяти объектов из «Великолепной семерки» (см., например, [40] и приведенные там ссылки) и одного мягкого гамма-репитера SGR 0418+5729 [41]. Единственное исключение составляет обычный радиопульсар среднего возраста J1740+1000 [42].

С тех пор, как начала свою работу орбитальная гамма-обсерватория *Fermi*, было от-

крыто несколько десятков новых пульсаров [5]. Существенная часть из них не видна в радиодиапазоне, но наблюдается в рентгеновском. Радиотихий пульсар J0633+0632 (далее J0633) был открыт в ходе «слепого» поиска пульсаций в данных *Fermi*/LAT [6]. Среди гамма-пульсаров J0633 является одним из самых ярких в рентгеновском диапазоне, его поток $F_X \sim 10^{-13}$ эрг см⁻² с⁻¹ [43]. J0633 имеет следующие параметры: период пульсаций $P = 297.4$ мс, характеристический возраст $\tau = 59.2$ тыс. лет, темп потери вращательной энергии $\dot{E} = 1.2 \times 10^{35}$ эрг с⁻¹, а магнитное поле $B = 4.9 \times 10^{12}$ Гс [5]. Расстояние $D \sim 1$ кпк до объекта было оценено с использованием эмпирического соотношения между темпом потери вращательной энергии и светимостью в гамма-диапазоне [20]. Кроме того, J0633 питает протяженную пульсарную туманность, наблюдающуюся в рентгеновском диапазоне. Анализируя данные обсерватории *Chandra* с временем экспозиции 20 кс, Рэй и др. [43] обнаружили, что спектр J0633 содержит тепловую и нетепловую степенную компоненты.

В ходе повторного анализа данных обсерватории *Chandra* мы обнаружили, что имеется намек на существование линии поглощения в спектре J0633. Доказательство наличия линии представлено в Разд. 3.3, а ее возможная природа обсуждается в Разд. 3.5.1. В Разд. 3.4 представлен анализ рентгеновского спектра пульсара в предположении существования линии поглощения. Были подтверждены результаты работы [43]. В спектральный анализ также было включено соотношение между колонковой плотностью межзвездного вещества и расстоянием до пульсара. Это позволило определить, что тепловое излучение может идти со всей поверхности НЗ и сравнить полученные температуры с предсказаниями теорий остывания НЗ, что сделано в Разд. 3.5.2. Возможное место рождения пульсара обсуждается в Разд. 3.5.4.

3.2 Анализ рентгеновских данных

Мы проанализировали архивные данные¹ обсерватории *Chandra*. Для анализа данных использовался пакет CIAO v.4.6. Фрагмент поля пульсара показан на Рис. 3.1. Пульсар и протяженная туманность пульсарного ветра отчетливо видны. Мы получили спектры пульсара и туманности с помощью команды `specextract`. Для извлечения спектра фона использовалась область, очерченная сплошным прямоугольником на Рис. 3.1. Спектр пульсарной туманности извлекался из области, показанной на Рис. 3.1 штриховым прямоугольником, при этом области вокруг пульсара и фонового источника «А» были исключены. Число фотонов от туманности и фона в этой области составило 397 и 402, соответственно. Для извлечения спектра пульсара использовалась круговая апертура с радиусом 2''5,

¹PI Roberts, *Chandra*/ACIS-S, время экспозиции 20 кс, OBsID 11123

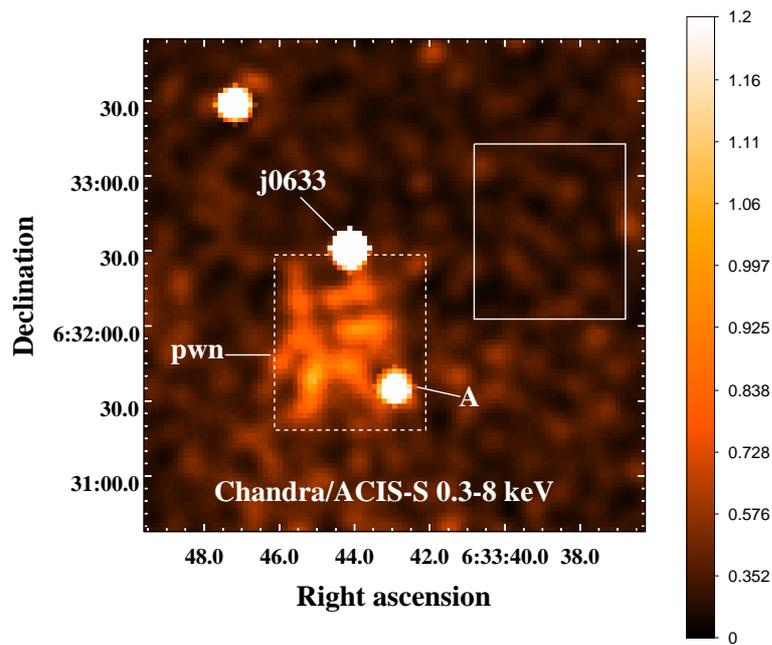


Рис. 3.1. Изображение поля J0633 по данным *Chandra/ACIS-S* в диапазоне 0.3–8 кэВ. Изображение сби-
 нировано по 4 пикселя и сглажено гауссианой с ядром в 4 пикселя. Пульсар и его пульсарная туманность
 подписаны. Штриховой прямоугольник размером $60'' \times 70''$ охватывает область, которая использовалась
 для извлечения спектра пульсарной туманности. Также помечен фоновый источник «А», попавший в эту
 область. Сплошным прямоугольником размером $60'' \times 70''$ показан регион, из которого извлекался спектр
 фона.

которой соответствовало максимальное отношение сигнал/шум. Данная апертура включает в себя 332 отсчета от пульсара ($\gtrsim 98\%$ полного числа отсчетов от пульсара), два отсчета от фона и два отсчета от туманности.

Спектр пульсара был аппроксимирован моделью, состоящей из степенного закона (PL) и тепловой компоненты, с использованием пакета XSPEC v.12.8.2. Учет межзвездного поглощения производился с помощью модели фотоэлектрического поглощения PHABS, сечения фотопоглощения задавались опцией `bsmc` [44], а обилия элементов – опцией `angr` [45]. В качестве тепловой компоненты рассматривались модели чернотельного излучения (BB) и модели атмосфер HZ NSA [13] и NSMAX [14]. Для анализа использовался небинированный спектр и, соответственно, C -статистика [46] вместо обычно используемой статистики χ^2 .

Аппроксимация проводилась с помощью метода Монте-Карло по схеме Марковских цепей. Использовалась схема, разработанная Гудманом и Уиаром [47] и реализованная в виде пакета `emcee` на языке `python` Форманом-Маккеем и др. [48]. Из апостериорного распределения были получены параметры наилучшей аппроксимации, доверительные интервалы² для них и соответствующие значения C -статистики.

Чтобы оценить качество аппроксимации для каждой модели, мы симулировали спектры с параметрами, полученными из соответствующего апостериорного распределения. Аппроксимируя эти спектры, мы получили эталонное распределение C -статистики. Значение C -статистики, полученное для наблюдательных данных, сравнивались с этим распределением. Такой тест показал, что однокомпонентные модели, как чисто степенная, так и чисто тепловая, не подходят для описания спектра пульсара (для 100% симулированных спектров значение статистики меньше наблюдаемого). С другой стороны, все двухкомпонентные модели, упомянутые выше, аппроксимируют данные хорошо, то есть полученное значение C -статистики лежит в пределах одного стандартного отклонения от среднего значения соответствующего эталонного распределения. Аналогичным образом было определено, что степенной закон подходит для описания спектра туманности пульсарного ветра.

3.3 Линия поглощения

Спектр пульсара и модель наилучшей аппроксимации PHABS \times (BB+PL) показаны на Рис. 3.2 вверху. Значение C -статистики (266.9) и невязка также приведены на рисунке.

²Доверительный интервал – это интервал, покрывающий значение параметра с некоторой апостериорной вероятностью. Везде используется интервал между 5%-ным и 95%-ным квантилями, если не оговорено иное.

При аппроксимации использовался небинированный спектр, но на рисунке высокоэнергетическая часть спектра сгруппирована для наглядности³.

Из Рис. 3.2 можно увидеть, что вблизи энергии 0.8 кэВ как минимум в пяти каналах данные отклоняются от модели. Это может указывать на существование линии поглощения. Ее положение отмечено на Рис. 3.2 черной чертой. По этой причине в модель аппроксимации была добавлена абсорбционная гауссовская линия (GABS). Спектр пульсара, новая модель наилучшей аппроксимации и невязка показаны на нижней панели Рис. 3.2. Значение C -статистики составило 254.1. То же самое получалось для всех используемых моделей непрерывного спектра.

Разница значений C -статистики для моделей без линии и с линией $\Delta C = 266.9 - 254.1 = 12.8$. Для оценки улучшения качества аппроксимации был проведен тест отношения правдоподобия. Были симулированы спектры для модели без линии (нулевая модель) с использованием параметров, полученных из соответствующего апостериорного распределения. Затем мы аппроксимировали симулированные спектры нулевой моделью и моделью с линией (пробная модель) и получили соответствующие значения ΔC , то есть статистику отношения правдоподобия. Распределение статистики отношения правдоподобия показано на Рис. 3.3, где величина $\Delta C = 12.8$ отмечена вертикальной штриховой линией. Было симулировано 5000 спектров и только для 9 из них значение ΔC больше, чем 12.8. Таким образом, p -значение, которое представляет собой долю симуляций со статистикой отношения правдоподобия больше, чем наблюдаемая, составило лишь 0.002, что подтверждает наличие линии. Аналогичный анализ для других моделей спектра привел к p -значениям того же порядка величины. Этот метод проверки качества моделирования рекомендован в работе [49], в которой также показано, что такой способ лучше для определения наличия дополнительной компоненты, чем обычно используемый F -тест.

Параметры наилучшей аппроксимации спектральной линии представлены в Таблице 3.1. Используемая для описания линии модель содержит три параметра и задается следующим выражением:

$$\text{GABS}(E) = \exp\left(-\frac{\tau}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}\right), \quad (3.1)$$

где E – энергия фотонов, E_0 – энергия, соответствующая центру линии, σ характеризует значение ширины линии на половине высоты (full width at half maximum, FWHM), $\text{FWHM} \approx 2.35\sigma$, а τ характеризует глубину линии. Оптическая глубина в центре линии равняется

³Каналы до 64-го не сгруппированы, каналы 64–128 и 128–1024 сгруппированы так, чтобы приходилось по 8 и 16 каналов на спектральный бин, соответственно.

$\tau/(\sqrt{2\pi}\sigma)$. Интенсивность линии можно характеризовать эквивалентной шириной (ЭШ):

$$\text{ЭШ} = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - \text{GABS}(E)) dE. \quad (3.2)$$

Главное преимущество эквивалентной ширины заключается в том, что она слабо зависит от формы спектральной линии. Для гауссовой линии в случае оптически тонкой среды ($\tau/\sigma \ll 1$), ЭШ $\approx \tau$.

Таблица 3.1. Параметры наилучшей аппроксимации линии поглощения в случае модели $(\text{BB}+\text{PL}) \times \text{GABS}$. 90%-ный доверительный интервал показан для E_0 , тогда как для τ и σ приведены 99.9%-ные пределы.

E_0 (эВ)	σ (эВ)	τ (эВ)	ЭШ (эВ)
804_{-26}^{+42}	$\lesssim 285$	$\gtrsim 10$	63_{-36}^{+47}

На Рис. 3.4 показаны одно- и двумерные маргинальные апостериорные распределения параметров линии. Видно, что значение E_0 хорошо определяется вблизи энергии 0.8 кэВ. Медианное значение E_0 и ошибки, соответствующие 90%-ному доверительному интервалу показаны в Таблице 3.1. К сожалению, в случае интенсивности и ширины линии ситуация иная: их двумерные апостериорные распределения имеют бимодальный, «червеобразный» вид. Бимодальность видна и в одномерных распределениях этих параметров. «Голова» и «тело» «червя» описывают различные типы линии поглощения. «Тело» соответствует насыщенной линии с шириной меньше, чем спектральное разрешение прибора ACIS-S ($\text{FWHM} \sim 100$ эВ⁴). «Голова» же соответствует более широкой и слабой линии. Исходя из имеющихся данных, невозможно сказать, какой из этих вариантов соответствует действительности. Поэтому в Таблице 3.1 приведены только верхний предел на ширину σ и нижний предел на глубину τ . В то же время, как видно из Рис. 3.4, ЭШ линии хорошо определяется, что можно назвать наиболее значимым аргументом в пользу существования линии.

Изложенные выше результаты практически не зависят от выбора модели непрерывного спектра. Они также остаются качественно теми же, если вместо GABS использовать другую модель для описания линии, например, модель линии циклотронного поглощения (CYCLABS) или модель границы полосы поглощения (EDGE).

⁴См. <http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/chap6.html>

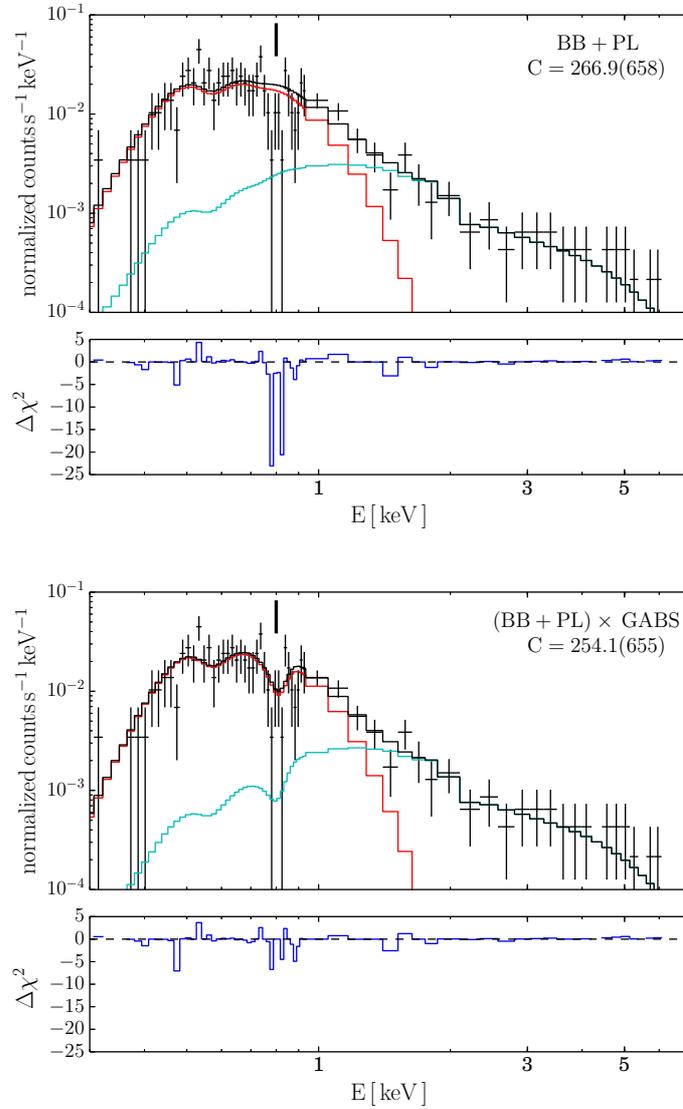


Рис. 3.2. Спектр J0633 и модели наилучшей аппроксимации BB+PL (вверху) (BB+PL)×GABS (внизу). Модели наилучшей аппроксимации показаны черными линиями. Красным и голубым цветами показаны компоненты BB и PL, соответственно. Невязки показаны на нижних панелях. Положение линии отмечено черной чертой.

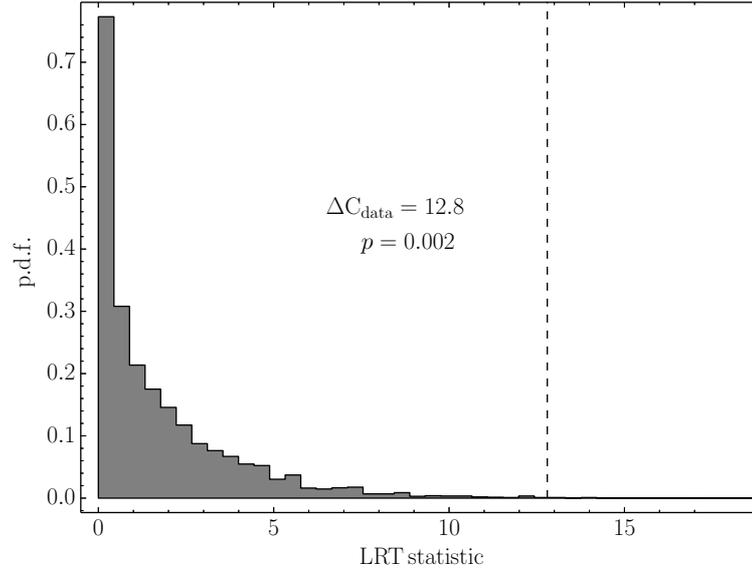


Рис. 3.3. Плотность распределения вероятностей (probability density function, p.d.f.) для статистики теста отношения правдоподобия (которая представляет собой разность значений C -статистики для моделей BB+PL и (BB+PL) \times GABS) для 5000 симулированных сетов данных. Вертикальная штриховая линия показывает наблюдаемую разность $\Delta C_{\text{data}} = 12.8$. Соответствующее p -значение также приведено на рисунке.

Байесовский анализ показывает, что вероятность возникновения линии в результате пуассоновских флуктуаций мала. Тем не менее, она может быть инструментальным артефактом. Чтобы выяснить это, необходимо проанализировать другие объекты в поле зрения детектора ACIS-S. Однако остальные точечные источники гораздо слабее, чем пульсар (от них за время экспозиции зарегистрировано не более, чем несколько десятков отсчетов), поэтому анализ их спектров затруднителен. Был также исследован спектр туманности пульсарного ветра (см. Рис. 3.5). К сожалению, ее спектр сильнее зашумлен в мягких каналах, чем спектр пульсара. Линия здесь не наблюдается, во всяком случае, на первый взгляд. При аппроксимации спектра туманности моделью PL \times GABS с $E_0 \approx 0.8$ кэВ значение ΔC составило лишь ≈ 1.5 . Тестирование моделей привело к p -значению 0.43. Это говорит о том, что нельзя отрицать возможность наличия линии в спектре. Также было проверено, не происходили ли во время проведения наблюдений вспышки, которые могли оказать влияние на спектр. Спектр фона оказался в согласии со спектром спокойного рентгеновского фона, наблюдаемого детектором ACIS [50].

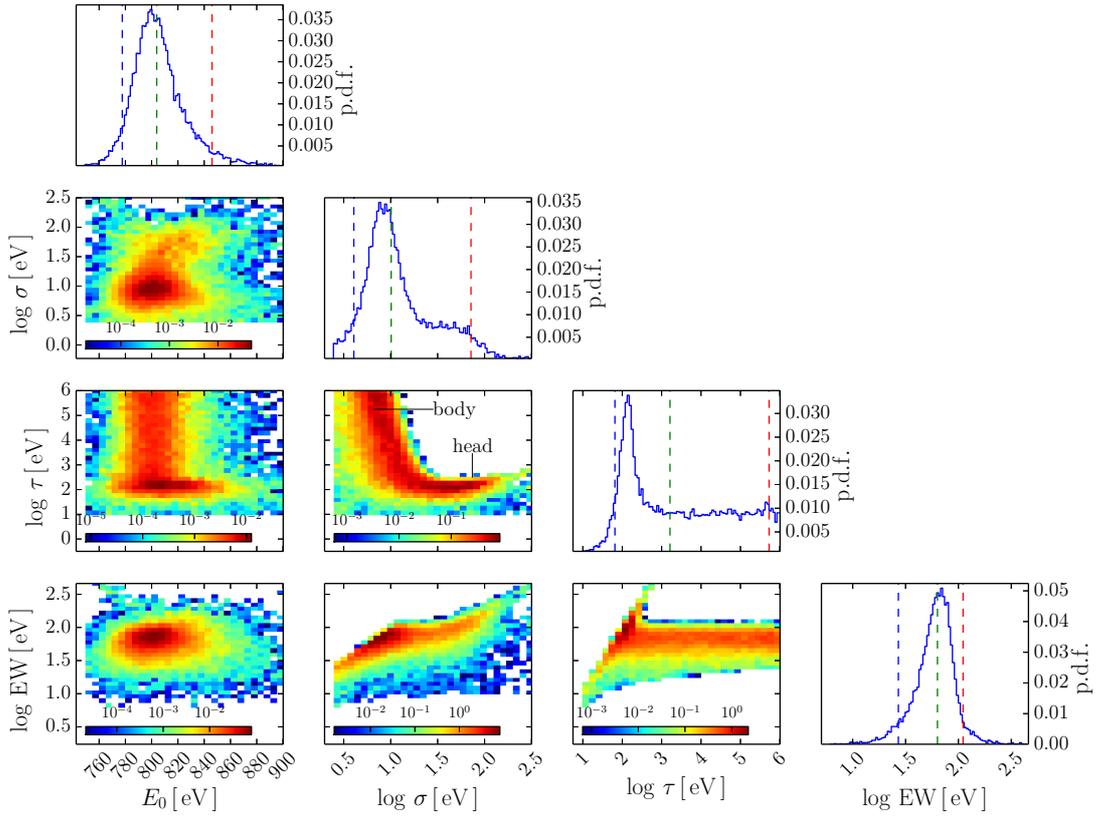


Рис. 3.4. Одно- и двумерные маргинальные апостериорные распределения параметров линии (энергии E_0 , соответствующей центру линии, ширины σ , глубины τ и эквивалентной ширины EW) для модели (BB+PL) \times GABS. 5%-ный, 50%-ный и 95%-ный квантили показаны вертикальными штриховыми линиями.

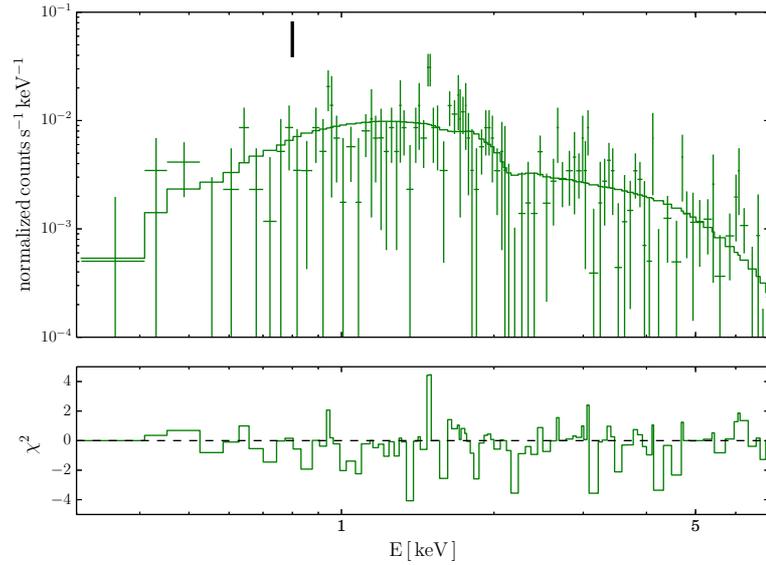


Рис. 3.5. *Chandra*/ACIS-S спектр пульсарной туманности J0633, аппроксимированный моделью PL. Спектр сбинирован так, чтобы приходилось ≥ 1 отсчетов на спектральный бин. Положение линии поглощения показано черной чертой.

3.4 Анализ спектра J0633 в предположении существования линии поглощения

В этом разделе представлен Байесовский анализ рентгеновского спектра J0633.

Главная проблема, возникающая при анализе рентгеновского излучения НЗ, состоит в том, что расстояния D до объекта и межзвездное поглощение не известны. Чтобы лучше определить последнее, спектры пульсара и туманности пульсарного ветра были аппроксимированы совместно, при этом значение колонковой плотности N_{H} являлось общим параметром. Как уже было сказано, спектр туманности описывается моделью PL, тогда как спектр пульсара содержит тепловую и нетепловую компоненты. В качестве тепловой компоненты использовалась модель BB, а также несколько моделей замагниченной водородной атмосферы НЗ. Поскольку последние дали похожие результаты, была выбрана определенная модель из семейства NSMAX – 1260 [14]. Причины, по которым была выбрана эта модель, следующие. Во-первых, модели NSMAX учитывают неполную ионизацию в атмосферах НЗ, поэтому их применение более физически обосновано в случае низких температур по сравнению с моделями NSA. Во-вторых, модель 1260 соответствует поверхностному магнитному полю 5×10^{12} Гс, которое близко к значению поля J0633, вычисленному по замедлению вращения пульсара. Любая атмосферная модель зависит от значения силы тяжести на поверхности НЗ. В моделях NSMAX это учитывается с

помощью параметра гравитационного красного смещения $1 + z$. Данный параметр был зафиксирован на значении 1.21, что соответствует НЗ с массой $M_{\text{NS}} = 1.4M_{\odot}$ и радиусом $R_{\text{NS}} = 13$ км. При этом радиус НЗ, измеренный удаленным наблюдателем, составил бы $R = (1 + z)R_{\text{NS}} \approx 16$ км. Было проверено, что значение красного смещения не влияет на конечный результат. Также нужно заметить, что вследствие эффектов общей теории относительности модели NSMAX могут быть использованы только для описания излучения, идущего со всей поверхности НЗ, тогда как модель ВВ может применяться для описания излучения, идущего от части поверхности НЗ.

В первых двух строках Таблицы 3.2 показаны параметры наилучшей аппроксимации для моделей ВВ+PL и NSMAX+PL. Данные результаты согласуются с теми, что были получены в работе [43]. Значения C -статистики также приведены в Таблице 3.2.

Полезно выяснить, какая часть апостериорного распределения параметров описывает физически допустимую ситуацию (в рамках выбранной модели). В частности, могут ли параметры для тепловой компоненты описывать излучение, идущее со всей поверхности или части поверхности НЗ. На Рис. 3.6 представлены одно- и двумерные маргинальные апостериорные распределения параметров моделей ВВ и NSMAX: колонковая плотность N_{H} , температура T и нормировочная константа тепловой компоненты, которая представлена в виде расстояния D до пульсара, при этом радиус излучающей области $R = 16$ км. Можно видеть, что имеется антикорреляция между N_{H} и D . Однако эти параметры коррелируют в природе: ситуация, когда при малых расстояниях значение N_{H} велико, и наоборот, неправдоподобна.

Существуют эмпирические модели зависимости межзвездного поглощения от расстояния. Они обычно описывают соотношение между расстоянием и экстинкцией A_V . Последняя может быть преобразована в N_{H} с помощью соотношения между A_V и N_{H} , представленного, например в работе [18]. В качестве соотношения между A_V и расстоянием в направлении на пульсар использовались результаты трехмерного моделирования Галактической экстинкции [19]. Также учитывалось то, что максимальное значение N_{H} в направлении на пульсар составляет $\sim (6-7) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ [16, 51]. Эти данные можно представить в следующем упрощенном виде: $N_{\text{H}} [10^{21} \text{ см}^{-2}] \approx D [\text{кпк}]$ при $D < 7$ кпк. Это соотношение представлено на панели $D-N_{\text{H}}$ Рис. 3.6 сплошной, штриховой и штрих-пунктирной линиями для $R = 16, 1$ и 20 км, соответственно. Последнее значение является максимальным теоретическим значением наблюдаемых размеров НЗ. В случае модели ВВ видно, что радиус 16 км согласуется с данными. Соответствующая зависимость $D-N_{\text{H}}$ пересекает апостериорное распределение недалеко от его максимума. Тогда звезда находится на расстоянии около 2.5 кпк от Солнца и имеет температуру около 100 эВ. Если наблюдаемый радиус составляет 1 км, то колонковой плотности $N_{\text{H}} \approx 10^{21} \text{ см}^{-2}$ соответствует расстояние

1 кпк. В таком случае температура должна быть выше – больше 120 эВ. Значения радиуса меньше 1 км приводят к ухудшению качества аппроксимации и маловероятны. Часть апостериорного распределения параметров, лежащая ниже и правее штрих-пунктирной линии на Рис. 3.6, соответствует неправдоподобным значениям $R > 20$ км. Это означает, что несмотря на хорошее качество аппроксимации, модель ВВ с такими параметрами не может описывать тепловое излучение, идущее с поверхности НЗ. Глядя на диаграммы $N_{\text{H}}-T$ и $D-T$, можно сделать вывод, что очень низкие температуры невозможны, хотя это ограничение довольно слабое. Подобный анализ можно проделать и для модели NSMAX. В этом случае большая часть апостериорного распределения лежит в области, где $R > 20$ км. Однако значения радиуса порядка 10 км допустимы, при этом $N_{\text{H}} \approx 1.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, а $D \approx 1.5$ кпк. Это сильно ограничивает диапазон допустимых температур (в противоположность модели ВВ). Как следует из Рис. 3.6, $T \gtrsim 40$ эВ и $N_{\text{H}} \lesssim 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Наконец, радиус 1 км слишком мал, если применять модель NSMAX.

Используя Байесовский подход, возможно включить в анализ дополнительную информацию, такую как обсуждавшееся выше соотношение $N_{\text{H}}-D$, задавая соответствующее априорное распределение. Соотношение $N_{\text{H}}-D$ было использовано в качестве априорного предположения следующим образом. Было сделано консервативное предположение, что соотношение $N_{\text{H}} [10^{21} \text{ см}^{-2}] \approx D [\text{кпк}]$ верно с точностью до множителя 2. Центральные значения являются наиболее вероятными, а априорное распределение имеет колоколообразную форму, например, описывается гауссианой. Таким образом в качестве априорной информации использовалось следующее: $0.5D [\text{кпк}] < N_{\text{H}} [10^{21} \text{ см}^{-2}] < 2D [\text{кпк}]$. Также расстояние D было ограничено значением 7 кпк, что примерно соответствует расстоянию до края Галактического диска в направлении на пульсар. Такой подход разделяет нормировочную константу для тепловой компоненты на два независимых параметра – расстояние D и радиус R . Последний также был ограничен значением 20 км.

Параметры наилучшей аппроксимации, полученные с использованием априорных предположений, показаны в третьей и четвертой строках Таблицы 3.2. Маргинальные распределения N_{H} , T , D и R показаны на Рис. 3.7. Сравнивая Рис. 3.6 и 3.7, можно увидеть, какое влияние оказывает априорная информация. Расстояние теперь определяется априорным предположением и N_{H} , а R – значением D и нормировкой тепловой компоненты. Параметры в Таблице 3.2 в общих чертах согласуются с качественными соображениями, приведенными выше. Обе модели согласуются с физической картиной, в которой излучение идет со всей поверхности НЗ. В случае модели ВВ, однако, звезда находится дальше, чем в случае модели NSMAX. Модель ВВ также не исключает возможность излучения от горячего пятна размером ≈ 1 км. Как обычно, температура в случае ВВ модели примерно в два раза больше, чем для атмосферных моделей (см., например, [52]).

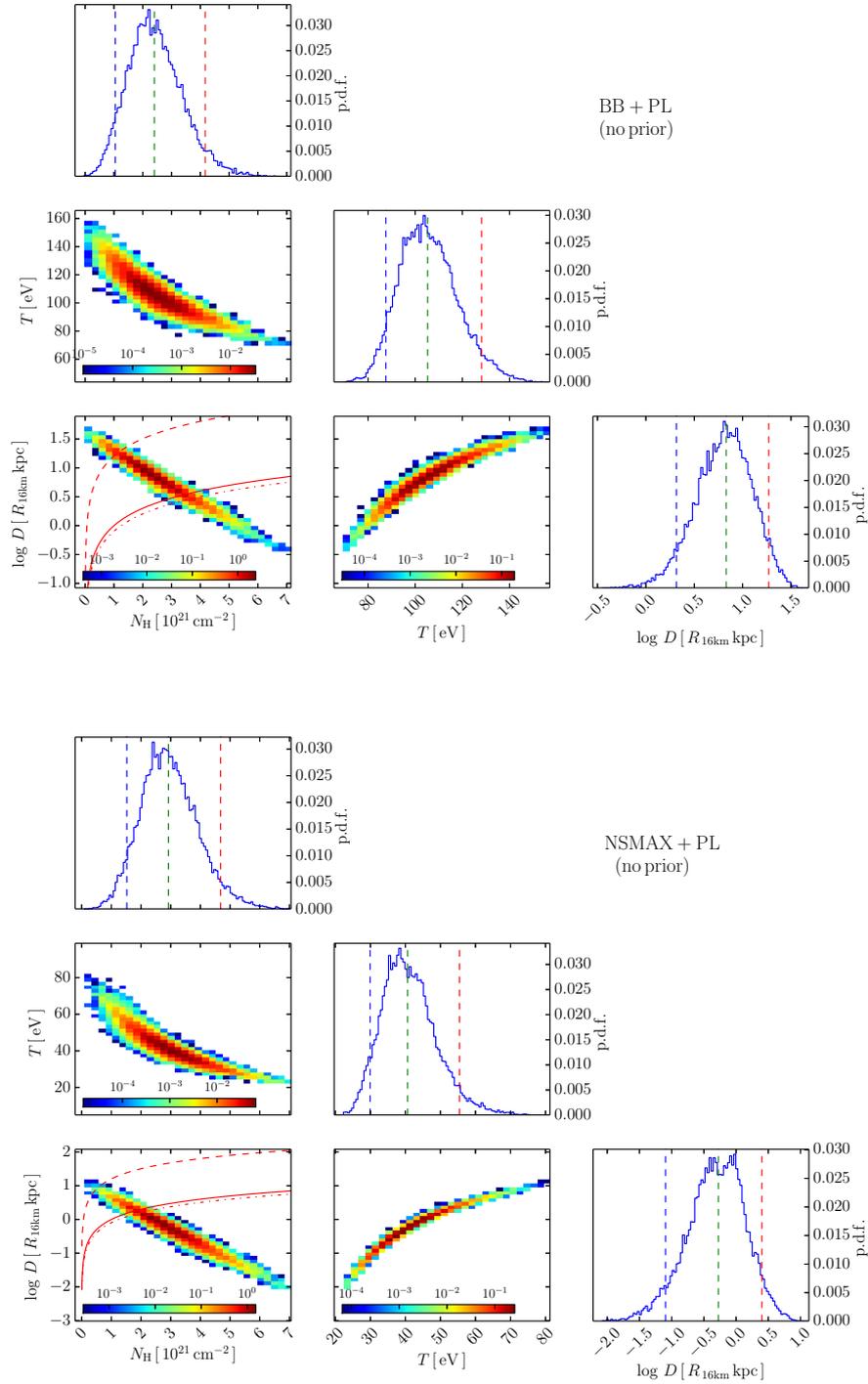


Рис. 3.6. Одно- и двумерные маргинальные распределения N_{H} , T и D в случае моделей BB+PL (вверху) и NSMAX+PL (внизу), полученные без использования априорных предположений. Температуры T для модели NSMAX+PL приведены с учетом гравитационного красного смещения. Расстояние D показано в единицах R_{16} . Сплошные, штриховые и штрих-пунктирные линии на диаграммах $N_{\text{H}}-D$ показывают эмпирические соотношения при $R = 16$ км, 1 км and 20 км, соответственно. Вертикальные штриховые линии на панелях с одномерными распределениями соответствуют квантилям 5%, 50% и 95%.

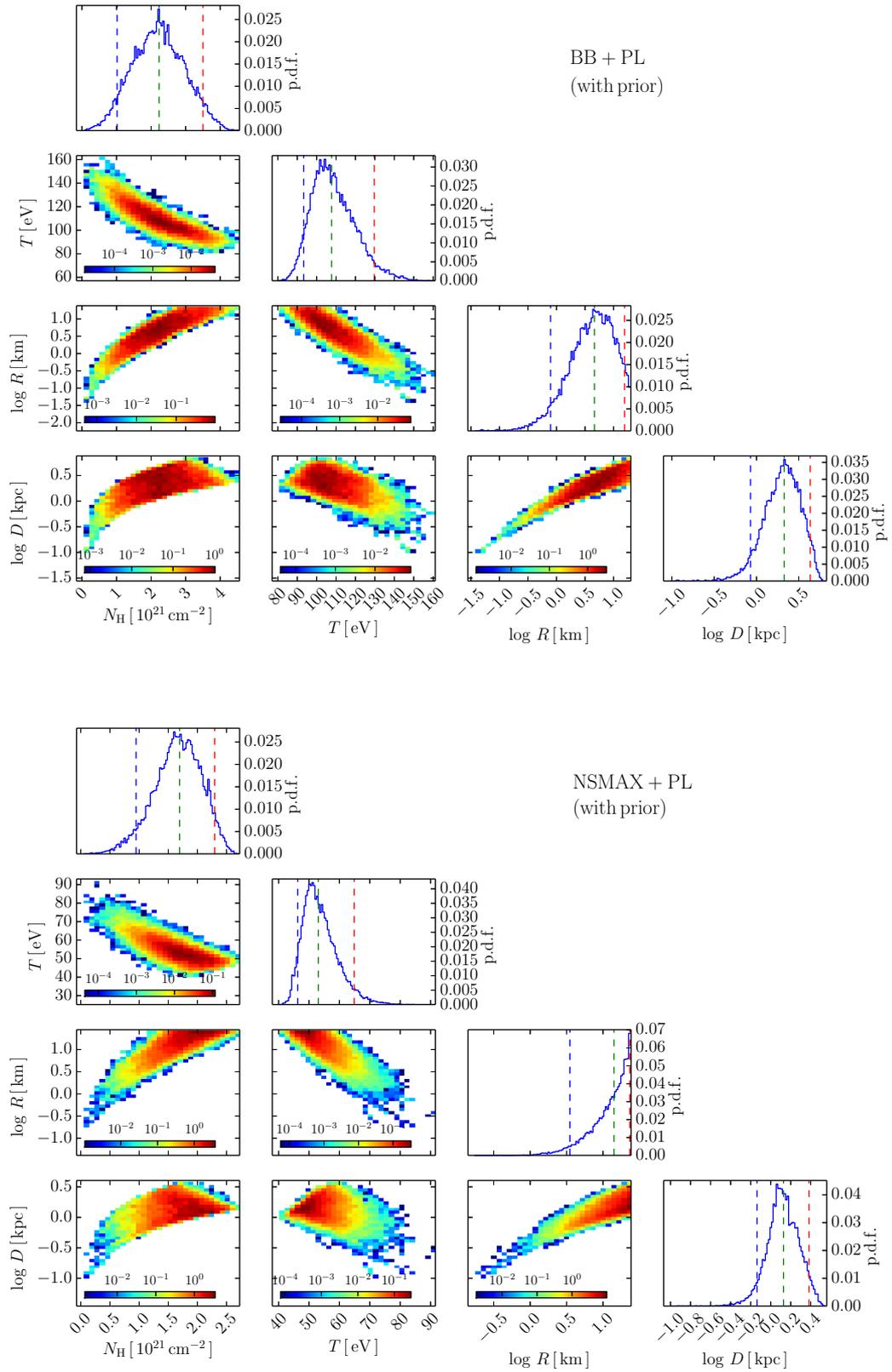


Рис. 3.7. Одно- и двумерные маргинальные распределения для N_{H} , T , R и D в случае модели BB+PL (вверху) и NSMAX+PL (внизу), полученные с учетом априорных предположений. Обозначения те же, что и на Рис. 3.6.

Таблица 3.2. Параметры наилучшей аппроксимации спектра J0633 различными моделями. Температуры T и радиусы R излучающей области даны такими, какими их измерил бы удаленный наблюдатель. Γ и K – это фотонный индекс и нормировочная константа компоненты PL. Ошибки соответствуют 90%-ным доверительным интервалам. Для моделей в последних двух строках использовалась априорная информация, включающая соотношение $N_{\text{H}}-D$ (см. текст). В том случае, когда априорная информация не задавалась, радиус R приведен для расстояния $D = 1$ кпк, а расстояние D – для радиуса $R = 16$ км. Число степеней свободы отличается от значения, приведенного на Рис. 3.2, так как здесь использовался и спектр туманности.

Model	N_{H} (10^{21} см $^{-2}$)	Γ_{psr}	K_{psr} (10^{-6} фотонов кэВ $^{-1}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$)	T (эВ)	R (км)	D (кпк)	Γ_{pwn}	K_{pwn} (10^{-6} фотонов кэВ $^{-1}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$)	C/d.o.f.
Без априорных предположений									
BB+PL	$2.4^{+1.8}_{-1.4}$	$1.6^{+0.6}_{-0.6}$	$9.6^{+7.6}_{-4.7}$	105^{+23}_{-18}	$2.4^{+5.4}_{-1.5}$	7^{+12}_{-5}	$1.2^{+0.3}_{-0.3}$	$26.7^{+12.1}_{-7.5}$	381.7/792
NSMAX+PL	$2.9^{+1.8}_{-1.4}$	$1.4^{+0.6}_{-0.6}$	$6.7^{+6.2}_{-3.6}$	41^{+15}_{-11}	36^{+205}_{-29}	$0.53^{+1.98}_{-0.45}$	$1.3^{+0.4}_{-0.3}$	$29.6^{+12.8}_{-8.4}$	388.3/792
С априорными предположениями									
BB+PL	$2.2^{+1.3}_{-1.2}$	$1.6^{+0.6}_{-0.6}$	$9.3^{+6.6}_{-4.6}$	108^{+22}_{-14}	5^{+11}_{-4}	$2.1^{+2.2}_{-1.3}$	$1.2^{+0.3}_{-0.3}$	$26.1^{+9.6}_{-7.3}$	383.2/791
NSMAX+PL	$1.7^{+0.6}_{-0.7}$	$1.2^{+0.6}_{-0.6}$	$4.9^{+4.9}_{-2.6}$	53^{+12}_{-7}	12^{+8}_{-9}	$1.3^{+1.1}_{-0.6}$	$1.1^{+0.2}_{-0.2}$	$23.3^{+5.9}_{-5.2}$	404.4/791

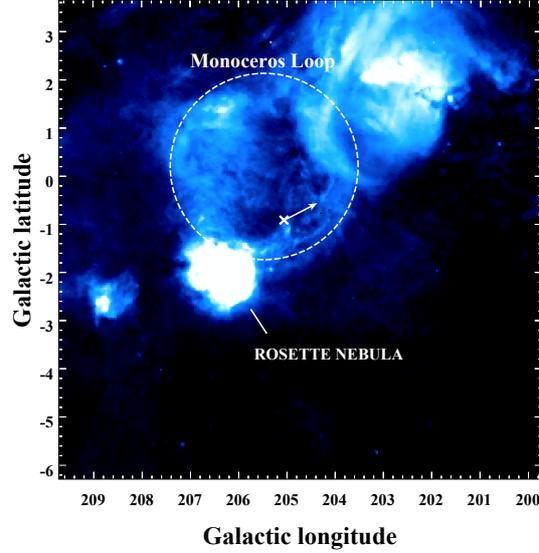


Рис. 3.8. Изображение Петли Единорога в линии $H\alpha$, взятое из атласа SHASSA (Southern H-Alpha Sky Survey Atlas, [53]). ОСН Петля Единорога обведен штриховым кружком. Положение пульсара и возможное направление его собственного движения показаны крестиком и стрелкой, соответственно. Туманность Розетка, которая предполагается местом рождения пульсара, также отмечена.

3.5 Обсуждение

3.5.1 Линия поглощения

Анализ, представленный в разделе 3.3, показал наличие линии поглощения в спектре J0633 на энергии около 0.8 кэВ. К сожалению, форма линии плохо определяется, поэтому надежная интерпретация ее природы невозможна. Во-первых, это может быть циклотронная линия. Положение линии циклотронного поглощения, которое измерил бы удаленный наблюдатель, для частицы с зарядом Z и массой m , задается выражением:

$$E_{\text{cycl}}^{\infty} = 11.577(1+z)^{-1} Z \frac{m_e}{m} B_{12} \text{ keV}, \quad (3.3)$$

где m_e – это масса электрона, и подразумевается, что линия формируется вблизи поверхности НЗ. Отсюда можно оценить магнитное поле: $B \approx 8 \times 10^{10}$ Гс, если возникновение линии обусловлено электронами, $B \approx 1.4 \times 10^{14}$ Гс, если возникновение линии обусловлено протонами, и еще более высокие значения в случае более тяжелых ионов. Оба значения не согласуются с существующей оценкой дипольного магнитного поля, $B = 4.9 \times 10^{12}$ Гс.

Для других ИНЗ, в спектре которых обнаружены линии поглощения и для которых определено магнитное поле по замедлению вращения, последнее обычно не согласуется с «циклотронным» магнитным полем. Для SGR 0418+5729 и PSR J1740+1000 отличие такое

же сильное, как и для J0633. В этих случаях возникновение протонной линии циклотронного поглощения возможно, если имеются мелкомасштабные (мультиполярные) компоненты магнитного поля. Существование мелкомасштабных полей широко обсуждается в литературе (см., например, [54, 55] и приведенные там ссылки). В работе [41] такие поля используются для объяснения линии в спектре SGR 0418+5729. Однако в этом случае такая интерпретация подтверждается фазовым спектральным анализом, который невозможно провести для J0633. Похожая линия была обнаружена в спектре ИНЗ RX J0720.4–3125 [56]. Положение линии ~ 750 эВ, если интерпретировать ее как протонную линию циклотронного поглощения, соответствует магнитному полю в семь раз сильнее поля, определенного по замедлению вращения.

С другой стороны, в работе [42] предполагается, что линия поглощения в спектре пульсара J1740+1000 – это линия циклотронного поглощения, которая образуется за счет электронов, находящихся в некоторых областях пульсарной магнитосферы, аналогичным поясам Ван Аллена в магнитосфере Земли. Если применять эту интерпретацию для J0633, полагая при этом, что магнитное поле является дипольным, $B \propto r^{-3}$, можно оценить положение радиационного пояса: $r \approx 4R_{\text{NS}}$, или 30–40 км над поверхностью НЗ.

Для остальных объектов расхождение не настолько сильное. В рентгеновском спектре ССО 1E1207–5209 наблюдаются как минимум две линии. Низкое значение его магнитного поля, определенного по замедлению вращения, ведет к предположению, что это электронные линии циклотронного поглощения. Однако фундаментальная гармоника должна иметь энергию большую в 1.4 раза, чем энергия самой сильной линии [57]. Наконец, в случае ИНЗ из «Великолепной семерки», магнитные поля, определенные по замедлению вращения, меньше в 1.1–7.2 раза, чем протонные циклотронные поля. Наилучшее соответствие получено для RX J1308.6+2127 [40].

Другое возможное объяснение линии поглощения – атомные переходы в звездной атмосфере или межзвездной среде. Варьированием обилия элементов в модели межзвездного поглощения было получено, что линия может объясняться избытком железа на луче зрения в направлении на пульсар. В принципе, это возможно, так как положение J0633 проецируется на туманность Петля Единорога (см. Рис. 3.8), которая была классифицирована как ОСН на основании наблюдений в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах [58, 59, 60, 61]. Точное расстояние до остатка неизвестно, однако, большинство оценок дают значение 1.6 кпк (см., например, [62] и приведенные там ссылки). Соответствующий диаметр оболочки ОСН составляет примерно 0.1 кпк. Это расстояние и оценки расстояния до J0633, полученные при анализе рентгеновских данных, позволяют сделать вывод, что пульсар может находиться за ОСН, а его излучение – испытывать дополнительное поглощение. Однако хорошая аппроксимация спектра J0633 требует слишком большого

значения $\text{Fe}/\text{H} \approx 3 \times 10^{-4}$, что в 10 раз больше солнечного. Чтобы получить такое высокое обилие Fe вдоль направления на пульсар, обилие Fe в Петле Единорога должно быть в 100 раз больше солнечного, что выглядит неправдоподобно. К тому же такая сильная модификация межзвездного поглощения повлияла бы на спектр пульсарной туманности, однако, как было сказано выше, спектральные особенности в ее спектре не были обнаружены. Наконец, если линии поглощения формируются в атмосфере НЗ, то обычно они слабее и шире [34].

3.5.2 J0633 и теории остывания НЗ

Согласно Таблице 3.2 и Рис. 3.7, тепловое излучение J0633 может идти со всей поверхности НЗ. В этом случае возможно сравнить результаты аппроксимации с теориями остывания НЗ. Сравнение представлено на Рис. 3.9, где положение J0633 на плоскости $T-\tau$ показано для обеих моделей вместе с результатами для других ИНЗ. Данные для последних были взяты из работ, ссылки на которые приведены в [63] и [64] (верхние пределы были исключены). Также на диаграмму добавлены результаты для пульсаров J1741–2054 (см. Главу 2), J0357+3205 [24], J0007+7303 в ОСН СТА 1 [65, 66] и двух ССО, для описания теплового излучения которых использовалась модель углеродной атмосферы. Это ССО в ОСН Кассиопея А [67], самый молодой источник на Рис. 3.9, и ХММУ J173203.3–344518 [68], самый горячий источник на Рис. 3.9. Для последнего объекта приведена комбинация температур для двух расстояний из работы [68], и погрешности температуры были умножены на 2, чтобы получить 2σ ошибки. На Рис. 3.9 голубым цветом показаны результаты, полученные для модели ВВ, а синим – для атмосферных моделей. Неопределенности возраста J0633 были увеличены в два раза. Если тепловое излучение J0633 описывается атмосферной моделью, то он является самой холодной ИНЗ среднего возраста ($\tau \lesssim 10^5$ лет) с измеренной температурой поверхности. Если же использовать модель ВВ, то температура гораздо выше.

Согласно теории, ИНЗ остывают вследствие излучения нейтрино из недр и излучения фотонов с поверхности. Звезды среднего возраста представляют особый интерес, так как они имеют изотермическую внутреннюю часть, за исключением тонкого теплоизолирующего слоя вблизи поверхности, и их остывание происходит в основном за счет излучения нейтрино (см., например, [22]). Измерение температур поверхности таких звезд позволяет определить скорость остывания и, таким образом, исследовать свойства материи в недрах звезды. Закрашенная область на Рис. 3.9 соответствует предсказаниям так называемого стандартного сценария остывания НЗ, который предполагает, что звезда имеет нуклонное ядро и остывает за счет излучения нейтрино, образующихся в результате модифицированных урка-процессов. Согласно работе [67] остывание НЗ зависит главным образом от

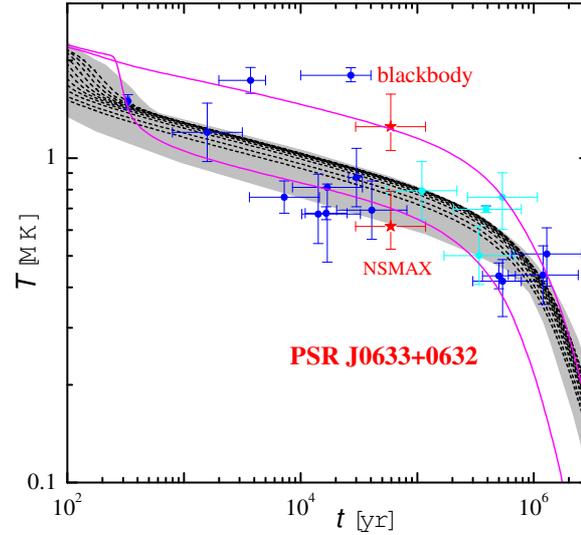


Рис. 3.9. Сравнение наблюдений ИНЗ и теорий остывания. Температуры, полученные с использованием модели ВВ, показаны голубым цветом, с использованием атмосферных моделей – синим. Положения J0633 в случае моделей ВВ и NSMAX отмечены звездочками. Штриховые линии представляют кривым стандартной модели остывания НЗ с массами $1-1.9M_{\odot}$ и уравнением состояния Акмаля, Пандхарипанде и Равенхолла. Закрашенная область соответствует возможным кривым стандартной модели остывания, включая нереалистично компактные уравнения состояния. Верхняя и нижняя сплошные кривые иллюстрируют эффект сверхтекучести в коре НЗ. Верхняя кривая соответствует сильному замедлению остывания вследствие протонной сверхтекучести, а нижняя кривая рассчитана с учетом триплетного куперовского спаривания нейтронов.

параметра компактности НЗ, $x = R_g/R_{\text{NS}}$, где R_g – это гравитационный радиус, или от гравитационного красного смещения $1 + z = (1 - x)^{-1/2}$. Более компактные звезды остывают быстрее. Это свойство позволяет оценить скорость остывания конкретной звезды среднего возраста, не проводя моделирования. Закрашенная область соответствует наиболее широкой области, которая может быть описана стандартным сценарием остывания⁵. Она включает в себя также кривые остывания, соответствующие нереалистичным уравнениям состояния с экстремальными значениями параметра компактности. На Рис. 3.9 для сравнения штриховыми линиями показаны кривые остывания для звезд с уравнением состояния, являющимся модификацией (см., например, [67]) уравнения состояния Акмаля, Пандхарипанде и Равенхолла (APR; [69]), которое широко используется как стандартное. Кривые приведены для НЗ с массами от 1.0 до $1.9M_{\odot}$ (шаг $0.1M_{\odot}$) плюс кривая для максимальной массы $M_{\text{max}} = 1.929M_{\odot}$. Протекание прямых урка-процессов, в принципе, допускается в массивных звездах с уравнением состояния APR, но здесь они выключены. Стандартные кривые остывания для других уравнений состояния, в основном, попадают в ту же область.

Следуя методу, описанному в работе [67], можно найти, что в случае модели NSMAX скорость остывания J0633 должна быть в 30–1000 раз выше, чем предсказывает стандартный сценарий, если полагать $x < 0.5$ и увеличивая вдвое неопределенности возраста пульсара. Только для нереалистично компактной звезды с $x \approx 0.7$ можно получить температуру, соответствующую модели NSMAX, в рамках стандартного сценария остывания. Умеренное увеличение скорости остывания в $\lesssim 100$ раз можно объяснить с помощью минимальной теории, которая учитывает также образование нейтрино в результате триплетного куперовского спаривания нейтронов в ядре звезды [27, 28]. Эта возможность проиллюстрирована на Рис. 3.9 нижней тонкой сплошной линией. Она соответствует звезде с массой $1.7M_{\odot}$, уравнением состояния APR и моделью сверхтекучести близкой к той, что используется в работе [23] для объяснения данных по НЗ в ОЧН Кассиопея А. Слишком низкие температуры едва ли возможны в минимальном сценарии остывания. Тем не менее, в любом случае низкие температуры НЗ можно объяснить, если допустить протекание прямых урка-процессов в ядре. Однако чтобы получить такие же температуры как у J0633 в случае атмосферной модели, эти процессы должны быть подавлены, например, сверхтекучестью [22]. В противном случае, увеличение нейтринного излучения будет слишком сильным.

Для модели ВВ, напротив, скорость остывания должна быть гораздо меньше – в 10–300 раз. Уменьшение в $\lesssim 50$ раз также возможно объяснить в рамках минимального сценария, если предполагать сильную сверхтекучесть протонов, которая подавляет модифици-

⁵Используется железная теплоизолирующая оболочка.

рованные урка-процессы, и если внутренняя температура звезды больше, чем критическая температура для нейтронной сверхтекучести, так что образование куперовских пар не происходит [28]. Это проиллюстрировано на Рис. 3.9 с помощью верхней сплошной кривой, которая соответствует звезде с уравнением состояния APR, массой $1.0M_{\odot}$ и сильной протонной сверхтекучестью в ядре. Эта кривая хорошо согласуется с результатами модели ВВ. Другой вариант – наличие у звезды теплоизолирующей оболочки, содержащей значительное количество легких элементов. Такая оболочка более прозрачна и звезда выглядит горячее, чем звезда с железной оболочкой [70]. Однако в таком случае модель водородной (или же состоящей из других легких элементов, например, углерода) атмосферы должна лучше описывать спектр НЗ, чем модель ВВ. Также, звезда выглядит горячее, если в теплоизолирующей оболочке присутствует сильное ($\gtrsim 10^{14}$ Гс) магнитное поле [71]. Наконец, внутри звезды могут иметься некоторые дополнительные механизмы нагрева (см., например, [22]).

Результаты, полученные при аппроксимации данных моделью ВВ, допускают различные интерпретации теплового излучения НЗ. Возможно, что оно идет от горячего пятна на поверхности НЗ, которое нагревается заряженными частицами, приходящими из магнитосферы вдоль линий магнитного поля вблизи магнитных полюсов. Радиус полярной шапки для J0633 можно оценить следующим образом: $R_{\text{cap}} = 0.145(R_{\text{NS}}[10^6 \text{ км}])^{3/2}(P[\text{с}])^{-1/2} \text{ км} \approx 400 \text{ м}$. Это значение не согласуется с результатами аппроксимации (Таблица 3.2), однако излучающая область радиусом 1–2 км возможна. Эти радиусы соответствуют, согласно Рис. 3.7, температурам > 125 эВ и наименьшим возможным расстояниям 1–1.5 кпк. В случае горячего пятна полученную температуру нельзя сравнивать с теориями остывания. Остальная поверхность тогда холоднее и невидна в рентгеновском диапазоне.

3.5.3 Нетепловые светимости и эффективности трансформации энергии вращения пульсара в нетепловое излучение

Расстояния, полученные при аппроксимации, позволяют оценить нетепловую светимость J0633 и его туманности. В Таблице 3.3 приведены потоки для пульсарной туманности $F_{\text{X}}^{\text{pwn}}$ и нетепловой спектральной компоненты пульсара $F_{\text{X}}^{\text{psr}}$ в диапазоне 2–10 кэВ⁶. Как и ожидалось, эти значения почти не зависят от модели, используемой для описания теплового излучения (ВВ или NSMAX). Соответствующие нетепловые светимости $L_{\text{X}}^{\text{pwn}}$ и $L_{\text{X}}^{\text{psr}}$ также показаны в Таблице 3.3 вместе с эффективностями перевода энергии вращения в рентгеновское излучение – $\eta_{\text{X}}^{\text{psr}} = L_{\text{X}}^{\text{psr}}/\dot{E}$ и $\eta_{\text{X}}^{\text{pwn}} = L_{\text{X}}^{\text{pwn}}/\dot{E}$. Эти величины зависят от используемой спектральной модели, так как две модели дают разные расстояния (Таблица 3.2). В любом

⁶Потоки приведены для моделей с априорными предположениями (две последние строки в Таблице 3.2).

Таблица 3.3. Нетепловые светимости, потоки и эффективности трансформации энергии вращения пульсара в нетепловые светимости, полученные для энергий 2–10 кэВ. Также приведена светимость пульсара в гамма-диапазоне и соответствующая эффективность.

Model	$\log F_X^{\text{psr}}$ (эрг см ⁻² с ⁻¹)	$\log L_X^{\text{psr}}$ (эрг с ⁻¹)	$\log \eta_X^{\text{psr}}$	$\log F_X^{\text{pwn}}$ (эрг см ⁻² с ⁻¹)	$\log L_X^{\text{pwn}}$ (эрг с ⁻¹)	$\log \eta_X^{\text{pwn}}$	$\log L_\gamma^{\text{psr}}$ (erg s ⁻¹)	$\log \eta_\gamma^{\text{psr}}$
BB+PL	$-13.4^{+0.2}_{-0.2}$	$31.4^{+0.6}_{-0.8}$	$-3.7^{+0.6}_{-0.8}$	$-12.6^{+0.1}_{-0.1}$	$32.1^{+0.6}_{-0.8}$	$-3.0^{+0.6}_{-0.8}$	$34.7^{+0.6}_{-0.8}$	$-0.4^{+0.6}_{-0.8}$
NSMAX+PL	$-13.3^{+0.2}_{-0.2}$	$31.0^{+0.5}_{-0.6}$	$-4.1^{+0.5}_{-0.6}$	$-12.6^{+0.1}_{-0.1}$	$31.7^{+0.5}_{-0.5}$	$-3.4^{+0.5}_{-0.5}$	$34.3^{+0.5}_{-0.5}$	$-0.8^{+0.5}_{-0.5}$

случае, параметры нетеплового рентгеновского излучения, представленные в Таблице 3.3, не являются необычными по сравнению с параметрами для других пульсаров с близкими значениями \dot{E} [2, 72]. Дополнительно в Таблице 3.3 представлены светимость L_γ^{psr} и эффективность $\eta_\gamma^{\text{psr}} = L_\gamma^{\text{psr}} / \dot{E}$ J0633 в гамма-диапазоне. Эти значения получены исходя из значения потока в гамма-диапазоне $F_\gamma^{\text{psr}} = (9.4 \pm 0.5) \times 10^{-11}$ эрг см⁻² с⁻¹, приведенного в работе [5]. Для больших расстояний, $D \gtrsim 3$ кпк, эффективность в гамма-диапазоне больше 1. Однако существуют пульсары, расстояние до которых хорошо известно, с $\eta_\gamma > 1$ [5].

3.5.4 Предполагаемое место рождения пульсара

По морфологии и размеру пульсарная туманность J0633 (Рис. 3.1) напоминает, например, хорошо изученную туманность головной ударной волны Мышь (G359.23–082), которую порождает быстро движущийся пульсар J1747–2958 [73]. Схожесть с туманностью Мышь позволяет предположить направление собственного движения, которое показано стрелкой на Рис. 3.8. Учитывая характерное время жизни электронов туманностей пульсарного ветра, определяемое потерями энергии на синхротронное излучение ~ 1000 лет [74] и протяженность туманности J0633 1'3, можно оценить собственное движение пульсара, которое составило 80 мсд в год. Таким образом, за время своего существования (~ 60 тыс. лет) пульсар сдвинулся на 1'3. Этот сдвиг и направление движения пульсара позволяют сделать предположение, что местом рождения пульсара может являться туманность Розетка (Рис. 3.8). Туманность Розетка является молодой (возраст 50 млн. лет) областью звездообразования, расположенной на краю ОСН Петля Единорога. Расстояние до туманности составляет ~ 1.5 кпк [75], что согласуется со значениями, полученными для J0633 в результате спектрального анализа. Обратно, если предполагать Розетку местом рождения пульсара, то можно оценить расстояние до него. Для консервативной оценки расстояния

мы увеличили вдвое ошибки возраста пульсара и углового расстояния до его точного места рождения в туманности Розетка, а также предположили, что трехмерная скорость пульсара меньше, чем 2000 км с^{-1} (см., например, [76]). В таком случае расстояние составляет $1.2 < D < 1.8$ кпк при расстоянии до Розетки 1.4–1.6 кпк. Эта оценка согласуется с результатами спектрального анализа и не накладывает дополнительных ограничений на модели теплового излучения.

3.6 Заключение к главе

Был проведен анализ рентгеновского спектра гамма-пульсара J0633+0632. На энергии 804_{-26}^{+42} эВ была обнаружена линия поглощения с эквивалентной шириной 63_{-36}^{+47} эВ. Форму линии нельзя определить, используя имеющиеся данные, но никакая гладкая модель непрерывного спектра не может описать данные в окрестности 0.8 кэВ, что доказано статистически. Была рассмотрена возможная природа образования линии и, по-видимому, она имеет циклотронное происхождение.

Было подтверждено заключение, сделанное в работе [43], что спектр J0633 может описываться моделью теплового компонента плюс степенной закон. Соотношение между расстоянием до пульсара и межзвездным поглощением вдоль луча зрения, полученное с помощью карт экстинкции, было включено в спектральный анализ в качестве априорной информации. Спектр пульсарной туманности был аппроксимирован совместно со спектром J0633 для более точного определения N_{H} . В результате анализа было получено, что тепловое излучение может идти со всей поверхности НЗ, а ее спектр может быть описан и моделью чернотельного излучения, и моделью замагниченной водородной атмосферы. В первом случае также возможно тепловое излучение от горячего пятна на поверхности НЗ. Спектральный анализ позволил оценить расстояние до пульсара, которое составило 1–4 кпк. Это важно, так как определить расстояние по мере дисперсии невозможно, поскольку J0633 является радиотихим пульсаром.

Сравнение полученных температур с данными по другим НЗ и предсказаниями теорий остывания НЗ показало, что в случае атмосферной модели J0633 является одной из самых холодных НЗ среднего возраста с измеренными температурами. В этом случае J0633 должен остывать значительно быстрее, чем предсказывает стандартный сценарий остывания. Напротив, если спектр излучения со всей поверхности J0633 описывается моделью ВВ, то он горячее, чем «стандартно» остывающие НЗ.

Возможным местом рождения пульсара является туманность Розетка. Это, вместе с формой туманности пульсарного ветра, приводит к выводу, что J0633 обладает значи-

тельным собственным движением. Детектирование пульсаций в рентгеновском диапазоне помогло бы понять, идет ли излучение со всей поверхности НЗ или же от горячего пятна. Исследование изменения линии поглощения в зависимости от фазы вращения важно для понимания ее происхождения, если линия имеет циклотронную природу [42, 41, 56]. Также дополнительные наблюдения, возможно, позволили бы определить, какая модель – ВВ или NSMAX – лучше описывает спектр пульсара.

Глава 4

Анализ рентгеновского излучения радиотуманности DA 495 и ее центрального источника

4.1 Введение

На сегодняшний день известно более 50 туманностей пульсарного ветра (см., например, [2]). Крабовидная туманность является классическим примером молодой пульсарной туманности, которая наиболее исследована в разных диапазонах, от радио до гамма. Однако параметры других пульсарных туманностей могут отличаться от параметров Крабовидной туманности. Характеристики туманностей зависят от параметров пульсаров, питающих их, эволюционных стадий и свойств окружающей среды, включая межзвездное вещество и вещество, выброшенное при взрыве сверхновой. Исследование туманностей пульсарного ветра имеет важное значение для понимания свойств их пульсаров, механизмов ускорения частиц и процессов взаимодействия релятивистского пульсарного ветра с окружающей средой [77]. Многоволновые исследования пульсарных туманностей, находящихся на поздних стадиях эволюции, необходимы для сравнения их параметров с теоретическими моделями эволюции этих объектов (см., например, [78, 79])

Туманность DA 495, которая предположительно является туманностью пульсарного ветра, была открыта в радиодиапазоне [80]. В результате детальных радионаблюдений было установлено, что DA 495 имеет необычную кольцеобразную структуру. В пределах $\sim 2'$ от центра наблюдается пониженный уровень потока; эта область была названа «радиодырой» (radio «hole»; [81]). Полная протяженность DA 495 составляет примерно $25'$. Интенсивность радиоизлучения постепенно уменьшается к внешнему краю туманности. Оболочка остатка сверхновой обнаружена не была. Изображение DA 495 в радиодиапа-

зоне приведено на верхней панели Рис. 4.1.

Точное расстояние до DA 495 неизвестно, существует несколько оценок. Если предполагать ассоциацию с рассеянным скоплением NGC 6834, то расстояние до туманности пульсарного ветра составляет ≈ 2.1 кпк [81]. Другой метод определения расстояний приводит к значениям 1–1.5 кпк [82, 83]. Он основывается на наблюдениях линий поглощения нейтрального водорода и модели вращения Млечного Пути. Результаты метода зависят от значения галактоцентрического расстояния Солнца.

Спектр DA 495 описывается степенным законом. Котес и др. [83] обнаружили спектральный излом на частоте 1.3 ГГц. Это значение является наименьшим среди частот изломов в спектрах известных пульсарных туманностей. Спектральные индексы $\alpha_\nu = 0.45 \pm 0.20$ и $\alpha_\nu = 0.87 \pm 0.10$ ниже и выше излома, соответственно¹. В работе [83] также была сделана оценка возраста DA 495, который составил 20 тыс. лет. Пульсар, питающий туманность, в радиодиапазоне обнаружен не был.

В рентгеновском диапазоне обсерваториями *ROSAT* и *ASCA* был выявлен слабый компактный источник, 1WGA J1952.2+2925 (далее J1952), окруженный диффузным нетепловым излучением и проецирующийся на край «радиодыры» [84] (см. Рис. 4.1, вверху). Было сделано предположение, что он является НЗ, питающей туманность пульсарного ветра, хотя из данных телескопа *ASCA* был получен только верхний предел на долю пульсирующего излучения – 50% для периодов $\gtrsim 30$ мс. Существование источника J1952 и диффузного излучения было позже подтверждено наблюдениями обсерватории *Chandra* [85]. Было установлено, что J1952 является точечным источником, расположенным в центре туманности размером $\sim 40''$. Джеты и торообразная структура туманности не наблюдаются, однако ее спектр описывается степенным законом с фотонным индексом $\Gamma = 1.6 \pm 0.3$, типичным для туманностей пульсарного ветра. Последнее позволяет утверждать, что туманность является рентгеновским отождествлением DA 495. J1952, который предположительно является пульсаром, имеет чисто тепловой спектр. Он может быть описан как моделью чернотельного излучения с температурой $T = 2.5 \times 10^6$ К и радиусом излучающей области $R = 0.3$ км, так и моделью атмосфер НЗ NSA [13, 86] для НЗ с радиусом 10 км и эффективной температурой $\approx 10^6$ К [85]. Значения колонковой плотности вещества в первом и втором случаях составляют $\approx 2.3 \times 10^{21}$ и $\approx 6.0 \times 10^{21}$, соответственно, что в 1.3–3.5 раз меньше полной колонковой плотности Галактики в данном направлении. Вследствие малого числа отсчетов спектральные параметры были плохо определены. Кроме того, два важных параметра – расстояние и темп потери вращательной энергии \dot{E} – оставались неизвестными, что не позволяло достоверно определить стадию эволюции DA 495. Наконец, в работе [87] было сделано предположение, что высокоэнергичный источник 3FGL

¹Предполагается, что спектральная плотность потока излучения $F_\nu \propto \nu^{-\alpha_\nu}$, где ν – это частота.

J1951.6+2926, недавно обнаруженный обсерваторией *Fermi*, является отождествлением DA 495 в гамма-диапазоне.

В данной главе представлены результаты анализа DA 495 с использованием архивных данных обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton*. В анализ также было включено соотношение между поглощением и расстоянием в направлении на DA 495. Это позволило независимо оценить расстояние до объекта и точнее определить параметры пульсара. Данные обсерватории *XMM-Newton* с высоким временным разрешением использовались для поиска пульсаций. Наблюдения описываются в Разд. 5.2. Результаты тайминга представлены в Разд. 4.3. Соотношение между поглощением и расстоянием и спектральный анализ описаны в Разд. 4.4 и 4.5, соответственно. Результаты обсуждаются в Разд. 4.6.

4.2 Рентгеновские данные

Туманность пульсарного ветра DA 495 наблюдалась обсерваторией *XMM-Newton* 21 апреля 2007 г. Суммарное время экспозиции составило 50 кс. Инструменты EPIC-MOS работали в режиме Full Frame со средним фильтром, а EPIC-pn – в режиме Small Window с тонким фильтром. Для анализа использовался пакет программ *XMM-SAS v.13.5.0*. Для данных, полученных инструментом EPIC-pn были выбраны одно- и двухпиксельные события ($PATTERN \leq 4$), а для EPIC-MOS – одно-, двух-, трех- и четырехпиксельные события ($PATTERN \leq 12$). Периоды вспышек были исключены с использованием кривых блеска в диапазоне 10–12 и 12–14 кэВ для EPIC-MOS и EPIC-pn, соответственно.

Мы также использовали данные, полученные на детекторе ACIS-I обсерватории *Chandra*, 9 декабря 2002 г. Полное время экспозиции составило 24.8 кс. Для обработки данных использовался пакет программ *STAO v.4.6*. Периодов вспышек выявлено не было. Результирующие времена экспозиции представлены в Таблице 4.1.

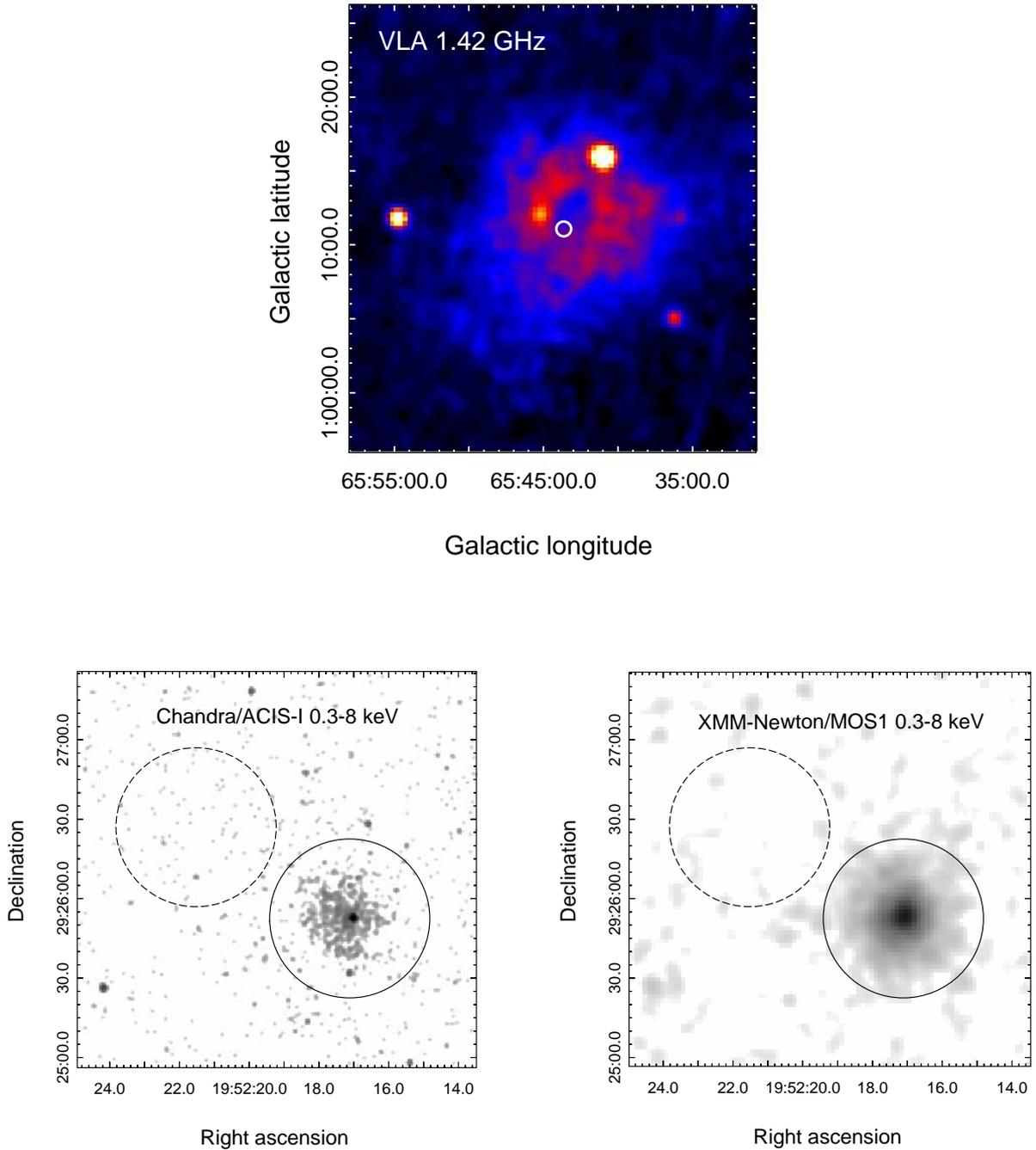


Рис. 4.1. *Наверху:* $30' \times 27'$ изображение DA 495 в радиодиапазоне по данным телескопа VLA (Very Large Array) на частоте 1.42 ГГц. *Внизу:* $2.5' \times 2.5'$ изображения DA 495 по данным обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton* в диапазоне 0.3–8 кэВ. Изображение на левой нижней панели было сглажено гауссианой с ядром 3 пикселя (используется логарифмическая шкала яркости). Изображение на правой нижней панели было сбинировано так, что размер пикселя составил $1''.6$, и сглажено гауссианой с ядром 3 пикселя (используется шкала квадратного корня яркости). Сплошные и штриховые окружности показывают области, которые использовались для извлечения спектра системы J1952+туманность и фона, соответственно. Белая окружность на радиоизображении показывает положение и протяженность DA 495 в рентгеновском диапазоне.

4.3 Поиск пульсаций

Детектор EPIC-pn в режиме Small Window имеет временное разрешение 5.6 мс. Данные, полученные с его помощью, использовались для поиска пульсаций от J1952. Времена прихода фотонов были приведены к барицентру Солнечной системы. Для этого использовалась команда `barycen` пакета `SAS` и координаты J1952, полученные из данных обсерватории *Chandra* с помощью команды `wavdetect` пакета `CIAO` (RA = 298°0710, Dec = 29°4313). Для извлечения кривой блеска была выбрана апертура радиусом 20". Команда `epiclsccorr` пакета `SAS` применялась для вычитания фона и коррекции квантовой эффективности и виньетирования, а также удаления плохих пикселей. Результирующая кривая блеска содержала ≈ 1060 отсчетов в диапазоне 0.5–1.4 кэВ. Диапазон энергий был выбран так, чтобы минимизировать вклад излучения от пульсарной туманности. Для поиска пульсаций применялось быстрое преобразование Фурье, которое производилось с помощью инструмента `rowspec` пакета `XRONOS v.5.22`². Пульсации обнаружены не были. Был вычислен верхний предел на долю пульсирующего излучения, который составил 40% (на доверительном уровне 99%) для периодов $\gtrsim 12$ мс. Используемый метод вычисления описан в работе [88].

4.4 Расстояние и межзвездное поглощение

Расстояние до DA 495 возможно оценить с помощью соотношения между расстоянием D и колонковой плотностью N_H на луче зрения. Для этого использовались результаты работы Маршалла и др. [89]. Авторы использовали данные обзора 2MASS (Two Micron All-Sky Survey) и Безансоновскую модель популяционного синтеза (Besançon model of population synthesis; [90]), чтобы рассчитать зависимость поглощения в полосе K_s от расстояния вдоль различных лучей зрения. Такая зависимость была получена для направления на DA 495 из электронной базы данных VizieR Service³. Затем с помощью соотношений $A_{K_s}/A_V \approx 0.1$ [91] и N_H-A_V [18] был сделан переход от поглощения к колонковой плотности. Результирующая зависимость N_H –расстояние приведена на Рис. 4.2. Эта зависимость и ее ошибки были аппроксимированы сглаживающими сплайнами.

²<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xronos/xronos.html>

³<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=J/A%2bA/453/635/>

Таблица 4.1. Результирующие времена экспозиции, число отсчетов и скорость отсчетов после вычитания фона для разных источников и инструментов обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton* в диапазоне 0.3–10 кэВ после удаления периодов повышенной фоновой интенсивности и фильтрации данных.

Инструмент	<i>Chandra</i>		<i>XMM-Newton</i>		
Детектор	ACIS-I		MOS1	MOS2	pn
Источник	J1952	Туманность	J1952+туманность		
Экспозиция (кс)	24.8	24.8	46.5	47.5	33.7
число отсчетов в апертуре	145	577	1300	1282	4194
скорость отсчетов после вычитания фона (отсчетов/кс)	5.8 ± 0.5	19.6 ± 1.0	22.9 ± 0.8	22.2 ± 0.8	74.4 ± 2.2

Таблица 4.2. Параметры аппроксимации спектров излучения J1952 и туманности пульсарного ветра. Ошибки соответствуют 90%-ому доверительному интервалу. Значения R и T соответствуют тем, которые измерил бы удаленный наблюдатель. Светимость туманности L_{pwn} приведена для диапазона 0.5–8 кэВ. K_{pwn} – постоянная нормировки для степенного закона, моделирующего излучение туманности. F_{J1952} – болометрический поток J1952. $L_{\text{J1952}}^{\text{pl}}$ – 3σ верхний предел на нетепловую компоненту светимости точечного источника в диапазоне 0.5–8 кэВ.

Модель	N_{H} , 10^{21} см^{-2}	D , кпк	R , км	T , эВ	Γ_{pwn}	K_{pwn} , $10^{-5} \text{ фот. с}^{-1}$ $\text{кэВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$	$\log F_{\text{J1952}}$, $\text{эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$	$\log L_{\text{J1952}}^{\text{pl}}$, эрг с^{-1}	$\log L_{\text{pwn}}$, эрг с^{-1}	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
1. BB	$2.6^{+0.5}_{-0.4}$	$2.4^{+1.3}_{-1.1}$	$0.6^{+0.6}_{-0.3}$	215^{+23}_{-23}	$1.71^{+0.12}_{-0.12}$	$4.4^{+0.7}_{-0.6}$	$-12.94^{+0.14}_{-0.11}$	< 31.51	$32.22^{+0.38}_{-0.49}$	455/461
2. NSMAX $B = 10^{12} \text{ G}$	$3.5^{+0.7}_{-0.6}$	$3.3^{+1.7}_{-1.3}$	10^{+21}_{-7}	76^{+19}_{-16}	$1.83^{+0.14}_{-0.13}$	$5.1^{+0.9}_{-0.7}$	$-12.47^{+0.35}_{-0.26}$	< 31.66	$32.53^{+0.37}_{-0.45}$	455/461
3. NSMAX $B = 10^{13} \text{ G}$	$3.4^{+0.7}_{-0.6}$	$3.2^{+1.5}_{-1.2}$	$6^{+9}_{-3.5}$	91^{+17}_{-15}	$1.82^{+0.13}_{-0.13}$	$5.1^{+0.8}_{-0.6}$	$-12.57^{+0.27}_{-0.20}$	< 31.72	$32.50^{+0.35}_{-0.42}$	454/461

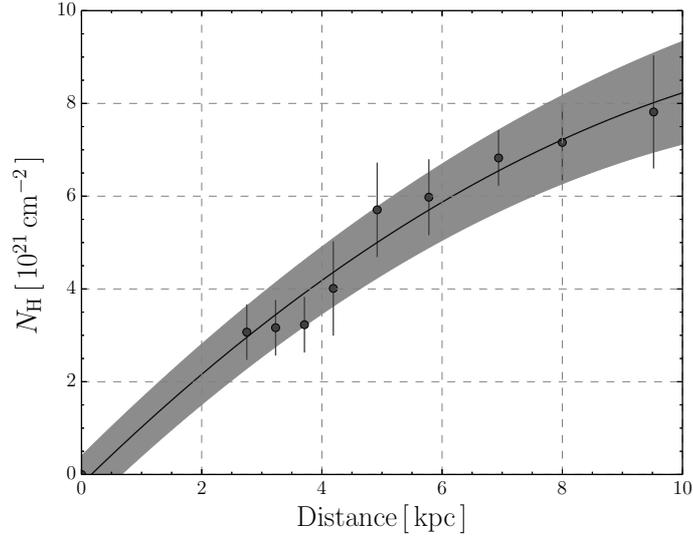


Рис. 4.2. Точками показано эмпирическое соотношение между расстоянием и колонковой плотностью для направления на DA 495, полученное с использованием карты поглощения из работы Маршалла и др. [89]. «Усы» соответствуют 1σ неопределенностям. Сплошная кривая и серая область представляют собой аппроксимацию сплайнами зависимости и ошибок, соответственно.

4.5 Анализ рентгеновских спектров

Изображения DA 495 в диапазоне энергий 0.3–8 кэВ, полученные с помощью инструментов *Chandra*/ACIS-I и *XMM-Newton*/MOS1, представлены на Рис. 4.1 внизу. На изображении, полученном ACIS-I, видна протяженная пульсарная туманность вокруг точечного источника J1952. Вследствие умеренного углового разрешения телескопа *XMM-Newton* система J1952+туманность выглядит более протяженной и точечный источник сливается с туманностью⁴. По этой причине из данных обсерватории *Chandra* спектры туманности и J1952 извлекались отдельно, а из данных *XMM-Newton* был извлечен спектр суммарного излучения системы J1952+туманность. В последнем случае была выбрана апертура 30'' (см. Рис. 4.1) и использовалась команда `evselect`. Затем с помощью команд `rmfgen` и `arfgen` были сгенерированы файлы, содержащие информацию о матрице отклика детекторов MOS1, MOS2 и rp. Из данных телескопа *Chandra* спектры извлекались с помощью команды `specextract`: для J1952 использовалась круговая апертура с радиусом 1.5 пикселя, а для туманности была взята та же апертура, что и в случае *XMM-Newton*, но вокруг J1952 была исключена область с радиусом 1''. Для извлечения спектра фона использовалась область, не содержащая источников (см. Рис. 4.1). Число отсчетов в выбранных апертурах и число отсчетов в единицу времени после вычитания фона представлены в

⁴Поиск излучения от туманности на больших пространственных масштабах с использованием изображений, полученных инструментами обсерватории *XMM-Newton*, не принес результатов.

Таблице 4.1.

Спектр туманности аппроксимировался степенным законом (PL), а спектр J1952 – моделями атмосфер НЗ NSA [86] и NSMAX [14] с гравитационным красным смещением $z_g + 1 = 1.21$ и магнитными полями $B = 10^{12}$ Гс и $B = 10^{13}$ Гс, а также моделью чернотельного излучения (BB). Для учета межзвездного поглощения использовалась модель фотоэлектрического поглощения PHABS, сечения фотопоглощения задавались опцией `bstc` [44], а обилия элементов – опцией `angr` [45]. Спектры пульсарной туманности, J1952 и системы J1952+туманность были аппроксимированы совместно в диапазоне 0.3–10 кэВ.

Для аппроксимации данных мы использовали Байесовский подход. Соотношение N_H –расстояние задавалось в качестве априорной информации. Генерация выборок из апостериорного распределения производилась с помощью метода Монте-Карло по схеме Марковских цепей. Для этого использовалась схема, разработанная Гудманом и Уиаром [47] и реализованная в виде пакета `emcee` на языке `python` Форманом-Маккеем и др. [48]. Результирующие медианные значения спектральных параметров и их ошибки, соответствующие 90%-ому доверительному интервалу, представлены в Таблице 4.2. Поскольку параметры аппроксимации слабо зависят от типа атмосферной модели (NSA или NSMAX), в Таблице представлены результаты только для моделей BB и NSMAX. Значение χ^2 , приходящееся на одну степень свободы, показывает, что все модели хорошо описывают данные. Полученные результаты согласуются с результатами работы [85], однако неопределенности меньше (см. Таблицу 1 из [85]), так как использовалось большее число отсчетов. Спектр системы J1952+туманность и модель PL+NSMAX с магнитным полем 10^{12} Гс приведены на Рис. 5.3.

Использование Байесовского подхода и соотношения N_H –расстояние позволяет рассчитать значения расстояния D и радиуса излучающей области J1952 R независимо, тогда как обычный способ аппроксимации дает только отношение этих величин. Для модели NSMAX $R = 10_{-7}^{+21}$ км ($B = 10^{12}$ Гс) и $R = 6_{-3.5}^{+9}$ км ($B = 10^{13}$ Гс), то есть тепловое излучение идет со всей поверхности НЗ. Для модели BB радиус излучающей области гораздо меньше, $R = 0.6_{-0.3}^{+0.6}$ км, и излучение, скорее всего, идет от горячей полярной шапки пульсара. В этом случае для определения верхнего предела на температуру всей поверхности НЗ к модели была добавлена вторая BB компонента. Радиус излучающей области был зафиксирован на типичном значении радиуса НЗ 13 км. 3σ верхний предел на температуру всей поверхности составил ≈ 60 эВ.

Для моделирования спектра J1952 также использовался степенной закон. Он хуже моделирует данные ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 489/461$), а фотонный индекс $\Gamma = 4.4_{-0.5}^{+0.6}$ получился больше типичных значений для пульсаров (см., например, [92]).

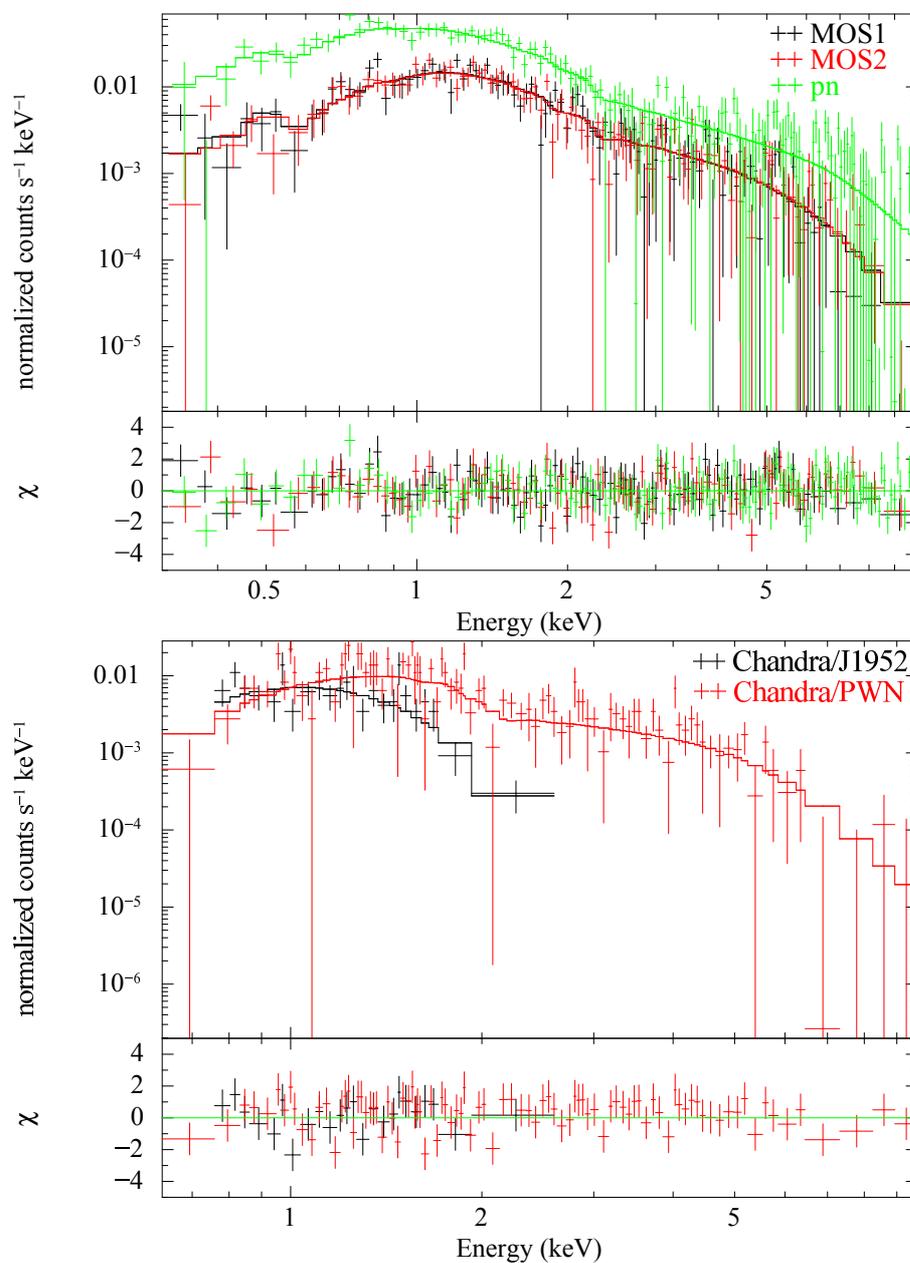


Рис. 4.3. Спектры туманности и J1952, полученные из данных обсерваторий *XMM-Newton* (вверху) and *Chandra* (внизу). Данные, полученные на различных инструментах и от разных источников, показаны крестами разных цветов. Модель наилучшей аппроксимации (NSMAX с магнитным полем $B = 10^{12}$ Гс для J1952 и степенной закон для туманности) показана линиями.

Кроме того, степенная компонента была добавлена к тепловой модели J1952 для оценки верхнего предела на нетепловую светимость $L_{\text{J1952}}^{\text{pl}}$. Фотонный индекс был ограничен в пределах $0.5 \leq \Gamma \leq 2.0$. Результирующие значения светимости $L_{\text{J1952}}^{\text{pl}}$ представлены в Таблице 4.2.

4.6 Обсуждение

4.6.1 J1952

Данные *XMM-Newton*/EPIC-рп с высоким временным разрешением использовались для поиска пульсаций от J1952. Пульсации обнаружены не были. Верхний предел на долю пульсирующего излучения составил 40% (99% доверительный уровень) для периодов $\gtrsim 12$ мс. Был подтвержден вывод, сделанный в работе [85], что J1952 имеет чисто тепловой спектр, параметры которого были лучше ограничены. Для модели ВВ радиус излучающей области составил ≈ 0.6 км (см. Таблицу 4.2), указывая на то, что тепловое излучение идет от горячего пятна с температурой $T \approx 215$ эВ, типичной для горячих полярных шапок. С другой стороны, модели NSMAX предполагают, что излучение идет со всей поверхности НЗ. Исходя из имеющихся данных, нельзя сказать, какая модель в действительности описывает излучение J1952. Детектирование пульсаций, фазовая спектроскопия и анализ профилей импульсов помогли бы разрешить этот вопрос. Полученный 40% верхний предел на долю пульсирующего излучения выше, чем типичные значения в 10–30% для теплового излучения с поверхностей НЗ [93, 94].

4.6.2 Расстояние до DA 495

Использование соотношения между межзвездным поглощением и расстоянием позволило оценить расстояние до DA 495. Для модели ВВ $D = 2.4_{-1.1}^{+1.3}$ кпк. Атмосферные модели предполагают большее значение расстояния: $3.3_{-1.3}^{+1.7}$, если магнитное поле J1952 составляет 10^{12} Гс, и $3.2_{-1.2}^{+1.5}$, если оно 10^{13} Гс (Таблица 4.2). В пределах ошибок все эти значения согласуются с одной из предыдущих оценок, $D \approx 2.1$ кпк, полученной в предположении об ассоциации DA 495 с рассеянным скоплением NGC 6834 [81]. Другая оценка, 1.0 ± 0.4 кпк, согласуется только с моделью ВВ. Она основывается на наличии в непрерывном радиоспектре DA 495 линии поглощения HI, соответствующей системной скорости $+12$ км с^{-1} , то есть рукаву Ориона [83]. В данной работе для той же системной скорости авторы получили еще одно значение расстояния – 5 кпк, которое согласуется с результатами атмосферных моделей. Однако они отбросили это значение, так как оно не соответствует низким значениям колонковой плотности, полученным в работе [85] из анализа данных обсерватории *Chandra* для модели ВВ. Кроме того, отсутствует линия поглощения HI от точки касания,

соответствующая скорости около $+20 \text{ км с}^{-1}$. Тем не менее, полностью исключить наличие данной линии поглощения нельзя вследствие низкого значения отношения сигнал/шум радиоданных. По этой причине нельзя считать непригодными атмосферные модели. Более того, в недавних работах по измерению параллаксов областей формирования массивных звезд [95, 96] было предложено несколько моделей расположения рукава Ориона в Галактике. Один из вариантов заключается в том, что рукав Ориона может простираться по направлению к рукаву Персея между галактическими долготами $l \approx 72^\circ$ и $l \approx 52^\circ$. Угол закрутки при этом составляет $\approx 10^\circ$. Возможно, этот рукав является ответвлением рукава Персея, соединяясь с ним на расстоянии 6.5 кпк от Солнца (см. Рис. 12 из работы [96]). DA 495 имеет $l \approx 65.7^\circ$, то есть лежит в пределах новых границ рукава Ориона. Таким образом, расстояние до туманности пульсарного ветра может быть больше, чем полагалось ранее.

4.6.3 Спектр DA 495

Спектральные индексы α_ν туманности, полученные в результате аппроксимации рентгеновских данных, составляют 0.71 ± 0.12 , 0.83 ± 0.13 и 0.82 ± 0.13 (90%-й доверительный интервал), в случае, когда тепловая компонента НЗ описывается моделью ВВ и атмосферными моделями с полями $B = 10^{12} \text{ Гс}$ и 10^{13} Гс , соответственно. Эти значения в пределах ошибок согласуются друг с другом и с $\alpha_\nu = 0.87 \pm 0.10$ (68%-й доверительный интервал), полученным из радиоданных для частот выше 1.3 ГГц (частоты изломы) [83]. Однако нельзя исключить возможность уплощения спектра в рентгеновском диапазоне, то есть наличие второго излома. Чтобы проверить, требуется ли второй излом между радио- и рентгеновским диапазонами, рентгеновские спектры были аппроксимированы совместно с радиоданными, взятыми из работы [83]. Сначала спектр туманности моделировался степенным законом с одним изломом (broken power law, BPL). Независимо от модели точечного источника, излом в радиодиапазоне получился на частоте $2.1_{-0.5}^{+0.8} \text{ ГГц}$. Это значение выше, чем в работе [83], вследствие добавления рентгеновских данных. Если же использовать только радиоданные, то излом будет на частоте $\approx 1.3 \text{ ГГц}$. Спектральные индексы α_{ν_1} и α_{ν_2} ниже и выше излома составили 0.61 ± 0.07 и 1.00 ± 0.01 для модели NSMAX+BPL и 0.58 ± 0.07 и 1.00 ± 0.01 для модели ВВ+BPL. Затем в модель туманности был добавлен второй излом. Для модели NSMAX+BPL спектральные индексы α_{ν_1} и α_{ν_2} ниже и выше излома на частоте 2 ГГц и спектральный индекс α_{ν_3} выше второго излома составили $0.50_{-0.12}^{+0.09}$, $1.02_{-0.04}^{+0.07}$ и $0.84_{-0.12}^{+0.11}$ в случае $B = 10^{12} \text{ Гс}$ и $0.50_{-0.13}^{+0.10}$, $1.02_{-0.04}^{+0.10}$ и $0.83_{-0.13}^{+0.15}$ в случае $B = 10^{13} \text{ Гс}$. Для модели ВВ+BPL $\alpha_{\nu_1} = 0.50_{-0.11}^{+0.09}$, $\alpha_{\nu_2} = 1.55_{-0.05}^{+0.11}$ и $\alpha_{\nu_3} = 0.72_{-0.11}^{+0.11}$. Сравнение моделей с одним и двумя изломами было проведено с помощью F-теста, для чего использовалась команда `ftest` из пакета XSPEC. Результирующие вероятности того,

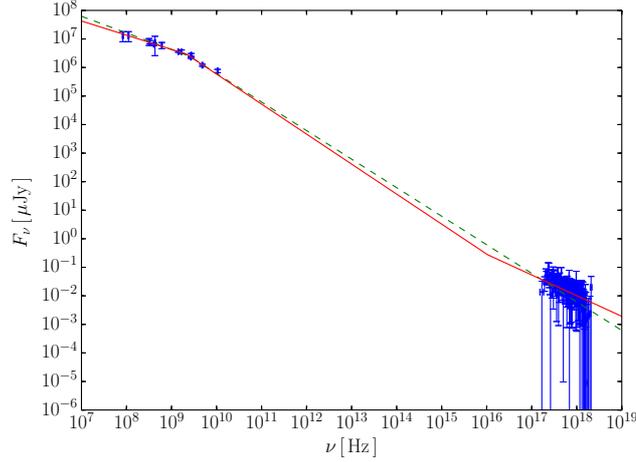


Рис. 4.4. Спектр пульсарной туманности DA 495 от радио до рентгеновского диапазона (в рентгеновском диапазоне спектр был исправлен за межзвездное поглощение). Рентгеновский спектр J1952 аппроксимировался моделью ВВ. Штриховая и сплошная линии представляют аппроксимации спектра туманности степенным законом с одним и двумя изломами, соответственно. Положение второго высокочастотного излома плохо определено (см. текст); здесь оно зафиксировано для наглядности.

что нулевая модель описывает данные, в случае NSMAX+BPL моделей составили ≈ 0.1 при обоих значениях магнитного поля. Это указывает на то, что второй излом не является необходимым. С другой стороны, для модели ВВ+BPL вероятность составила 0.03, что означает уплощение спектра в рентгеновском диапазоне. Положение второго излома плохо определяется и лежит в диапазоне 10^{14} – 10^{17} Гц, то есть между средним ИК и рентгеновским диапазонами. Аппроксимация данных моделью ВВ+BPL с одним и двумя изломами представлена на Рис. 4.4.

4.6.4 Ограничения на возраст, светимость и темп потери энергии вращения

Можно предположить, что излом в спектре туманности на частоте ≈ 2 ГГц возникает вследствие синхротронных потерь. Тогда можно оценить возраст DA 495, используя формулу из работы [97]:

$$\nu_c (\text{GHz}) \approx 1.2 \times 10^3 B_{\text{mG}}^{-3} t_{\text{kyr}}^{-2}, \quad (4.1)$$

где ν_c – частота спектрального излома, B_{mG} – магнитное поле туманности в мГс, и t_{kyr} – возраст туманности, измеряемый в тысячах лет. Время синхротронного высвечивания электронов $\tau_{\text{synch}} \approx 3.3 R_{\text{pc}} c / v$ тыс. лет, где R_{pc} – радиус излучающей области, выраженный в парсеках, v – скорость частиц пульсарного ветра, c – скорость света. Угловой радиус туманности составляет $20''$ в рентгеновском диапазоне. Тогда на расстоянии 1.5 кпк, что примерно соответствует нижней границе, полученной при аппроксимации рентгеновских спектров, $R_{\text{pc}} = 0.15 D_{1.5\text{kpc}}$, а $\tau_{\text{synch}} \approx 1.7 D_{1.5\text{kpc}}$ тыс. лет при типичной скорости $v = 0.3c$ [98]. С другой стороны, при энергии фотонов $E = 1.5$ кэВ, $\tau_{\text{synch}} = 1.2 E_{\text{keV}}^{-1/2} B_{\text{mG}}^{-3/2} \approx B_{\text{mG}}^{-3/2}$.

Отсюда следует, что $B_{\text{mG}} \approx 0.7D_{1.5\text{kpc}}^{-2/3}$, и выражение (4.1) дает возраст DA 495 $t_{\text{кыр}} \approx 40D_{1.5\text{kpc}}$. При максимальном расстоянии 5 кпк $B_{\text{mG}} \approx 0.3$, что сравнимо с магнитным полем Крабовидной туманности, а максимальный возраст $t_{\text{кыр}} \approx 130$. Эти простые оценки показывают, что DA 495 может быть в 2–6 раз старше, чем предполагалось в работе [83].

Оценка расстояния позволила рассчитать светимость туманности L_{pwn} и 3σ верхний предел на нетепловую светимость J1952 $L_{\text{J1952}}^{\text{pl}}$ (Таблица 4.2). Зная эти параметры и используя эмпирические зависимости $L_{\text{pwn}}(\dot{E})$, $L_{\text{psr}}^{\text{pl}}(\dot{E})$ и $L_{\text{pwn}}(L_{\text{psr}}^{\text{pl}})$, полученные в работе [2] для диапазона энергий 0.5–8 кэВ (Рис. 4.5), можно оценить темп потери вращательной энергии \dot{E} . На Рис. 4.5 добавлены данные для пульсара J2022+3842 и его туманности пульсарного ветра G76.9+1.0 [99, 100] (показаны красными треугольниками). Объединение результатов для всех моделей из Таблицы 4.2, дает следующее: $\log L_{\text{pwn}}$ лежит в диапазоне 31.7–32.9 (красные линии на верхней и нижней панелях Рис. 4.5). Отсюда следует, что $\log \dot{E} = 32.7\text{--}37.9$ для диапазона эффективности перевода энергии вращения пульсара в рентгеновскую светимость $\eta_X^{\text{pwn}} = 10^{-5} - 10^{-1}$ (серая область на верхней панели). Использование эмпирической зависимости светимости от возраста $L_{\text{pwn}}(t)$ для тех же туманностей (левая панель Рис. 4.6)⁵ и диапазона светимости DA 495 L_{pwn} позволяет определить границы возраста DA 495 $7 \leq t_{\text{кыр}} \leq 155$ (серая область между красными и штриховыми линиями)⁶. Этот диапазон несколько шире того, который вычислен выше с использованием формулы 3.3. В то же время, полученный верхний предел на нетепловую светимость пульсара $\log L_{\text{J1952}}^{\text{pl}} < 31.7$ (пурпурная линия на средней и нижней панелях Рис. 4.5) предполагает, что $\log \dot{E} < 37.1$ для эффективностей $\eta_X^{\text{psr}} \gtrsim 10^{-5.4}$ (серая область на средней панели Рис. 4.5). Нижняя граница η_X^{psr} (синяя линия) соответствует эффективности пульсара Вела, имеющего очень низкую светимость в рентгеновском диапазоне. Следовательно, $\log \dot{E}$ лежит в диапазоне 32.7–37.1, где перекрываются значения \dot{E} , полученные для значений светимостей туманности и J1952. Эти границы показаны сплошными голубыми линиями на правой панели Рис. 4.6, где представлена зависимость $\dot{E}(t)$. С другой стороны, зависимость $L_{\text{pwn}}(L_{\text{psr}}^{\text{pl}})$ позволяет поставить нижний предел ≈ 30.7 на нетепловую светимость J1952 (штриховая линия на нижней и средней панелях Рис. 4.5). Наконец, зависимость $\dot{E}(t)$, приведенная на Рис. 4.6 справа, и полученный диапазон возрастов (черные штриховые линии) приводят к более узкому интервалу значений $\log \dot{E} = 34.7 - 37.1$ (серая область).

Температура 80–90 эВ всей поверхности J1952, полученная при спектральном анализе

⁵В качестве возраста t использовались характеристические возраста пульсаров, исключая случаи, когда известен настоящий или кинематический возраст: пульсар в Крабовидной туманности, J1833–1034 [101], J1811–1925 [102], B1951+32 [103], J0538+2817 [104].

⁶Был исключен пульсар J1119–6127, отмеченный звездочкой, так как он является пекулярным пульсаром, обладающим сильным магнитным полем и очень тусклой туманностью [105].

для атмосферных моделей (Таблица 4.2), согласуется со сценарием стандартного остывания [22] для полученного диапазона возраста. Для модели ВВ 3σ верхний предел на температуру всей поверхности, равный 60 эВ, ниже, чем предсказывает стандартный сценарий остывания, если возраст J1952 меньше ~ 30 тыс. лет.

В работе [99] было отмечено, что по многим свойствам DA 495 похожа на туманность пульсарного ветра G76.9+1.0, ассоциированную с пульсаром J2022+3842. Обе туманности являются яркими и имеют одинаковую структуру в радиодиапазоне, тогда как в рентгеновском диапазоне они тусклые, имеют гораздо меньшие размеры, чем в радиодиапазоне, и совпадают с «радиодырами». Отношение размеров туманностей в радио- и рентгеновском диапазонах составляет около 20 для обоих объектов. Как для DA 495, так и для G76.9+1.0 не удалось обнаружить оболочку ОСН. Пульсар J2022+3842 детектирован в радио- и рентгеновском диапазонах, имеет период $P = 48.6$ мс, характеристический возраст $\tau = 8.9$ тыс. лет, $B \approx 2.1 \times 10^{12}$ Гс и $\dot{E} \approx 3 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} . Рентгеновская светимость пульсарной туманности $\approx 6 \times 10^{32}$ эрг с^{-1} при расстоянии до объекта в 10 кпк [99, 100]. Положение J2022+3842 и его туманности показано на Рис. 4.5, 4.6 красными треугольниками. Исходя из схожести DA 495 и G76.9+1.0, можно предположить, что DA 495 имеет такой же возраст, как и G76.9+1.0. Это согласуется с нижней границей диапазона возрастов, полученной из соотношения $\dot{E} - L_{\text{pwn}}$ (см. Рис. 4.6). Если же излом в спектре связан с синхротронными потерями, то минимальный возраст составляет ≈ 30 тыс. лет для наименьшего расстояния 1.3 кпк, полученного при аппроксимации. Таким образом, данная модель возникновения излома не работает в этом случае. Такая же ситуация имеет место для ряда других туманностей пульсарного ветра [77].

4.6.5 Отождествление в гамма-диапазоне

С помощью инструмента *Fermi*/LAT недавно был обнаружен на уровне 6σ гамма-источник 3FGL J1951.6+2926, пространственно совпадающий с DA 495 [87]. Его спектр описывается степенным законом с экспоненциальным завалом и интегральным потоком $\approx 10^{-11}$ эрг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ для энергий выше 100 МэВ. Было сделано предположение, что объект может являться отождествлением туманности DA 495 в гамма-диапазоне. Однако, если сравнить спектр источника со спектром DA 495 в радио- и рентгеновском диапазонах, то можно прийти к выводу, что такая интерпретация вряд ли возможна, так как она требует неправдоподобно большого избытка излучения на высоких энергиях в спектральном распределении энергии (Рис. 4.7). Такой избыток не предсказывают модели эволюции спектральных параметров туманностей пульсарного ветра (см., например, [106, 107]).

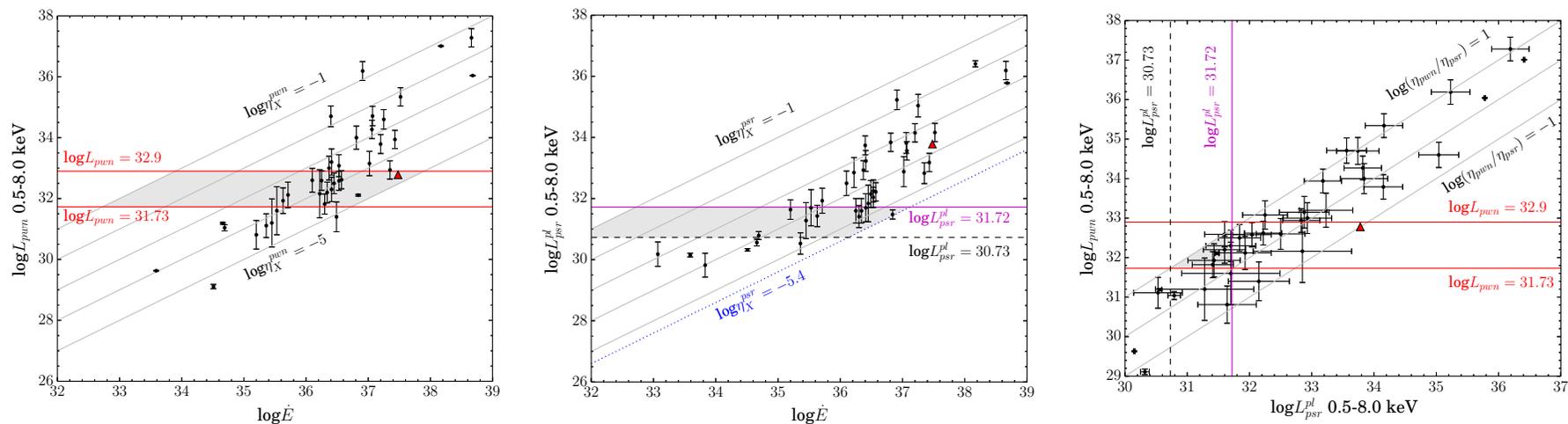


Рис. 4.5. Вверху: Диаграмма сравнения рентгеновских светимостей L_{pwn} туманностей пульсарного ветра и темпа потерь вращательной энергии \dot{E} . В середине: Диаграмма сравнения нетепловых рентгеновских светимостей $L_{\text{psr}}^{\text{pl}}$ пульсаров, образующие туманности, и темпа потерь вращательной энергии \dot{E} . Внизу: Диаграмма сравнения L_{pwn} и $L_{\text{psr}}^{\text{pl}}$. «Усы» включают 40% систематические ошибки определения расстояния до объектов, кроме тех случаев, когда известны параллаксы. Серые сплошные линии показывают уровни постоянной эффективности η для туманностей и пульсаров и их отношения. Красные линии соответствуют нижней и верхней границам светимости туманности DA 495, пурпурные – верхнему пределу на нетепловую светимость J1952, полученные при аппроксимации. Синей линией на среднем рисунке отмечен уровень наименьшей эффективности, соответствующей пульсару Вела. Штриховые линии показывают нижнюю границу для нетепловой светимости J1952. Области ожидаемого положения туманности и пульсара DA 495 на диаграммах закрашены серым цветом.

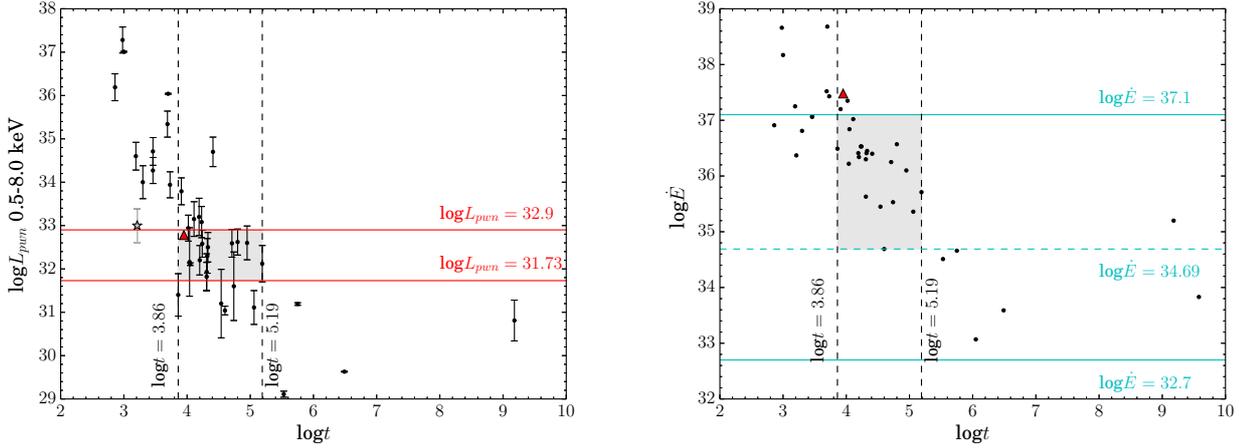


Рис. 4.6. Наблюдаемая зависимость между L_{pwn} для тех же туманностей, что на Рис. 4.5 (слева), а также соответствующими \dot{E} (справа) и возрастом t . Красными линиями показаны границы светимости туманности DA 495, полученные при аппроксимации, голубыми – границы темпа потери вращательной энергии, оцененные с использованием зависимостей $L_{\text{pwn}}(\dot{E})$ и $L_{\text{psr}}^{\text{pl}}(\dot{E})$. Черные штриховые линии показывают вероятные границы возраста DA 495, а голубая штриховая линия – вероятную нижнюю границу темпа потери вращательной энергии, полученную из интервала возрастов и распределения $\dot{E}(t)$. Области ожидаемого положения туманности и пульсара DA 495 закрашены серым цветом.

Похожая картина наблюдается для ОСН MSH 11–62, внутри которого имеется туманность пульсарного ветра. В работе [108] рассматривалось несколько способов объяснения избытка излучения. Во-первых, он может быть обусловлен излучением ОСН. Однако это предположение приводит к неправдоподобно большому значению плотности окружающей среды в случае адронного сценария. В случае же лептонного сценария слишком большая часть механической энергии ОСН должна переходить в энергию релятивистских частиц. Объяснение избытка излучением пульсарной туманности, в свою очередь, требует очень высокого значения темпа потери вращательной энергии. Основываясь на этом, Слэйн и др. [108] пришли к заключению, что избыток излучения в гамма-диапазоне обусловлен излучением пульсара.

Другой пример – G76.9+1.0, близнец DA 495, описанный выше. В работе [109] было проведено моделирование спектра G76.9+1.0 и сделано заключение, что детектирование туманности пульсарного ветра в ГэВ–ТэВ диапазоне маловероятно. Тем не менее, в статье [87] было сообщено об обнаружении кандидата в отождествление туманности в гамма-диапазоне, 3FGL J2022.2+3840. Но тогда в спектральном распределении энергии имеется избыток излучения на высоких энергиях так же, как и в случае с DA 495 и MSH 11–62 (рис. 4.8). В то же время, в работе [110] было доложено о детектировании пульсаций от J2022+3842 на уровне 5σ на энергиях выше 200 МэВ. Поток, составивший $(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-7}$ фотонов $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, согласуется с тем, который был получен в работе [87]

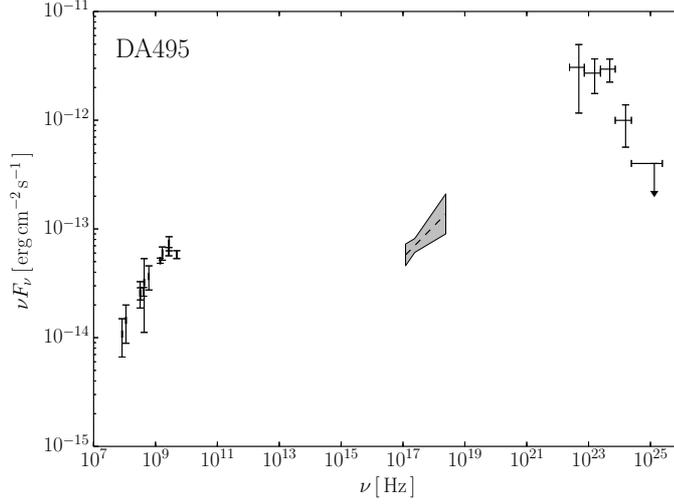


Рис. 4.7. Спектральное распределение энергии для туманности пульсарного ветра DA 495 в радио- и рентгеновском диапазоне, а также спектр источника 3FGL J1951.6+2926 в ГэВ диапазоне.

для 3FGL J2022.2+3840. Отсюда можно сделать вывод, что обе группы наблюдали один и тот же объект. При расстоянии 10 кпк светимость $L_\gamma = (3.6 \pm 0.6) \times 10^{35}$ эрг с^{-1} и эффективность в гамма-диапазоне $L_\gamma/\dot{E} \approx 0.01$. 3FGL J2022.2+3840 также имеет степенной спектр с экспоненциальным завалом, типичный для других гамма-пульсаров [5].

Сходство спектральных распределений энергии DA 495, G76.9+1.0 и MSH 11–62 приводит к выводу, что гамма-источник 3FGL J1951.6+2926 возможно является отождествлением J1952, а не туманности пульсарного ветра. Это также подтверждается видом спектра, типичным для пульсаров. В таком случае светимость пульсара $L_\gamma \approx 10^{34}$ эрг с^{-1} при расстоянии 3 кпк. Если эффективность в гамма-диапазоне такая же, как и для J2022+3842, то для J1952 $\dot{E} \approx 10^{36}$ эрг с^{-1} . Это значение лежит в пределах диапазона \dot{E} , полученного исходя из рентгеновских данных.

4.7 Заключение к главе

Пульсар J1952 имеет чисто тепловой спектр, который может быть описан как моделью чернотельного излучения, так и моделями водородных атмосфер НЗ. В первом случае излучение идет от горячего пятна, во втором – от значительной части поверхности НЗ с температурой $T = 80–90$ эВ. Значения температуры согласуются с предсказаниями стандартного сценария остывания НЗ. С помощью соотношения $N_{\text{H}}-D$ была получена независимая оценка расстояния до DA 495. Расстояние, полученное для атмосферных моделей, может быть больше (до 5 кпк), чем считалось ранее. Верхний предел на долю пульсирующего излучения составил 40% (на 99%-ном уровне достоверности). Используя это значение, нельзя

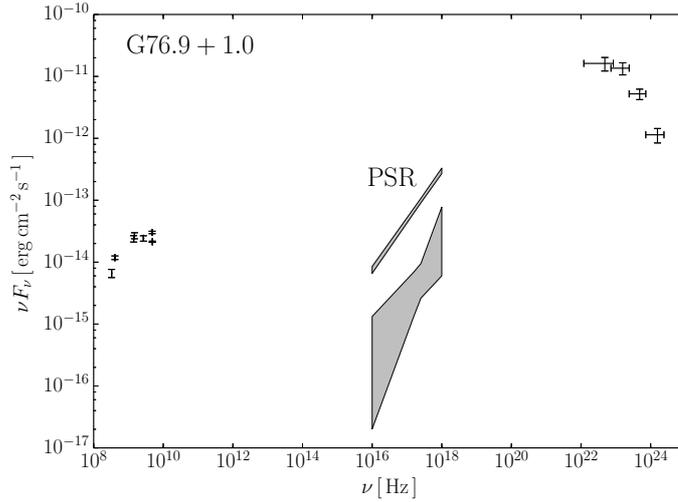


Рис. 4.8. Спектральное распределение энергии пульсарной туманности G76.9+1.0 в радио- и рентгеновском диапазоне, а также спектр источника 3FGL J2022.2+3840, который предположительно является двойником пульсара J2022+3842 в ГэВ диапазоне. Рентгеновский спектр пульсара, подписанный как PSR, показан для сравнения.

определить, идет ли излучение от горячего пятна или же со всей поверхности НЗ. Сравнение светимости пульсарной туманности и верхнего предела на нетепловую светимость J1952 со значениями для других систем пульсар плюс пульсарная туманность дает диапазон возрастов DA 495 7–155 тыс. лет. Также были поставлены ограничения на темп потери энергии вращения: $\log \dot{E} = 34.7 - 37.1$. Если спектр J1952 описывается моделью чернотельного излучения, рентгеновский спектр пульсарной туманности становится более плоским по сравнению с радиоспектром на частотах выше частоты излома 2 ГГц, то есть имеется второй высокочастотный излом. В случае атмосферных моделей для описания спектра второй излом не требуется. Наблюдения в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах помогли бы проверить наличие второго излома. Гамма-источник 3FGL J1951.6+2926, скорее всего, является отождествлением для J1952. Для лучшего определения характеристик J1952 необходимы глубокие наблюдения в рентгеновском и гамма-диапазонах.

Глава 5

Анализ остатка сверхновой G350.0–2.0 с использованием данных обсерватории *XMM-Newton*

5.1 Введение

ОСН со смешанной морфологией в радиодиапазоне наблюдаются в виде оболочек, а в рентгеновских лучах излучает область, заключенная между радиооболочками (см., например, [111]). Данный класс ОСН составляет 8% от общего числа остатков в Галактике и около 25% всех Галактических остатков, наблюдающихся в рентгеновском диапазоне [111]. Свойства ОСН со смешанной морфологией нельзя объяснить в рамках традиционной модели Седова-Тейлора, согласно предсказаниям которой должно наблюдаться излучение только от плотной оболочки. Центральная же область хоть и имеет более высокую температуру, является слишком разреженной, поэтому излучение от нее не должно детектироваться. Два главных сценария было предложено для объяснения ОСН со смешанной морфологией. Первая модель основывается на учете эффектов теплопроводности внутри остатка (см., например, [112]). В рамках второй модели предполагается испарение облаков межзвездной среды при прохождении ударной волны от взрыва сверхновой (например, [113]), вследствие чего повышается плотность во внутренней части остатка. Анализ ряда ОСН со смешанной морфологией также показал наличие избыточного содержания тяжелых элементов [114], а также плазмы со степенью ионизации выше равновесной [115], что также не имеет общепринятого объяснения. Таким образом, определение характеристик ОСН со смешанной морфологией – температур, плотностей, обилия элементов – играет важную роль для построения моделей их формирования.

ОСН G350.0–2.0 был открыт в радиодиапазоне с помощью обсерваторий Molonglo и

Parkes на частотах 408 МГц и 5 ГГц, соответственно [116]. Наблюдения, проведенные на VLA [117], показали, что ОСН имеет необычную морфологию и состоит из трех областей излучения: яркой северо-западной и более тусклых внутренней и юго-восточной арок (см. Рис. 5.1 слева). Полный размер G350.0–2.0 в радиодиапазоне составляет $\sim 40'$. В оптическом диапазоне в полосе H α были обнаружены филаменты и сгущения, пространственно совпадающие с остатком [118]. Возраст G350.0–2.0 был оценен в ~ 10 тыс. лет [119], при этом предполагалось, что ОСН находится в стадии Седова-Тейлора. Расстояние до остатка в 3.7 кпк было получено с помощью эмпирического соотношения между поверхностной яркостью в радиодиапазоне и диаметром [120].

Яркий рентгеновский точечный источник, 1RXS J172653.4–382157 (далее J1726), был детектирован в поле ОСН с помощью обсерваторий *ROSAT* и *ASCA* (см. Рис. 5.1 слева). Он может быть нейтронной звездой, связанной с остатком, хотя радиопульсар в поле ОСН обнаружен не был [121]. С другой стороны, он может быть несвязанным с остатком источником. Для исследования свойств G350.0–2.0 и J1726 мы провели наблюдения на телескопе *XMM-Newton*¹. В данной главе представлены результаты анализа рентгеновского излучения ОСН и J1726. Детали наблюдений и построение изображений описаны в Разделе 5.2. Спектральный анализ ОСН представлен в Разделе 5.3, а анализ J1726 в Разделе 5.4. Результаты обсуждаются в Разделе 5.5.

5.2 Рентгеновские данные и построение изображений

G350.0–2.0 наблюдался обсерваторией *XMM-Newton* 21 сентября 2013 года. Длительность наблюдений составила 38 кс. Поле зрения инструментов EPIC почти полностью покрывает диффузное излучение, видимое на изображении обсерватории *ROSAT* в северо-западной части ОСН (левая панель Рис. 5.1). Все инструменты EPIC работали в режиме Full Frame со средним фильтром. Пакет программ *XMM-SAS* v.13.5.0 использовался для анализа данных.

Для анализа излучения ОСН использовался пакет программ *ESAS* (Extended Source Analysis Software²). Времена вспышек были исключены с помощью процедур *mos-filter* и *pn-filter*. Результирующие экспозиции составили 19.5, 21.3 и 15.8 кс для детекторов MOS1, MOS2 и pn, соответственно. Для того, чтобы определить находилась ли какая-нибудь из ПЗС-матриц в «аномальном» состоянии (то есть для нее уровень инструментального фона выше нормы для энергий < 1 кэВ), мы использовали команду *emtaglenoise*. ПЗС-матрица 5 детектора MOS2 оказалась в таком состоянии и была исключена из анали-

¹PI Zyuzin, *XMM-Newton*/EPIC, ObsID 0724220101

²<ftp://xmm.esac.esa.int/pub/xmm-esas/xmm-esas.pdf>

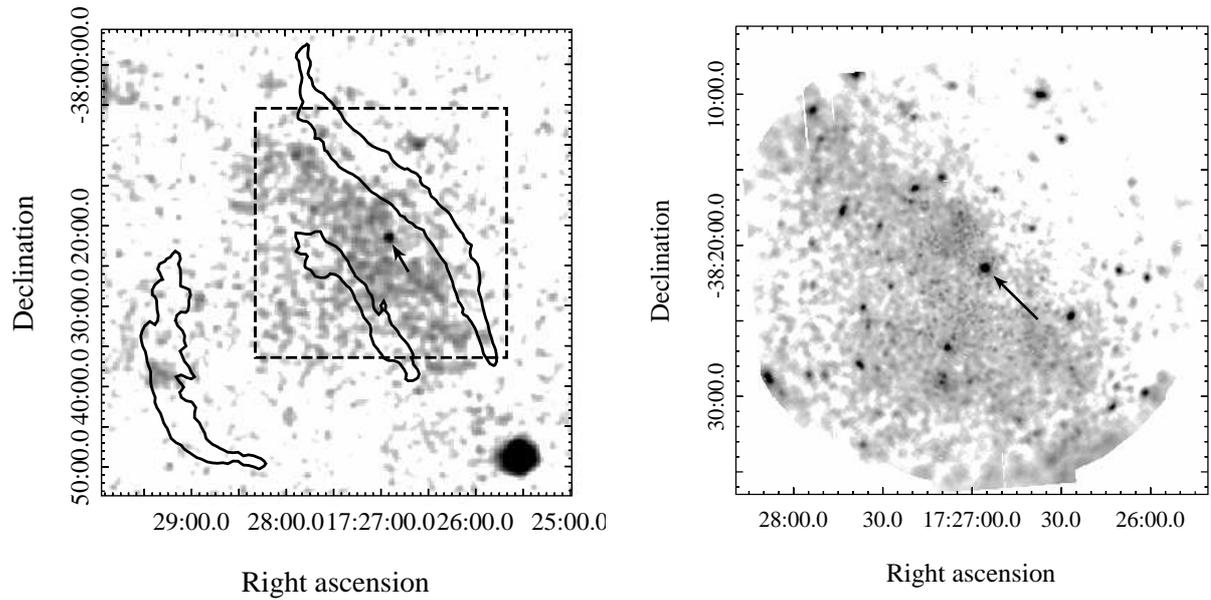


Рис. 5.1. Слева: $58' \times 58'$ изображение поля G350.0–2.0 в диапазоне 0.1–2.4 кэВ по данным обсерватории *ROSAT*. Черные контуры перенесены с изображения, полученного VLA на частоте 1.4 ГГц. Справа: $31' \times 31'$ изображение поля G350.0–2.0 в диапазоне 0.4–7.2 кэВ, полученное комбинированием данных детекторов MOS и pn обсерватории *XMM-Newton*. Соответствующая область показана на левой панели штриховым квадратом. Для обоих изображений используется шкала квадратного корня яркости. Источник J1726 отмечен стрелкой.

за. ПЗС-матрицы 3 и 6 детектора MOS1 не работают после повреждения микрометеоритами, поэтому поле зрения MOS1 не покрывает весь ОСН, и данный детектор не использовался для спектрального анализа остатка. Для данных, полученных инструментом pn были выбраны одно- и двухпиксельные события ($PATTERN \leq 4$), а для MOS – одно-, двух-, трех- и четырехпиксельные события ($PATTERN \leq 12$). Изображения были получены с использованием подпрограмм `mos-spectra` и `pn-spectra`. Изображения инструментального фона моделировались при помощи команд `mos_back` и `pn_back`. Результирующие изображение, полученное комбинированием данных детекторов MOS и pn (инструментальный фон при этом был вычтен), представлено на Рис. 5.1 справа. Форма диффузного излучения в общих чертах согласуется с той, что видна на изображении, полученном обсерваторией *ROSAT*. Однако более глубокие наблюдения *XMM-Newton* выявили множество точечных источников в поле остатка. Мы также построили изображения для различных диапазонов энергии, чтобы исследовать морфологические особенности G350.0–2.0. Точечные источники при этом были удалены с помощью маски, созданной командой `cheese`. Изображения, полученные инструментами MOS и pn, были скомбинированы и сбинированы с использованием команды `bin_image`. Результирующие изображения представлены на Рис. 5.2. Мы не обнаружили никаких признаков рентгеновского излучения от радиооболочек. Наиболее заметными структурами являются яркие пятна 3–6 во внутренней части диффузного излучения, отмеченные на верхней левой панели Рис. 5.2. Области 3–5 ярче проявляют себя в диапазоне 0.7–1.2 кэВ, где доминирует излучение линий L-серии железа. Спектр области 6, по-видимому, отличается от спектра остальной части остатка, его излучение более жесткое.

5.3 Анализ ОСН

Мы извлекли спектры диффузного излучения изданных детекторов MOS2 и pn и сгенерировали файлы отклика детекторов, используя команды `mos-spectra` и `pn-spectra`. Области, которые использовались для извлечения спектра, показаны на верхней левой панели Рис. 5.2. Область 1 была выбрана на перекрывающихся частях полей зрения MOS2 и pn между контурами, соответствующими интенсивностям 7.5 и 11 отсчетов с^{-1} градус $^{-2}$. Яркие области 3–6 были исключены из области 2 и проанализированы отдельно. Спектры областей 1–2 и 3–6 были сгруппированы так, чтобы приходилось не менее 50 и 20 отсчетов на спектральный бин, соответственно. Мы не могли извлечь спектр астрофизического фона из данных MOS2, так как единственная пригодная для этого область попадала на ПЗС-матрицу 5, которая работала в «аномальном» режиме, как уже было сказано выше. Поэтому спектр астрофизического фона был извлечен только из данных детектора pn

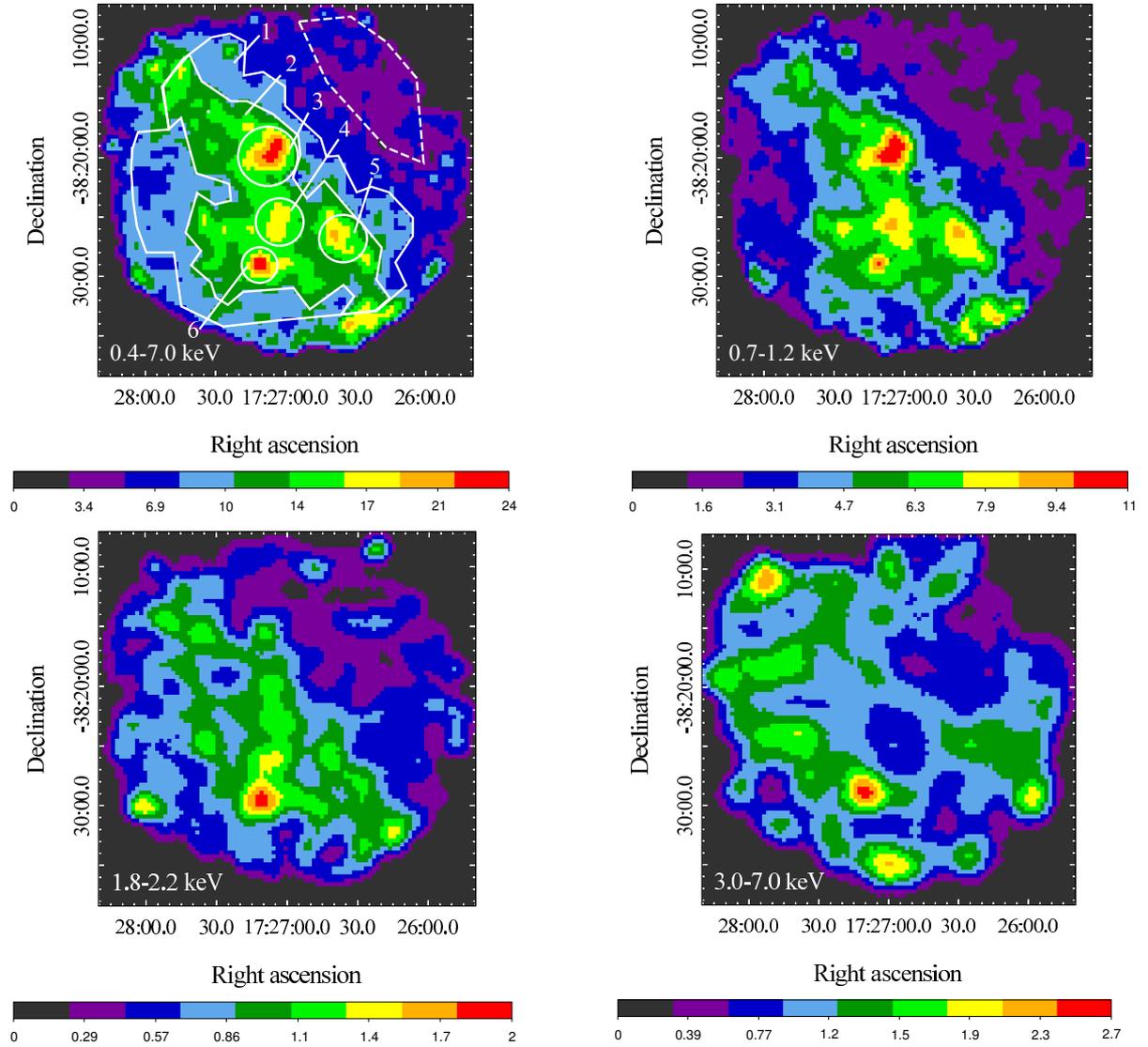


Рис. 5.2. Изображения поля G350.0–2.0 в диапазоне 0.4–7 кэВ (вверху слева), 0.7–1.2 кэВ (вверху справа), 1.8–2.2 кэВ (внизу слева) и 3–7 кэВ (внизу справа), полученные комбинацией данных MOS и pn. Размер пикселя $20''$. Интенсивность дана в единицах отсчетов $\text{с}^{-1} \text{градус}^{-2}$. На верхней левой панели показаны области, которые использовались для спектрального анализа (см. текст).

из области, очерченной штриховым многоугольником на верхней левой панели Рис. 5.1. Спектр затем был сгруппирован так, чтобы приходилось минимум 50 отсчетов на спектральный бин.

Мы аппроксимировали спектры в диапазоне 0.4–7 кэВ, чтобы исключить сильные инструментальные линии ($\text{Ni-K}\alpha$, $\text{Cu-K}\alpha$ и $\text{Zn-K}\alpha$) детектора *pn*, которые загрязняют жесткую часть спектра. Две эмиссионные гауссовские линии (модель GAUSS в пакете XSPEC) с энергиями ≈ 1.5 и ≈ 1.75 кэВ использовались, чтобы описать инструментальные линии $\text{Al-K}\alpha$ и $\text{Si-K}\alpha$. Модель астрофизического фона состояла из нескольких компонент: холодная непоглощенная тепловая компонента с температурой 0.1 кэВ, описывающая излучение Локального пузыря, две тепловые компоненты с поглощением, соответствующие излучению Галактического гало, и степенной закон с поглощением ($\Gamma = 1.46$), описывающий излучение неразрешенных фоновых источников. Дополнительные степенные компоненты использовались для аппроксимации остаточного загрязнения протонами низких энергий (для них используются диагональные матрицы отклика детектора). Фотонные индексы данных компонент были ограничены в пределах 0.1–1.4, как рекомендовано в описании пакета ESAS. Для учета межзвездного поглощения использовалась модель фотоэлектрического поглощения PHABS, сечения фотопоглощения задавались опцией `vmc` [44], а обилия элементов – опцией `angr` [45].

Спектры областей 1, 2 и астрофизического фона были аппроксимированы совместно. Для описания спектра остатка мы использовали модель равновесной плазмы VAPES. Поскольку в невязке наблюдался «горб» на энергии около 1.25 кэВ, а варьирование обилия элементов не улучшило качество подгонки, мы добавили в модель эмиссионную гауссовскую линию. Параметры наилучшей аппроксимации представлены в Таблице 5.2, а модель приведена на Рис. 5.3. Параметры астрофизического фона, полученные при этой аппроксимации, затем использовались для анализа областей 3–6.

Для ярких областей 3–5 модель наилучшей аппроксимации (см. Таблицу 5.2) предполагает избыточное содержание железа. Как и в случае областей 1–2, мы добавили эмиссионную линию, чтобы убрать «горб» в невязке на энергии 1.25 кэВ. Заметим, что области 4 и 5 анализировались совместно.

Аппроксимация области 6 моделью VAPES не дала хороших результатов ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 88/69$). Качество подгонки стало приемлемым при добавлении степенной компоненты (PL) (см. Таблицу 5.2). Добавление же эмиссионной линии с энергией 1.25 кэВ не требуется, вероятно, вследствие небольшого числа отсчетов.

Физическая природа дополнительной Гауссовой компоненты с энергией 1.25 кэВ не ясна. Данная энергия формально соответствует линиям K-серии Mg XI, но варьирование обилия магния не убирало «горб» в невязке. С другой стороны, данную компоненту можно

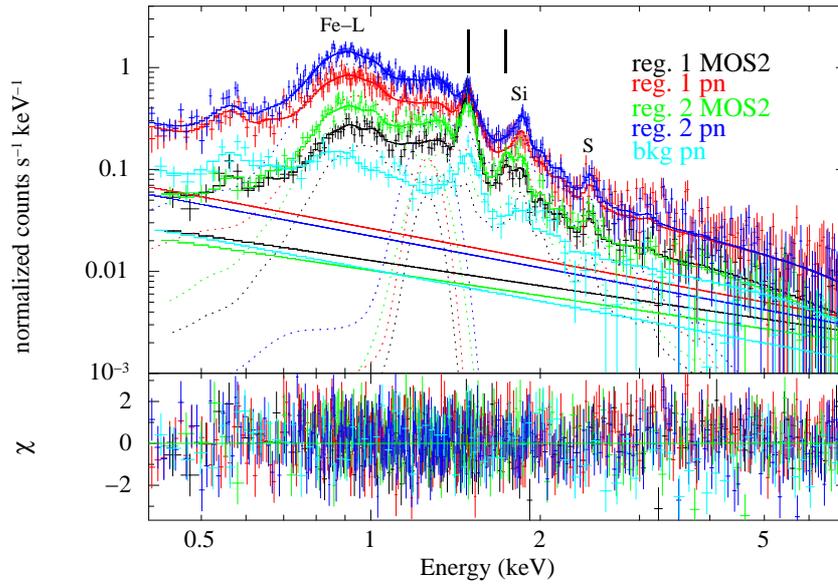


Рис. 5.3. *Вверху:* Спектры областей 1–2 и астрофизического фона. Линиями показана модель наилучшей аппроксимации, при этом излучение ОСН аппроксимировалось моделью VAPEC+GAUSS (см. текст). Сплошные наклонные линии представляют остаточное загрязнение протонами низких энергий, пунктирные – компоненты модели VAPEC и GAUSS. Различные инструменты/области показаны разными цветами, как отмечено в верхнем правом углу. Положения инструментальных линий показаны вертикальными черточками. Также отмечены спектральные линии Si, S и Fe-L. *Внизу:* Невязка.

интерпретировать как излучение линий L-серии железа, которые образуются при переходе с уровней с высокими значениями главного квантового числа (см., например, [122, 123]). Это предположение поддерживается положительной корреляцией между эквивалентной шириной линии $\propto K/VEM$, где K – нормировка гауссианы, а VEM – объемная мера эмиссии, и содержанием железа в различных областях. Хотя значительное число переходов включено в код AtomDB (v. 3.0.3), который используется для модели VAPEC, возможно, что описание комплекса линий L-серии железа пока еще не полное.

5.4 Анализ J1726

5.4.1 Поиск пульсаций

Для поиска пульсаций от J1726 мы использовали данные детектора pn, имеющие временное разрешение 73.4 мс. Мы получили список времен прихода фотонов на детектор, используя апертуру $30''$, в диапазоне энергий 0.3–10 кэВ. Времена были скорректированы на барицентр Солнечной системы с помощью команды `barycen`, при этом использовались координаты источника, найденные с помощью подпрограммы `edetect_chain` (RA = 261°7334, Dec = –38°3595). Используя тест Z_n^2 [124], мы провели поиск пульсаций в

Таблица 5.1. Параметры наилучшей аппроксимации спектров областей ОСН моделью VAREC. Также приведены параметры дополнительных компонент (гауссианы, описывающей излучение линий L-серии железа, и степенной компоненты; см. текст). Ошибки соответствуют 90%-ным доверительным уровням.

Область	1	2	3	4+5	6
Колонковая плотность $N_{\text{H}}, 10^{21} \text{ см}^{-2}$	$7.1^{+0.5}_{-0.6}$	$6.2^{+0.3}_{-0.3}$	$7.2^{+2.0}_{-1.5}$	$6.6^{+1.4}_{-1.4}$	$5.3^{+1.6}_{-1.2}$
Температура T , кэВ	$0.85^{+0.05}_{-0.04}$	$0.82^{+0.02}_{-0.02}$	$0.85^{+0.04}_{-0.05}$	$0.84^{+0.03}_{-0.05}$	$0.85^{+0.05}_{-0.08}$
VEM, $10^{56} D_{3.7\text{кpc}}^2 \text{ см}^{-3} \text{ а}$	$3.1^{+0.4}_{-0.3}$	$4.1^{+0.4}_{-0.4}$	$0.5^{+0.1}_{-0.1}$	$0.7^{+0.1}_{-0.1}$	$0.2^{+0.1}_{-0.1}$
Fe/Fe $_{\odot}$	1.0 (фикс.)	1.0 (фикс.)	$2.3^{+2.3}_{-1.0}$	$1.8^{+1.0}_{-0.7}$	1.0 (фикс.)
Энергия гауссианы E , кэВ	$1.26^{+0.02}_{-0.02}$	$1.26^{+0.01}_{-0.01}$	$1.23^{+0.04}_{-0.04}$	$1.24^{+0.04}_{-0.03}$	
Ширина гауссианы σ , кэВ	$0.05^{+0.02}_{-0.03}$	$0.07^{+0.01}_{-0.01}$	$0.08^{+0.05}_{-0.07}$	$0.08^{+0.04}_{-0.05}$	
Нормировка гауссианы $K, 10^{-4} \text{ фот. см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	$0.9^{+0.4}_{-0.3}$	$1.8^{+0.3}_{-0.3}$	$0.6^{+0.3}_{-0.3}$	$0.5^{+0.2}_{-0.2}$	
Фотонный индекс Γ					$1.8^{+0.7}_{-1.2}$
Нормировка PL $N_{\text{PL}},$ $10^{-5} \text{ фот. см.}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$					$2.2^{+2.9}_{-1.8}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	1063/1001		265/261	338/320	74/67

^a VEM (volume emission measure) – объемная мера эмиссии, которая определяется формулой (5.1). $D_{3.7\text{кpc}}$ – расстояние в единицах 3.7 кпк.

диапазоне периодов 0.15–4000 с. Пульсации обнаружены не были, и мы оценили верхний предел на долю пульсирующего излучения, который составил 27% (на доверительном уровне 99%). Используемый метод оценки описан в работе [125].

5.4.2 Спектральный анализ

Спектр J1726 был извлечен из апертуры 30'' из данных детекторов MOS1, MOS2 и pn с помощью команды `evselect`. Кольцо с внутренним и внешним радиусами в 45'' и 75'' использовалось для получения спектра фона. Число отсчетов от источника составило 410(MOS1) + 625(MOS2) + 1340(pn). Файлы, содержащие информацию об отклике детектора, были сгенерированы с помощью команд `arfgen` и `rmfgen`. Спектры были сгруппированы так, чтобы приходилось не менее 15 отсчетов на спектральный бин, а затем аппроксимированы совместно в диапазоне 0.3–10 кэВ.

В предположении, что J1726 может являться нейтронной звездой, мы использовали следующие модели (с учетом поглощения): степенной закон (PL), степенной закон плюс чернотельное излучение (PL+BB) и степенной закон плюс модель замагниченной водородной атмосферы НЗ (PL+NSA; [86]). Степенная компонента описывает магнитосферное излучение, а BB/NSA – тепловое излучение поверхности НЗ. Мы также использовали двухтемпературную модель оптически тонкой плазмы (2-T MEKAL; [126]), которая обычно используется для описания спектров катаклизмических переменных (см., например, [127, 128]). Более холодная компонента описывает излучение невозмущенного аккреционного потока и фотосферы белого карлика, тогда как более горячая описывает излучение потока, замедляющегося и разогревающегося в стоячей ударной волне над поверхностью белого карлика. Результаты аппроксимации представлены в Таблице 5.2. Согласно критерию χ^2 все модели хорошо описывают данные.

Мы использовали F-тест, чтобы определить, действительно ли необходима тепловая компонента для описания мягкой части спектра, если предполагать, что J1726 является НЗ. Результирующая вероятность случайного улучшения качества аппроксимации составила $\approx 10^{-6}$, то есть тепловая компонента необходима. Модели наилучшей аппроксимации PL+BB и 2-T MEKAL представлены на Рис. 5.4. Полученные фотонный индекс и температура чернотельного излучения типичны для излучения пульсаров. Для расстояния 3.7 кпк, радиус излучающей области в пределах ошибок согласуется с каноническим радиусом НЗ ≈ 15 км. В то же время модель водородной атмосферы с массой $M_{\text{NS}} = 1.4M_{\odot}$ и радиусом НЗ $R_{\text{NS}} = 13$ км также хорошо описывает тепловую компоненту.

В случае модели 2-T MEKAL полученные температуры 0.8 и 8.6 кэВ типичны для катаклизмических переменных (см., например, [129]). Однотемпературная модель MEKAL была отброшена, так как качество аппроксимации в этом случае хуже ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 157/135$).

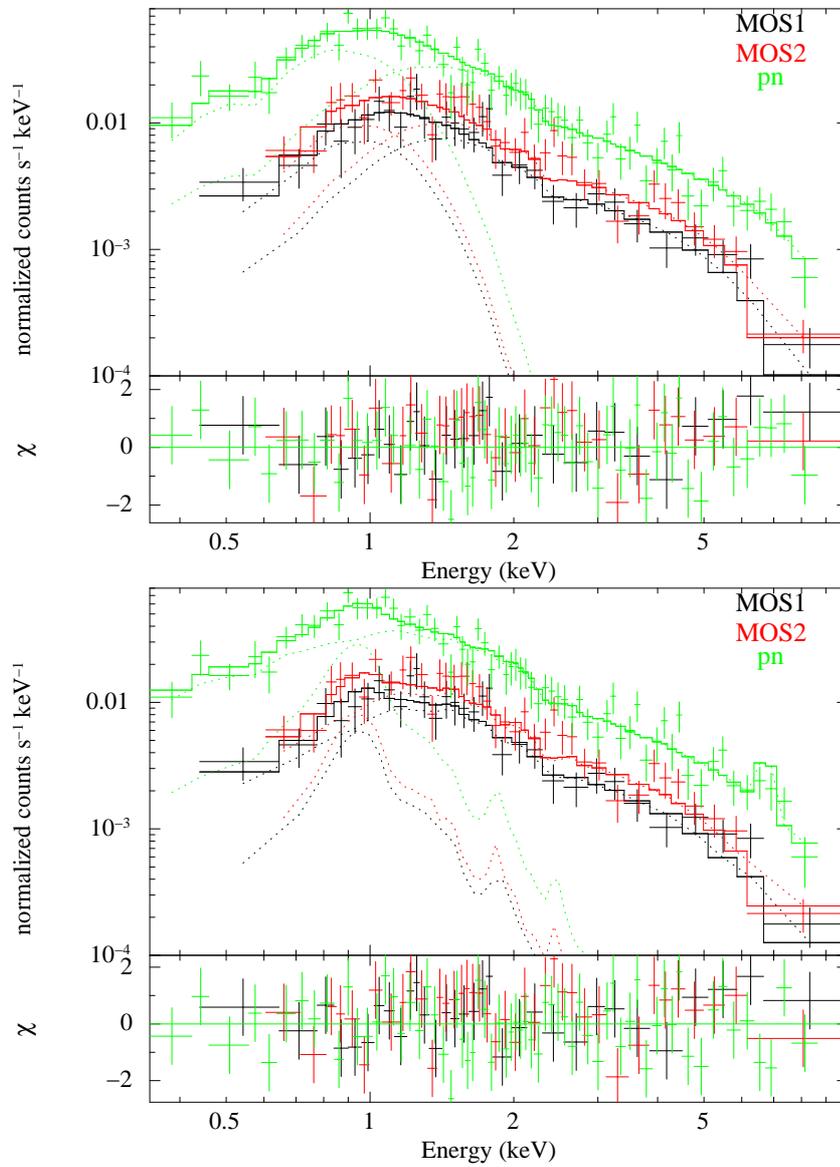


Рис. 5.4. Спектр J1726, модель наилучшей аппроксимации PL+BB (вверху) и 2-T MEKAL (внизу) и невязка. Разные инструменты показаны разными цветами, как обозначено на рисунках вверху справа. Пунктирные линии показывают компоненты модели.

Таблица 5.2. Параметры наилучшей аппроксимации спектров J1726 различными моделями. Ошибки соответствуют 90%-ным доверительным интервалам. Непоглощенный поток f_X приведен для диапазона энергий 0.3–10 кэВ. В случае модели NSA+PL магнитное поле $B = 10^{12}$ Гс, масса НЗ $M_{\text{NS}} = 1.4M_{\odot}$, радиус НЗ $R_{\text{NS}} = 13$ км, а расстояние до источника зафиксировано на значении 3.7 кпк. Температура T_{NSA} дана такой, какой бы ее регистрировал удаленный наблюдатель.

Модель/Параметры	PL	PL+BB	PL+NSA	2-T MEKAL
Колонк. пл-ть N_{H} , 10^{21} см^{-2}	$2.4^{+0.4}_{-0.3}$	$5.1^{+2.0}_{-1.7}$	$4.3^{+0.4}_{-0.4}$	$2.0^{+0.4}_{-0.3}$
Фотонный индекс Γ	$1.81^{+0.12}_{-0.11}$	$1.71^{+0.20}_{-0.20}$	$1.60^{+0.14}_{-0.14}$	
Нормировка PL N_{PL} , $10^{-5} \text{ фот. кэВ}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	$7.8^{+1.0}_{-0.9}$	$7.3^{+2.3}_{-1.8}$	$6.1^{+1.1}_{-1.0}$	
Температура $T_{\text{BB/NSA}}$, эВ		138^{+42}_{-25}	73^{+3}_{-3}	
Радиус излуч. обл. R , км		$5^{+10}_{-3} D_{3.7\text{kpc}}$	13 (фикс.)	
Температура T_1 , кэВ				$0.8^{+0.3}_{-0.1}$
Температура T_2 , кэВ				$8.6^{+4.1}_{-2.1}$
Непогл. поток f_X , $10^{-13} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$	5.0	10.2	8.3	4.6
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	146/135	119/133	122/134	126/133

5.4.3 Ультрафиолетовые, оптические и инфракрасные данные

Слабый оптический источник был обнаружен на рентгеновском положении J1726 на изображении, полученном оптическим монитором *XMM-Newton* в фильтре U ($\lambda_{\text{eff}} = 344$ нм). Возможно он является отождествлением J1726. Используя команду `omdetect`, мы получили скорость отсчетов от источника (за вычетом фона) 0.15 отсчетов с^{-1} . Эта скорость соответствует инструментальной звездной величине $U = 20.35 \pm 0.19$ ($U_{\text{AB}} = 21.28 \pm 0.19$). К сожалению, источник попадает на артефакт изображения (арки на верхней левой панели Рис. 5.5), который препятствует аккуратному определению скорости отсчетов, и поэтому данное значение нужно воспринимать с осторожностью. Поле J1726 также наблюдалось в фильтрах V , $UVM2$ и $UVW1$, но источник в этих полосах обнаружен не был.

Источник также был найден на архивных изображениях, полученных в ходе двух обзоров: VISTA Variables in the Via Lactea Survey (VVV) и VST Photometric H α Survey of

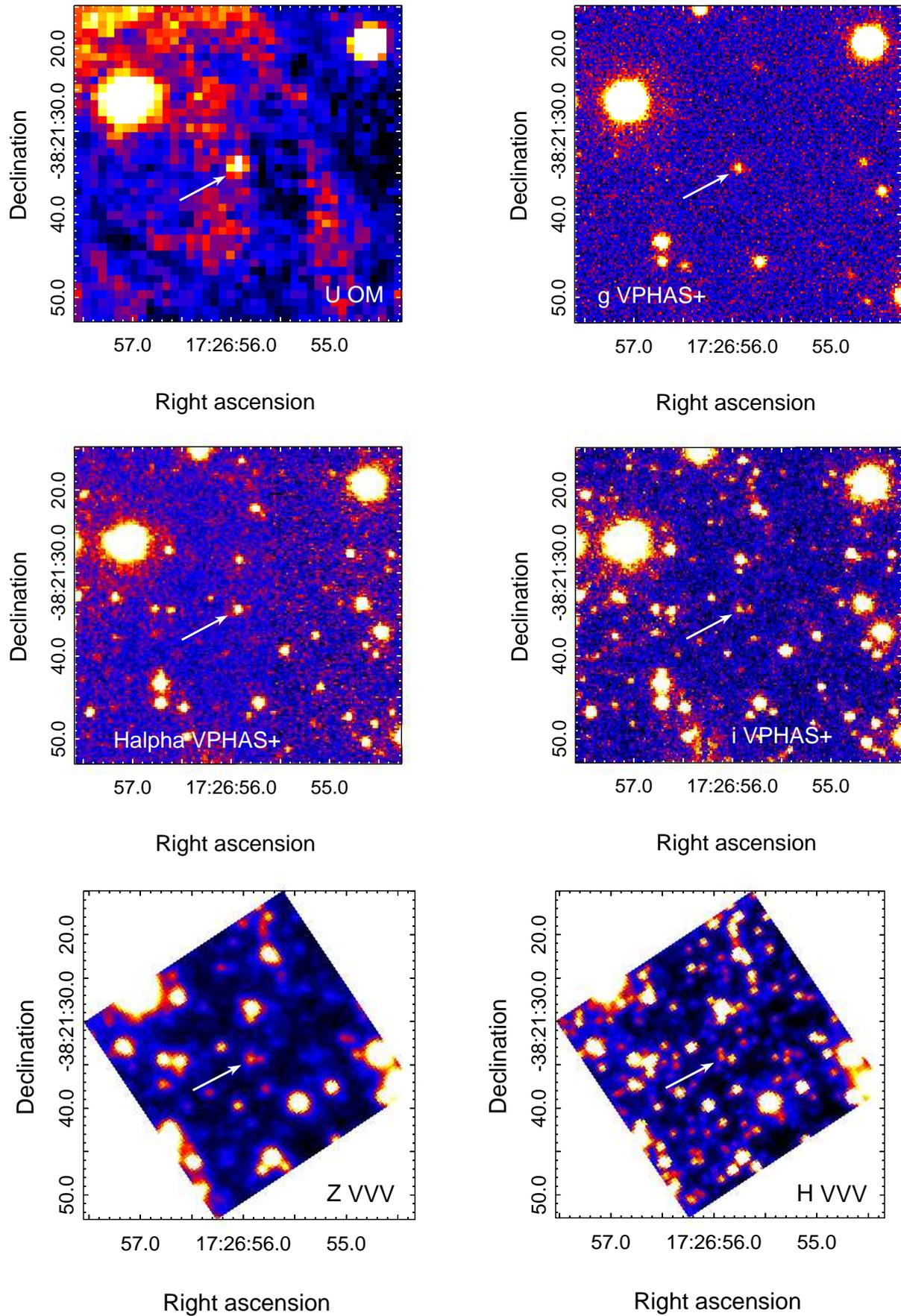


Рис. 5.5. $0'65 \times 0'65$ изображения поля J1726 в разных диапазонах. Кандидат в оптическое отождествление J1726 указан стрелками.

the Southern Galactic Plane and Bulge (VPHAS+)³. В каталогах источник обозначен как VPASDR2 J172655.9–382134.4 и VVV J172655.88–382134.20. Примеры изображений из данных обзоров представлены на Рис. 5.5. Координаты источника в обоих обзорах согласуются с рентгеновским положением J1726 с учетом номинальной точности астрометрической привязки *XMM-Newton*, составляющей 2'' (на доверительном уровне 90%⁴).

Видимые звездные величины и наблюдаемые потоки, измеренные в различных фильтрах, представлены в Таблице 5.3. Величины в фильтрах *Z*, *Y*, *J*, *H* и *K_s* были взяты из обзора VVV для апертуры 1''. Поскольку в инфракрасном диапазоне поле сильно насыщено звездами (см. Рис. 5.5), мы проверили значения, приведенные в каталоге VVV, с помощью пакета IRAF. Полученные значения в пределах ошибок совпали с приведенными в каталоге. Тем не менее, излучение источника загрязнено близкими звездами и значения потоков могут быть завышены. В каталоге VPAS+ приведены значения звездных величин в фильтрах *u*, *g*, *r*, *Na* и *i*, полученные как с методом апертурной фотометрии, так и с помощью аппроксимации функцией размытия точки (PSF). Результаты обоих методов находятся в согласии. В Таблице 5.3 приведены значения, полученные вторым методом. Интересующий нас источник наблюдался в двух эпохах. Для эпохи MJD 56566 наблюдения проводились в фильтрах *u*, *g* и *r*, для MJD 56149 – *r*, *Na* и *i*. Для каждой эпохи имеется по два наблюдения – главное (primary) и вторичное (duplicate). В описании каталога сказано, что главным считается то наблюдение, в ходе которого удалось измерить звездные величины в наибольшем количестве фильтров.

5.5 Обсуждение

5.5.1 ОСН

Спектры большей части ОСН описываются моделью VAPEC+GAUSS, за исключением области 6, где требуется дополнительная степенная компонента. Из Таблицы 5.2 видно, что температуры и колонковые плотности, полученные для разных областей, согласуются друг с другом в пределах ошибок. Плазма в областях 1–2 имеет солнечное обилие элементов. Это предполагает излучение от межзвездного вещества, нагретого ударной волной от взрыва сверхновой, что является типичным для остатков со смешанной морфологией [111]. Анализ же ярких областей 3–5 показал избыточное содержание железа, которое может быть обусловлено наличием выброшенного при взрыве сверхновой вещества. С другой стороны, это может быть следствием разрушения пылевых частиц (см., например, [130]).

³<http://www.eso.org/sci/observing/PublicSurveys.html>

⁴See <http://xmm2.esac.esa.int/docs/documents/CAL-TN-0018.pdf>

Таблица 5.3. Видимые звездные величины, наблюдаемые и исправленные за межзвездное поглощение потоки кандидата в оптическое отождествление J1726, полученные в различных обзорах. При исправлении потоков использовалась величина межзвездной экстинкции $A_V = 0.9$, полученная для модели рентгеновского спектра 2-T MEKAL.

Фильтр	λ_{eff} , мкм	Эпоха (MJD)	Зв. вел.	Поток, мкЯн	Исправ. поток, мкЯн
$U(\text{OM})$	0.344	56556.83866	20.35 ± 0.19	11 ± 2	41.7 ± 7.6
u	0.361	56566.01030 ^a	19.81 ± 0.07	17.8 ± 1.2	65.8 ± 4.4
		56566.01254 ^b	19.74 ± 0.07	19.0 ± 1.2	70.3 ± 4.4
g	0.468	56566.02029 ^a	21.04 ± 0.05	15.7 ± 0.7	42.1 ± 1.9
		56566.02224 ^b	21.17 ± 0.05	13.8 ± 0.7	37.0 ± 1.9
r	0.624	56566.02705 ^a	20.33 ± 0.06	23.7 ± 1.3	48.6 ± 2.7
		56566.02785 ^b	20.51 ± 0.08	20.0 ± 1.5	41.0 ± 3.1
		56149.08459 ^a	20.58 ± 0.06	18.8 ± 1.0	38.6 ± 2.1
		56149.08535 ^b	20.66 ± 0.06	17.5 ± 1.0	35.9 ± 2.1
$H\alpha$	0.659	56149.07406 ^a	19.13 ± 0.04	55.4 ± 2.1	108.5 ± 4.3
i	0.760	56149.09070 ^a	20.02 ± 0.06	25.4 ± 1.4	43.6 ± 2.4
		56149.09146 ^b	19.76 ± 0.07	32.1 ± 2.0	55.2 ± 3.4
Z	0.878	55725.26322	18.97 ± 0.09	$58.2^{+5.2}_{-4.8}$	$87.6^{+7.9}_{-7.3}$
Y	1.021	55725.25799	19.05 ± 0.13	$50.3^{+6.5}_{-5.8}$	$78.3^{+9.0}_{-8.0}$
J	1.254	55309.36337	18.55 ± 0.13	$58.9^{+7.7}_{-6.8}$	$74.3^{+9.8}_{-8.6}$
H	1.646	55309.35370	17.87 ± 0.17	$73.1^{+12.5}_{-10.7}$	$84.9^{+14.5}_{-12.4}$
K_s	2.149	55309.35857	17.51 ± 0.20	$66.9^{+13.3}_{-11.1}$	$73.8^{+14.7}_{-12.2}$

^a Главное наблюдение.

^b Вторичное наблюдение.

Полученное значение колонковой плотности поглощающего вещества позволяет оценить расстояние до ОСН. Эмпирическое соотношение между колонковой плотностью и экстинкцией A_V [131] дает $A_V \approx 3$ при $N_H = 6.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Используя соотношение A_V –расстояние [19], мы получаем $D \approx 3$ кпк, что согласуется с расстоянием $D = 3.7$ кпк, полученном в работе [120] с использованием поверхностной яркости в радиодиапазоне. При расстоянии в 3.7 кпк радиус ОСН составляет 20 пк.

Концентрацию вещества в остатке можно рассчитать, зная нормировку модели VAPES:

$$N = \frac{10^{-14}}{4\pi D_{\text{см}}^2} \int n_e n_H dV \equiv \frac{10^{-14}}{4\pi D_{\text{см}}^2} \times VEM, \quad (5.1)$$

где n_e and n_H – концентрации электронов и водорода, соответственно, $D_{\text{см}}$ – расстояние в сантиметрах, а VEM – объемная мера эмиссии. В случае солнечного обилия элементов и практически полной ионизации $n_e = 1.2n_H$. Объем области излучения оценивался следующим образом: $V = 7.3 \times 10^{56} SL_{20} D_{3.7\text{кпк}}^3 \text{ см}^3$, где S – площадь области в кв. минутах, а L – ее протяженность вдоль луча зрения в единицах $20'$. Тогда

$$n_H = 13.6 N^{1/2} (SL_{20} D_{3.7\text{кпк}})^{-1/2}. \quad (5.2)$$

Результирующие значения n_H представлены в Таблице 5.4 вместе с массами излучающего газа, рассчитанными в предположении солнечного обилия элементов. Полная масса составляет около $15M_{\odot}$.

G350.0–2.0 имеет сложную асимметричную морфологию, сходную с морфологией ОСН G166.0+4.3 (см., например, [132]). У обоих ОСН наблюдаются три арки, излучающие в радиодиапазоне, тогда как рентгеновское излучение заполняет пространство между двумя арками. Объяснение радиоморфологии G166.0+4.3 было дано в работе [133]. Сверхновая взрывается в сравнительно плотной среде, а затем ударная волна проходит через разреженную область («горячий тоннель»). Гаенслер [117] предложил похожую модель для объяснения морфологии G350.0–2.0. В таком случае внутренняя арка формируется на границе раздела сред с различной плотностью. Это подразумевает, что рентгеновское излучение заполняет разреженную область, что согласуется с низкими значениями n_H (Таблица 5.4).

Анализ показал, что распределение температуры по остатку однородное. Это согласуется с предсказаниями модели, учитывающей эффекты теплопроводности (например, [112]). Характерное время, за которое происходит выравнивание температуры, можно оценить следующим образом:

$$t_{\text{cond}} \sim 27 \frac{n_e}{1 \text{ см}^{-3}} \left(\frac{l_T}{10 \text{ пк}} \right)^2 \left(\frac{T}{0.8 \text{ кэВ}} \right)^{-2.5} \frac{\ln \Lambda}{33} \text{ тыс. лет}, \quad (5.3)$$

Таблица 5.4. Концентрации водорода и массы излучающего газа для различных областей ОСН.

Region	$n_{\text{H}},$ $10^{-2}(L_{20}D_{3.7\text{kpc}})^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$	$M_g,$ $L_{20}^{1/2}D_{3.7\text{kpc}}^{5/2} M_{\odot}$
1	$4.7^{+0.4}_{-0.3}$	$6.2^{+0.5}_{-0.4}$
2	$5.9^{+0.3}_{-0.3}$	$6.5^{+0.3}_{-0.3}$
3	$5.4^{+0.7}_{-0.5}$	$0.9^{+0.1}_{-0.1}$
4+5	$5.4^{+0.6}_{-0.5}$	$1.1^{+0.1}_{-0.1}$
6	$5.4^{+1.8}_{-1.2}$	$0.3^{+0.1}_{-0.1}$

где $l_T = T/\nabla T$ – характерная шкала градиента температуры, а $\ln\Lambda = 29.7 + \ln n_e^{-0.5} \frac{T}{0.086 \text{ кэВ}}$ – Кулоновский логарифм. Для $l_T \approx 20$ пк, $t_{\text{cond}} \sim 7$ тыс. лет, что меньше возраста ОСН, оцененного в предположении стадии Седова-Тейлора [119]. Таким образом, теплопроводность может играть роль в выравнивании температуры по остатку. Прямое же сравнение с результатами, полученными в работе [112], проблематично, так как приведенные там решения подразумевают сферическую симметрию, что неверно для G350.0–2.0.

Существуют работы, в которых моделируется рентгеновское излучение остатков со смешанной морфологией, эволюция которых протекает в среде с неоднородной плотностью. Например, в работе [134] представлены симуляции для ОСН ЗС 400.2 в предположении, что эволюция ОСН происходит в среде, где имеется скачок плотности. Также учитываются эффекты теплопроводности и межзвездного поглощения. В случае, когда взрыв сверхновой происходит в более плотной среде или на границе раздела сред, результаты моделирования замечательно согласуются с тем, что наблюдается для G350.0–2.0 (см. Рис. 4 в [134]). Таким образом, морфологию G350.0–2.0 можно качественно объяснить эволюцией в неоднородной среде. Для дальнейших исследований требуется численное моделирование.

Модель испарения облаков [113] также часто используется для объяснения свойств остатков со смешанной морфологией. Эта модель предсказывает радиальные градиенты плотности и температуры, которые не наблюдаются для G350.0–2.0. Однако это не может

являться веским доводом, так как предсказания модели в случае отсутствия сферической симметрии могут быть другими.

5.5.2 Область 6

Излучение области 6 более жесткое, чем излучение остальной части ОСН. Для описания спектра требуется дополнительная степенная компонента. Два слабых точечных источника присутствуют в области 6. Излучение первого (RA = 261:790, Dec = $-38^{\circ}478$) мягкое, и для него был обнаружен кандидат в оптическое отождествление в каталоге USNO-B1.0 (ID 0515–0517969), а также на изображениях, полученных оптическим монитором и в обзорах VPHAS+ и VVV. Второй источник (RA = 261:794, Dec = $-38^{\circ}485$) имеет более жесткий спектр и для него кандидатов в оптическое излучение найдено не было. Возможно, что наличие степенной компоненты возникает вследствие неполного исключения источника с помощью маски, созданной командой `cheese`. Мы пробовали использовать большую апертуру (30"), но степенная компонента все равно требовалась. Если же не удалять источники из области 6⁵, то аппроксимация спектра моделью VAPEC+PL дает похожий фотонный индекс $\Gamma = 1.9 \pm 0.5$ и большую нормировку $N_{\text{PL}} = (4.3 \pm 2.5) \times 10^{-5}$ фотонов $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$, чем в предыдущем случае. Непоглощенный поток в диапазоне 0.3–10 кэВ для степенной компоненты меняется от 1.4×10^{-13} до 2.6×10^{-13} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Для расстояния $D = 3.7$ кпк это соответствует рентгеновской светимости в диапазоне $(2 - 5) \times 10^{32}$ эрг с^{-1} . Полученные параметры типичны для систем пульсар плюс туманность пульсарного ветра с возрастaми $\gtrsim 10$ тыс. лет [2], что с учетом пространственной протяженности области 6 в 1'–2' позволяет предположить, что это кандидат в пульсарные туманности. Однако мы не наблюдаем никакого диффузного излучения, напоминающего пульсарную туманность на изображениях, полученных VLA, хотя оно может сливаться с излучением внутренней арки.

Кроме того, чтобы проверить, может ли жесткое излучение в области 6 иметь тепловую природу, мы аппроксимировали ее спектр моделью VAPEC+VAPEC. Качество аппроксимации приемлемое ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 75/67$), и предполагается наличие теплой и горячей компонент. В пределах ошибок теплая компонента имеет те же параметры, что и в случае модели VAPEC+PL, а температура горячей компоненты составила 12 кэВ с нижним 90%-ным пределом 3.6 кэВ. Такое значение нетипично для ОСН, где если вторая тепловая компонента и наблюдается, то ее температура составляет $\lesssim 3$ кэВ (см., например, [135]). Это делает тепловую интерпретацию жесткой компоненты менее правдоподобной, особенно для таких проэволюционировавших объектов как G350.0–2.0.

⁵Маленькое расстояние между источниками не позволяет разделить их излучение.

5.5.3 J1726

Рентгеновский спектр J1726 хорошо описывается моделью PL+BB(NSA) с параметрами, типичными для пульсаров, излучающих за счет вращения. Соответствующая колонковая плотность в пределах ошибок согласуется полученной для ОЧН. Это является аргументом в пользу того, что J1726 может являться НЗ. Детектирование пульсаций могло бы подтвердить это, но пульсации найдены не были. Верхний предел на долю пульсирующего излучения составляет 27%, являясь неинформативным, так как многие НЗ имеют более низкие значения. Кроме того, период предполагаемой НЗ может быть меньше, чем минимальный период, который возможно измерить с помощью имеющихся данных (≈ 150 мс). Для разрешения этого вопроса необходимы наблюдения с высоким временным разрешением.

Оптический источник был найден на рентгеновском положении J1726. Его распределение энергии не типично для нормальных звезд. Предполагая, что оптический источник является отождествлением J1726, мы оценили отношение потоков в рентгеновском и оптическом диапазонах f_X/f_g . Звездная величина g была исправлена за межзвездное поглощение с использованием закона экстинкции из работы [136] и $A_V = 3$ (см. предыдущий подраздел). Непоглощенный рентгеновский поток был получен для диапазона энергий 0.3–10 кэВ (см. Таблицу 5.2). Мы получили $f_X/f_g \approx 1.5$. Это значение меньше значений, характерных для двойных систем с маломассивным компаньоном ($\sim 10^2 - 10^3$) или изолированных НЗ ($\gtrsim 10^3$; [3]). Хотя возможно случайное пространственное совпадение НЗ и несвязанного с ней оптического источника, интерпретация J1726 как НЗ выглядит маловероятной.

С другой стороны, спектральное распределение энергии кандидата в оптическое отождествление указывает на то, что он может являться катаклизмической переменной. В пользу такой интерпретации говорит также рентгеновский спектр J1726, который описывается двухтемпературной моделью оптически тонкой плазмы, характерной для катаклизмических переменных [127, 128]. Плотности потока в различных фильтрах, исправленные за межзвездное поглощение, представлены в Таблице 5.3 и на Рис. 5.6. При этом значение межзвездной экстинкции $A_V = 0.9$, что соответствует колонковой плотности $N_H = 2 \times 10^{21}$ см $^{-2}$, полученной при аппроксимации спектра моделью 2-T MEKAL. Оптический источник имеет избыток излучения в полосе $H\alpha$, что является типичной чертой для катаклизмических переменных (см., например, [137]). Отношение потоков $f_X/f_g \approx 7$ также характерно для объектов данного класса [138].

Другие интерпретации природы J1726 менее правдоподобны. Например, J1726 не может являться активным ядром галактики (АЯГ), так как значение N_H , полученное в случае модели PL, типичной для АЯГ, гораздо меньше полной колонковой плотности Галак-

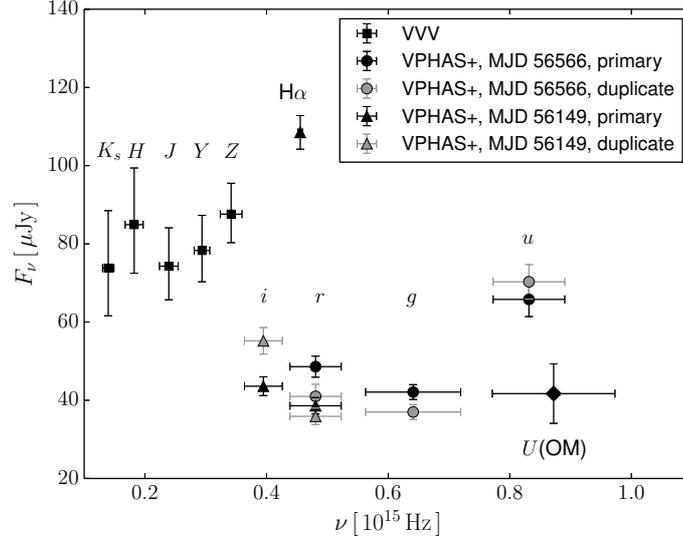


Рис. 5.6. Зависимость плотности потока, исправленной за межзвездное поглощение, от частоты для кандидата в оптическое отождествление J1726. Плотности потока взяты из последней колонки Таблицы 5.3. Точки, соответствующие разным наблюдениям, показаны разными символами, как показано в правом верхнем углу.

тики $9.5 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, полученной с помощью карт распределения H I [139].

Настоящие рентгеновские данные не позволяют надежно определить природу других точечных источников в поле ОСН, видимых на Рис. 5.1, вследствие малого числа отсчетов.

5.6 Заключение к главе

Мы проанализировали данные обсерватории *XMM-Newton* по ОСН со смешанной морфологией G350.0–2.0. Спектр большей части ОСН может быть описан моделью равновесной плазмы VAREC. Излучение идет от межзвездного вещества, нагретого ударной волной от взрыва сверхновой. Анализ нескольких ярких областей показал избыточное содержание железа, что, возможно, объясняется наличием вещества, выброшенного при взрыве. Вариаций температуры по наблюдаемой части ОСН обнаружено не было. Это указывает на то, что могут быть важными эффекты теплопроводности. Сложная морфология G350.0–2.0 может объясняться эволюцией остатка в среде со скачком плотности. Более глубокие рентгеновские наблюдения требуются для исследования свойств всего остатка. Рентгеновский спектр самого яркого точечного источника J1726 в поле ОСН описывается как моделью PL+BB(NSA), так и моделью 2-T MEKAL. В первом случае параметры наилучшей аппроксимации типичны для пульсаров, излучающих за счет энергии вращения, и значение колонковой плотности согласуется со значением, полученным для ОСН, хотя

пульсации обнаружены не были и верхний предел на долю пульсирующего излучения составил 27%. С другой стороны, J1726 может являться несвязанным с остатком источником, скорее всего, катаклизмической переменной. Последнее предположение подтверждается наличием слабого оптического источника, положение которого совпадает с рентгеновским положением J1726. Данный источник имеет спектр, нетипичный для нормальных звезд. Возможно, что один из других точечных источников в поле ОСН, является компактным объектом, ассоциированным с ним. Однако имеющиеся рентгеновские данные не позволяют надежно установить их природу. Например, им может оказаться источник с жестким излучением в области 6. Более глубокие наблюдения в рентгеновском диапазоне с более хорошим пространственным и временным разрешением требуются для более аккуратных исследований.

Заключение

Проведены детальные исследования двух гамма-пульсаров J1741–2054 и J0633+0632, радиотуманности DA 495 и ассоциированного с ней точечного источника, а также остатка сверхновой G350.0–2.0 и точечного источника в его поле на основе наблюдений в рентгеновском диапазоне. Получены следующие результаты:

1. Спектр рентгеновского излучения гамма-пульсара J1741–2054 хорошо описывается моделью степенной закон плюс чернотельное излучение и не может быть описан моделями водородных атмосфер нейтронных звезд. Чернотельная компонента имеет температуру ≈ 60 эВ. Если тепловое излучение идет со всей поверхности нейтронной звезды, то расстояние до пульсара составляет ≈ 0.8 кпк, что подкрепляется независимыми оценками, выполненными с помощью соотношений «межзвездное поглощение–расстояние», и J1741–2054 оказывается горячее, чем предсказывает стандартный сценарий остывания нейтронных звезд.
2. Анализ архивных рентгеновских данных по гамма-пульсару J0633+0632 привел к возможному обнаружению линии поглощения с энергией ≈ 0.8 кэВ. Было подтверждено заключение, сделанное в работе [43], что спектр пульсара содержит степенную и тепловую компоненты. Последняя хорошо описывается как моделью чернотельного излучения, так и моделью замагниченных атмосфер нейтронных звезд. В случае модели чернотельного излучения температура поверхности составляет ≈ 110 эВ, в случае модели водородной атмосферы нейтронной звезды – ≈ 50 эВ. В обоих случаях тепловое излучение может идти со всей поверхности звезды. В первом случае J0633+0632 горячее, чем предсказывает стандартный сценарий остывания нейтронных звезд, а во втором – является одной из самых холодных нейтронных звезд среднего возраста с измеренными температурами. Выполнена независимая оценка расстояния до пульсара с использованием соотношения «межзвездное поглощение–расстояние»; расстояние составило 1–4 кпк. Местом рождения пульсара, возможно, является молодая область звездообразования туманность Розетка.
3. Проведен спектральный и временной анализ рентгеновского излучения радиотуман-

ности DA 495 и ее центрального объекта J1952.2+2925, которые предположительно образуют систему пульсар плюс пульсарная туманность. J1952.2+2925 имеет тепловой спектр, который может быть описан моделью чернотельного излучения с температурой ≈ 200 эВ и радиусом излучающей области ≈ 0.6 км, а также моделями атмосфер нейтронных звезд с температурами 80–90 эВ. В последнем случае излучение идет со всей поверхности звезды. Полученные параметры согласуются с теми, что были получены другими исследователями при анализе данных обсерватории *Chandra*, но включение данных обсерватории *XMM-Newton* позволило существенно лучше их ограничить. Верхний предел на долю пульсирующего излучения J1952.2+2925 составил 40%. Независимые оценки расстояния до DA 495 с использованием соотношения «межзвездное поглощение–расстояние» показали, что оно может быть больше (до 5 кпк), чем предполагалось ранее. Если спектр системы DA 495 плюс J1952.2+2925 описывается моделью чернотельное излучение плюс степенной закон, то спектр туманности в рентгеновском диапазоне становится более плоским, чем в радиодиапазоне при частотах выше 2 ГГц, что указывает на еще один спектральный излом. Источник 3FGL J1951.6+2926, скорее всего, является отождествлением J1952.2+2925 в гамма-диапазоне.

4. С помощью обсерватории *XMM-Newton* проведено исследование Галактического остатка сверхновой G350.0–2.0. G350.0–2.0 относится к типу остатков со смешанной морфологией. Рентгеновский спектр большей части остатка может быть описан моделью равновесной плазмы с температурой около 0.8 кэВ. В излучении остатка доминирует межзвездный газ, нагретый ударной волной, образованной взрывом сверхновой. В остатке присутствует несколько ярких областей, в некоторых из которых обнаружен избыток железа. Расстояние до остатка, полученное с помощью соотношения «межзвездное поглощение–расстояние», составило ≈ 3 кпк. Спектр самого яркого точечного источника 1RXS J172653.4–382157 в поле остатка может быть описан типичной для пульсаров моделью, состоящей из степенной и тепловой компонент. Величина колонковой плотности при этом совпадает с той, которая получена для остатка, то есть предполагаемый пульсар может быть связан с остатком. Однако обнаружение оптического источника с эмиссионной линией в полосе $\text{H}\alpha$, положение которого согласуется с рентгеновским положением 1RXS J172653.4–382157, делает маловероятной пульсарную интерпретацию. Скорее всего, 1RXS J172653.4–382157 является катаклизмической переменной. Его рентгеновский спектр хорошо описывается двухтемпературной моделью оптически тонкой плазмы, характерной для объектов этого класса. Верхний предел на долю пульсирующего излучения составил 27%.

Выражаю благодарность своему научному руководителю Ю. А. Шибанову, а также всем соавторам публикаций Д. А. Зюзину, А. А. Даниленко, П. С. Штернину. Я также благодарна Д. П. Барсукову, С. В. Жарикову, Д. А. Байко и С. А. Балашеву за полезные дискуссии и всем сотрудникам сектора теоретической астрофизики за прекрасную рабочую атмосферу.

Литература

- [1] *Becker W.* X-Ray Emission from Pulsars and Neutron Stars // *Astrophysics and Space Science Library* / Ed. by W. Becker. — Vol. 357 of *Astrophysics and Space Science Library*. — 2009. — P. 91.
- [2] *Kargaltsev O., Pavlov G. G.* Pulsar Wind Nebulae in the Chandra Era // 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More / Ed. by C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, V. M. Kaspi. — Vol. 983 of *American Institute of Physics Conference Series*. — 2008. — Pp. 171–185.
- [3] *Trümper J. E., Hasinger G.* The Universe in X-Rays. — Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
- [4] *Vink J.* Supernova remnants: the X-ray perspective // *Astronomy and Astrophysics Review*. — 2012. — Vol. 20. — P. 49.
- [5] The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-Ray Pulsars / A. A. Abdo, M. Ajello, A. Allafort et al. // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2013. — Vol. 208. — P. 17.
- [6] Detection of 16 Gamma-Ray Pulsars Through Blind Frequency Searches Using the Fermi LAT / A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. // *Science*. — 2009. — Vol. 325. — P. 840.
- [7] Radio Detection of LAT PSRs J1741-2054 and J2032+4127: No Longer Just Gamma-ray Pulsars / F. Camilo, P. S. Ray, S. M. Ransom et al. // *Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 705. — Pp. 1–13.
- [8] *Cordes J. M., Lazio T. J. W.* NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. — 2002. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0207156>.
- [9] The Balmer-dominated Bow Shock and Wind Nebula Structure of γ -ray Pulsar PSR J1741-2054 / R. W. Romani, M. S. Shaw, F. Camilo et al. // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Vol. 724. — Pp. 908–914.

- [10] Discovering d'Artagnan / G. R. Sivakoff, F. Camilo, A. de Luca et al. // AAS/High Energy Astrophysics Division. — Vol. 12 of *AAS/High Energy Astrophysics Division*. — 2011. — P. #42.09.
- [11] ChaRT: The Chandra Ray Tracer / C. Carter, M. Karovska, D. Jerius et al. // *Astronomical Data Analysis Software and Systems XII* / Ed. by H. E. Payne, R. I. Jedrzejewski, R. N. Hook. — Vol. 295 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. — 2003. — P. 477.
- [12] *Weisskopf M. C.* Chandra x-ray optics // *Optical Engineering*. — 2012. — Vol. 51, no. 1. — P. 011013.
- [13] Neutron Star Atmospheres / G. G. Pavlov, Y. A. Shibano, V. E. Zavlin, R. D. Meyer // *The Lives of the Neutron Stars* / Ed. by M. A. Alpar, U. Kiziloglu, J. van Paradijs. — 1995. — P. 71.
- [14] *Ho W. C. G., Potekhin A. Y., Chabrier G.* Model X-Ray Spectra of Magnetic Neutron Stars with Hydrogen Atmospheres // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2008. — Vol. 178. — Pp. 102–109.
- [15] *Sturrock P. A.* A Model of Pulsars // *Astrophysical Journal*. — 1971. — Vol. 164. — P. 529.
- [16] *Dickey J. M., Lockman F. J.* H I in the Galaxy // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 1990. — Vol. 28. — Pp. 215–261.
- [17] Comparison of two different extinction laws with HIPPARCOS observations / B. Chen, J. L. Vergely, B. Valette, G. Carraro // *Astronomy and Astrophysics*. — 1998. — Vol. 336. — Pp. 137–149.
- [18] *Predehl P., Schmitt J. H. M. M.* X-raying the interstellar medium: ROSAT observations of dust scattering halos. // *Astronomy and Astrophysics*. — 1995. — Vol. 293. — Pp. 889–905.
- [19] *Drimmel R., Cabrera-Lavers A., López-Corredoira M.* A three-dimensional Galactic extinction model // *Astronomy and Astrophysics*. — 2003. — Vol. 409. — Pp. 205–215.
- [20] Eight γ -ray Pulsars Discovered in Blind Frequency Searches of Fermi LAT Data / P. M. Saz Parkinson, M. Dormody, M. Ziegler et al. // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Vol. 725. — Pp. 571–584.
- [21] *Becker W., Trümper J.* The X-ray luminosity of rotation-powered neutron stars. // *Astronomy and Astrophysics*. — 1997. — Vol. 326. — Pp. 682–691.

- [22] *Yakovlev D. G., Pethick C. J.* Neutron Star Cooling // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2004. — Vol. 42. — Pp. 169–210.
- [23] Cooling neutron star in the Cassiopeia A supernova remnant: evidence for superfluidity in the core / P. S. Shternin, D. G. Yakovlev, C. O. Heinke et al. // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 412. — Pp. L108–L112.
- [24] Deep optical observations of the γ -ray pulsar J0357+3205 / A. Kirichenko, A. Danilenko, Y. Shibano et al. // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Vol. 564. — P. A81.
- [25] Minimal models of cooling neutron stars with accreted envelopes / A. D. Kaminker, M. E. Gusakov, D. G. Yakovlev, O. Y. Gnedin // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2006. — Vol. 365. — Pp. 1300–1308.
- [26] Theory of cooling neutron stars versus observations / D. G. Yakovlev, O. Y. Gnedin, A. D. Kaminker, A. Y. Potekhin // 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More / Ed. by C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, V. M. Kaspi. — Vol. 983 of *American Institute of Physics Conference Series*. — Melville: AIP, 2008. — Pp. 379–387.
- [27] Minimal Cooling of Neutron Stars: A New Paradigm / D. Page, J. M. Lattimer, M. Prakash, A. W. Steiner // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2004. — Vol. 155. — Pp. 623–650.
- [28] Enhanced cooling of neutron stars via Cooper-pairing neutrino emission / M. E. Gusakov, A. D. Kaminker, D. G. Yakovlev, O. Y. Gnedin // *Astronomy and Astrophysics*. — 2004. — Vol. 423. — Pp. 1063–1071.
- [29] Neutrino Emission from Cooper Pairs and Minimal Cooling of Neutron Stars / D. Page, J. M. Lattimer, M. Prakash, A. W. Steiner // *Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 707. — Pp. 1131–1140.
- [30] Pulsar PSR B0656+14, the Monogem Ring, and the Origin of the “Knee” in the Primary Cosmic-Ray Spectrum / S. E. Thorsett, R. A. Benjamin, W. F. Brisken et al. // *Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 592. — Pp. L71–L73.
- [31] Proper-Motion Measurements with the VLA. II. Observations of 28 Pulsars / W. F. Brisken, A. S. Fruchter, W. M. Goss et al. // *Astronomical Journal*. — 2003. — Vol. 126. — Pp. 3090–3098.
- [32] *Mignani R. P., Pavlov G. G., Kargaltsev O.* Optical-Ultraviolet Spectrum and Proper Motion of the Middle-aged Pulsar B1055-52 // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Vol. 720. — Pp. 1635–1643.

- [33] New Optical/Ultraviolet Counterparts and the Spectral Energy Distributions of Nearby, Thermally Emitting, Isolated Neutron Stars / D. L. Kaplan, A. Kamble, M. H. van Kerkwijk, W. C. G. Ho // *Astrophysical Journal*. — 2011. — Vol. 736. — P. 117.
- [34] Mori K., Ho W. C. G. Modelling mid-Z element atmospheres for strongly magnetized neutron stars // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2007. — Vol. 377. — Pp. 905–919.
- [35] Gnedin I. N., Sunyaev R. A. Polarization of optical and X-radiation from compact thermal sources with magnetic field // *Astronomy and Astrophysics*. — 1974. — Vol. 36. — Pp. 379–394.
- [36] Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1 / J. Truemper, W. Pietsch, C. Reppin et al. // *Astrophysical Journal*. — 1978. — Vol. 219. — Pp. L105–L110.
- [37] Revnivtsev M., Mereghetti S. Magnetic Fields of Neutron Stars in X-Ray Binaries // *Space Science Reviews*. — 2014.
- [38] Discovery of Absorption Features in the X-Ray Spectrum of an Isolated Neutron Star / D. Sanwal, G. G. Pavlov, V. E. Zavlin, M. A. Teter // *Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 574. — Pp. L61–L64.
- [39] Gotthelf E. V., Halpern J. P. Discovery of a 112 ms X-Ray Pulsar in Puppis A: Further Evidence of Neutron Stars Weakly Magnetized at Birth // *Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 695. — Pp. L35–L39.
- [40] XMM-Newton reveals a candidate period for the spin of the "Magnificent Seven" neutron star RX J1605.3+3249 / A. M. Pires, F. Haberl, V. E. Zavlin et al. // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Vol. 563. — P. A50.
- [41] A variable absorption feature in the X-ray spectrum of a magnetar / A. Tiengo, P. Esposito, S. Mereghetti et al. // *Nature*. — 2013. — Vol. 500. — Pp. 312–314.
- [42] Absorption Features in the X-ray Spectrum of an Ordinary Radio Pulsar / O. Kargaltsev, M. Durant, Z. Misanovic, G. G. Pavlov // *Science*. — 2012. — Vol. 337. — Pp. 946–.
- [43] Precise γ -ray Timing and Radio Observations of 17 Fermi γ -ray Pulsars / P. S. Ray, M. Kerr, D. Parent et al. // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2011. — Vol. 194. — P. 17.

- [44] *Balucinska-Church M., McCammon D.* Photoelectric absorption cross sections with variable abundances // *Astrophysical Journal*. — 1992. — Vol. 400. — P. 699.
- [45] *Anders E., Grevesse N.* Abundances of the elements - Meteoritic and solar // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. — 1989. — Vol. 53. — Pp. 197–214.
- [46] *Cash W.* Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio // *Astrophysical Journal*. — 1979. — Vol. 228. — Pp. 939–947.
- [47] *Goodman J., Weare J.* Ensemble samplers with affine invariance // *Comm. App. Math. Comp. Sci.* — 2010. — Vol. 5. — P. 65.
- [48] emcee: The MCMC Hammer / D. Foreman-Mackey, D. W. Hogg, D. Lang, J. Goodman // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2013. — Vol. 125. — Pp. 306–312.
- [49] Statistics, Handle with Care: Detecting Multiple Model Components with the Likelihood Ratio Test / R. Protassov, D. A. van Dyk, A. Connors et al. // *Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 571. — Pp. 545–559.
- [50] Chandra Spectra of the Soft X-Ray Diffuse Background / M. Markevitch, M. W. Bautz, B. Biller et al. // *Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 583. — Pp. 70–84.
- [51] The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections / P. M. W. Kalberla, W. B. Burton, D. Hartmann et al. // *Astronomy and Astrophysics*. — 2005. — Vol. 440. — Pp. 775–782.
- [52] The X-Ray Spectrum of the Vela Pulsar Resolved with the Chandra X-Ray Observatory / G. G. Pavlov, V. E. Zavlin, D. Sanwal et al. // *Astrophysical Journal*. — 2001. — Vol. 552. — Pp. L129–L133.
- [53] A Robotic Wide-Angle H α Survey of the Southern Sky / J. E. Gaustad, P. R. McCullough, W. Rosing, D. Van Buren // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2001. — Vol. 113. — Pp. 1326–1348.
- [54] *Asseo E., Khechinashvili D.* The role of multipolar magnetic fields in pulsar magnetospheres // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2002. — Vol. 334. — Pp. 743–759.
- [55] *Harding A. K., Muslimov A. G.* Pulsar Pair Cascades in Magnetic Fields with Offset Polar Caps // *Astrophysical Journal*. — 2011. — Vol. 743. — P. 181.

- [56] Discovery of a Strongly Phase-variable Spectral Feature in the Isolated Neutron Star RX J0720.4–3125 / A. Borghese, N. Rea, F. Coti Zelati et al. // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 807. — P. L20.
- [57] *Gotthelf E. V., Halpern J. P., Alford J.* The Spin-down of PSR J0821-4300 and PSR J1210-5226: Confirmation of Central Compact Objects as Anti-magnetars // *Astrophysical Journal*. — 2013. — Vol. 765. — P. 58.
- [58] *Davies R. D.* The identification of some new shell sources of radio emission // *The Observatory*. — 1963. — Vol. 83. — Pp. 172–178.
- [59] *Gebel W. L., Shore S. N.* On the Nature of the Monoceros Supernova Remnant. // *Astrophysical Journal*. — 1972. — Vol. 172. — P. L9.
- [60] The Monoceros Supernova Remnant / R. D. Davies, K. H. Elliott, C. Goudis et al. // *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*. — 1978. — Vol. 31. — Pp. 271–284.
- [61] *Leahy D. A., Naranan S., Singh K. P.* Einstein X-ray observations of the Monoceros supernova remnant // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 1985. — Vol. 213. — Pp. 15P–19P.
- [62] *Borka Jovanović V., Urošević D.* The Monoceros radio loop: Temperature, brightness, spectral index, and distance // *Astronomische Nachrichten*. — 2009. — Vol. 330. — P. 741.
- [63] Theory of cooling neutron stars versus observations / D. G. Yakovlev, O. Y. Gnedin, A. D. Kaminker, A. Y. Potekhin // 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More / Ed. by C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, V. M. Kaspi. — Vol. 983 of *American Institute of Physics Conference Series*. — 2008. — Pp. 379–387.
- [64] Heating and cooling of magnetars with accreted envelopes / A. D. Kaminker, A. Y. Potekhin, D. G. Yakovlev, G. Chabrier // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2009. — Vol. 395. — Pp. 2257–2267.
- [65] X-ray Pulsations from the Radio-quiet Gamma-ray Pulsar in CTA 1 / P. A. Caraveo, A. De Luca, M. Marelli et al. // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Vol. 725. — Pp. L6–L10.
- [66] Detection of an X-ray Pulsation for the Gamma-Ray Pulsar Centered in CTA 1 / L. C. C. Lin, R. H. H. Huang, J. Takata et al. // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Vol. 725. — Pp. L1–L5.

- [67] Cooling rates of neutron stars and the young neutron star in the Cassiopeia A supernova remnant / D. G. Yakovlev, W. C. G. Ho, P. S. Shternin et al. // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 411. — Pp. 1977–1988.
- [68] The neutron star in HESS J1731-347: Central compact objects as laboratories to study the equation of state of superdense matter / D. Klochkov, V. Suleimanov, G. Pühlhofer et al. // *Astronomy and Astrophysics*. — 2015. — Vol. 573. — P. A53.
- [69] Akmal A., Pandharipande V. R., Ravenhall D. G. Equation of state of nucleon matter and neutron star structure // *Physical Review C*. — 1998. — Vol. 58. — Pp. 1804–1828.
- [70] Chabrier G., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G. Cooling Neutron Stars with Accreted Envelopes // *Astrophysical Journal*. — 1997. — Vol. 477. — Pp. L99–L102.
- [71] Thermal Structure and Cooling of Superfluid Neutron Stars with Accreted Magnetized Envelopes / A. Y. Potekhin, D. G. Yakovlev, G. Chabrier, O. Y. Gnedin // *Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 594. — Pp. 404–418.
- [72] Deep optical imaging of the γ -ray pulsar J1048-5832 with the VLT / A. Danilenko, A. Kirichenko, J. Sollerman et al. // *Astronomy and Astrophysics*. — 2013. — Vol. 552. — P. A127.
- [73] A Proper Motion for the Pulsar Wind Nebula G359.23-0.82, the "Mouse," Associated with the Energetic Radio Pulsar J1747-2958 / C. A. Hales, B. M. Gaensler, S. Chatterjee et al. // *Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 706. — Pp. 1316–1322.
- [74] X-Ray Observations of Parsec-scale Tails behind Two Middle-Aged Pulsars / O. Kargaltsev, Z. Misanovic, G. G. Pavlov et al. // *Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 684. — Pp. 542–557.
- [75] Ogura K., Ishida K. UBV Photometry of NGC2244 // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 1981. — Vol. 33. — P. 149.
- [76] A statistical study of 233 pulsar proper motions / G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, M. Kramer // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2005. — Vol. 360. — Pp. 974–992.
- [77] Gaensler B. M., Slane P. O. The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — Vol. 44. — Pp. 17–47.

- [78] *Gelfand J. D., Slane P. O., Zhang W.* A Dynamical Model for the Evolution of a Pulsar Wind Nebula Inside a Nonradiative Supernova Remnant // *Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 703. — Pp. 2051–2067.
- [79] *Chevalier R. A., Reynolds S. P.* Pulsar Wind Nebulae with Thick Toroidal Structure // *Astrophysical Journal*. — 2011. — Vol. 740. — P. L26.
- [80] *Galt J. A., Kennedy J. E. D.* Survey of radio sources observed in the continuum near 1420 MHz, declinations -5 to +70. // *Astronomical Journal*. — 1968. — Vol. 73. — Pp. 135–151.
- [81] *Landecker T. L., Caswell J. L.* DA 495 - an unusual supernova remnant with resemblances to the Crab nebula // *Astronomical Journal*. — 1983. — Vol. 88. — Pp. 1810–1815.
- [82] *Kothes R., Landecker T. L., Wolleben M.* H I Absorption of Polarized Emission: A New Technique for Determining Kinematic Distances to Galactic Supernova Remnants // *Astrophysical Journal*. — 2004. — Vol. 607. — Pp. 855–864.
- [83] DA 495: An Aging Pulsar Wind Nebula / R. Kothes, T. L. Landecker, W. Reich et al. // *Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 687. — Pp. 516–531.
- [84] A Central X-Ray Source in the Nonthermal Radio Nebula DA 495 / Z. Arzoumanian, S. Safi-Harb, T. L. Landecker, R. Kothes // *Astrophysical Journal*. — 2004. — Vol. 610. — Pp. L101–L104.
- [85] Chandra Confirmation of a Pulsar Wind Nebula in DA 495 / Z. Arzoumanian, S. Safi-Harb, T. L. Landecker et al. // *Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 687. — Pp. 505–515.
- [86] *Zavlin V. E., Pavlov G. G., Shibano Y. A.* Model neutron star atmospheres with low magnetic fields. I. Atmospheres in radiative equilibrium. // *Astronomy and Astrophysics*. — 1996. — Vol. 315. — Pp. 141–152.
- [87] Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog / F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello et al. // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2015. — Vol. 218. — P. 23.
- [88] Searches for millisecond pulsations in low-mass X-ray binaries, 2 / B. A. Vaughan, M. van der Klis, K. S. Wood et al. // *Astrophysical Journal*. — 1994. — Vol. 435. — Pp. 362–371.
- [89] Modelling the Galactic interstellar extinction distribution in three dimensions / D. J. Marshall, A. C. Robin, C. Reylé et al. // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — Vol. 453. — Pp. 635–651.

- [90] A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way / A. C. Robin, C. Reylé, S. Derrière, S. Picaud // *Astronomy and Astrophysics*. — 2003. — Vol. 409. — Pp. 523–540.
- [91] *Rieke G. H., Lebofsky M. J.* The interstellar extinction law from 1 to 13 microns // *Astrophysical Journal*. — 1985. — Vol. 288. — Pp. 618–621.
- [92] *Li X.-H., Lu F.-J., Li Z.* Nonthermal X-Ray Properties of Rotation-powered Pulsars and Their Wind Nebulae // *Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 682. — Pp. 1166–1176.
- [93] *Zavlin V. E.* Theory of radiative transfer in neutron star atmospheres and its applications // *Neutron Stars and Pulsars* / Ed. by W. Becker. — 2009. — Vol. 357 of *Astrophysics and Space Science Library*. — Pp. 181–209.
- [94] *Pavlov G. G., Zavlin V. E.* Thermal Radiation from Isolated Neutron Stars // *Highly Energetic Physical Processes and Mechanisms for Emission from Astrophysical Plasmas* / Ed. by P. C. H. Martens, S. Tsuruta, M. A. Weber. — Vol. 195 of *IAU Symposium*. — 2000. — P. 103.
- [95] Trigonometric Parallaxes of High Mass Star Forming Regions: The Structure and Kinematics of the Milky Way / M. J. Reid, K. M. Menten, A. Brunthaler et al. // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 783. — P. 130.
- [96] On the Nature of the Local Spiral Arm of the Milky Way / Y. Xu, J. J. Li, M. J. Reid et al. // *Astrophysical Journal*. — 2013. — Vol. 769. — P. 15.
- [97] *Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I.* Cosmic Magnetobremstrahlung (synchrotron Radiation) // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 1965. — Vol. 3. — P. 297.
- [98] *Kennel C. F., Coroniti F. V.* Magnetohydrodynamic model of Crab nebula radiation // *Astrophysical Journal*. — 1984. — Vol. 283. — Pp. 710–730.
- [99] Discovery of an Energetic Pulsar Associated with SNR G76.9+1.0 / Z. Arzoumanian, E. V. Gotthelf, S. M. Ransom et al. // *Astrophysical Journal*. — 2011. — Vol. 739. — P. 39.
- [100] *Arumugasamy P., Pavlov G. G., Kargaltsev O.* XMM-Newton Observations of Young and Energetic Pulsar J2022+3842 // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 790. — P. 103.
- [101] *Bietenholz M. F., Bartel N.* The expansion and radio spectral index of G21.5-0.9: is PSR J1833-1034 the youngest pulsar? // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2008. — Vol. 386. — Pp. 1411–1416.

- [102] The Pulsar Wind Nebula in G11.2-0.3 / M. S. E. Roberts, C. R. Tam, V. M. Kaspi et al. // *Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 588. — Pp. 992–1002.
- [103] Proper-Motion Measurements of Pulsar B1951+32 in the Supernova Remnant CTB 80 / J. M. Migliazzo, B. M. Gaensler, D. C. Backer et al. // *Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 567. — Pp. L141–L144.
- [104] The Origin and Motion of PSR J0538+2817 in S147 / C.-Y. Ng, R. W. Romani, W. F. Brisken et al. // *Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 654. — Pp. 487–493.
- [105] *Gonzalez M., Safi-Harb S.* Chandra Detection of the High Magnetic Field Radio Pulsar J1119-6127 in the Supernova Remnant G292.2-0.5 // *Astrophysical Journal*. — 2003. — Vol. 591. — Pp. L143–L146.
- [106] High-energy Emission from the Composite Supernova Remnant MSH 15-56 / T. Temim, P. Slane, D. Castro et al. // *Astrophysical Journal*. — 2013. — Vol. 768. — P. 61.
- [107] Late-Time Evolution of Composite Supernova Remnants: Deep Chandra Observations and Hydrodynamical Modeling of a Crushed Pulsar Wind Nebula in SNR G327.1-1.1 / T. Temim, P. Slane, C. Kolb et al. // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 808. — P. 100.
- [108] A Broadband Study of the Emission from the Composite Supernova Remnant MSH 11-62 / P. Slane, J. P. Hughes, T. Temim et al. // *Astrophysical Journal*. — 2012. — Vol. 749. — P. 131.
- [109] Is there room for highly magnetized pulsar wind nebulae among those non-detected at TeV? / J. Martin, D. F. Torres, A. Cillis, E. de Oña Wilhelmi // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2014. — Vol. 443. — Pp. 138–145.
- [110] Observation of Gamma-Ray Emission from PSR J2022+3842 / M. Pilia, A. Treves, A. Pellizzoni et al. // *The Astronomer's Telegram*. — 2011. — Vol. 3466. — P. 1.
- [111] *Rho J., Petre R.* Mixed-Morphology Supernova Remnants // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 503. — Pp. L167–L170.
- [112] Modeling W44 as a Supernova Remnant in a Density Gradient with a Partially Formed Dense Shell and Thermal Conduction in the Hot Interior. I. The Analytical Model / D. P. Cox, R. L. Shelton, W. Maciejewski et al. // *Astrophysical Journal*. — 1999. — Vol. 524. — Pp. 179–191.
- [113] *White R. L., Long K. S.* Supernova remnant evolution in an interstellar medium with evaporating clouds // *Astrophysical Journal*. — 1991. — Vol. 373. — Pp. 543–555.

- [114] *Lazendic J. S., Slane P. O.* Enhanced Abundances in Three Large-Diameter Mixed-Morphology Supernova Remnants // *Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 647. — Pp. 350–366.
- [115] *Miceli M.* Overionization in X-ray spectra: a new paradigm for Mixed-Morphology SNRs. // *Memorie della Societa Astronomica Italiana*. — 2011. — Vol. 82. — P. 709.
- [116] Molonglo and Parkes Supernova Remnant Observations / J. L. Caswell, D. H. Clark, D. F. Crawford, A. J. Green // *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*. — 1975. — Vol. 37. — P. 1.
- [117] *Gaensler B. M.* The Nature of Bilateral Supernova Remnants // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 493. — Pp. 781–792.
- [118] *Stupar M., Parker Q. A.* Catalogue of known Galactic SNRs uncovered in H α light // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 414. — Pp. 2282–2296.
- [119] *Helfand D. J., Chanan G. A., Novick R.* Thermal X-ray emission from neutron stars // *Nature*. — 1980. — Vol. 283. — Pp. 337–343.
- [120] *Case G. L., Bhattacharya D.* A New Σ -D Relation and Its Application to the Galactic Supernova Remnant Distribution // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 504. — Pp. 761–772.
- [121] A Search for Radio Pulsars in Southern Supernova Remnants / V. M. Kaspi, R. N. Manchester, S. Johnston et al. // *Astronomical Journal*. — 1996. — Vol. 111. — P. 2028.
- [122] Coronal Structure and Abundances of Capella from Simultaneous EUVE and ASCA Spectroscopy / N. S. Brickhouse, A. K. Dupree, R. J. Edgar et al. // *Astrophysical Journal*. — 2000. — Vol. 530. — Pp. 387–402.
- [123] *Yamaguchi H., Koyama K., Uchida H.* Suzaku view of the supernova remnant rcw 86: X-ray studies of newly-discovered fe-rich ejecta // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2011. — Vol. 63, no. sp3. — Pp. S837–S848. <http://pasj.oxfordjournals.org/content/63/sp3/S837.abstract>.
- [124] *Buccheri R. et al.* Search for pulsed gamma-ray emission from radio pulsars in the COS-B data // *Astronomy and Astrophysics*. — 1983. — Vol. 128. — Pp. 245–251.
- [125] *Brazier K. T. S.* Confidence Intervals from the Rayleigh Test // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 1994. — Vol. 268. — P. 709.

- [126] *Mewe R., Gronenschild E. H. B. M., van den Oord G. H. J.* Calculated X-radiation from optically thin plasmas. V // *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*. — 1985. — Vol. 62. — Pp. 197–254.
- [127] *Baskill D. S., Wheatley P. J., Osborne J. P.* The complete set of ASCA X-ray observations of non-magnetic cataclysmic variables // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2005. — Vol. 357. — Pp. 626–644.
- [128] X-ray luminosities of optically selected cataclysmic variables and application to the Galactic ridge X-ray emission / R. C. Reis, P. J. Wheatley, B. T. Gänsicke, J. P. Osborne // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2013. — Vol. 430. — Pp. 1994–2001.
- [129] A deep Chandra survey of the globular cluster 47 Tucanae: catalog of point sources / C. O. Heinke, J. E. Grindlay, P. D. Edmonds et al. // *Astrophysical Journal*. — 2005. — Vol. 625. — Pp. 796–824.
- [130] *Shelton R. L., Kuntz K. D., Petre R.* Chandra Observations and Models of the Mixed-Morphology Supernova Remnant W44: Global Trends // *Astrophysical Journal*. — 2004. — Vol. 611. — Pp. 906–918.
- [131] *Güver T., Özel F.* The relation between optical extinction and hydrogen column density in the Galaxy // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2009. — Vol. 400. — Pp. 2050–2053.
- [132] *Bocchino F., Miceli M., Troja E.* On the metal abundances inside mixed-morphology supernova remnants: the case of IC 443 and G166.0+4.3 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2009. — Vol. 498. — Pp. 139–145.
- [133] *Pineault S., Landecker T. L., Routledge D.* VRO 42.05.01 - A supernova remnant reenergizing an interstellar cavity // *Astrophysical Journal*. — 1987. — Vol. 315. — Pp. 580–587.
- [134] *Schneiter E. M., de La Fuente E., Velázquez P. F.* Simulated X-ray emission from a single-explosion model for a supernova remnant 3C 400.2 // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2006. — Vol. 371. — Pp. 369–374.
- [135] Ionization States and Plasma Structures of Mixed-Morphology Supernova Remnants Observed with ASCA / M. Kawasaki, M. Ozaki, F. Nagase et al. // *Astrophysical Journal*. — 2005. — Vol. 631. — Pp. 935–946.
- [136] *Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S.* The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction // *Astrophysical Journal*. — 1989. — Vol. 345. — Pp. 245–256.

- [137] The properties of cataclysmic variables in photometric H α surveys / A. R. Witham, C. Knigge, B. T. Gänsicke et al. // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2006. — Vol. 369. — Pp. 581–597.
- [138] XMM-Newton and ESO observations of the two unidentified γ -ray sources 3EG J0616-3310 and 3EG J1249-8330 / N. La Palombara, R. P. Mignani, E. Hatziminaoglou et al. // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — Vol. 458. — Pp. 245–257.
- [139] *Dickey J. M., Lockman F. J.* H I in the Galaxy // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 1990. — Vol. 28. — Pp. 215–261.