

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Специальная астрофизическая обсерватория
Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 524.882

Чмырёва Елизавета Георгиевна

**ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРОЯТНЫХ ОДИНОЧНЫХ
ЧЕРНЫХ ДЫР ЗВЕЗДНЫХ МАСС В ИЗБРАННЫХ
ОБЛАСТЯХ ГАЛАКТИКИ**

(01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия)

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
ведущий научный сотрудник ГРА САО РАН
Бескин Г.М.

Нижний Архыз – 2022

Содержание

Введение	4
Общая характеристика работы	4
Актуальность темы	4
Цель и задачи работы	5
Научная новизна работы	6
Научная и практическая ценность	7
Основные положения, выносимые на защиту	7
Апробация результатов работы	8
Публикации и личный вклад автора	10
Структура и объем диссертации	11
1 Проблема обнаружения черных дыр	16
1.1 Горизонт событий	16
1.2 Наблюдательные проявления черной дыры	17
1.3 Методы поиска одиночных ЧД	18
1.4 Области возможной локализации одиночных ЧД	20
2 Метод локализации областей распада двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами по кинематике пульсаров	23
2.1 Поиск связи между одиночными пульсарами - компонентами в распавшихся двойных системах	23
2.1.1 Введение	23
2.1.2 Метод	25
2.1.2.1 Постановка задачи	25

2.1.2.2	Решение уравнения движения	26
2.1.2.3	Используемые модели	27
2.1.2.4	Рандомизация начальных условий	30
2.1.2.5	Моделирование	31
2.1.2.6	Опорная вероятность	32
2.1.2.7	Взаимное соответствие принятых моделей	34
2.1.3	Результаты	35
2.1.3.1	Вычисления	35
2.1.3.2	Обсуждение результатов моделирования	39
2.1.4	Заключение	45
2.2	Поиск возможных связей между одиночными радиопульсарами и остатками сверхновых	51
2.2.1	Введение	51
2.2.2	Особенности оценки кинематических характеристик и возрастов пульсаров и остатков сверхновых	53
2.2.3	Метод	56
2.2.3.1	Постановка задачи	56
2.2.3.2	Решение уравнений движения	57
2.2.3.3	Используемые модели	57
2.2.3.4	Рандомизация начальных условий	58
2.2.3.5	Моделирование апостериорной вероятности	59
2.2.3.6	Моделирование априорной вероятности	59
2.2.4	Результаты	60
2.2.5	Обсуждение и перспективы	67
3	Поиск кандидатов в одиночные ЧД в местах рождения пульсаров	69
3.1	Введение	69
3.2	Определение областей вероятной локализации ЧД	70
3.3	Выделение оптических объектов - кандидатов в ЧД	75
3.3.1	Пекулярные оптические объекты в областях вероятного рождения пульсаров	75

3.3.2	Анализ свойств отобранных объектов	76
4	Анализ наблюдательных проявлений кандидатов в ЧД	78
4.1	Сопоставление наблюдаемых характеристик выделенных объектов с их теоретическими оценками	78
4.1.1	Определение допустимых значений масс и скоростей гипотетических черных дыр проявляющихся как отобранные объекты	78
4.1.2	Оценка вероятности того, что отобранные кандидаты являются ЧД звездных масс	82
4.2	Заключение	86
5	Возможность прямого детектирования излучения ЧД MOA-191/OGLE-0462	88
5.1	Введение	88
5.2	Наблюдательные проявления гравитационной линзы MOA-11-191/OGLE-11-0462, вероятной черной дыры	89
5.2.1	Характеристики вероятной черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 и ее окружения	89
5.2.2	Светимость и спектр вероятной черной дыры - гравитационной линзы MOA-11-191/OGLE-11-0462	91
5.2.3	Возможность прямого детектирования излучения ЧД MOA-11-191/OGLE-11-0462	94
5.3	Заключение	96
	Заключение	98

Введение

Общая характеристика работы

Работа посвящена поиску изолированных черных дыр (ЧД) в областях Галактики, где вероятность их обнаружения относительно высока. Анализируются характеристики и локализация таких областей, в них отбираются объекты, чьи наблюдательные проявления соответствуют теоретически предсказанным для одиночных аккрецирующих ЧД звездных масс. Проводится оценка вероятности того, что найденные кандидаты ими являются. Обсуждаются перспективы обнаружения ЧД в различных поисковых программах.

Актуальность темы

Количество изолированных черных дыр (ЧД) звездных масс, согласно современным эволюционным сценариям, составляет приблизительно $\sim 10^8$ для нашей Галактики [1]. Родовым признаком ЧД является наличие горизонта событий. Другими словами, чтобы отождествить исследуемый объект с ЧД, необходимо получать информацию из областей непосредственно прилегающих к горизонту событий, что сделать крайне затруднительно [2]. Даже в выдающемся эксперименте по исследованию ЧД в ядре галактики М87, такого рода информация приходила из зоны, отстоящей от горизонта событий на $2.6 r_g$, где r_g – гравитационный радиус [3]. Как в ядрах галактик, так и в аккреционных дисках двойных систем с ЧД, области вблизи горизонта событий в значительной степени экранируются окружающим веществом. В случае же изолированных ЧД звездных масс, при малой плотности межзвездной среды и стандартной ее структуре, темп аккреции невысок ($10^{-6} - 10^{-9} M_{Edd}$, где $M_{Edd} \approx 10^{-8} \frac{M_{\odot}}{yr} (\frac{M}{M_{\odot}})$, а M - масса ЧД) [2] и реализуется ее сферический тип [4], причем аккреционный поток практически прозначен для излучения. Это позволяет регистрировать излучение, большая

часть которого рождается непосредственно вблизи горизонта событий [5]. Таким образом, обнаружение изолированных ЧД звездных масс позволит исследовать процессы, происходящие именно в этих областях, что позволит протестировать теории гравитации и получить фундаментальную информацию об общей физике ЧД.

Цель и задачи работы

Целью работы является разработка метода поиска кандидатов в одиночные ЧД звездных масс среди галактических объектов и его использование в областях с повышенной вероятностью прямого детектирования излучения аккрецирующего на ЧД газа. К ним относятся окрестности гравлинз в событиях микролинзирования большой длительности и зоны распада двойных систем, состоящих из черной дыры и нейтронной звезды (радиопульсара). Также необходимо провести анализ возможности обнаружения ЧД в рамках различных поисковых программ. Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Развитие метода локализации областей распада двойных систем с релятивистскими объектами по кинематике пульсаров: составление выборки пульсаров, пригодных для поиска ЧД, моделирование траекторий их движения в Галактическом потенциале, анализ их возрастов и вероятностей сближения с другими объектами в прошлом на малые расстояния.
2. Отбор кандидатов в ЧД в этих областях по критериям соответствия теоретическим проявлениям ЧД по астрометрическим, фотометрическим и спектральным данным в разных диапазонах длин волн и их кросс-отождествлению.
3. Исследование кандидатов: определение локальных свойств межзвездной среды в их окрестностях (плотности n , температуры T , скорости звука c_s); определение их светимостей L . Оценка допустимых интервалов параметров при которых наблюдаемые проявления соответствуют теоретическим для одиночных ЧД.
4. Определение вероятности принадлежности отобранных объектов к классу ЧД.

5. Оценка светимости излучения аккрецирующего вещества вероятной одиночной ЧД - гравитационной линзы MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 [6]. Анализ возможности его прямого детектирования с помощью существующих и проектируемых инструментов.

Научная новизна работы

1. Впервые проведен массовый анализ возможности рождения в двойных системах ныне одиночных молодых радиопульсаров. Получены оценки вероятности их гравитационной связанности в прошлом. Найдено 6 пар пульсаров и 2 пары пульсар-остаток сверхновой, для которых вероятности общего происхождения существенно превышают опорные, полученные в предположении о чисто случайном сближении объектов.
2. Впервые разработан алгоритм отбора кандидатов в одиночные ЧД звездных масс по совокупности фотометрических, спектральных, кинематических данных, полученных в разных диапазонах электромагнитного излучения. Разработана процедура оценки параметров локальной межзвездной среды в окрестностях кандидатов, что позволяет получить для них темп аккреции и светимость.
3. К качеству зон локализации вероятных одиночных ЧД были впервые исследованы области рождения 4 пульсаров. С помощью разработанной методики в них найдено 8 пекулярных объектов-кандидатов. Определены допустимые диапазоны их параметров и оценены вероятности их принадлежности к ЧД, а также вероятность того, что хотя бы один из найденных кандидатов является ЧД.
4. Для вероятной ЧД - микролинзы MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 впервые получены оценки параметров межзвездной среды (плотности и температуры) в ее окрестности; на основании этих данных оценены темп аккреции \dot{m} межзвездного газа на ЧД, его светимость L и построен теоретический спектр его излучения в широком диапазоне частот. Проанализирована возможность прямого детектирования этого излучения.

Научная и практическая ценность

1. Разработанный алгоритм моделирования движения релятивистских объектов в прошлом позволяет локализовать места их рождения и оценить вероятность их гравитационной связи в тесных двойных системах.
2. Разработанный метод позволяет отбирать объекты-кандидаты в ЧД по фотометрическим, спектральным, кинематическим данным в разных диапазонах и получить допустимые диапазоны параметров для кандидатов (светимости, темпы аккреции, видимые величины, массы, скорости) и межзвездной среды в их окрестности (плотности, температуры, скорости звука) в предположении, что они являются ЧД.
3. В выделенных областях рождения 4 пульсаров были найдены 8 пекулярных объектов-кандидатов в ЧД.
4. Разработан метод определения степени соответствия наблюдательных характеристик кандидатов их теоретическим оценкам для одиночных ЧД.
5. Получены оценки параметров среды в области локализации вероятной ЧД - микролинзы MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462. На их основании построен теоретический спектр ее излучения в широком диапазоне частот. Показана возможность прямого детектирования ее излучения разных типов с помощью существующих и проектируемых инструментов.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Метод поиска вероятных ассоциаций одиночных релятивистских объектов, входивших в состав распавшихся двойных систем, с использованием их кинематических характеристик. Обнаружение с высокой вероятностью их связи в 6 парах пульсаров и 2 парах пульсар - остаток сверхновой.
2. Методика отбора объектов-кандидатов в одиночные ЧД звездных масс по совокупности теоретически предсказанных для них наблюдательных проявлений. Формирование выборки этих объектов на основании кросс-отождествления баз данных в разных диапазонах.

3. Обнаружение 8 пекулярных объектов-кандидатов в одиночные ЧД в областях вероятного распада четырех двойных систем, состоящих из релятивистских объектов. Доказательство, что с вероятностью около $\sim 30\%$ хотя бы один из них является ЧД.
4. Теоретический анализ наблюдательных проявлений вероятной ЧД-микролинзы MOA-191/OGLE-0462. Доказательство возможности прямого детектирования излучения аккрецирующего на нее газа в наблюдениях с помощью существующих и проектируемых телескопов разных диапазонов.

Апробация результатов работы

Результаты диссертации представлялись диссертантом в виде докладов на следующих всероссийских и международных конференциях:

1. “Многоликая Вселенная: теория и наблюдения - 2022”, Нижний Архыз, САО-РАН, 23-27.05.2022 - устный доклад, “Пекулярные объекты в областях рождения радиопульсаров: кандидаты в черные дыры звездных масс”, Чмырёва Е.Г., Бескин Г.М.
2. “Всероссийская астрономическая конференция: Астрономия в эпоху многоканальных исследований”, Москва, ГАИШ МГУ, 23-28.08.2021 - стендовый доклад, “Пекулярные объекты из вероятных областей рождения радиопульсаров - кандидаты в черные дыры звездных масс”, Чмырёва Е.Г., Бескин Г.М.
3. “12th Serbian Conference on Spectral Line Shapes in Astrophysics”, Врдник, Сербия, 03-07.06.2019 - стендовый доклад, “On some aspects of galactic featureless-spectrum sources”, L.Chmyreva, G.Beskin.
4. “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра”, Москва, ИКИ РАН, 18-21.12.2018 - стендовый доклад, “Поиск одиночных черных дыр звездных масс - компонентов в распавшихся двойных системах”, Чмырёва Е.Г., Бескин Г.М.
5. “14th INTEGRAL/BART Workshop”, Карловы Вары, Чехия, 03-07.04.2017 - стендовый доклад, “Searching for isolated stellar-mass black hole candidates by analyzing the kinematics of their former companions in disrupted binary systems”, L.Chmyreva, G.Beskin, S.Karpov

6. “Физика звезд: от коллапса до коллапса”, Нижний Архыз, САО РАН, 05-07.10.2016 - стендовый доклад, “The search for isolated stellar-mass black hole candidates based on kinematics of pulsars - their former companions in disrupted binaries”, L.Chmyreva, G.Beskin, V.Dyachenko
7. “IAU Symposium 324: New Frontiers in Black Hole Astrophysics”, Любляна, Словения, 12-16.09.2016 - стендовый доклад, “The search for isolated stellar-mass black hole candidates based on kinematics of pulsars - their former companions in disrupted binaries”, L.Chmyreva, G.Beskin, V.Dyachenko, S.Karpov
8. “Всероссийская молодежная астрономическая конференция: Наблюдаемые проявления эволюции звезд”, Нижний Архыз, САО-РАН, 15-19.10.2012 - устный доклад, “Поиск компонентов распавшихся двойных систем (пар пульсар-пульсар и пульсар-SNR)”, Чмырёва Е.Г., Бескин Г.М., Бирюков А.В.
9. “25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics”, Гейдельберг, Германия, 06-10.12.2010 - стендовый доклад, “Search for pairs of isolated radio pulsars - components in disrupted binary systems”, G.Beskin, L.Chmyreva, A.Biryukov
10. “25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics”, Гейдельберг, Германия, 06-10.12.2010 - стендовый доклад, “Search for connections between isolated radio pulsars and supernova remnants”, G.Beskin, A.Biryukov, L.Chmyreva
11. “Всероссийская астрономическая конференция: От эпохи Галилея до наших дней”, Нижний Архыз, САО-РАН, 13-18.09.2010 - устный доклад, “Изучение механизмов рождения радиопульсаров на основе их кинематических характеристик”, Чмырёва Е.Г., Бескин Г.М., Бирюков А.В.
12. “Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра”, Москва, ИКИ РАН, 24-26.12.2008 - стендовый доклад, “Поиск пар одиночных радиопульсаров входивших в состав распавшихся двойных систем”, Чмырёва Е.Г., Бескин Г.М., Бирюков А.В.

Публикации и личный вклад автора

Основные результаты диссертации изложены в 6 работах, опубликованных в рецензируемых российских и зарубежных изданиях, рекомендованных ВАК Министерства образования и науки РФ:

1. **Е.Г. Чмырева**, Г.М.Бескин: “О возможности прямого детектирования излучения микролинзы MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 - вероятной черной дыры”, *Астрофизический бюллетень*, 77, 3, 250-257 (2022)
2. **L.Chmyreva**, G.Beskin “Peculiar objects in the birthplaces of radio pulsars — stellar-mass black hole candidates”, *Astrophysical Bulletin*, 77, 1, 65-77 (2022)
3. **L.Chmyreva**, G.Beskin: “On the possible connection between galactic featureless-spectrum sources and stellar-mass black holes”, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, 50, 1, 235-243 (2020)
4. **L.Chmyreva**, G.Beskin, S.Karpov: “Searching for isolated stellar-mass black hole candidates by analyzing the kinematics of their former companions in disrupted binary systems”, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, 47, 137-142 (2017)
5. **L.Chmyreva**, G.M.Beskin, A.V.Biryukov: “Search for possible connections between isolated radio pulsars and supernova remnants”, *Astrophysical Bulletin*, 67, 2, 160-176 (2012)
6. **L.Chmyreva**, G.M.Beskin, A.V.Biryukov: “Search for pairs of isolated radio pulsars - components in disrupted binary systems”, *Astronomy Letters*, 36, 2, 116-133 (2010).

Другие работы, опубликованные автором по теме диссертации:

7. **L.Chmyreva**, G.Beskin: “Peculiar objects in the probable pulsar birthplaces — stellar-mass black hole candidates”, *Proceedings of the VAK-2021 conference*, 262 (2021)
8. **L.Chmyreva**, G.Beskin, V.Dyachenko, S.Karpov: “The search for isolated BH candidates based on kinematics of pulsars - their former companions in disrupted binaries”, *IAU Symposium proceedings*, 324, 39-40 (2017)

9. **L.Chmyreva**, G.M.Beskin, V. Dyachenko: “The search for isolated stellar-mass black hole candidates based on pulsar kinematics”, ASP Conference Series, 317, (2017)
10. G.Beskin, **L.Chmyreva**, A.Biryukov: “Search for pairs of isolated radio pulsars - components in disrupted binary systems”, Proceedings of the 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics (2010)
11. G.Beskin, A.Biryukov, **L.Chmyreva**: “Search for connections between isolated radio pulsars and supernova remnants”, Proceedings of the 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, (2010).

В перечисленных работах автору принадлежат:

- В работах [5,6,10,11]: отбор пар пульсаров и пар пульсар-остаток сверхновой; моделирование траекторий и определение вероятности связи совместно с соавторами. Обсуждение результатов и подготовка статей с соавторами.
- В работах [2,3,4,7,8,9]: формирование выборки радиопульсаров, определение областей их рождения. Отбор кандидатов в ЧД и вычисление плотностей n , температур T , скоростей звука c_s , светимостей L , видимых величин m_V . Анализ соответствия наблюдательных характеристик теоретическим и определение вероятностей совместно с соавторами. Обсуждение результатов и написание статей с соавторами.
- В работе [1]: Определение параметров (L , \dot{m} , m_V , V , n , T , c_s) ЧД-микрولينзы MOA-191/OGLE-0462. Построение теоретического спектра. Сопоставление с чувствительностью разных инструментов. Совместное с соавторами написание статьи.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Она содержит 113 страниц, 33 рисунка и 7 таблиц. Список литературы содержит 130 наименований.

Во **введении** обсуждается актуальность обнаружения одиночных ЧД. В отличие от ЧД в рентгеновских двойных системах, где горизонт событий (родовой признак ЧД) экранируются аккреционным

диском, в случае одиночной ЧД аккреция является сферической, что позволяет наблюдать излучение, генерируемое на расстоянии $1-2 r_g$. Поэтому важно обнаружение именно одиночных ЧД звездных масс, поскольку в этом случае может быть реализована возможность исследовать области в непосредственной близости горизонта событий, что позволило бы протестировать теории гравитации и получить фундаментальную информацию о физике ЧД. Формулируются цели и задачи работы, описывается ее научная новизна и практическая ценность, а также основные положения, выносимые на защиту. Приводится список публикаций, содержащих основные результаты исследования и описывается их апробация.

В **первой главе** содержится изложение общей проблемы обнаружения изолированных черных дыр звездных масс. Описывается текущее состояние развития данной темы в астрофизике, приводится описание трудностей, связанных с реализацией задачи, а также достигнутые на сегодняшний день результаты. Обсуждаются методы и программы поиска одиночных черных дыр. Наблюдательные проявления, ожидаемые от такой ЧД включают излучение в широком диапазоне частот (от ИК до гамма), нетепловой спектр без линий, оптический блеск $16^m - 25^m$ (при расстоянии до объекта 100-300 пк), медленную переменность (от часов до лет), быструю переменность ($10^{-6} - 10^{-3}$ с, при вспышках до $\sim 10\%$ потока), собственное движение. Обсуждается возможность выделения в пространстве областей, где вероятность нахождения таких объектов повышена: окрестностей гравлинз в событиях микролинзирования большой длительности, а также зон распада двойных систем, состоящих из ЧД и нейтронной звезды (пульсара). Так как подавляющее большинство массивных звезд рождается в двойных и кратных системах, то вероятность обнаружить одиночную ЧД в областях распада таких систем относительно высока.

Во **второй главе** описывается установление вероятной гравитационной связи между парами релятивистских объектов в прошлом. Помимо определения места распада системы (места рождения пульсара), это позволило оценить лучевые скорости объектов, их настоящие возраста и кинематику разлета. Из базы данных ATNF¹ Выделяются пары молодых пульсаров с хорошо измеренными кинематическими данными и расстояниями, на небольшом удалении друг от друга, с малой разницей возрастов. Также рассматриваются пары пульсар - остаток

¹<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/expert.html>

сверхновой. Для них моделируются траектории движения в галактическом потенциале и анализируются их сближения в прошлом на временах, согласованных с возрастом более молодого объекта в паре. С помощью опорных вероятностей, вычисленных в предположении о чисто случайном сближении объектов на малые расстояния (с учетом распределения пульсаров в Галактике и их независимых скоростей), оцениваются достоверности связи этих объектов при их общем происхождении в тесных двойных системах. По результатам работы выделено 6 пар пульсаров (J0543+2329/ J0528+2200, J1453-6413/J1430-6623, J2354+6155/J2321+6024, J1915+1009/ J1909+1102, J1832-0827/J1836-1008 и J1917+1353/J1926+1648) и 2 пары пульсар-остаток сверхновой (J1829-1751/G16.2-2.7, J1833-0827/G24.7-0.6), чьи сближения на малые расстояния в прошлом нельзя считать случайными, а следовательно, есть основания полагать, что они в прошлом были гравитационно связаны, учитывая особенности оценки их кинематических характеристик и возрастов.

В **третьей главе** проводится поиск одиночных черных дыр в ограниченных пространственных областях, найденных в предположении о том, что они состояли в тесных двойных системах с ныне одиночными пульсарами. Для выборки одиночных радиопулсаров, подходящих по возрастам и параллаксам для поиска их возможных компаньонов-ЧД в прошлом, строились наборы траекторий с различными реализациями начальных скоростей. Они прослеживались в прошлое на время, соответствующее характеристическим возрастам пульсаров. Конечные точки траекторий определяли в пространстве трехмерную область их предполагаемого рождения (зону распада системы). Области рождения четырех пульсаров (J0139+5814, J0922+0638, J0358+5413, J1935+1616) с наиболее точными характеристиками были отобраны для поиска кандидатов в ЧД.

В этих зонах исследовались пекулярные объекты как с жесткой спектральной составляющей, так и без нее, чьи наблюдательные проявления соответствовали теоретически ожидаемым для одиночной ЧД. Для отбора кандидатов использовались данные фотометрии, спектроскопии, астрометрии, расстояния и морфологии в разных диапазонах частот. Используемые базы данных включают ROSAT²,

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/rosat.html>

FERMI³, XMM-Newton⁴, FIRST⁵, SDSS⁶, DSS⁷, GAIA⁸. По результатам процедуры найдено 9 кандидатов в ЧД.

В **четвертой главе** проводится анализ наблюдательных характеристик кандидатов и оценивается вероятность того, что они являются ЧД. Данные о межзвездном покраснении [7] позволили получить оценку столбцовой концентрации водорода в направлении 9 кандидатов, вошедших в итоговую выборку. Производная этой величины по расстоянию дает для кандидатов локальные плотности межзвездной среды n , которые вычислялись как средневзвешенные значения в диапазоне допустимых расстояний. Полученные значения плотности позволили оценить температуру среды в областях локализации кандидатов по эмпирической зависимости $T(n)$ [8]. Скорости звука были получены с использованием этих значений. Эти оценки были использованы для определения светимостей и видимых величин кандидатов на основании классических соображений об аккреционных механизмах [9, 4] одиночной ЧД в режиме сферической аккреции [2].

Для оценки соответствия диапазонов параметров, полученных для кандидатов, ожидаемым у одиночных ЧД, используются распределения масс M и скоростей V для популяции одиночных ЧД из распавшихся двойных систем в стандартной модели эволюции населения диска Галактики [1]. Эти распределения были преобразованы в двумерную плотность вероятности, на которую были нанесены интервалы допустимых значений параметров, полученных для 9 отобранных кандидатов. Размеры этих областей зависят от неопределенности оценок параметров. Интегрирование в пределах допустимых значений показало, что у восьми из девяти кандидатов (J035738.16+525934.4, J035757.63+525928.7, J035717.10+511525.4, J035239.08+513344.1, J193559.98+205305.7, J193433.81+203117.1, J193415.78+190004.2, J034803.12+505358.7) вероятности принадлежности к ЧД лежат в интервале 1.2-13.9%, а вероятность присутствия среди них хотя бы одной ЧД составила 36%. Обнаружение сверхбыстрой переменности у кандидатов позволило бы однозначно отнести их с черным дырам.

В **пятой главе** рассматривается вероятная одиночная ЧД МОА-

³<https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

⁴<https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton>

⁵<http://sundog.stsci.edu/>

⁶<https://www.sdss.org/>

⁷<https://irsa.ipac.caltech.edu/data/DSS/>

⁸<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia>

191/OGLE-0462, обнаруженная методом микролинзирования [6]. С помощью известных данных о ее координатах, массе и поперечной скорости, определяются параметры межзвездной среды в ее окрестностях (плотность, скорость звука, температура) и темп аккреции. Ее светимость составила 5.14×10^{29} эрг с^{-1} , а оценка видимой величины - приблизительно 28^m . Построен ее теоретический спектр в модели сферической аккреции и оценивается предполагаемый уровень вспышек в жестком диапазоне - он составил 5.5% потока. Проведено сравнение построенного спектра с чувствительностью существующих и будущих телескопов и миссий в различных диапазонах. Оценки показывают, что прямое детектирование излучения этого объекта доступно для ряда новых инструментов, таких как SKA, JWST, TMT, GMT, ELT, Athena, Миллиметрон. Стационарное излучение представляется возможным наблюдать в радио, оптическом и рентгеновском диапазонах, слабые вспышки - в оптике и в рентгене, а самые мощные короткие вспышки - во всем диапазоне частот кроме гамма. Критическим экспериментом является обнаружение и исследование таких вспышек - это позволит сделать вывод о том, что у объекта есть горизонт событий, т.е. он является черной дырой.

В **заклучении** подводятся итоги и обсуждаются основные результаты, полученные в рамках данного исследования. Также обсуждается планируемый следующий этап работы - составление трехмерной карты распределения зон, где возможно наблюдение проявлений горизонта событий.

Глава 1. Проблема обнаружения черных дыр

1.1 Горизонт событий

Родовым признаком черных дыр (ЧД) является наличие горизонта событий - полупроницаемой мембраны, ограничивающей содержащую ЧД область пространства. Чтобы отождествить исследуемый объект с ЧД, необходимо получать информацию из областей непосредственно прилегающих к горизонту событий, что сделать крайне затруднительно [2]. Даже в выдающемся эксперименте по исследованию ЧД в ядре галактики M87, такого рода информация приходила из зоны, отстоящей от горизонта событий на 2.6 радиуса Шварцшильда [3]. Действительно, области, непосредственно прилегающие к горизонту событий и в ядрах галактик, и в аккреционных дисках двойных рентгеновских систем с ЧД, окружены аккрецирующим веществом, которое в значительной степени их экранирует. Другими словами, проблема прямого обнаружения горизонта событий черных дыр остается неразрешенной.

Информацию же из областей непосредственно вблизи горизонта событий (который является основным признаком ЧД) [5], представляется возможным получить в случае одиночных ЧД. Одиночные черные дыры звездных масс могут быть идеальными объектами для решения этой задачи, так как темп аккреции на изолированные ЧД звездных масс не высок ($10^{-6} - 10^{-9} \dot{M}_{Edd}$, где $\dot{M}_{Edd} \approx 10^{-8} \frac{M_{\odot}}{yr} (\frac{M}{M_{\odot}})$, а M - масса ЧД), поскольку плотность межзвездной плазмы достаточно мала [2]. Это позволяет регистрировать фотоны, рождающиеся около горизонта событий [5], который в этом случае не будет экранироваться окружающей межзвездной плазмой.

Захват межзвездного газа гравитационным полем ЧД любого типа реализуется на радиусе $R_c = \frac{2GM}{v^2 + c_s^2}$, определяющем темп аккреции [9, 2, 10]. При разумных скоростях движения ЧД ($< 100 \text{ км с}^{-1}$) и ее типичной массе (5-10 M_{\odot}) значение R_c в миллионы раз превосходит размер эргосферы (горизонта событий), и гравитационное поле описывается в ньютоновском

приближении. В то же время характер вспышек, генерируемых пучками электронов в непосредственной окрестности ЧД будет кардинально зависеть от ее типа. При наличии осевой симметрии и эргосферы в решении Керра можно ожидать нетривиальные особенности структуры, статистики, поляризации такого рода событий [11, 12]. Собственно их обнаружение и исследование с предельно высоким временным разрешением позволит получить информацию о структуре пространства-времени вблизи ЧД и доказательство существования горизонта событий, эргосферы, т.е. видовых признаков ЧД.

Черные дыры звездных масс образуются в конце эволюции звезд с массой, превышающей $M \gtrsim 25M_{\odot}$. Количество изолированных ЧД, согласно современным эволюционным представлениям, составляет приблизительно $\sim 10^8$ для нашей Галактики [1]. Тем не менее, обнаружение одиночных черных дыр, в отличие от тех, которые находятся в ренгеновских двойных системах и для которых можно оценить массу, крайне затруднительно. Как правило, вне зависимости от метрики одиночной ЧД, для нее обычно реализуется сферическая аккреция, так как дисперсия скорости и плотности турбулентного межзвездного газа невелика [13].

1.2 Наблюдательные проявления черной дыры

Для сферической аккреции, спектр излучения аккреционного потока был впервые получен Шварцманом в 1971-м году [4]. Он показал, что в нем генерируется синхротронное излучение электронов в хаотических магнитных полях, усиленных при натекании плазмы на ЧД. Большая часть излучения рождается в областях близких к горизонту, на расстоянии приблизительно $(1 - 2)r_g$, где r_g – гравитационный радиус. Светимость такого ореола остается практически неизменной в широком диапазоне частот от 10^{14} до 10^{20} Гц, причем в его спектре отсутствуют линии [4, 14, 15, 16]. То есть для типичных параметров межзвездной среды, скоростей и масс ЧД, они будут проявлять себя как объекты со светимостью $10^{28} - 10^{34}$ эрг с^{-1} с непрерывным спектром. Их родовым признаком будет переменность излучения с амплитудой от долей до десятка процентов. Эти вариации светимости представляют из себя вспышки с характерными временами в $10^{-6} - 10^{-3}$ секунд, возникающие при приближении к горизонту событий сгустков плазмы, на которые фрагментируется поток аккрецирующего вещества [4, 5,

2]. Жесткая спектральная составляющая будет обладать высокой переменностью, вызванной нетепловой электронной эмиссией; в спектре также будет присутствовать синхротронная оптическая компонента вызванная тепловыми электронами в магнитном поле аккреционного потока. В то же время, эти объекты могут быть переменными на шкале месяцы-годы, что обусловлено неоднородностью межзвездной среды, в которой движется ЧД (см. [5, 2] и ссылки там). Эти оценки легли в основу критического эксперимента МАНИЯ (Многоканальный Анализ Наносекундных Изменений Яркости) по поиску изолированных ЧД звездных масс по всему северному небу, основанного на обнаружении быстрой переменности упомянутого излучения в оптическом диапазоне [4, 5, 2, 17, 18, 19, 20].

В конечном итоге можно сформулировать набор наблюдательных проявлений характерных для кандидатов в ЧД. Это объекты расположенные в нашей Галактике,

1. излучающие в широком диапазоне частот (от ИК до гамма) и обладающие нетепловым континуумом лишенным линий,
2. чей оптический блеск лежит в диапазоне 16^m - 25^m (при типичных расстояниях 100-300 пк), с переменной компонентой оптического излучения $\sim 18^m - 27^m$,
3. с временной шкалой переменности $10^{-6} - 10^{-3}$ секунд и относительной амплитудой вспышек $\sim 0.2 - 6\%$ в различных спектральных полосах,
4. демонстрирующие переменность также на больших временах (от часов до лет);
5. поскольку такого рода объекты локализованы в нашей Галактике, они должны обладать собственным движением, соответствующим линейным скоростям от нескольких до ~ 100 км с $^{-1}$, что при расстояниях до ~ 400 пк приводит к угловым перемещениям и/или параллаксам до ~ 50 mas yr $^{-1}$ [21].

1.3 Методы поиска одиночных ЧД

Как уже было сказано выше, критерием для отождествления отобранных объектов-кандидатов с ЧД является обнаружение у них коротких вспышек. В рамках упомянутого выше эксперимента МАНИЯ, который проводится

с 1972-го года на шестиметровом телескопе Специальной Астрофизической Обсерватории РАН с помощью фотометрического комплекса высокого временного разрешения, объекты-кандидаты выделялись по всему северному небу, после чего проводились поиски их сверхбыстрой переменности [17, 18, 19, 20].

Среди других стратегий поиска изолированных ЧД стоит отметить исследование их рентгеновского и радиоизлучения. Современные рентгеновские обсерватории (NuStar, Спектр-РГ) обладают достаточной чувствительностью для детектирования ЧД, как было показано, например, в [22, 23]. Одиночные ЧД могут давать вклад в детектируемое рентгеновское излучение, сравнимый со вкладом от нейтронных звезд, причем жесткая спектральная компонента подвержена сильной переменности из-за излучения сгустков нетепловых электронов (подробное описание можно найти в [2]). Одиночные ЧД также могут быть источниками неотожествленного гамма и радиоизлучения в молекулярных облаках или холодных нейтральных областях [24, 25]. Оценки радиосветимости ЧД были получены из корреляции радио и рентгеновских светимостей для ЧД в двойных системах. Возможность обнаружения ЧД в радиодиапазоне будущими миссиями была подробно исследована в [26]. Модельные расчеты [27, 28] с учетом распределения масс и скоростей, а также околосолнечной межзвездной среды показали, что искать ЧД в радиодиапазоне представляется даже более разумным, учитывая чувствительность настоящих и будущих проектов, таких как Square Kilometer Array (SKA), который сможет обнаруживать радиоизлучение от близких ЧД. В [29] показана возможность поиска одиночных ЧД звездных масс в центральной молекулярной зоне Галактики в субмиллиметровом и инфракрасном спектральных диапазонах с помощью космических обсерваторий. Гравитационно-волновые наблюдения позволяют обнаруживать слияния черных дыр и/или нейтронных звезд и определять массу образующейся ЧД, однако низкая точность ее локализации (градусы) не позволяет проводить прямые исследования горизонта событий (см., например, [30, 31]). Таким образом, из вышесказанного следует, что обнаружить ЧД представляется возможным наблюдая ее взаимодействие с окружающим пространством.

Некоторые галактические источники обладают свойствами схожими с теми, что должны быть характерны для одиночных ЧД (основные критерии перечислены в Разделе 1.2). Они представляют особый интерес, так как могут оказаться кандидатами в ЧД при более детальном изучении.

Например, объекты классифицированные как DC карлики (холодные белые карлики с гелиевой атмосферой и континуальными спектрами без линий поглощения) входят в число таких галактических объектов. К ним также могут относиться объекты, неверно классифицированные как лацертиды (подкласс блазаров, характеризуемый нетепловым континуальным спектром без линий и быстрой переменностью), РОКОСы (радиообъекты с континуальным оптическим спектром, также подкласс блазаров). Неидентифицированные в оптическом диапазоне источники жесткого излучения [18, 19, 20] также представляют собой хорошую выборку для поиска среди них возможных кандидатов с черные дыры. Следовательно, интерес представляют источники с плоскими спектрами, без существенных особенностей (без линий) в широком диапазоне длин волн, со сверх быстрой переменностью, и светимостью в пределах предсказанных значений.

Еще один метод обнаружения одиночных ЧД - астрометрическое микролинзирование - релятивистское отклонение видимого положения фоновой звезды при прохождении перед ней компактного объекта. Это единственный метод, позволяющий получить прямую оценку массы вероятной одиночной ЧД (линзы). Как показало моделирование, например [32], этот метод также реализуем в наблюдениях с высоким пространственным разрешением.

1.4 Области возможной локализации одиночных ЧД

В работе рассматриваются зоны повышенной вероятности локализации одиночных черных дыр. К ним относятся, как было указано выше, окрестности гравитационных линз в событиях микролинзирования большой длительности. Также среди таких зон можно выделить области распада массивных двойных систем состоявших из черной дыры и нейтронной звезды (НЗ), которую мы можем наблюдать как радиопульсар.

По крайней мере 70% звезд входят в двойные и кратные системы [1, 33, 34, 35]. Следовательно, с высокой вероятностью, можно утверждать, что многие ныне одиночные релятивистские объекты звездных масс образовались в двойных системах либо как конечная стадия эволюции массивных звезд-компонентов (НЗ образуются при эволюции звезд с начальной массой в интервале $\sim 10 - 25M_{\odot}$; ЧД образуются при коллапсе звезд с более высокой массой, $M \gtrsim 25M_{\odot}$),

либо как продукт слияния этих звезд или компактных объектов из них образовавшихся. Современные гравитационно-волновые наблюдения позволяют изучать слияния компактных компонентов (см., например, [31]). Например, моделирование [36] показало, что в Галактике слились уже 7×10^5 двойных ЧД. Мы рассматриваем случай, когда система распадается и представляется возможным отождествить между собой бывшие компоненты. Эволюционные сценарии рождения ЧД и НЗ в парах подробно описаны, например, в работах [37, 1].

В парах ЧД+НЗ, более массивная ЧД образуется первой, при первом взрыве сверхновой в системе, в конце эволюции более массивной звезды. Большинство подобных тесных двойных систем (ТДС) распадается при взрыве сверхновой, для чего в простейшем случае симметричного взрыва и круговой орбиты достаточно потери половины ее массы; при несимметричном взрыве эта доля может быть еще меньше. Тем не менее, когда одна из звезд массивной двойной системы, в конце своей жизни, взрывается как сверхновая, это не обязательно приводит к распаду системы - приблизительно в 40% случаев, двойная система остается гравитационно связанной [38]. В ходе эволюции массивной ТДС компоненты обмениваются массой, поэтому на момент коллапса от первичной, более массивной, звезды может остаться только С-О ядро. По этой причине, масса, сброшенная при первом взрыве сверхновой, может оказаться недостаточной для распада системы, лишь становятся вытянутыми орбиты компонентов, а центр масс приобретает скорость около 100 км/с. Возникает ТДС с релятивистским компонентом - нейтронной звездой или черной дырой. Когда в ходе последующей эволюции коллапсирует второй компонент (происходит вторая вспышка сверхновой), и образуется второй релятивистский объект, то пара, как правило, распадается: система в целом уже менее массивна, поэтому сброшенная масса (большая, чем в первом случае), чаще всего превышает величину, необходимую для распада. Высокие скорости пульсаров служат дополнительным аргументом в пользу того, что многие из них в прошлом входили в распавшиеся двойные системы.

При распаде двойной системы действует эффект пращи [39, 40], а это один из наиболее естественных механизмов увеличения пространственных скоростей остатков распада. Импульс (kick), полученный пульсаром при асимметричном взрыве сверхновой [41, 42, 43, 44], в совокупности с орбитальным моментом, могут значительно разогнать НЗ [45, 46]). Таким образом, нейтронные звезды, большинство из которых являются

радиопульсарами, приобретают высокие скорости и становятся одними из самых быстрых галактических объектов: их тангенциальные скорости, определенные по измеренному собственному движению, достигают нескольких сотен и даже тысяч километров в секунду (см. [47] и ссылки там). Третья возможность приобретения высоких скоростей - рождение НЗ при взрывах быстро движущихся массивных звезд, вылетевших из молодых звездных скоплений, вследствие динамических процессов в их ядрах [48]; [49, 50, 51]).

Рассматривая достаточно молодые радиопульсары (для более точного определения места распада системы) с известными собственными движениями и параллаксами и задаваясь распределением их пространственных скоростей, можно проследить их движение в прошлом и определить предполагаемые места их рождения (сопровождавшегося распадом двойной системы) исходя из оценки их характеристического возраста $\tau_{ch} = P/2\dot{P}$, где P - период пульсара, ограничивая таким образом пространство поиска кандидатов в ЧД [52, 53]. Поскольку массы ЧД в несколько раз превышают массы НЗ, при распаде системы с черной дырой, последняя получит меньшую скорость и, следовательно, будет находиться вблизи от места рождения пульсара [1]. В частности, при приблизительно семикратном соотношении масс между этими компактными объектами, скорости ЧД оказываются порядка 5 км с^{-1} , что дает при характеристическом возрасте пульсара в 500 тысяч лет для удаления ЧД от места распада порядка 2.6 парсека (0.75° при расстоянии до ЧД в 200 пк). Последнее меньше размера области вероятного рождения НЗ, который определяется кинематическими характеристиками НЗ (погрешностями измерений ее собственных движений и расстояний) и ее возрастом (чем моложе НЗ, тем точнее можно определить координаты области ее рождения и тем меньше она будет). Таким образом, априорная вероятность локализации ЧД в таких областях повышена, что позволяет существенно сузить пространство поиска этих объектов.

Глава 2. Метод локализации областей распада двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами по кинематике пульсаров

2.1 Поиск связи между одиночными пульсарами - компонентами в распавшихся двойных системах

2.1.1 Введение

Рассматривая пары достаточно близких друг к другу пульсаров с известными собственными движениями и расстояниями и задаваясь распределением их пространственных скоростей, можно проследить движение объектов в прошлом и определить дистанцию их максимального сближения. Если оказывается, что его эпоха согласуется с характеристическим возрастом τ_{ch} одного из пульсаров ($\tau_{ch} = P/2\dot{P}$, где P - период пульсара), можно допустить, что эта пара имеет общее происхождение. Достоверность этой гипотезы оценивается при сравнении вероятности найденного сближения с таковой для любых двух объектов с произвольными собственными движениями. Дополнительным критерием правильности отождествления может служить наличие в соответствующей области Галактики остатка вспышки сверхновой, также согласованного по возрасту с одним из пульсаров. Принятие гипотезы об общем происхождении позволит анализировать кинематику коллапса и взрыва второй сверхновой, динамику распада ТДС, а также выяснить соотношение между характеристическим и реальным возрастами пульсара.

Очевидно, что установить принадлежность к одной ТДС возможно лишь при распаде во втором взрыве сверхновой. Тогда эпоха максимального сближения должна совпадать с возрастом младшего пульсара. Если же система распалась после первого взрыва, то вторая, уцелевшая, звезда эволюционирует уже независимо и может успеть улететь на сотни парсек, прежде, чем через $10^5 - 10^6$ лет сколлапсировать. Родившийся при этом

асимметричном взрыве пульсар, получивший дополнительный импульс, изменит направление движения, что сделает обнаружение его компаньона практически невозможным. Таким образом, полное число распавшихся пар может быть больше.

Другой сценарий, недоступный для анализа предлагаемым методом заключается в том, что массивные звезды-прародительницы пульсаров в прошлом были выброшены из молодых скоплений и, соответственно, приобрели большую пространственную скорость [49, 50, 51]. В таком случае они эволюционируют и коллапсируют как одиночные звезды. Если взрыв не меняет сильно направление их скоростей, то прослеживание в прошлое траекторий двух получившихся молодых НЗ укажет лишь на одно и то же скопление, т.е. сближение будет достаточно тесным, но говорить о гравитационной связанности звезд в прошлом будет нельзя. Поэтому, с одной стороны нужно более внимательно относиться к тем парам пульсаров, траектории которых начинаются вблизи молодых звездных скоплений (как например у [54]), с другой стороны нужно понимать, что описанная ситуация маловероятна. Вылетевшие из скоплений звезды-прародительницы должны быть достаточно массивны, чтобы впоследствии взорваться как SN II. На сегодняшний день известно лишь около 20 быстрых массивных звезд, и только 2 из них имеют массу большую, чем $8M_{\odot}$ [55, 56].

Разница возрастов компонентов (т.е. время, прошедшее между первой и второй вспышками сверхновой) для массивных систем не должна превышать нескольких миллионов лет. Последнее требование следует из характерного времени жизни массивных звезд на главной последовательности. Если время между вспышками невелико, характеристические возрасты обоих компонентов могут совпадать.

Вопрос о реальных возрастах пульсаров остается открытым. Характеристический возраст, особенно для молодых пульсаров, может служить лишь неким ориентиром. В работе [57] проводится анализ соотношения между реальным и характеристическим возрастом и показывается, что они могут отличаться в несколько раз. При этом τ_{ch} не обязательно должен быть верхней оценкой реального возраста (см., например, работу [58]). Описываемый подход отождествления пульсаров-компаньонов поможет более точно оценить их возрасты. Отдельно отметим, что убегающие ОВ звезды могут также быть использованы для поиска нейтронных звезд и черных дыр ([52], и ссылки там).

Данная глава посвящена поиску связанных в прошлом пар одиночных радиопульсаров. Обнаружение таких пар позволит понять динамику распада ТДС, оценить скорости, полученные пульсарами при взрыве сверхновой, их радиальные скорости, возрасты, тип взрыва.

На сегодняшний день известно несколько десятков пульсаров, связанных с остатками сверхновых. Наиболее полный обзор подобных ассоциаций можно найти в работе [59]. В основном это молодые пульсары, находящиеся или внутри своего остатка, или в непосредственной близости от него. Нас же интересуют случаи, когда пульсар достаточно быстр и стар, чтобы успеть покинуть окрестности остатка (наблюдаемого по сей день).

Ранние попытки обнаружить распавшиеся пары пульсаров приведены в работах [60, 40, 61]. Следующий шаг - анализ возможной ассоциации пары не самых молодых пульсаров, находящихся на значительном расстоянии друг от друга, для которых с хорошей точностью известны параллаксы и собственные движения, предпринят в работе [54]. Ниже мы обсуждаем этот результат.

Далее подробно описываются методология и предположения, принятые в работе; также приводятся результаты исследования конкретных пар пульсаров и обсуждение полученных результатов.

2.1.2 Метод

2.1.2.1 Постановка задачи

Поиск кинематической ассоциации двух пульсаров с известными собственными движениями заключается в определении максимальных сближений в прошлом их восстановленных траекторий в Галактике. Пульсары, имеющие общее происхождение (т.е. бывшие компонентами одной и той же двойной системы), находились ближе всего друг к другу, очевидно, в момент распада ТДС. Эта эпоха соответствует современному возрасту более молодого пульсара. (Напомним, что мы анализируем случай, когда система распалась после второго взрыва сверхновой.)

Мы рассматриваем все движения в прямоугольной системе координат, начало которой помещено в центр Галактики. Одна из ее осей параллельна направлению на Солнце, вторая направлена вдоль скорости локального стандарта покоя, третья перпендикулярна плоскости Галактики и дополняет две первые до правой тройки векторов. В такой системе радиус-

вектор Солнца есть $\mathbf{r}_\odot = \{-8.5 \text{ kpc}, 0, 0\}$ (см., например, работу [62]).

Закон движения пульсара $\mathbf{r}(t)$ в галактическом гравитационном потенциале $\varphi_G(\mathbf{r})$ есть решение уравнения движения

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\nabla\varphi_G(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

с начальными условиями

$$\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}(t = 0), \mathbf{V}_0 = \mathbf{V}(t = 0), \quad (2.2)$$

где начальному моменту времени соответствует современная эпоха. При известных функциях $\mathbf{r}_{1,2}(t)$ для пары пульсаров, расстояние ρ между ними в прошедший момент $-t$ есть $|\mathbf{r}_1(-t) - \mathbf{r}_2(-t)|$. Ассоциируя пульсары, мы ищем эпоху T , согласованную с возрастом более молодого из них (не превышающую нескольких его характеристических возрастов), такую, что

$$|\mathbf{r}_1(-T) - \mathbf{r}_2(-T)| = \min \rho. \quad (2.3)$$

Достаточно малая величина $\min \rho$ может указывать на то, что в прошлом эти объекты были гравитационно связаны.

2.1.2.2 Решение уравнения движения

Поскольку гравитационный потенциал Галактики не обладает сферической симметрией (см. далее), то решение (2.1) получается в общем случае численно, в то время как векторы \mathbf{r}_0 и \mathbf{V}_0 определяются непосредственно из наблюдений. Для современного значения радиус-вектора пульсара с галактическими координатами l и b и расстоянием от Солнца d имеем:

$$\mathbf{r}_0 = d \cdot \{\cos b \cos l, \cos b \sin l, \sin b\} + \mathbf{r}_\odot. \quad (2.4)$$

Вектор его текущей скорости \mathbf{V}_0 задается известным собственным движением $\{\mu_l \cos b, \mu_b\}$, расстоянием d , радиальной скоростью V_r , и вектором скорости Солнца

$$\dot{\mathbf{r}}_\odot = \mathbf{V}_{\odot,rot} + \mathbf{V}_{\odot,LSR}. \quad (2.5)$$

Здесь $\mathbf{V}_{\odot,rot} = \{0, V_{\odot,rot}, 0\}$ - скорость галактического вращения локального стандарта покоя (ЛСП). Она определяется кривой вращения Галактики

(т.е. потенциалом $\varphi_G(\mathbf{r})$) и составляет около 220 км/с. Вектор $\mathbf{V}_{\odot,LSR}$ - скорость Солнца относительно ЛСП, он направлен в точку с координатами $l = 53^\circ$, $b = 25^\circ$ (апекс) и его модуль равен 16.5 км/с [62]).

Собственное движение пульсара задает его поперечную скорость \mathbf{V}_t , модуль которой (в км/с)

$$V_t = 4.74 \cdot d \cdot \sqrt{(\mu_l \cos b)^2 + \mu_b^2}, \quad (2.6)$$

где μ_l и μ_b выражены в [mas/год], а d в килопарсеках. Радиальная скорость пульсара состоит из секулярной компоненты $\mathbf{V}_{r,rot}$, обусловленной галактическим вращением локального стандарта покоя пульсара (т.е. также кривой вращения Галактики), и пекулярной скорости $\mathbf{V}_{r,p}$. Таким образом, окончательно:

$$\mathbf{V}_0 = \mathbf{V}_{r,rot} + \mathbf{V}_{r,p} + \mathbf{V}_t + \dot{\mathbf{r}}_{\odot} \quad (2.7)$$

2.1.2.3 Используемые модели

Непосредственно из наблюдений, кроме сферических координат, нам обычно доступны лишь величины собственных движений пульсаров. Реже - расстояния, когда измерен параллакс π (обычно расстояния вычисляются по мере дисперсии.) Все эти величины известны с конечной точностью, и, чаще всего, значения расстояний оказываются модельно-зависимыми.

Основной проблемой в изучении кинематики пульсаров является отсутствие прямых измерений их радиальных скоростей. Источником же информации о последних является функция распределения одной (любой) из трех компонент пекулярной скорости пульсара в момент его рождения (например, в момент распада двойной системы). Полная пекулярная скорость считается изотропной относительно ЛСП, поэтому ту же функцию можно использовать и для пекулярной компоненты радиальной скорости пульсара.

Она строится на основе совокупности данных о всех исследованных пульсарах как решение задачи максимального правдоподобия. На сегодняшний день вопрос о ее однозначном выборе остается открытым. Предложены различные варианты: гауссовы и негауссовы, одно- или двухкомпонентные распределения (см., например, [47, 63]). В [57] приводится детальное сравнение имеющихся на сегодняшний день результатов и делается вывод, что пока сложно сделать однозначный выбор в пользу какой-либо из моделей, поскольку все они согласуются с наблюдательными данными.

Таким образом, в задаче моделирования (в отличие от теоретических построений) выбор того или иного распределения не столь существенен. Мы использовали его в виде суммы двух гауссиан [64]:

$$p(V_{r,p}) = \frac{w_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{V_{r,p}^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{1-w_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left(-\frac{V_{r,p}^2}{2\sigma_2^2}\right), \quad (2.8)$$

где $\sigma_1 = 90$ км/с, $\sigma_2 = 500$ км/с, $w_1 = 0.4$. Оно описывает, как было сказано выше, скорости пульсаров на эпоху их рождения, и может измениться к настоящему моменту. Легко оценить вариации ΔV модулей скоростей в результате движения в галактическом потенциале:

$$\Delta V \sim \tau \ddot{r}, \quad (2.9)$$

где τ - возраст пульсара, а \ddot{r} - модуль его ускорения. В [54], в качестве τ использовался характеристический возраст τ_{ch} , а вместо \ddot{r} - ускорение \ddot{z} вдоль направления, перпендикулярного плоскости Галактики. Однако эти авторы исследовали пару не самых молодых пульсаров с возрастaми $\tau_{ch} \sim 3 \times 10^6$ лет. За такое время поправка (2.9) может оказаться значительной и в то же время существенно отличающейся от истинной, т.к. τ_{ch} не является хорошей оценкой возраста, а также в силу замены произведением (2.9) соответствующего интеграла.

Хотя в настоящей работе исследуются пульсары с существенно меньшими возрастaми, для оценки влияния гравитационного поля Галактики на их движение мы смоделировали наборы траекторий пульсаров, начинающих свое движение в плоскости Галактики (где эффект будет максимальным), на расстояниях 2.5 – 10.5 кпк (с шагом 2 кпк) от ее центра. Мы получили изменения модулей пекулярных скоростей и отклонения траекторий от прямолинейности по прошествии 10^5 , 5×10^5 , 10^6 и 3×10^6 лет.

В качестве распределения компонент начальных пекулярных скоростей пульсаров использовалась функция (2.8). Гравитационный потенциал $\varphi_G(\mathbf{r})$ задавался выражением из работ [65] и [66]:

$$\varphi_G(r, z) = -\frac{GM_{dh}}{\sqrt{(a_G + \sum_{i=1}^3 \beta_i \sqrt{z^2 + h_i^2})^2 + b_{dh}^2 + r^2}} - \frac{GM_b}{\sqrt{b_b^2 + r^2}} - \frac{GM_n}{\sqrt{b_n^2 + r^2}}, \quad (2.10)$$

где r - расстояние от центра Галактики, z - удаление от ее плоскости. Это трехкомпонентный осесимметричный потенциал, учитывающий вклад

Table 2.1: Параметры Галактического потенциала [65, 66].

Константа	Диск-гало(dh)	Балдж(b)	Ядро(n)
M	$1.45 \times 10^{11} M_{\odot}$	$9.3 \times 10^9 M_{\odot}$	$1.0 \times 10^{10} M_{\odot}$
β_1	0.4		
β_2	0.5		
β_3	0.1		
h_1	0.325 кпк		
h_2	0.090 кпк		
h_3	0.125 кпк		
a_G	2.4 кпк		
b	5.5 кпк	0.25 кпк	1.5 кпк

диска и гало, балджа и ядра, которые обозначены соответственно индексами dh , b и n . Его параметры представлены в Таблице 2.1. Здесь M , β_i , h_i , a_G , b - константы.

Очевидно, что чем ближе к центру Галактики находится пульсар, тем в большей степени его движение будет неравномерным и непрямолинейным. Предельный случай для расстояния 2.5 кпк от центра Галактики представлен на Рисунках 2.1 и 2.2, где изображены изменения модуля пекулярной скорости пульсаров и отклонения их траекторий от прямолинейной формы. Видно, что за времена, не превышающие 10^6 лет, их движение оказывается практически равномерным (по сравнению с параметрами распределения (2.8)) и прямолинейным. Бимодальность всех распределений связана с двухкомпонентностью (2.8).

Для пульсаров, начинающих свое движение с расстояния 10.5 кпк от центра Галактики, разброс $\sigma[\Delta V]$ даже для $T = 3 \times 10^6$ лет не превышает 4 км/с, а среднее значение $\mu[\Delta r] = 21$ пк.

Таким образом, при исследовании движения пульсаров в прошлом на временах около 10^6 лет или меньших учет влияния $\varphi_G(\mathbf{r})$ в виде поправки (2.9) представляется излишним и даже может привести к дополнительным погрешностям в результатах, поскольку реальный возраст τ может отличаться от характеристического τ_{ch} в несколько раз (см., например, [57]). Распределение же (2.8), в результате, хорошо описывает и современные скорости пульсаров.

Начальные условия \mathbf{r}_0 и \mathbf{V}_0 задаются в виде распределений, отражающих неточности расстояний и скоростей.

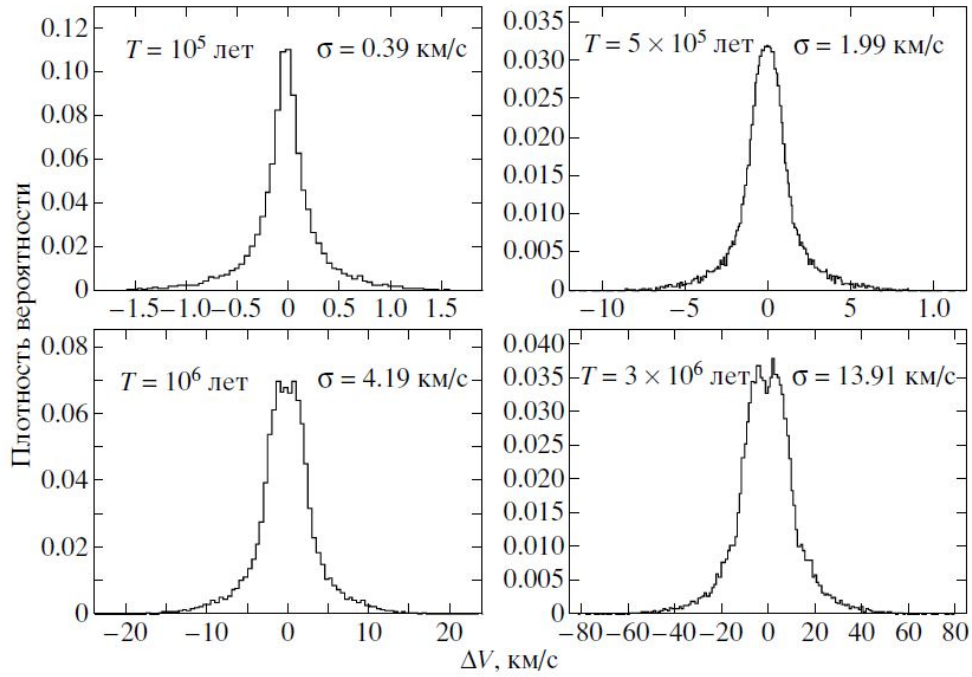


Figure 2.1: Распределение изменений модуля peculiarной скорости пульсаров под влиянием гравитационного поля Галактики, начавших свое движение на расстоянии 2.5 кпк от ее центра.

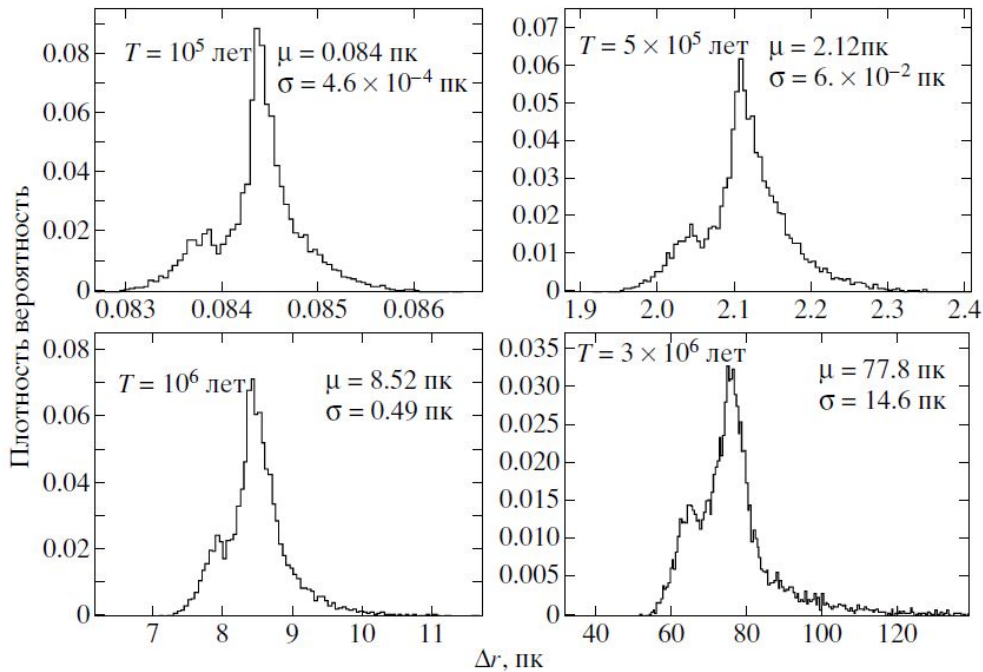


Figure 2.2: Распределение изменений конечных координат пульсаров под влиянием гравитационного поля Галактики, начавших свое движение на расстоянии 2.5 кпк от ее центра.

2.1.2.4 Рандомизация начальных условий

Как уже отмечалось, все характеристики пульсаров, известные нам из наблюдений, заданы с конечной точностью. Как и в работе

[54], мы полагаем собственные движения пульсаров распределенными по нормальным законам $N(\mu_l, \sigma_{\mu_l}^2)$ и $N(\mu_b, \sigma_{\mu_b}^2)$ со средними, равными измеренным значениям, и дисперсиями, равными квадратам ошибок измерений. Аналогичное предположение используется и для расстояний (среднее - d , дисперсия - σ_d^2). В этой части работы они оценивались по результатам высокоточных измерений меры дисперсии DM , на основе модели распределения плотности свободных электронов в Галактике NE2001 [67], имеющей относительную погрешность около 30%.

Экваториальные координаты пульсаров известны с очень хорошими точностями в доли угловых секунд, что при расстояниях до объектов в несколько килопарсек дает неопределенность положения $10^{-3} - 10^{-2}$ пк. Эти величины значительно меньше ошибок расстояний σ_d , и поэтому α и δ (как и вычисленные l и b) были приняты известными точно.

Поскольку, как было показано в предыдущем разделе, движение пульсара на масштабах в 10^6 лет остается почти равномерным, то неопределенность вычислений $\mathbf{r}(t)$ в целом будет такой же, как и для расстояния d .

В свою очередь величины σ_{μ_l} и σ_{μ_b} совместно с ошибкой расстояния d приведут к рандомизации величины (и направления) текущей скорости \mathbf{V}_0 . При $d \sim 2 - 4$ кпк, собственных движениях ~ 10 mas/год и их относительных ошибках $\sim 30\%$, ошибка в определении поперечной скорости будет составлять ~ 100 км/с, что впоследствии, на масштабах времени до 10^6 лет, приведет к погрешности в положении $\mathbf{r}(t)$ на уровне 100 пк. Это значительно меньше вклада неточности определения начального расстояния d .

2.1.2.5 Моделирование

Из вышесказанного становится ясно, как получают распределения $p_r(\mathbf{r}_0)$ и $p_v(\mathbf{V}_0)$ начальных векторов \mathbf{r}_0 и \mathbf{V}_0 в (2.2). Задача поиска наибольших сближений двух пульсаров сводится к построению распределения вероятности $P(\rho)$ того, что минимальное расстояние между ними (на заданном масштабе времени в прошлом) не превышает ρ .

Это распределение строилось методом Монте-Карло; решая уравнение (2.1) и моделируя наборы пар траекторий пульсаров с различными реализациями \mathbf{r}_0 и \mathbf{V}_0 из $p_r(\mathbf{r}_0)$ и $p_v(\mathbf{V}_0)$, они прослеживались в прошлое на время 1-2 миллиона лет (превышающее характеристический возраст более молодого пульсара), при этом вычислялось минимальное

расстояние ρ_{min} между ними. Поскольку в нашей задаче влияние гравитационного потенциала Галактики (2.10) мало, то для каждой траектории мы ограничивались несколькими точками с шагом 500 тысяч лет, определенными методом Рунге-Кутты-Фельберга. Движение пульсара между ними принималось равномерным и прямолинейным, что позволило существенно увеличить скорость моделирования.

Вместе с распределением $P(\rho)$, было получено распределение $T(\rho)$ для эпох наиболее тесных сближений. Далее, после сравнения первого из этих распределений с опорным $P_0(\rho)$, делался вывод о возможности кинематической ассоциации исследуемой пары пульсаров.

2.1.2.6 Опорная вероятность

После того как получено $P(\rho)$, необходим критерий, который позволил бы определить, насколько значима вероятность того, что в прошлом данная пара пульсаров сближалась на некое малое расстояние $\tilde{\rho}$. Если оказывается, что вероятность $P(\tilde{\rho})$ слишком велика для того, чтобы смоделированное количество сближений на расстояние $\leq \tilde{\rho}$ можно было объяснить лишь случайными причинами, тогда исследуемая пара оказывается кинематически выделенной среди прочих. Появляется основание утверждать, что эти пульсары когда-то действительно находились на близком расстоянии друг от друга, и предположить, что они составляли одну распавшуюся двойную систему.

Такой необходимый критерий состоит в сравнении вероятностей $P(\tilde{\rho})$ и $P_0(\tilde{\rho})$, где последняя есть вероятность двум случайно выбранным пульсарам в ходе своего движения оказаться на расстоянии, не превышающем $\tilde{\rho}$. Эту вероятность, очевидно, необходимо вычислять с учетом плотности пульсаров в Галактике.

Поскольку в Галактике присутствуют пульсары разных возрастов и разного происхождения, то $P_0(\tilde{\rho})$ эквивалентна вероятности обнаружить при наблюдении заданной области пространства два (или более) пульсара на расстоянии $\leq \tilde{\rho}$. Очевидно, что чем больше эта область и плотность пульсаров в ней, тем выше вероятность такого обнаружения.

Таким образом, для того чтобы вычислить $P_0(\tilde{\rho})$, необходимо задаться (i) распределением плотности пульсаров по Галактике; (ii) размерами и локализацией интересующей области пространства. В нашей работе было использовано радиальное распределение поверхностной плотности

пульсаров, полученное [68]:

$$\Sigma(R) = A \left(\frac{R + R_1}{R_\odot + R_1} \right)^a \exp \left[-b \left(\frac{R - R_\odot}{R_\odot + R_1} \right) \right], \quad (2.11)$$

где $A = 37.6 \pm 1.9$ кпк⁻², $a = 1.64 \pm 0.11$, $b = 4.01 \pm 0.24$, $R_1 = 0.55 \pm 0.10$ кпк, $R_\odot = 8.5$ кпк. Аналогичное распределение вдоль направления, перпендикулярного плоскости Галактики, выбор которого и оптимальность значения параметра $\langle z \rangle = 50$ пк обосновывается в работе [57]:

$$p(z) = \frac{1}{2\langle z \rangle} \exp \left(-\frac{|z|}{\langle z \rangle} \right). \quad (2.12)$$

Вместе эти распределения задают среднее количество пульсаров $\eta(\mathbf{r})$, которые в реальной ситуации могут быть обнаружены в области Галактики с координатами центра $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ и размерами $\tilde{\rho}$ [пк]:

$$\eta(\mathbf{r}) = 10^{-6} \tilde{\rho}^2 \Sigma(\sqrt{x^2 + y^2}) \int_{z-\tilde{\rho}/2}^{z+\tilde{\rho}/2} p(z) dz \quad (2.13)$$

Здесь x, y, z - прямоугольные координаты в системе, связанной с Галактикой и описанной выше. При этом предполагается, что распределение пульсаров стабильно в течение нескольких миллионов лет.

Вычисляя при моделировании вероятность $P(\tilde{\rho})$, мы автоматически получаем область $(\mathbf{r}_{\tilde{\rho}}, \mathbf{r}_{\tilde{\rho}} + d\mathbf{r}_{\tilde{\rho}})$, в которой пульсары сближаются на расстояния, не превышающие $\tilde{\rho}$. В тех случаях, когда $\tilde{\rho} \ll dr_{\tilde{\rho}}$, число пульсаров в объеме $\tilde{\rho}^3$ подчиняется распределению Пуассона. Поэтому всю эту область мы разбивали на непересекающиеся ячейки \mathbf{r}_k ($k = 1, 2, \dots, N$) с размерами $\tilde{\rho}$, в каждой из которых вероятность обнаружить менее двух пульсаров задается выражением:

$$\xi_k = \sum_{n < 2} \frac{[\eta(\mathbf{r}_k)]^n}{n!} \exp[-\eta(\mathbf{r}_k)]. \quad (2.14)$$

И окончательно, $P_0(\tilde{\rho})$ - вероятность где-либо в области Галактики $(\mathbf{r}_{\tilde{\rho}}, \mathbf{r}_{\tilde{\rho}} + d\mathbf{r}_{\tilde{\rho}})$ обнаружить два или более пульсара на расстоянии $\leq \tilde{\rho}$ - вычислялась по формуле

$$P_0(\tilde{\rho}) = 1 - \prod_{k=1}^N \xi_k. \quad (2.15)$$

Эта величина позволяет говорить о кинематической выделенности той или иной пары пульсаров. Для многих пар величины $P(\rho)$ и

$P_0(\rho)$ были сопоставимы (см. далее), но для некоторых значительно различались. В данной задаче кинематическая ассоциация пульсаров основывается на вычислении методом Монте-Карло вероятности того, что конкретная пара пульсаров в прошлом сближалась на заданное (или меньшее) расстояние. Если оказывается, что такая вероятность для достаточно тесных сближений (порядка нескольких парсек) велика по сравнению с опорной $P(\rho) \gg P_0(\rho)$, то делается вывод об их общем происхождении.

2.1.2.7 Взаимное соответствие принятых моделей

В настоящей работе принимается расстояние до центра Галактики $R_\odot = 8.5$ кпк. Гравитационный потенциал (2.10) предполагает такую же величину R_\odot . Он основывается на кривой вращения Галактики, вид которой достаточно стандартен. Распределение же пекулярных скоростей пульсаров, полученное в работе [64], использует модели плотности свободных электронов в Галактике TC93 [69], в то время как в настоящей работе используется NE2001. Их пространственное распределение принимается однородным, а гравитационный потенциал основывается на работах [70] и [71], где $R_\odot = 8$ кпк. Вообще, как отмечается в пункте 2.1.2.3, на сегодняшний день наблюдаемые данные не позволяют сделать однозначный выбор в пользу какого-либо варианта распределения скоростей пульсаров. Причем речь идет не только о конкретных параметрах, но и о виде распределения (см. обзор этого вопроса в работе [57]). При этом все возможные варианты не отличаются друг от друга драматически. Для того чтобы результаты настоящей работы качественно изменились, необходимо, чтобы смоделированные вероятности тесных сближений оказались на порядки больше полученных значений (как это будет видно из результатов). Варьирование вида распределения скоростей не может привести к такой ситуации, тем более, когда движение пульсаров исследуется на временах в несколько сотен тысяч лет, когда разумные различия в распределениях еще себя не проявляют. Поэтому распределение пекулярных скоростей из работы [64] вполне подходит для настоящей работы.

2.1.3 Результаты

2.1.3.1 Вычисления

Возможность кинематической ассоциации пульсаров рассматривалась для пар, удовлетворяющих следующим условиям:

(1) известны собственные движения (μ_α, μ_δ) и расстояния (параллакс π , мера дисперсии);

(2) современное удаление друг от друга не превышает 2-3 кпк;

(3) характеристический возраст $\tau_{ch} = P/2\dot{P}$ более молодого пульсара не превышает 10^6 лет (это обусловлено тем, что более точно область распада системы определяется при небольшом смещении пульсара от современного положения назад вдоль траектории, тем более, что оценивая момент распада по характеристическому возрасту, мы можем в несколько раз ошибиться);

(4) разница возрастов пульсаров не превышает несколько миллионов лет (это следует из характерного времени жизни массивных звезд на главной последовательности). Если настоящий возраст пульсара оказывается не больше ~ 100 тысяч лет, есть возможность сохранения до сегодняшнего дня (и обнаружения) связанного с ним остатка сверхновой.

В данной работе изначально была сформирована выборка из ~ 200 одиночных радиопулсаров, для которых известны собственные движения и расстояния. Их параметры были в большинстве своем взяты из базы данных ATNF¹ [72]. Из них было отобрано 16 пар объектов, отвечающих обозначенным выше критериям. Для каждой из этих пар было предварительно смоделировано по 10-15 тысяч траекторий (на каждый пульсар). Далее, из 16 пар были отобраны 6, для которых плотность вероятности $p(\rho) = \frac{d}{d\rho}P(\rho)$ распределения расстояний между компонентами имела хорошо выраженный острый пик при $\rho \leq 500$ пк. На Рисунке 2.3 показан пример подобного распределения для пары J1453-6413 и J1430-6623. В Таблице 2.2 представлены параметры семи пар: координаты пульсара, расстояние до пульсара (определенное по мере дисперсии), собственное движение, характеристический возраст, расстояние между пульсарами на современную эпоху. Для каждой из них были затем смоделированы 100-300 тысяч пар траекторий и построены распределения $P(\rho)$, $P_0(\rho)$, $T(\rho)$, а также определены в пространстве (и на небе) области их наиболее тесных сближений, начиная с $\rho = 5$ пк.

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

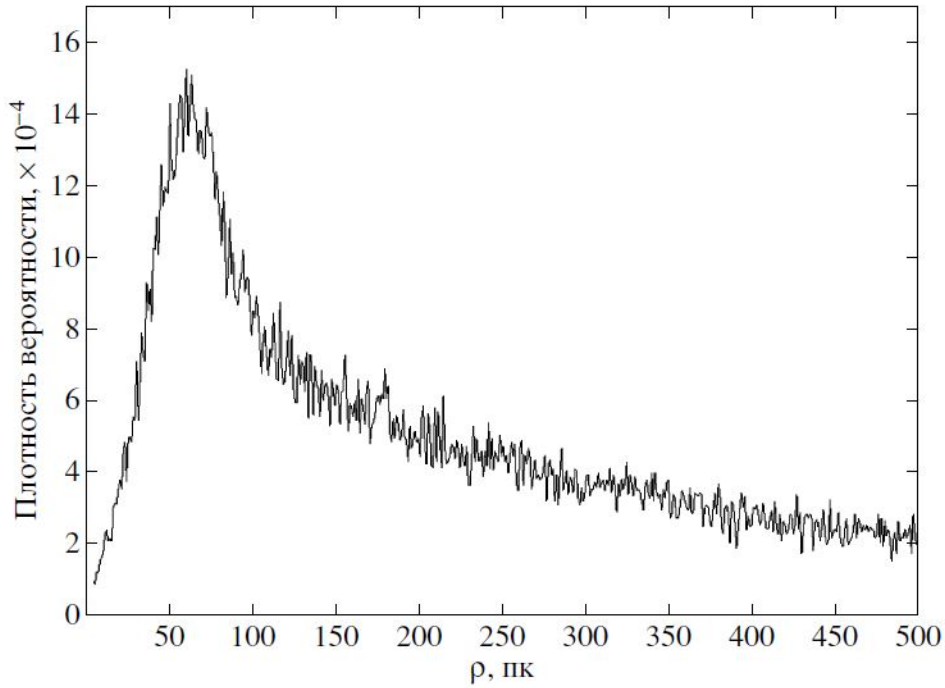


Figure 2.3: Распределение минимального расстояния между пульсарами J1453-6413 и J1430-6623, полученное по результатам моделирования 15 тысяч траекторий.

Для каждой из шести пар при малых ρ ($\leq 50-300$ пк) вероятности $P_0(\rho)$ значительно меньше $P(\rho)$, причем для совсем малых значений ρ эти величины отличаются на порядки, что практически исключает возможность чисто случайного обнаружения столь тесных сближений при моделировании.

Результаты моделирования представлены в Таблице 2.3. Для каждой пары пульсаров приведены: (1) общее количество смоделированных пар траекторий N ; (2) расстояние ρ_0 , начиная с которого вероятность случайного сближения становится выше вероятности неслучайного: $P_0(\rho > \rho_0) > P(\rho > \rho_0)$; (3) минимальное найденное сближение в рамках смоделированных траекторий ρ_{min} ; (4) число пар траекторий n , которые сближаются на расстояние $\rho \leq 5$ пк; соответствующие вероятности (5) $P(\rho \leq 5$ пк) и (6) $P_0(\rho \leq 5$ пк); (7) $P_0(\rho_0)$ - вероятность случайного сближения в точке пересечения распределений (в объеме размером ρ_0); (8) медианная эпоха T и 50%-й доверительный интервал, характеризующий сближения на $\rho \leq 5$ пк; (9) медианные значения и 50%-е доверительные интервалы современных радиальных скоростей для этого случая V_r ; (10) медианные значения пекулярных скоростей $V(5)$ пульсаров в эпоху сближения и 50%-й доверительный интервал.

Table 2.2: Параметры пар пульсаров сближавшихся в прошлом

Пульсары	α	δ	D кпк	μ_α mas год ⁻¹	μ_δ mas год ⁻¹	τ_{ch} 10 ³ лет	Δ кпк
J0543+2329	05 ^h 43 ^m 09 ^s .660	23°29'0".00	2.06	19(7)	12(8)	253	0.46
J0528+2200	05 28 52.308	22 00 01.00	1.61	-20(19)	7(9)	1480	
J1453-6413	14 53 32.737	-64 13 15.59	2.08	-16(1)	-21.3(8)	1040	1.08
J1430-6623	14 30 40.872	-66 23 05.04	1.00	-31(5)	-21(3)	4490	
J2354+6155	23 54 04.724	61 55 46.79	3.43	22(3)	6(2)	920	0.46
J2321+6024	23 21 55.213	60 24 30.71	3.03	-17(22)	-7(19)	5080	
J1915+1009	19 15 29.98290	10 09 43.780	6.27	4(7)	-10(13)	420	2.09
J1909+1102	19 09 48.69380	11 02 03.350	4.18	-6(4)	7(8)	1700	
J1832-0827	18 32 37.0200	-08 27 03.64	4.85	-4(4)	20(15)	161	0.42
J1836-1008	18 36 53.925	-10 08 08.3	4.46	18(65)	12(220)	756	
J1917+1353	19 17 39.7902	13 53 56.95	3.99	0(12)	-6(15)	428	1.87
J1926+1648	19 26 45.322	16 48 32.78	5.83	13(11)	-14(18)	511	

Table 2.3: Результаты для пар пульсаров, максимально сближавшихся в прошлом

Пульсары	N	ρ_0 шк	ρ_{min} шк	$n(5)$	$P(5)$	$P_0(5)$	$P_0(\rho_0)$	$T(5)$ 10^3 лет	$V_r(5)$ км с $^{-1}$	$V(5)$ км с $^{-1}$
J0543+2329	182634	285	0.535	81	4.435×10^{-4}	$< 5 \times 10^{-10}$	0.249	325 ± 92	50 ± 131	322 ± 85
J0528+2200									51 ± 257	369 ± 178
J1453-6413	199272	176	1.096	35	1.756×10^{-4}	3.1×10^{-9}	0.137	566 ± 147	-156 ± 257	321 ± 93
J1430-6623									319 ± 334	401 ± 118
J2354+6155	93978	182	1.79	8	8.513×10^{-5}	1.8×10^{-9}	0.094	279 ± 50	-253 ± 185	609 ± 102
J2321+6024									-283 ± 844	930 ± 124
J1915+1009	222007	81	2.646	10	4.504×10^{-5}	2.02×10^{-8}	0.012	303 ± 64	-224 ± 306	616 ± 197
J1909+1102									-28 ± 59	283 ± 4
J1832-0827	343000	55	3.098	3	8.746×10^{-6}	1.23×10^{-8}	0.00178	42 ± 17	20 ± 17	735 ± 47
J1836-1008									4 ± 5	2068 ± 630
J1917+1353	221335	42	3.399	2	9.036×10^{-6}	$< 5 \times 10^{-9}$	0.000593	696 ± 186	491 ± 192	712 ± 346
J1926+1648									-117 ± 87	402 ± 215

2.1.3.2 Обсуждение результатов моделирования

Анализируя траектории пар пульсаров, имеющих, возможно, общее происхождение, интересно (и важно) проанализировать вектора скоростей их разлета при распаде ТДС, т.е. величины этих скоростей и углы между ними, во-первых, для теста теорий разлета ТДС при взрыве сверхновой, и, во-вторых, для дополнительной проверки возможной связанности (или несвязанности) пульсаров в прошлом. Однако величины, которые возможно получить в рамках статистического анализа, имеют свои особенности. А именно, каждое отдельное значение скорости или угла несет мало информации. В данном случае это лишь отдельные реализации случайной величины, которые сами по себе никак не характеризуют пару пульсаров. Осмысленны только характеристики их совокупности. В нашем случае это доверительные интервалы, которые для этих величин оказываются широки. Это понятно: весьма высока неопределенность в расстояниях и радиальных скоростях пульсаров выборки. Так, например, для наиболее тесных сближений пары J0543+2329/J0528+2200 (при $\rho \leq 5$ пк), модули их скоростей “сразу после разлета” лежат с 50%-й вероятностью в интервалах от ~ 230 до 400 км с^{-1} и от 190 до 550 км с^{-1} соответственно, а углы между скоростями – в интервале от $\sim 40^\circ$ до $\sim 120^\circ$. Поэтому оказывается сложно уверенно оценить векторы скоростей в момент предполагаемого разлета, и такой анализ в рамкой настоящей работы не проводился. Решению этой задачи очень бы помогли измерения параллаксов рассматриваемых пульсаров.

J0543+2329 и J0528+2200. Наилучшие результаты были получены для пары пульсаров J0543+2329 и J0528+2200 при моделировании 182 634 пар траекторий. Сближение на 5 парсек (или меньше) реализуется у 81 пары траекторий, что соответствует вероятности $P = 4.435 \times 10^{-4}$ при вероятности случайного сближения P_0 для тех же расстояний менее 5×10^{-10} . Различие на 6 порядков позволяет заключить, что столь тесное сближение пульсаров не является случайным и свидетельствует от общности их происхождения. Значение ρ_0 для этой пары составляет 285 парсек. Для наглядности на Рисунке 2.4 приведена вероятность обнаружения в прошлом пары пульсаров на расстоянии, меньшем ρ . (Вид зависимости схож для всех последующих пар пульсаров, поэтому аналогичные рисунки для них мы опускаем.) Наименьшее найденное расстояние между пульсарами в прошлом составляет 0.535 пк. Эпоха тесных сближений приходится на $T \sim 300$ тысяч лет назад; ее зависимость

от расстояния между пульсарами показана на Рисунке 2.5 (аналогичные рисунки для других пар пульсаров здесь также опускаются).

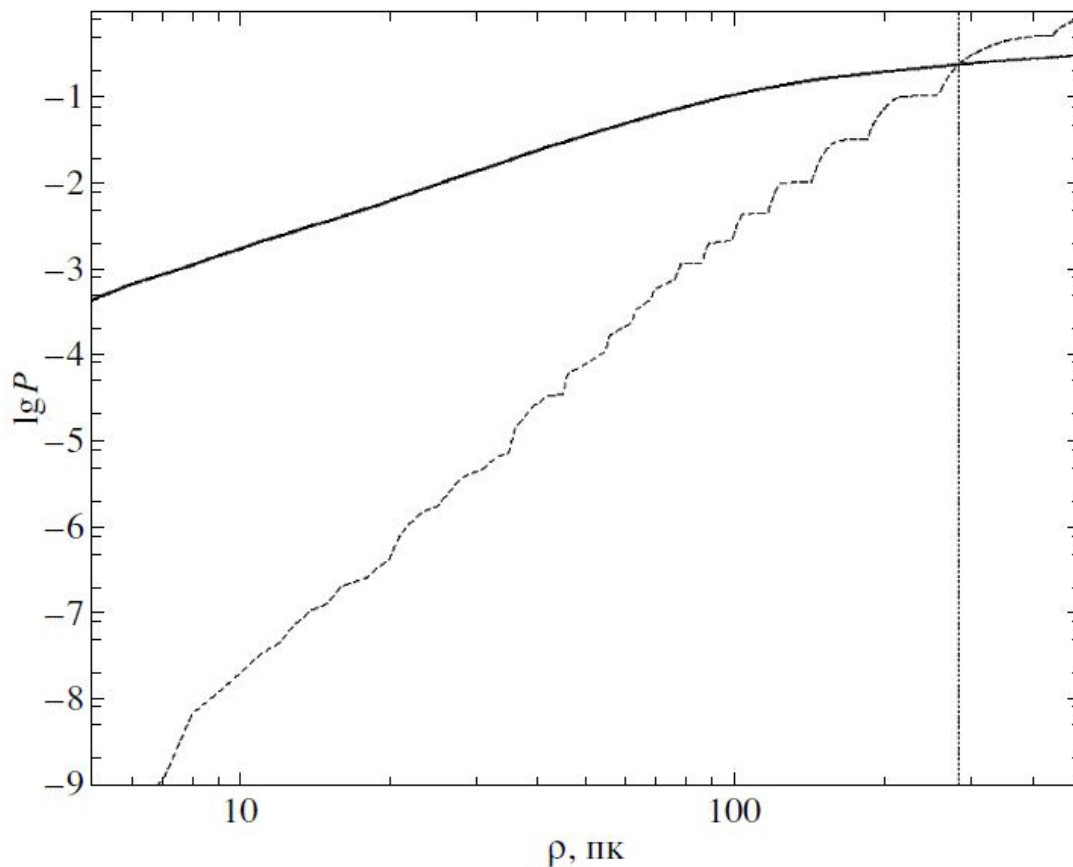


Figure 2.4: Пульсары J0543+2329 и J0528+2200. Вероятность обнаружения в прошлом пары пульсаров на расстоянии, меньшем ρ (минимальное приведенное $\rho = 5$ пк). Сплошная кривая - вероятность P , определенная в ходе моделирования; пунктир - вероятность P_0 случайного (Пуассоновского) обнаружения двух (или более) пульсаров в ячейке пространства размером ρ , исходя из распределения их плотности в Галактике. Немонотонное поведение функции $P_0(\rho)$ при $\rho > 30$ пк объясняется вычислительным шумом. Вертикальная линия отмечает $\rho_0 = 285$ пк.

Характеристический возраст τ_{ch} более молодого пульсара J0543+2329 составляет 253 тысячи лет, что согласуется достаточно хорошо с эпохой сближения. Если предположить, что расстояние между пульсарами было минимально именно в момент рождения J0543+2329, его реальный возраст оказывается близок к 300 тысячам лет. Так как более старый пульсар J0528+2200 имеет характеристический возраст около 1.5 миллионов лет, у его прародителя было достаточно времени до коллапса в согласии с эволюционными сценариями для массивных ТДС. Медианные средние современных радиальных скоростей пульсаров (для случаев сближения на расстояние меньше 5 парсек) составляют 50 км с^{-1} и 51 км с^{-1}

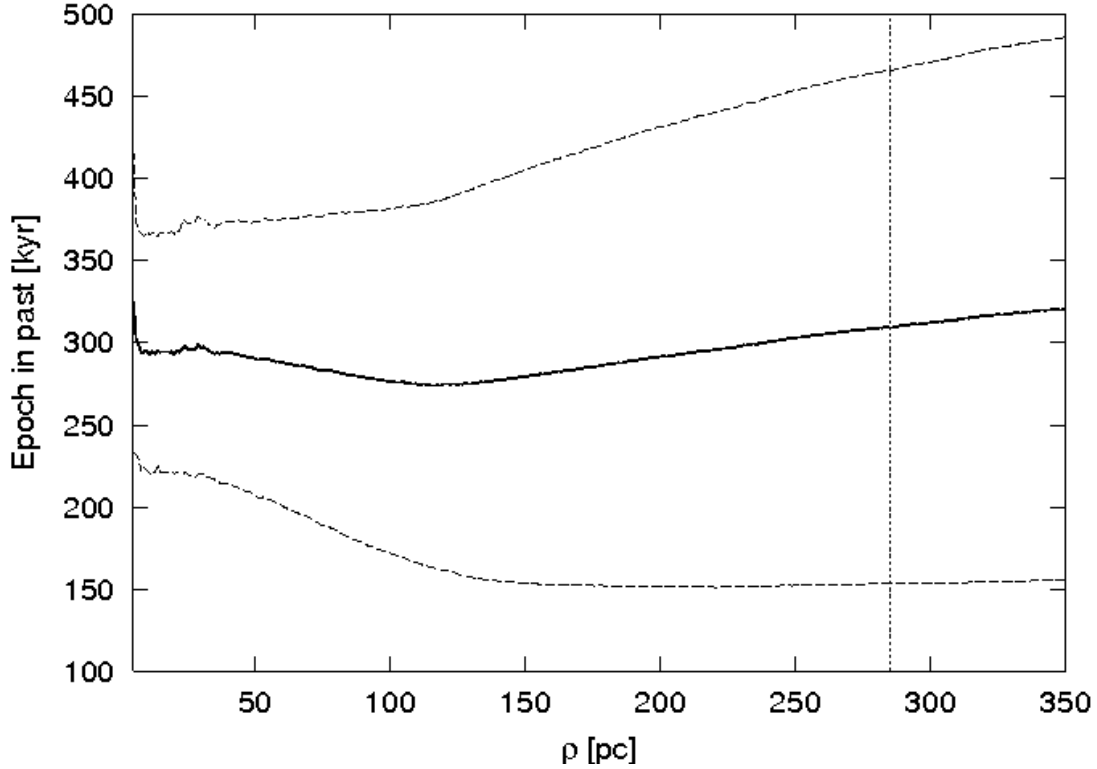


Figure 2.5: Эпоха сближений для пары пульсаров J0543+2329 и J0528+2200 в зависимости от расстояния ρ между ними (толстая линия). Уровень неопределенности показан пунктиром.

для J0543+2329 и J0528+2200 соответственно. Полные пространственные скорости пульсаров относительно локального стандарта покоя на момент разлета системы (при сближении пульсаров до $\rho \leq 5$ пк) - 322 км с^{-1} и 369 км с^{-1} . На Рисунке 2.6 показаны траектории пульсаров, для которых реализуются максимальные пространственные сближения.

J1453-6413 и J1430-6623. Для пары J1453-6413 и J1430-6623 также характерны высокие вероятности тесных сближений. Из 199 272 смоделированных траекторий 35 пар сблизилась на расстояние $\rho \leq 5$ пк, т.е. вероятность $P(\rho \leq 5 \text{ пк})$ составляет 1.756×10^{-4} , а вероятность случайного сближения P_0 приблизительно на 5 порядков меньше: 3.1×10^{-9} . Минимальное расстояние при сближении оказалось 1.096 пк (ρ_0 для этой пары составляет 176 парсек) (см. Рисунок 2.7). Максимальные сближения происходили примерно 570 тысяч лет назад. Характеристический возраст более молодого пульсара J1453-6413 составляет около 10^6 лет; с учетом ошибок это, как и в предыдущем случае, хорошее соответствие. Скорости при разлете системы (при сближении пульсаров в прошлом) были примерно 300 км с^{-1} для J1453-6413 и 400

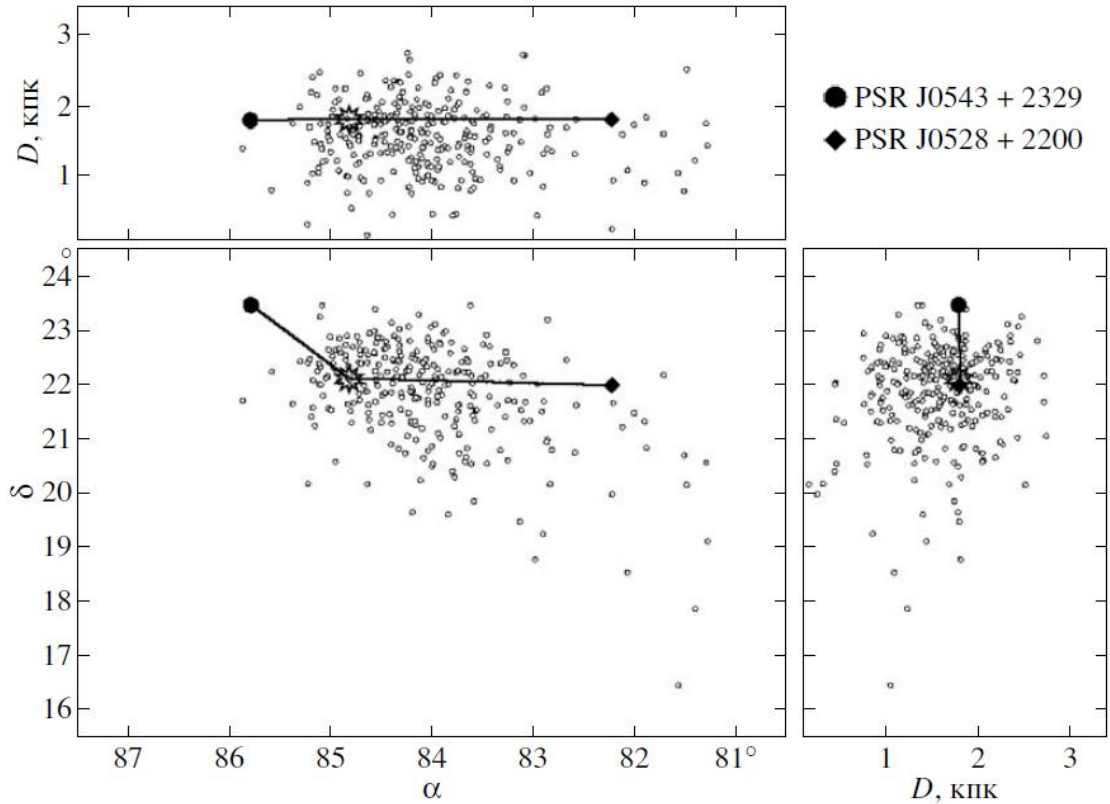


Figure 2.6: Пульсары J0543+2329 и J0528+2200. Проекция пространственной области, в которой измеренное минимальное расстояние между пульсарами не превышает $\rho = 10$ пс. Каждая точка на графике - место наибольшего сближения пульсаров для конкретной пары траекторий. Круг - положение более молодого пульсара в современную эпоху, ромб - положение более старого пульсара. Линии - траектории, на которых реализуется наименьшее найденное расстояние между пульсарами ρ_{min} . Звездочка - область его достижения. Здесь $\rho_{min} = 0.535$ пк.

км s^{-1} для J1430-6623. Внутри пространственной области сближений до $\rho \leq 10$ пк находится ОВ-ассоциация Pis 20 [73] - аргумент в пользу рождения пульсаров и распада ТДС поблизости (см., например, [74]). Центр ассоциации локализован в ~ 80 пк от места, в котором реализуется максимальное сближение пульсаров. При этом движение ассоциации в Галактике не учитывается, так как на временах в несколько сотен тысяч лет ОВ-ассоциация, имеющая значительно меньшую чем пульсар скорость, сместилась незначительно.

J2354+6155 и J2321+6024. Для пары J2354+6155 и J2321+6024 (Рисунок 2.8) минимальное расстояние сближения составляет 1.79 пк при его вероятности $P = 8.513 \times 10^{-5}$. Вероятность случайного сближения P_0 примерно на 4 порядка меньше, ρ_0 для этой пары тоже достаточно велико: 182 парсека. Сближения происходили примерно 280 тысяч лет

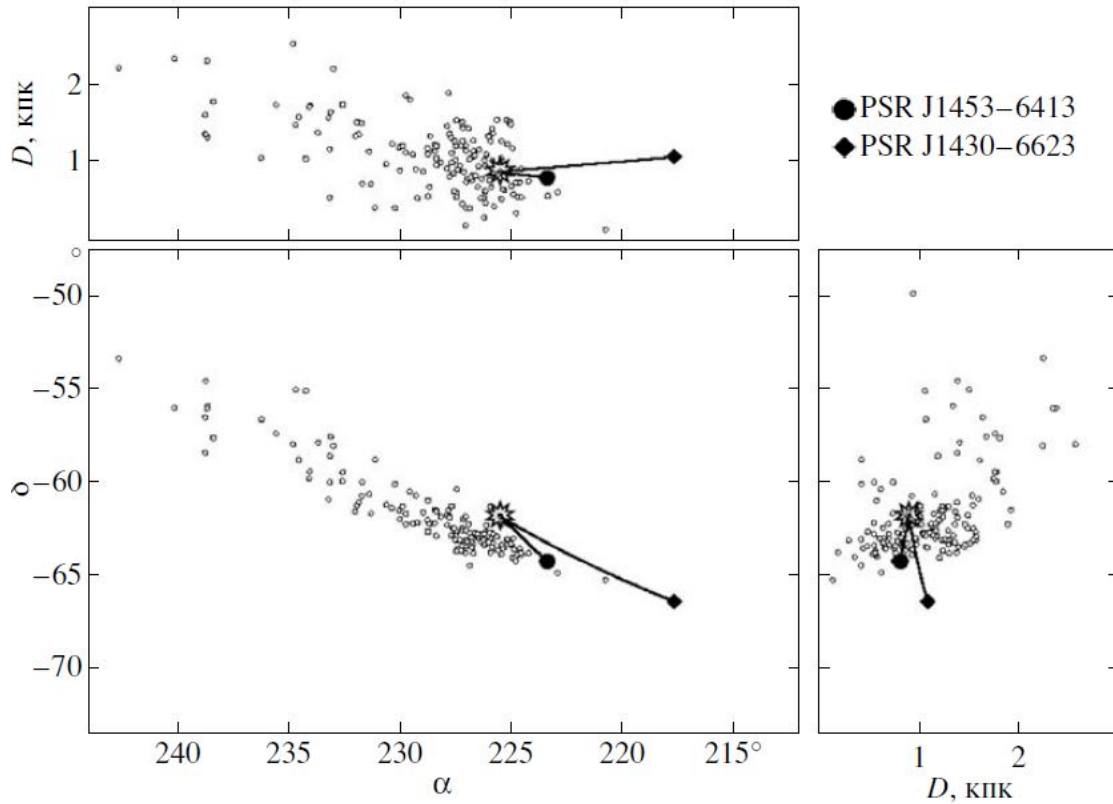


Figure 2.7: То же, что на Рисунке 2.6, но для пульсаров J1453-6413 и J1430-6623. Показаны траектории, на которых реализуется наименьшее найденное расстояние между пульсарами $\rho_{min} = 1.096$ пк. Точки показывают места наибольшего сближения конкретных пар траекторий, минимальное расстояние между которыми $\rho \leq 10$ пк.

назад, а характеристический возраст более молодого пульсара J2354+6155 составляет 920 тысяч лет - это отличие также допустимо.

J1915+1009 и J1909+1102. Результаты моделирования траекторий для пары J1915+1009 и J1909+1102 представлены на Рисунке 2.9. Здесь эпоха тесного сближения пульсаров приходится на $T \sim 300$ тысяч лет. При характеристическом возрасте более молодого пульсара J1915+1009 $\tau_{ch}=420$ тысяч лет, это хорошее соответствие.

J1832-0827 и J1836-1008. В паре J1832-0827 и J1836-1008 (Рисунок 2.10) скорость $V(5)$ пульсара J1836-1008 составила примерно 2000 км с^{-1} - достаточно большая величина, однако не настолько неправдоподобная. Напомним, что среди пульсаров с известными параллаксами (т.е. с измеренной напрямую поперечной скоростью), максимальную ее величину, около 1000 км с^{-1} , имеет J1509+5531 [75]. Здесь пульсару J1836-1008 можно было соотнести еще один кандидат во вторые компоненты - пульсар J1833-0827. Два предполагаемых компаньона, J1832-0827 и J1833-0827, близки по

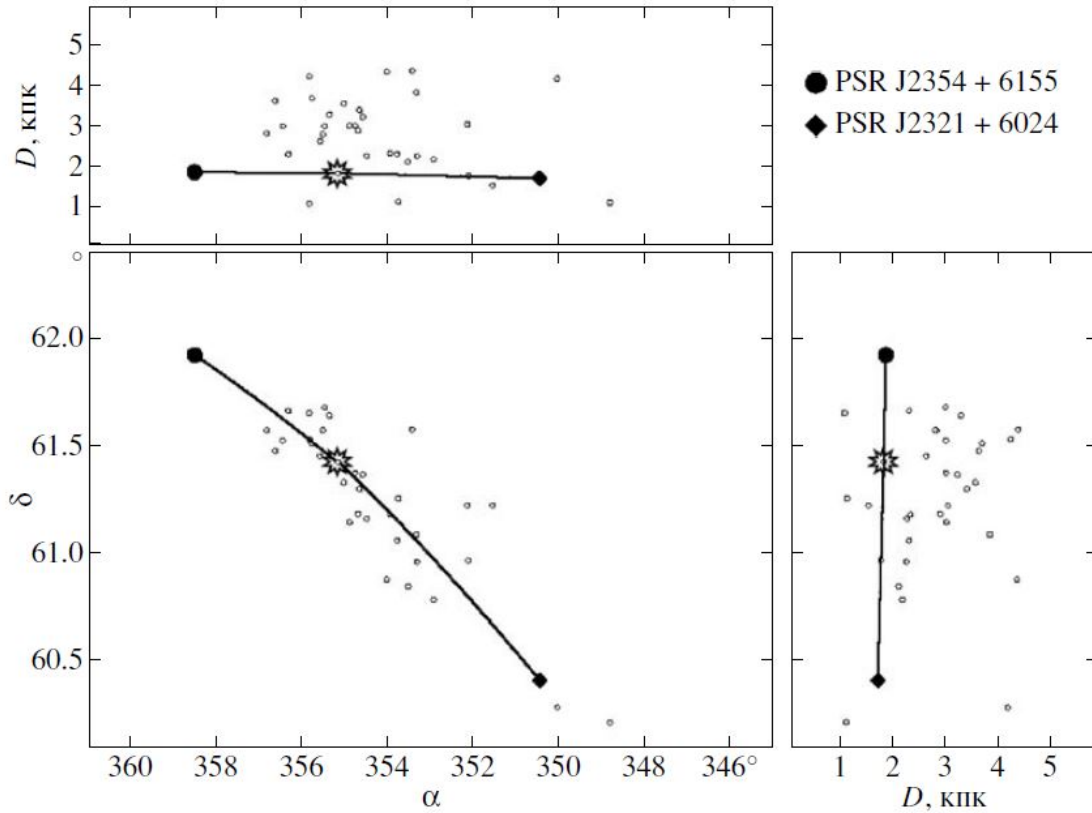


Figure 2.8: То же, что на Рисунке 2.6, но для пульсаров J2354+6155 и J2321+6024. Показаны траектории, на которых реализуется наименьшее найденное расстояние между пульсарами $\rho_{min} = 1.79$ пк. Точки показывают места наибольшего сближения конкретных пар траекторий, минимальное расстояние между которыми $\rho \leq 10$ пк.

характеристическому возрасту, оба имеют высокие скорости (как и J1836-1008), оба находятся на небольшом расстоянии от J1836-1008. Однако если сравнивать величины $V(5)$, видно, что для ассоциации J1833-0827 и J1836-1008 эти скорости слишком высоки. У пульсара J1836-1008 скорость $V(5)$ должна в этом случае достигать почти 5000 км с^{-1} , что больше скоростей даже самых быстрых из известных пульсаров.

J1917+1353 и J1926+1648. Для пары J1917+1353 и J1926+1648 (Рисунок 2.11) вероятность P отличается от P_0 более чем на 3 порядка, что позволяет говорить о возможной ассоциации пульсаров. Их характеристические возраста близки: 428 и 511 тысяч лет, и нельзя сказать, какой пульсар на самом деле моложе. Эпоха сближения приходится на $T \sim 696$ тысяч лет, что может соответствовать возрасту одного из пульсаров, при образовании которого система распалась.

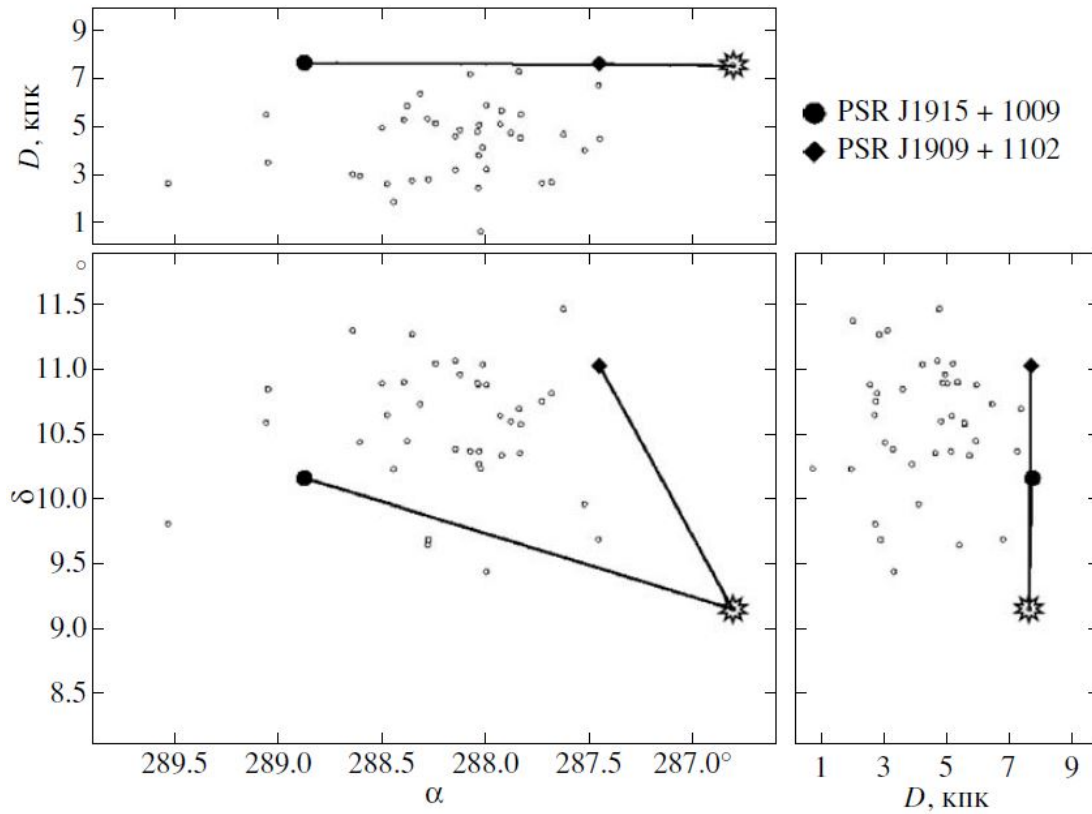


Figure 2.9: То же, что на Рисунке 2.6, но для пульсаров J1915+1009 и J1909+1102. Показаны траектории, на которых реализуется наименьшее найденное расстояние между пульсарами $\rho_{min} = 2.646$ пк. Точки показывают места наибольшего сближения конкретных пар траекторий, минимальное расстояние между которыми $\rho \leq 10$ пк.

2.1.4 Заключение

Из предварительно отобранных 16 пар пульсаров, 6 пар обладают общим свойством: сближения их компонентов на малые расстояния в прошлом нельзя считать случайными. Выделенные пульсары обладают повышенными вероятностями тесных сближений, а следовательно, есть основания полагать, что они в прошлом были гравитационно связаны, т.е. состояли в одной и той же тесной двойной системе, впоследствии распавшейся.

Такой распад, по-видимому, является финалом эволюции двух изначально массивных звезд - результатом второго взрыва сверхновой. Когда первичный (более массивный) компонент в ходе эволюции заполняет свою полость Роша, начинается перетекание вещества и его отток из системы, и к моменту коллапса большая часть водородной оболочки может быть им потеряна. В результате при его взрыве потеря массы системой может быть меньше необходимой для распада. Во время второй вспышки,

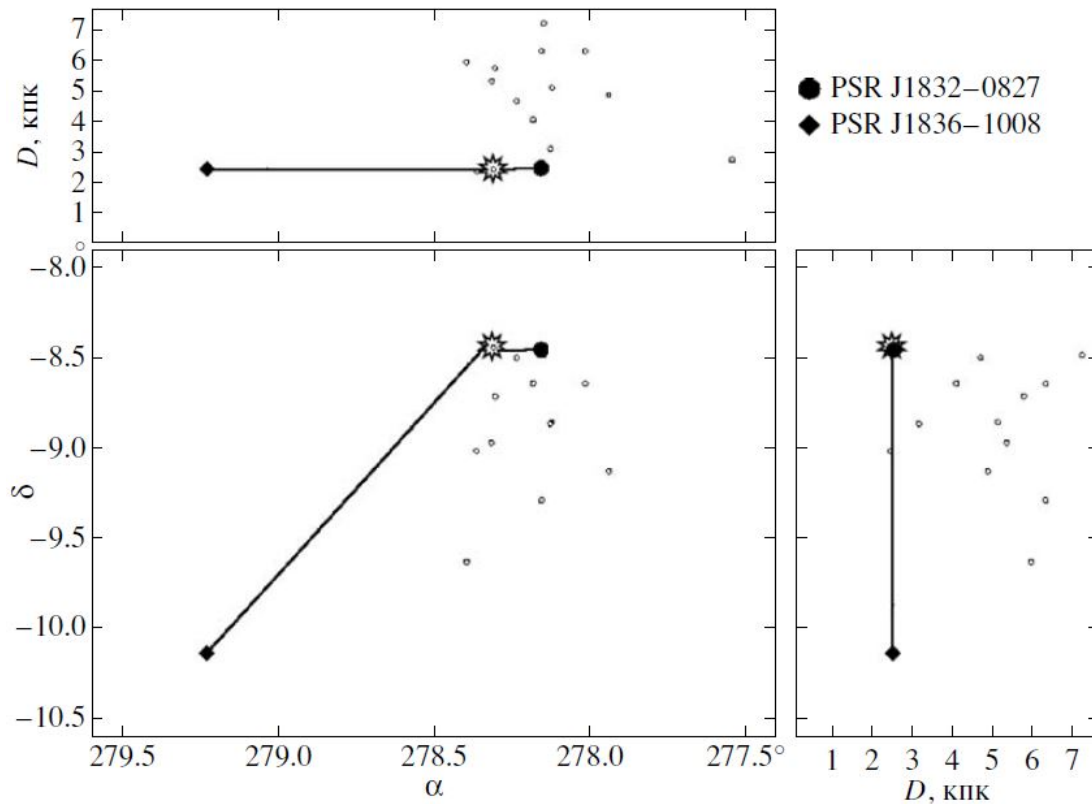


Figure 2.10: То же, что на Рисунке 2.6, но для пульсаров J1832–0827 и J1836–1008. Показаны траектории, на которых реализуется наименьшее найденное расстояние между пульсарами $\rho_{min} = 3.098$ пк. Точки показывают места наибольшего сближения конкретных пар траекторий, минимальное расстояние между которыми $\rho \leq 10$ пк.

наоборот, система в большинстве случаев распадается.

Как упоминалось выше, случай разрушения системы после первого взрыва, когда второй компонент, будучи уже одиночным, эволюционирует независимо от первого, отождествить при кинематическом анализе практически невозможно. Действительно, после распада ТДС в результате коллапса первичного компонента вторая звезда до своего взрыва (через $10^5 - 10^6$ лет) существенно удалится от положения системы. Добавочным фактором, разрушающим связь между современной траекторией второго пульсара и координатами пары, может быть асимметрия взрыва его прародителя. В то же время моделирование траекторий ориентировано на обнаружение сближений пульсаров лишь при “прямом” продолжении траекторий в прошлое. Таким образом, обнаруженные нами сближения пульсаров маркируют, по-видимому, ТДС, распавшиеся при втором взрыве. Вероятность же нахождения пульсаров на близком расстоянии в прошлом по чистой случайности пренебрежимо мала.

Отметим, что различие характеристических возрастов пульсаров,

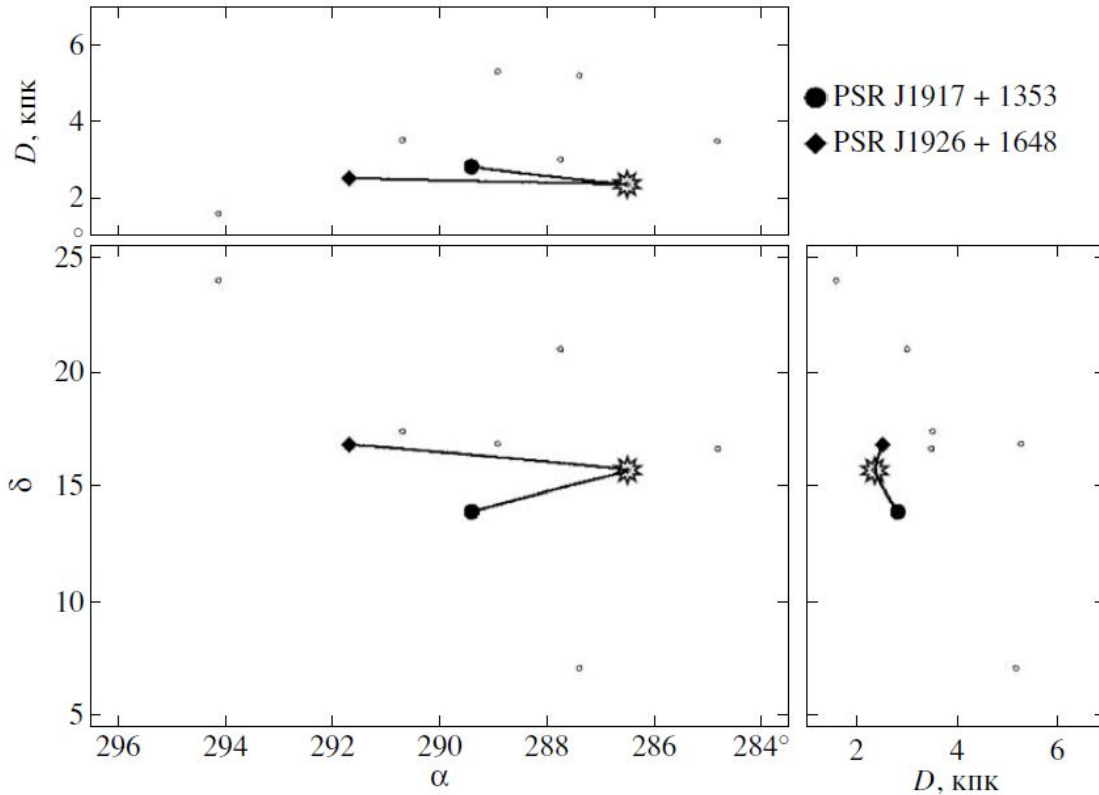


Figure 2.11: То же, что на Рисунке 2.6, но для пульсаров J1917+1353 и J1926+1648. Показаны траектории, на которых реализуется наименьшее найденное расстояние между пульсарами $\rho_{min} = 3.399$ пк. Точки показывают места наибольшего сближения конкретных пар траекторий, минимальное расстояние между которыми $\rho \leq 10$ пк.

входящих в выделенные нами пары (за исключением пары J1917+1353 и J1926+1648) лежит в диапазоне $5 \times 10^5 - 4 \times 10^6$ лет. Эти интервалы согласуются с промежутками времени, необходимыми для завершения эволюции вторых компонентов взрывом сверхновой, даже с учетом несовпадения характеристических и реальных возрастов.

Мы провели анализ связи между характеристическими и “кинематическими” (определенными по эпохе максимального сближения) возрастными пульсаров. На Рисунке 2.12 показана зависимость между этими параметрами. Видно, что четкой корреляции не наблюдается; кинематический возраст может быть как больше, так и меньше характеристического, однако само различие возрастов невелико и соизмерно неточности τ_{ch} .

Использованная в настоящей работе методика позволяет определять, являются ли кинематические сближения выбранных пульсаров в прошлом следствием естественного распределения плотности нейтронных звезд в Галактике, или же такие конфигурации не случайны. В первом случае,

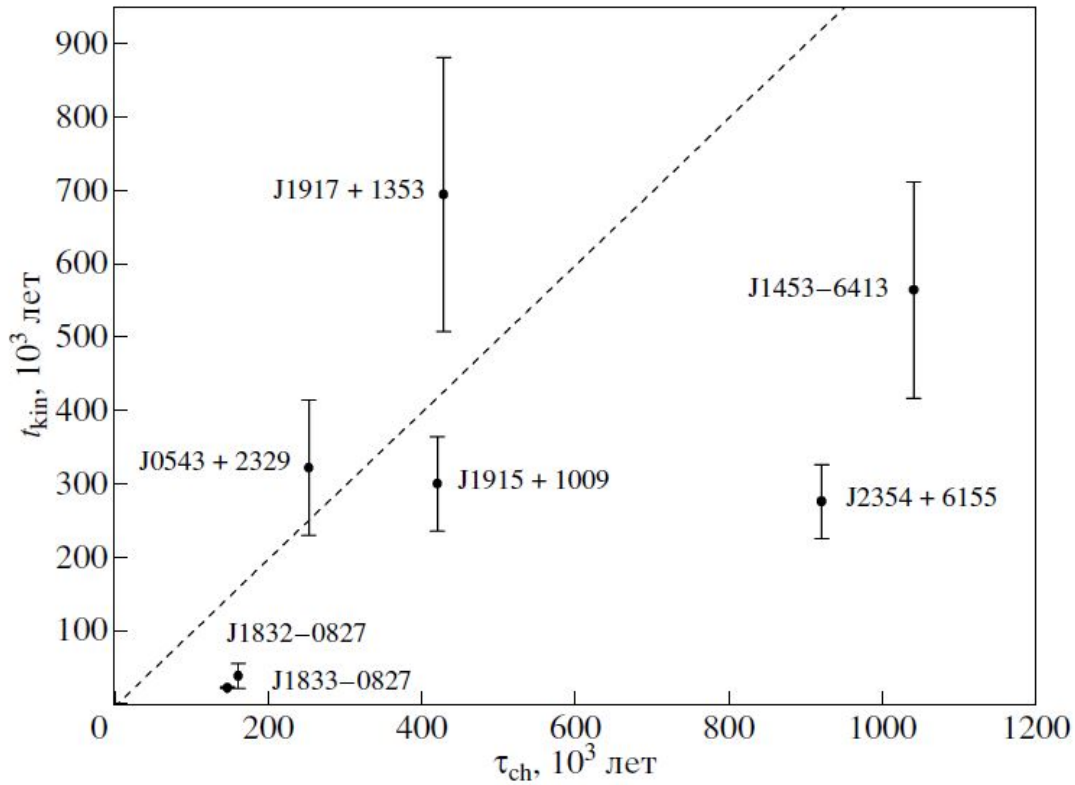


Figure 2.12: Зависимость между характеристическими (τ_{ch}) и кинематическими (t_{kin}) возрастными более молодых пульсаров в парах. Ошибки соответствуют 50%-м доверительным интервалам. Пунктиром показана линия $t_{kin} = \tau_{ch}$.

рассматриваемая пара пульсаров никогда не составляла одну систему, хоть объекты и удовлетворяют начальным отборочным критериям, описанным выше. В качестве иллюстрации этого случая рассмотрим три пульсара: J1835-1106, J1825-0935 и J1824-1945. По предварительным отборочным критериям, любой из первых двух пульсаров подходит для ассоциации с третьим. Однако ни в паре J1835-1106 и J1824-1945, ни в J1825-0935 и J1824-1945 пульсары не могут быть признаны действительно ассоциированными. На Рисунках 2.13, 2.14 приведены вероятности обнаружить компоненты на расстоянии, меньшем ρ . Как видно из рисунков, величина ρ_0 для каждой пары очень мала, и разница между P и P_0 незначительна. Поэтому в данном случае тесные сближения пульсаров можно объяснить чисто случайными причинами.

Итак, мы обнаружили шесть пар пульсаров, входивших, вероятно, в распавшиеся ТДС: J0543+2329 и J0528+2200, J1453-6413 и J1430-6623, J2354+6155 и J2321+6024, J1915+1009 и J1909+1102, J1832-0827 и J1836-1008, и J1917+1353 и J1926+1648. Дальнейшее их исследование путем анализа большего числа траекторий позволит уточнить наше знание о

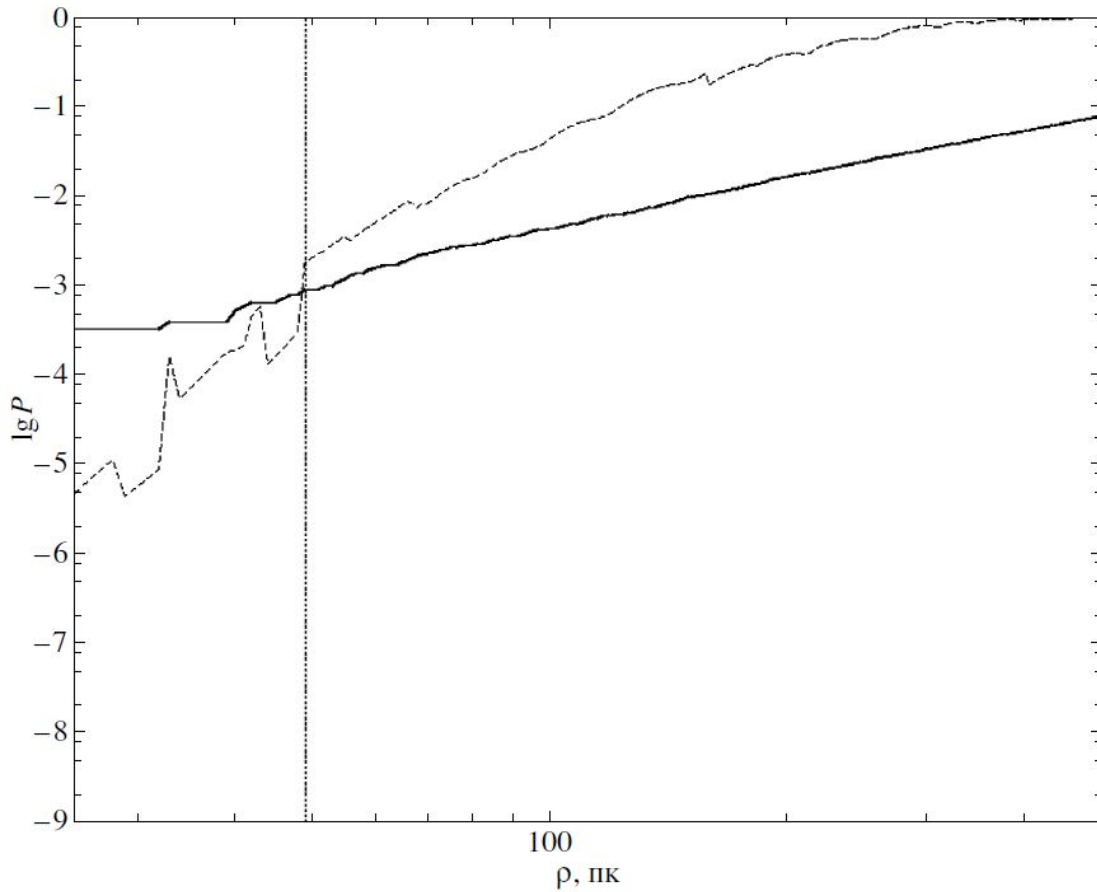


Figure 2.13: Пульсары J1835-1106 и J1824-1945. Зависимость P (сплошная кривая) и P_0 (пунктир) от ρ . Вертикальная линия показывает ρ_0 . Более подробно см. подпись к Рисунку 2.4. Здесь ρ_0 мало, а вероятности P и P_0 отличаются незначительно, поэтому вывод о кинематической ассоциации пульсаров неправилен.

самых пульсарах (при изучении связи между их кинематическими и “внутренними” ($\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}$) характеристиками), о возможности их нахождения в прошлом в общих тесных двойных системах и о кинематике разлета подобных систем. Уверенное отождествление пар пульсаров так же позволит получить их современные радиальные скорости и истинные возраста. Результаты этого раздела представлены нами в работах [53, 76].

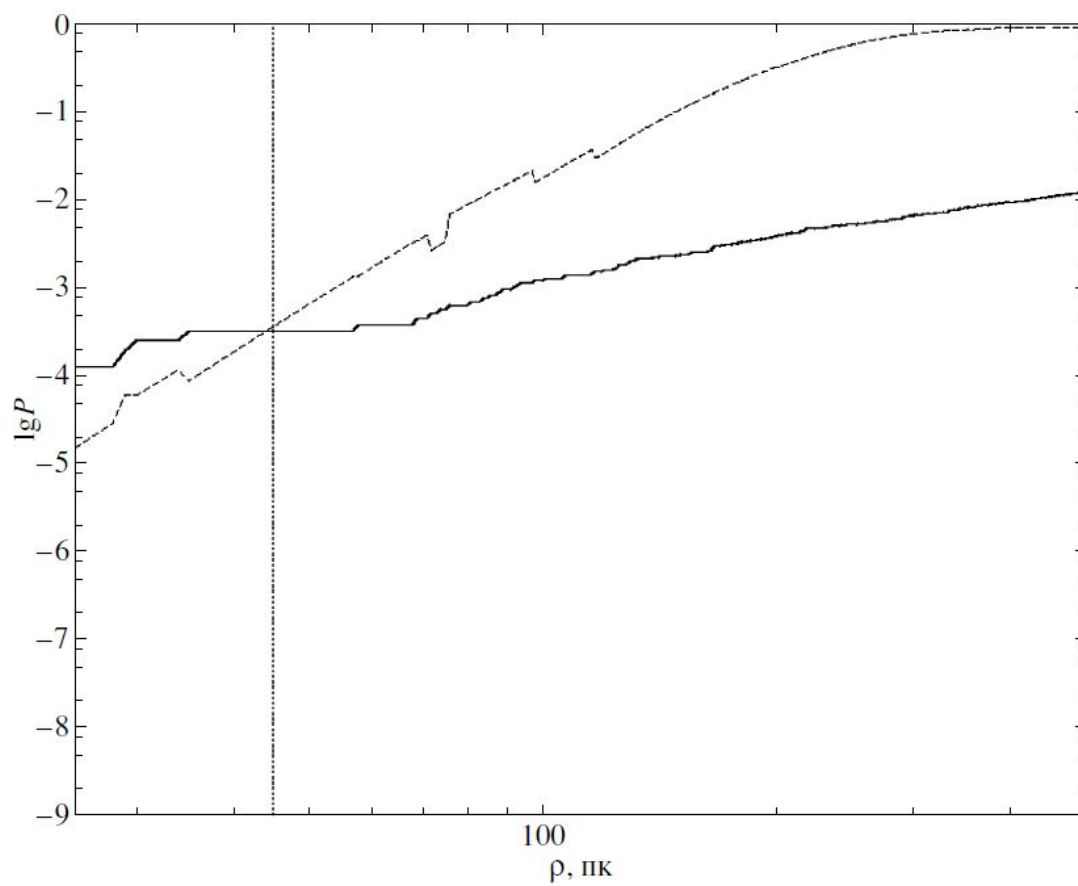


Figure 2.14: То же, что на Рисунке 2.13, но для пульсаров J1825-0935 и J1824-1945. Аналогично паре J1835-1106 и J1824-1945, здесь ассоциировать пульсары сложно.

2.2 Поиск возможных связей между одиночными радиопульсарами и остатками сверхновых

2.2.1 Введение

Как было упомянуто выше, радиопульсары, будучи нейтронными звездами, являются конечной стадией эволюции массивных звезд. Их большие тангенциальные скорости, полученные вследствие асимметрии взрывов сверхновых и/или в результате распада двойных систем, компонентами которых они являлись, достигают сотен и даже тысяч километров в секунду. Именно высокие скорости пульсаров свидетельствуют в пользу того, что многие из них родились в распавшихся двойных системах и ускорились под действием эффекта пращи, в сочетании с асимметричным взрывом сверхновой.

Пульсары образуются во взрывах сверхновых второго типа. При этом, если рожденный пульсар движется с примерно постоянной скоростью, то расширение остатка сверхновой (SNR), хоть и быстрое в начале, со временем замедляется и прекращается, пройдя до этого несколько стадий развития. В начальной фазе происходит свободное расширение оболочки, когда выброшенное вещество движется по инерции, с высокими скоростями вплоть до 10^4 км с⁻¹, пока его масса не сравняется с массой выметенного межзвёздного газа. При плотности межзвёздной среды в 1 см⁻³ этот момент соответствует размеру остатка в несколько парсек и возрасту в несколько сотен лет. Затем расширение замедляется, возникает возвратная ударная волна, движущая внутрь остатка, который входит в фазу Седова-Тейлора (адиабатическое расширение), которая продолжается, пока радиационные потери малы по сравнению с энергией выброшенной оболочки ($10^{50} - 10^{51}$ эрг). Именно на этой стадии, в силу ее длительности и ясности наблюдательных проявлений во всех диапазонах, обнаруживается большинство известных остатков. С началом торможения оболочки начинается стадия интенсивного радиационного охлаждения. Максимальное время жизни остатка до его полной диссипации в несколько раз больше времени достижения им максимального радиуса (десятки, а в отдельных случаях сотни парсек, в зависимости от плотности межзвёздной среды). По прошествии $10^5 - 10^6$ лет давление газа в остатке сравнивается с давлением невозмущённого межзвёздного газа и скорость расширения оболочки уменьшается до среднестатистических скоростей в окружающем пространстве (около 10 км/с); остаток сливается с межзвёздной средой.

Таким образом, остаток обнаружим, пока скорость его расширения $\gtrsim 10$ км с⁻¹ и пока можно регистрировать его синхротронное радиоизлучение (см., например, [77]).

Скорость пульсара в некоторых случаях может оказаться достаточной для его вылета за пределы остатка прежде, чем последний диссипирует. Как показали [78], в момент пересечения пульсаром остатка, пока тот еще находится на стадии Седова (при возрасте в несколько десятков тысяч лет), скорость пульсара в 2.5 раза превышает скорость расширения оболочки. Это дает типичные скорости в несколько сотен км с⁻¹, что хоть и является большой величиной, но все же находится в диапазоне наблюдаемых скоростей известных пульсаров. Таким образом, у некоторых высокоскоростных, относительно молодых пульсаров, может наблюдаться связанный с ними расположенный рядом остаток сверхновой. Ниже обсуждаются такие объекты, известные на сегодняшний день. Поиск связи пульсаров с их SNR представляет большой интерес, так как позволяет локализовать место рождения пульсара и уточнить его реальный возраст.

Если пульсар в прошлом входил в состав распавшейся тесной двойной системы (ТДС), установление его связи с остатком позволит определить место распада системы, а также, как следствие, найти область локализации второго компонента, если таковым являлась черная дыра (ЧД). Из-за своей массивности, ЧД сформировалась бы первой и не приобрела бы большой скорости при распаде системы, т.е. не успела бы за характерные времена улететь далеко от места диссоциации ТДС. Обнаружить связь между бывшими компонентами можно лишь для систем, распавшихся после второго взрыва сверхновой: в случае распада после первого взрыва компоненты эволюционируют независимо, и проследить их изначальные траектории после коллапса (и изменения направления движения) уцелевшей звезды невозможно. Метод поиска пар по кинематическим характеристикам ныне одиночных радиопульсаров подробно описан в Разделе 2.1.

В данной части работы мы анализируем возможные связи между достаточно молодыми одиночными пульсарами с известными собственными движениями и расстояниями и остатками сверхновых, удаленными от них в пределах 1-2 кпк. Задаваясь распределением кинематических характеристик пульсаров, мы моделируем их движение в прошлом и ищем минимальные сближения с остатками сверхновых на временах до нескольких сотен тысяч лет. Сравнивая полученную при

моделировании вероятность таких сближений с априорной вероятностью при чисто случайном пролете объектов на малых расстояниях, мы можем оценить возможность реальной физической связи. Дополнительным важным свидетельством в пользу такой связи служит соответствие между эпохой сближения объектов, характеристическим возрастом τ_{ch} пульсара и оценкой возраста остатка.

Далее описываются общая идея анализа, метод и особенности его реализации, а также результаты и обсуждение.

2.2.2 Особенности оценки кинематических характеристик и возрастов пульсаров и остатков сверхновых

Основной вклад в неточность определения траекторий движения пульсаров вносят ошибки измерения расстояний до них. Оценки, полученные по данным о мере дисперсии (DM), по модели распределения плотности свободных электронов в Галактике NE2001 [67], имеют относительную погрешность около 30%, поэтому, мы в первую очередь исследовали объекты с измеренными параллаксами.

Как было показано в Разделе 2.1, движение пульсара за $\sim 10^6$ лет остается практически равномерным, следовательно, точность определения его траектории $\mathbf{r}(t)$ в основном определяется точностью измерения расстояния. Действительно, при $d \sim 2 \div 4$ кпк, собственных движениях ~ 10 mas/год и их относительных ошибках $\sim 30\%$, точность определения поперечной скорости будет составлять ~ 100 км/с, что впоследствии, на временах до 10^6 лет, приведет к погрешности в положении $\mathbf{r}(t)$ на уровне 100 пк. Эта величина значительно меньше вклада неточности определения начального расстояния d .

Значительная неопределенность в определении связи между SNR и пульсарами связана с отсутствием информации о реальных возрастах последних. Мы используем в качестве их оценки характеристические возраста $\tau_{ch} = P/2\dot{P}$. В то же время, четкой корреляции между τ_{ch} и реальным возрастом, особенно для молодых пульсаров, не наблюдается. Например, характеристический возраст пульсара J1811-1925, который находится внутри исторического остатка сверхновой G11.2-0.3, составляет 24000 лет, что почти в 15 раз превосходит возраст последнего (~ 1600 лет). Измерения скорости расширения остатка подтверждают его молодость: 960 - 3400 лет [79]. С другой стороны, в системе J1758-24 / G5.4-1.2, τ_{ch} пульсара составляет 15500 лет, в то время как возраст остатка не

меньше 39000 лет [58]. Таким образом, τ_{ch} может значительно отличаться от реального возраста пульсара как в большую, так и в меньшую сторону [57]. В пользу заниженности оценки возрастов некоторых относительно молодых пульсаров свидетельствует отсутствие регистрации связанных с ними остатков сверхновых.

Как и при обнаружении кинематической связи между пульсарами из распавшейся пары, локализация места рождения пульсара вблизи остатка сверхновой позволит сравнить его кинематический (действительный) возраст с характеристическим, а также с оценкой возраста остатка, полученной из зависимостей $R_{SNR}(t)$ или $\Sigma - D$, о которых будет сказано ниже. Наличие всех трех оценок при их близости повышает достоверность установления связи между пульсаром и остатком, разумеется, при их относительной молодости (остаток еще обнаруживается при возрасте $< 10^6$ лет).

Возрасты остатков сверхновых (за исключением исторических), как правило, также известны с невысокой точностью. Они оцениваются при измеренных расстояниях и угловых размерах из соотношения $R_{SNR}(t) \approx 0.31 \left(\frac{E_{51}}{n_0}\right)^{1/5} \left(\frac{t}{yr}\right)^{2/5}$, где $E_{51} \equiv E_0/10^{51}$ эрг s^{-1} - начальная энергия взрыва, полученного из стандартного решения Седова (для SNR на стадии адиабатического расширения) и выражения $R_{SNR}(t) \approx 35 \left(\frac{E_{51}}{n_0}\right)^{5/21} \left(\frac{t}{10^5 yr}\right)^{2/7}$ (стадия радиационного охлаждения) [77].

Если расстояния до остатков неизвестны, их диаметры D можно оценить по эмпирическому соотношению $\Sigma = AD^{-\beta}$, где Σ - поверхностная яркость остатка в радиодиапазоне, A определяется характеристиками взрыва сверхновой и плотностью окружающей среды, а $\beta = -2.2 \div -3.8$. Во многих случаях из-за неоднородности остатка определение его углового размера затруднено, поэтому точность определения Σ низка и использование зависимости $\Sigma - D$ дает лишь качественную оценку линейного размера, и, соответственно, возраста. Разные авторы используют разные величины параметров в соотношении $\Sigma - D$. Так, например, в одной из последних работ [80] по 57 галактическим остаткам без центральных источников было получено, что $\beta = -2.15 \pm 0.38$ (вне диапазона более ранних значений).

Большинство остатков сверхновых относительно молоды - их возрасты не превышают несколько десятков тысяч лет. С другой стороны, как будет показано ниже, самые молодые среди отобранных для нашего анализа

пульсаров имеют характеристический возраст в несколько сотен тысяч лет. Однако в последнее время появляются указания на то, что возможно обнаружение и более старых остатков (см., например, [81, 82]), в том числе и вследствие повышения чувствительности радионаблюдений. Это позволяет анализировать возможные связи между достаточно старыми пульсарами и остатками с возрастaми $10^5 - 10^6$ лет.

В [83] приводятся аргументы в пользу совместного происхождения пульсара J1833-0827 и остатка сверхновой G23.3-0.3, причем возраст последнего по некоторым оценкам составляет около 100000 лет [84]. Там же упоминается уже рассмотренная в [85] возможная связь остатка G16.8-1.1 и пульсара B1822-14, чей возраст оценивается в 195000 лет. В работе [86], указывается на старый остаток G351.7+0.8, рядом с границей которого находится 178000-летний пульсар J1721-3532. В рамках стандартной модели Седова оценка возраста остатка близка к 140000 годам. В работе [87] авторы уменьшают возраст остатка до < 68000 лет и приводят аргументы против этой связи, однако не исключая ее. В этих работах рассматриваются пульсары, которые находятся в непосредственной близости от границ остатков сверхновых или внутри них, поэтому траектории их движения не анализировались.

Наиболее полный обзор возможных связей между пульсарами и остатками можно найти в работе [59], где приводятся 50 таких пар. При этом, как минимум в 20 случаях единство происхождения полагается высокодостоверным, так как в этих случаях были обнаружены туманности, являющиеся результатом взаимодействия пульсарного ветра с плазмой вокруг пульсаров внутри остатка. Большинство из упомянутых 50 пульсаров относительно молоды, и находятся или внутри остатка, или на его границе (часто только в проекции из-за отсутствия данных о расстояниях). В нескольких случаях пульсар вылетел за пределы остатка и проделал небольшой (меньше R_{SNR}) путь вне его. Например, пульсар B1951+32 почти достиг границы большого остатка CTB80, имеющего размер 80 угловых минут, что при расстоянии 2 кпк дает радиус около 23 пк (см., например, [88, 89, 90]). Его характеристический возраст составляет 107000 лет, однако с использованием оценки собственного движения и в предположении о его рождении в центре остатка, возраст уменьшается до ~ 60000 лет, что хорошо соответствует динамическому возрасту остатка (77000 лет).

Характеристический возраст пульсара B1757-24, расположенного вне границы остатка G5.4-1.2, составляет 15500 лет [91]. Однако, как

показано в работе [83], у пульсара хватает времени, чтобы вылететь за пределы остатка, только если он старше 25000 лет. Действительно, как упоминалось выше, истинный возраст этого объекта превышает 39000 лет, а по некоторым оценкам и 70000 лет [92].

Еще один пример - пульсар J1437–5959, с характеристическим возрастом 114000 лет, вылетевший из остатка G315.9–0.0 [93] и удалившийся от его центра на расстояние ~ 35 пк, при $R_{SNR} = 17$ пк.

Существование старых (с возрастом до нескольких сотен тысяч лет) остатков (см., например, [94]) позволяет искать их связь с достаточно старыми пульсарами (с $\tau_{ch} > 10^5$ лет), чьи высокие скорости (несколько сотен км/с) позволили им покинуть окрестности остатка (наблюдаемого по сей день) и улететь на значительное расстояние. Восстанавливая траектории движения таких объектов, мы получаем возможность определить их кинематический возраст, сопоставляя который с другими временными характеристиками остатка и пульсара, можно оценить достоверность связи между ними.

2.2.3 Метод

2.2.3.1 Постановка задачи

Как было сказано выше, задача поиска кинематической связи между пульсарами и остатками вспышек сверхновых состоит в прослеживании в прошлое траекторий пульсаров и поиске их сближений с центрами остатков. Эта задача идейно схожа с таковой для пар пульсаров, описанной в Разделе 2.1. Тем не менее в деталях они очевидно различаются, поскольку здесь исследуется связь объектов из разных галактических подсистем.

Так же, как и в Разделе 2.1, движение пульсаров и известных остатков прослеживалось назад во времени в прямоугольной системе координат, связанной с центром Галактики, и ориентированной так, что современный радиус-вектор Солнца имеет координаты $\mathbf{r}_{\odot} = \{-8.5 \text{ кпк}, 0, 0\}$.

Пульсар и остаток сверхновой характеризуются своими радиус-векторами \mathbf{r}_{psr} и \mathbf{r}_{snr} . Причем последний - радиус-вектор точки, которая формально совпадает с центром остатка и имеет его небесные координаты.

Законы движения $\mathbf{r}_{psr}(t)$ и $\mathbf{r}_{snr}(t)$ в гравитационном потенциале Галактики $\varphi_G(\mathbf{r})$ есть решения уравнений движения (2.1) с начальными условиями, описываемыми формулой (2.2), где $t=0$ соответствует

современной эпохе.

2.2.3.2 Решение уравнений движения

Решения уравнений (2.1) находятся численно, а векторы (2.2) для каждого объекта вычисляются частично по данным наблюдений, частично по набору моделей, описывающих кинематические и пространственные характеристики пульсаров и остатков вспышек сверхновых. Более конкретно, $\mathbf{r}_0 = d \cdot \{\cos b \cos l, \cos b \sin l, \sin b\} + \mathbf{r}_\odot$, где d - современное расстояние до объекта, а l и b - его галактические координаты. Вектор же начальной скорости имеет вид $\mathbf{V}_0 = \mathbf{V}_{r,rot} + \mathbf{V}_{r,p} + \mathbf{V}_t + \dot{\mathbf{r}}_\odot$, где $\dot{\mathbf{r}}_\odot$ - текущий вектор скорости Солнца, складывающийся из скорости движения локального стандарта покоя (ЛСП) $\mathbf{V}_{\odot,rot} = \{0, V_{\odot,rot}, 0\}$ и скорости Солнца относительно ЛСП, направленной в точку с координатами $l = 53^\circ$ и $b = 25^\circ$ и равной 16.5 км/с; \mathbf{V}_t - поперечная скорость объекта в км/с, модуль которой составляет $V_t = 4.74 \cdot d \cdot \sqrt{(\mu_l \cos b)^2 + \mu_b^2}$, если расстояние d выражено в килопарсеках, а компоненты собственного движения μ_l и μ_b в mas/yr; $\mathbf{V}_{r,rot}$ - вековое изменение радиальной скорости, обусловленное галактическим вращением ЛСП объекта; $\mathbf{V}_{r,p}$ - пекулярная компонента радиальной скорости.

2.2.3.3 Используемые модели

Непосредственно из наблюдений, кроме координат пульсара и остатка, нам известно лишь собственное движение пульсара. Информация же о расстоянии до пульсара, его радиальной скорости, о расстоянии и движении остатка для используемых в анализе объектов должна быть задана из других соображений.

Даже при измеренных собственных движениях, радиальные скорости остаются, разумеется, неизвестными и являются параметрами, рандомизирующими траектории. Как и в Разделе 2.1, они задавались уравнением (2.8), в соответствии с распределением в виде суммы двух гауссиан. Стоит отметить, что данное распределение относится к пекулярной скорости пульсара на момент рождения, однако, как показано в Разделе 2.1, на шкале 1 млн. лет, движение пульсара в Галактике остается равномерным и прямолинейным с точностью до нескольких км/с и нескольких парсек, соответственно.

В то же время, для исследуемых остатков вспышек сверхновых из наблюдений нам не известны даже величины их собственных движений.

Тем не менее понятно, что скорости последних существенно ниже скоростей пульсаров, и в настоящей работе мы полагаем, что

$$V_{r,p}^{snr} = 0, V_t^{snr} = 0 \quad (2.16)$$

относительно ЛСП. Это вполне допустимое приближение, как будет показано ниже при анализе рандомизации начальных условий.

Что же касается расстояний до пульсаров, то они определялись по мере дисперсии (DM) в модели для плотности свободных электронов в Галактике NE2001, предложенной в [67].

Как и в Разделе 2.1, траектории движения пульсаров в Галактике строились в предположении, что они движутся в трехкомпонентном гравитационном потенциале, который задается уравнением (2.10), построенном в работах [65] и [66], параметры которого даны в Таблице 2.1. Там же можно найти анализ соответствия набора выбранных дополнительных моделей друг другу.

2.2.3.4 Рандомизация начальных условий

Для построения траекторий пульсаров уравнения движения (2.1) решаются много раз с начальными условиями (2.2), которые по сути являются случайными величинами, подчиняющимися распределениям $p_r(\mathbf{r}_0)$ и $p_v(\mathbf{V}_0)$. При этом, как и в Разделе 2.1, собственные движения пульсаров распределены по нормальным законам $N(\mu_l, \sigma_{\mu_l}^2)$ и $N(\mu_b, \sigma_{\mu_b}^2)$ со средними, равными измеренным значениям, и дисперсиями, равными квадратам ошибок измерений. То же самое верно и для расстояний до пульсаров (ошибка которых принималась равной в 30% от измеренной на основе модели NE2001 величины) и остатков сверхновых.

Напомним, что основной вклад в неопределенность в положении объектов 500 тыс. - 1 млн. лет назад вносит именно плохое знание расстояний до них. Эти величины что для исследуемых пульсаров, что для остатков известны с точностями в несколько сотен парсек. В то же время, как показано в Разделе 2.1, погрешность положения на масштабе 1 млн. лет, обусловленная низкой точностью измерения собственных движений пульсаров, составит не более 100 пк. Для остатка сверхновой эта величина еще меньше, поскольку он двигается медленнее. Здесь становится видно, что условия (2.16), принятые для остатков, даже если и привнесут ошибку в десятки км с⁻¹ в их текущие скорости, все равно не смогут существенно

изменить конечный результат.

2.2.3.5 Моделирование апостериорной вероятности

По распределениям векторов текущих положений и скоростей выбранных пульсара и остатка сверхновой моделируются наборы их возможных траекторий в прошлом и отслеживается величина расстояния между ними:

$$\rho = |\mathbf{r}_{psr}(t) - \mathbf{r}_{snr}(t)| \quad (2.17)$$

при $t < 0$. Одновременно ищется такая эпоха T для каждой пары траекторий, когда $|\mathbf{r}_{psr}(-T) - \mathbf{r}_{snr}(-T)| = \rho_{min}$.

Траектории пульсаров строятся путем решения уравнений движения (2.1), как в Разделе 2.1, методом Рунге-Кутты-Фельберга 4-го порядка, причем компоненты радиус-векторов и скоростей вычисляются с шагом 500 тыс. лет, в течение которых движение объекта принимается равномерным и прямолинейным, а типичное максимальное время, на которое прослеживаются траектории в прошлое, составляет 1 млн. лет.

После моделирования для каждой пары пульсар-остаток порядка 100 тыс. траекторий, строятся распределения вероятностей $P(\rho_{min} \leq \rho)$ сближения данных объектов в прошлом на расстояния, не превышающие заданного ρ . Анализ величины такой апостериорной вероятности при довольно малых ρ (сравнимых с размерами остатка) позволяет нам судить о возможной связи исследуемой пары объектов.

2.2.3.6 Моделирование априорной вероятности

Знание величины апостериорной вероятности, однако, само по себе еще не позволяет сделать вывод о связи пульсара с SNR. По своему физическому смыслу плотность этой вероятности лишь задает вероятность реализации таких астрометрических характеристик объектов, которые приводят их к очень тесному сближению в прошлом. Такое сближение могло бы быть случайным. Для того, чтобы охарактеризовать степень этой случайности, необходимо получить оценку вероятности сильного сближения рассматриваемых пульсара и остатка в случае, когда пульсар оказывается заведомо кинематически полностью независимым. Это равносильно тому, что все возможные компоненты его современной пространственной скорости являются случайными и описываются распределением (2.8).

Таким образом, исключая информацию о собственном движении пульсара и разыгрывая в его векторе \mathbf{V}_0 все три компоненты пекулярной скорости, мы получаем подобное $P(\rho)$ распределение априорных вероятностей $P_0(\rho)$ и сравниваем их величины при малых ρ . Ясно, что если $P(\rho)$ существенно превышает $P_0(\rho)$, можно сделать вывод о неслучайности сближения пульсара и остатка, а следовательно, о существовании между ними связи.

2.2.4 Результаты

На данном этапе была сформирована выборка из одиночных радиопулсаров, для которых известны собственные движения (μ_α , μ_δ) и расстояния (параллакс π , мера дисперсии), с характеристическими возрастами, не превышающими 10^6 лет (это обусловлено, с одной стороны, малым временем жизни остатков сверхновых, с другой - ненадежностью τ_{ch}). Их параметры были в большинстве своем взяты из базы данных ATNF² [72].

Из этих пульсаров и из выборки галактических остатков сверхновых [95, 96, 97] с известными расстояниями были отобраны пары объектов, наблюдаемые расстояния между которыми не превышают ~ 1 кпк.

Для каждой из этих пар было предварительно смоделировано по 10-15 тысяч траекторий и отобраны те пары, для которых плотность вероятности $p(\rho) = \frac{d}{d\rho}P(\rho)$ распределения расстояний между компонентами имела хорошо выраженный острый пик при $\rho \lesssim 200$ пк.

Для каждой из них были затем смоделированы 100-200 тысяч пар траекторий, и построены распределения $P(\rho)$, $P_0(\rho)$, $T(\rho)$, а также определены в пространстве (и в картинной плоскости) области их наиболее тесных сближений, начиная с $\rho = 5$ пк.

Результаты моделирования представлены в Таблице 2.4. Для каждой пары объектов приведены: общее количество смоделированных пар траекторий N ; расстояние минимального найденного сближения ρ_{min} ; расстояние априорного минимального сближения $\rho_{0,min}$; априорная вероятность $P_0(5)$ сближений на расстояние $\rho \leq 5$ пк; вероятность $P(5)$ сближений на расстояние $\rho \leq 5$ пк; медианная эпоха $T(5)$, характеризующая сближения на $\rho \leq 5$ пк; характеристический возраст пульсара τ_{ch} ; оценка возраста остатка вспышки сверхновой t_{SNR} ; диаметр

²<http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/expert.html>

остатка сверхновой D .

На основании предварительного анализа были отобраны из всех рассмотренных кандидатов следующие пары объектов: J1835-1106/G22.7-0.2, J1835-1106/G18.9-1.1, J1832-0827/G22.7-0.2, J1915+1009/G45.7-0.4, J1833-0827/G24.7-0.6, J1832-0827/G23.3-0.3, J1833-0827/G23.3-0.3 и J1829-1751/G16.2-2.7. Ниже мы рассмотрим более подробно каждую из этих пар.

J1829-1751 / G16.2-2.7

Большая величина отношения апостериорной вероятности минимального сближения к априорной (960) позволяет с хорошей долей уверенности предположить, что объекты были связаны в прошлом (см. Таблицу 2.4). На Рисунке 2.15 слева показаны плотности вероятности для посчитанного данным методом априорного распределения минимального расстояния между объектами в прошлом, и, собственно, распределения найденных минимальных сближений той же пары; справа показаны вероятности для тех же величин. Эпоха сближения объектов на расстояние 5 пк близка к 35000 лет. Возраст остатка G16.2-2.7 составляет примерно 24500 лет, при разбросе от 13000 до 49000 лет. Для оценки возраста использовалась зависимость $D(t) = (1.03 \pm 0.02)t^{0.34 \pm 0.02}$, где D - диаметр остатка [98]. Интервал допустимых расстояний дает диапазон возрастов остатка от 6000 до 71000 лет. Таким образом, установлено хорошее соответствие возраста остатка и эпохи минимального сближения объектов. Характеристический возраст пульсара составляет 877000 лет, однако, учитывая возможное его отличие от реального возраста вплоть до порядка, можно считать связь J1829-1751 и G16.2-2.7 вполне вероятной.

J1833-0827 / G24.7-0.6

Здесь отличие вероятностей составляет 5 раз. При допустимом разбросе расстояний и диаметра остатка, оценка возраста G24.7-0.6 дает диапазон от 2500 до 65000 лет. Эпоха сближения - 60000-80000 лет, что позволяет говорить об ассоциации старого остатка и пульсара с возрастом примерно 60000 лет. При $\tau_{ch} = 147000$ лет, это хорошее соответствие. См. Рисунок 2.16 и Таблицу 2.4.

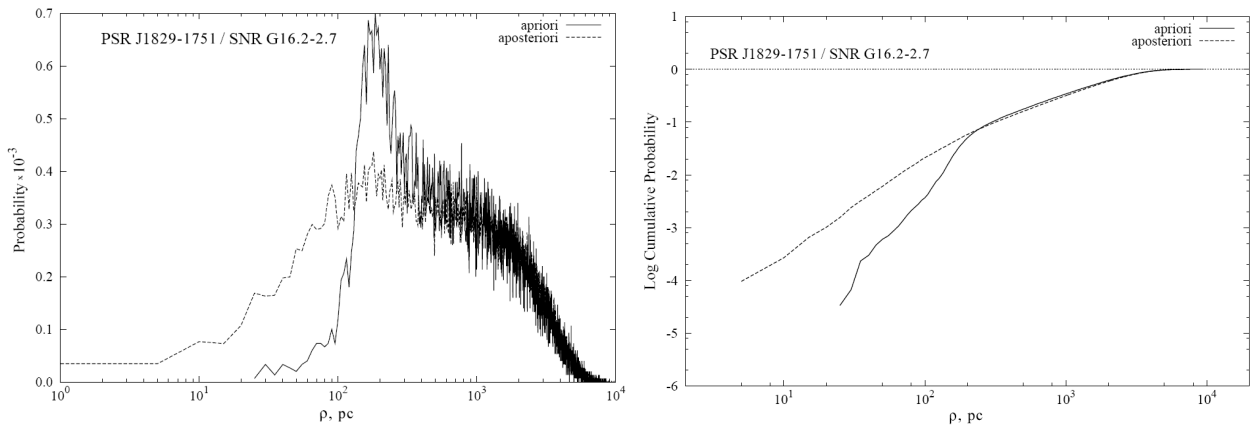


Figure 2.15: Слева: плотность вероятности сближений в зависимости от расстояния для пары J1829-1751 / G16.2-2.7. Здесь и далее на аналогичных рисунках пунктиром показаны вероятности сближения объектов. Сплошной линией показаны априорные вероятности. Справа: вероятность в зависимости от расстояния для этой пары.

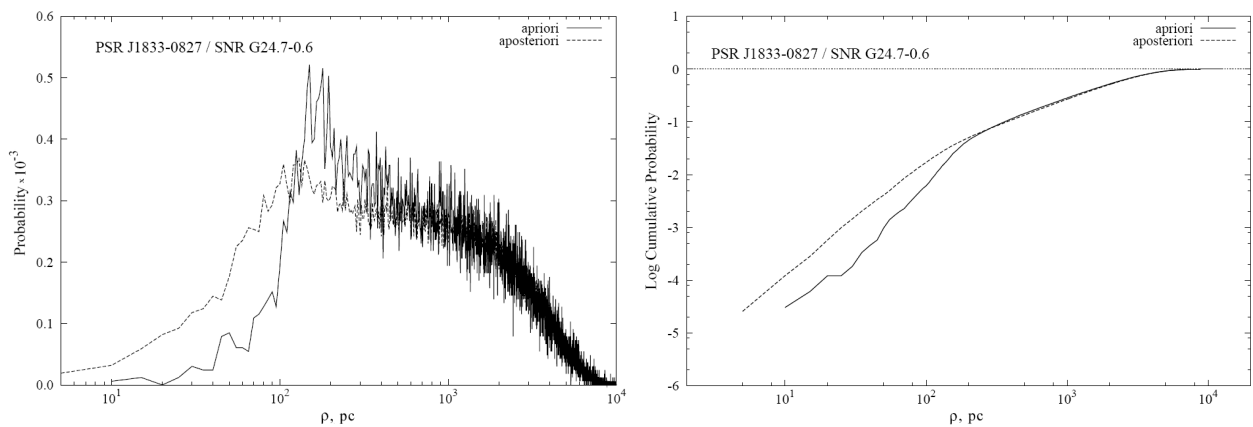


Figure 2.16: То же, что и на Рисунке 2.15, но для пары J1833-0827 / G24.7-0.6

Table 2.4: Пары пульсар-остаток, возможно сближавшиеся в прошлом.

Pulsar	SNR	N^a	ρ_{min}, pc^b	$\rho_{0,min}, \text{pc}^c$	$P_0(5)^d$	$P(5)^e$	$T(5), \text{yr}^f$	τ_{ch}, yr^g	t_{5NR}, yr^h	D, pc^i
J1829-1751	G16.2-2.7	104328	2.6	20.7	1×10^{-7}	9.6×10^{-5}	35000	877000	24500	32
J1833-0827	G24.7-0.6	156400	3.4	8.2	5×10^{-6}	2.5×10^{-5}	70000	147000	18500	29
J1915+1009	G45.7-0.4	119100	0.7	4.9	2×10^{-5}	1×10^{-4}	200000	420000	47000	40
J1832-0827	G22.7-0.2	116818	0.62	6.8	3×10^{-5}	3×10^{-4}	140000	161000	4000	17
J1835-1106	G18.9-1.1	129709	0.64	4	5×10^{-5}	1×10^{-4}	40000	128000	6000	20
J1832-0827	G23.3-0.3	118000	1.5	3.3	3×10^{-5}	1.2×10^{-4}	180000	161000	20500	30
J1835-1106	G22.7-0.2	185000	2.1	2.4	1×10^{-4}	5×10^{-5}	70000	128000	4000	17
J1833-0827	G23.3-0.3	108000	2.4	1.2	2×10^{-4}	9.3×10^{-6}	150000	147000	20500	30

- a - полное число смоделированных пар траекторий
- b - расстояние минимального найденного сближения
- c - расстояние априорного минимального сближения
- d - априорная вероятность сближений на расстоянии $\rho \leq 5$ пк
- e - вероятность сближений на расстоянии $\rho \leq 5$ пк
- f - эпоха сближений на расстоянии $\rho \leq 5$ пк
- g - характеристический возраст пульсара
- h - оценка возраста остатка вспышки сверхновой
- i - диаметр остатка

J1915+1009 / G45.7-0.4

Здесь отличие вероятностей также составляет 5 раз. Эпоха минимальных сближений отдалена в прошлое на 200000 лет. Возраст G45.7-0.4 оценивается в диапазоне от 17000 до 98500 лет, следовательно, по временным критериям вероятность существования связи между объектами в паре достаточно мала.

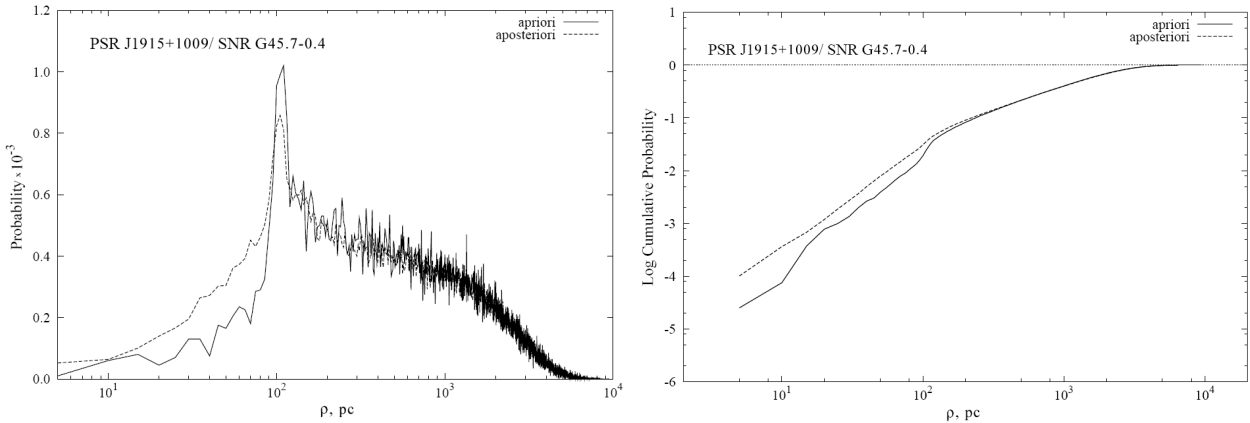


Figure 2.17: То же, что и на Рисунке 2.15, но для пары J1915+1009 / G45.7-0.4

J1832-0827 / G22.7-0.2

Для этой пары вероятности различаются в 10 раз (см. Рисунок 2.18 и Таблицу 2.4), а при близости характеристического возраста и эпохи сближения ($\tau_{ch}=161000$ и $T(5)=140000$ лет) можно рассматривать возможность общего происхождения этих объектов. Однако остаток G22.7-0.2 по расчетам получается слишком молод, чтобы эта возможность реализовалась. При небольшом диаметре (17 пк) [96] и допустимом разбросе расстояний, максимальная оценка его возраста составляет около 12000 лет, что не позволяет пульсару долететь до остатка при наблюдаемых скоростях последнего.

J1835-1106 / G18.9-1.1

В этом случае апостериорная вероятность лишь в 2 раза выше априорной (см. Таблицу 2.4, Рисунок 2.19). Помимо этого, в G18.9-1.1, вероятно, обнаружен центральный источник [99], который и может оказаться пульсаром, родившимся при взрыве сверхновой.

J1832-0827 / G23.3-0.3

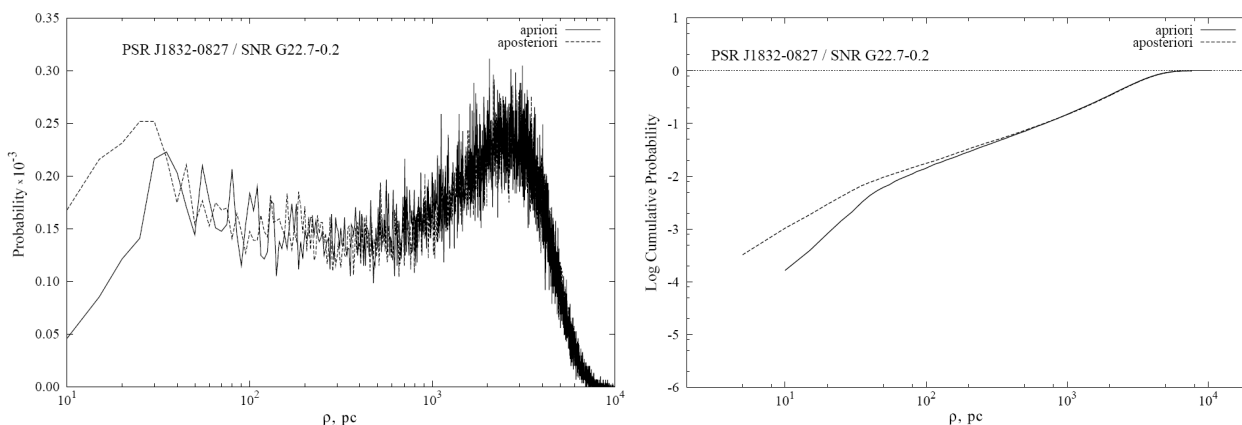


Figure 2.18: То же, что и на Рисунке 2.15, но для пары J1832-0827 / G22.7-0.2

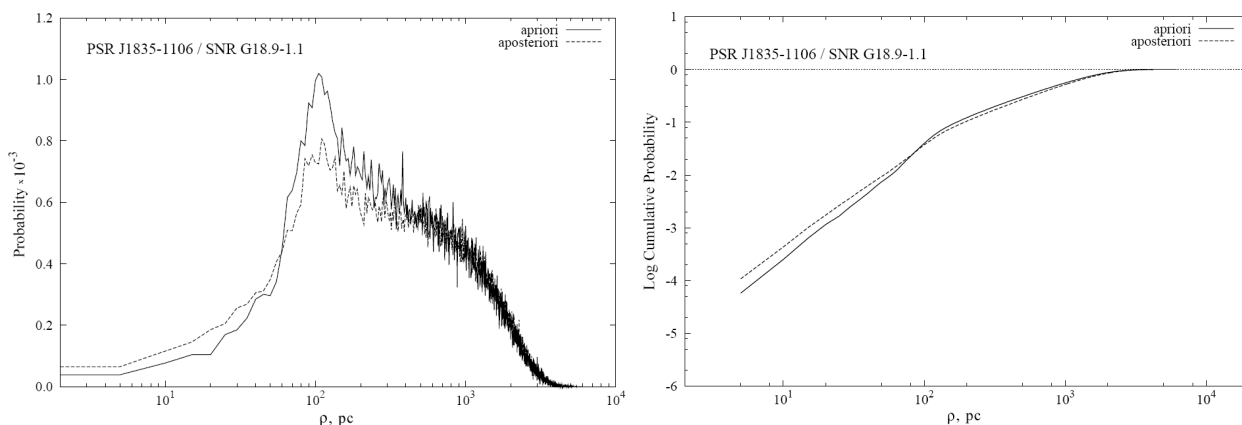


Figure 2.19: То же, что и на Рисунке 2.15, но для пары J1835-1106 / G18.9-1.1

В этом случае апостериорная вероятность в 4 раза выше априорной (см. Рисунок 2.20). Две эпохи так же находятся в хорошем согласии: $\tau_{ch} = 161000$ лет, эпоха сближений - 180000 лет. Возраст остатка оценивается в 11000-54000 лет, что при данных скоростях не позволяет считать объекты связанными с большой степенью надежности, хотя и не исключает такую возможность.

J1835-1106 / G22.7-0.2

Эта пара объектов, будучи предварительно отобранной, тем не менее вряд ли имеет общее происхождение. Априорная вероятность сближения лишь в 2 раза выше апостериорной (см. Рисунок 2.21).

J1833-0827 / G23.3-0.3

Пару J1833-0827 / G23.3-0.3, выделенную нами, также рассматривали авторы [83]. Не моделируя траектории движения пульсара, они полагали,

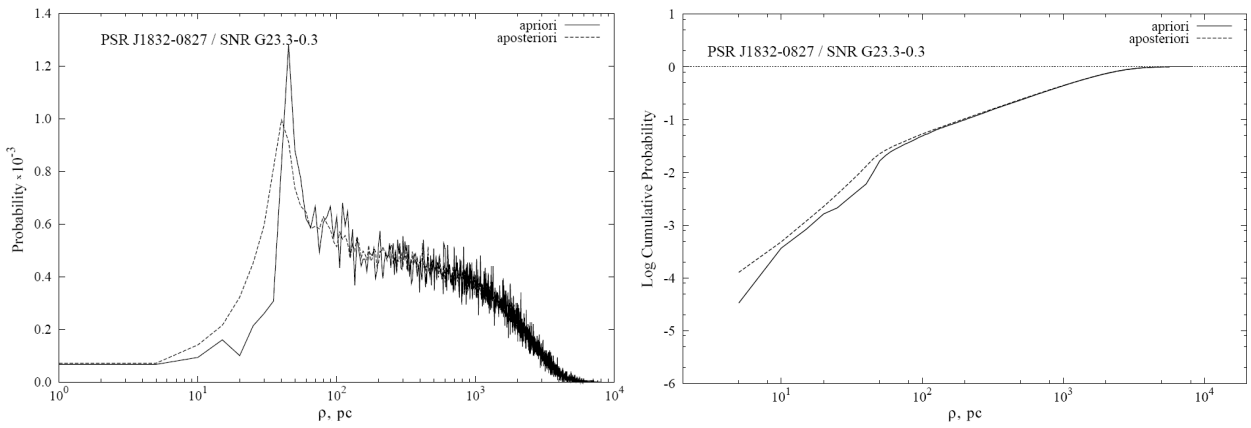


Figure 2.20: То же, что и на Рисунке 2.15, но для пары J1832-0827 / G23.3-0.3

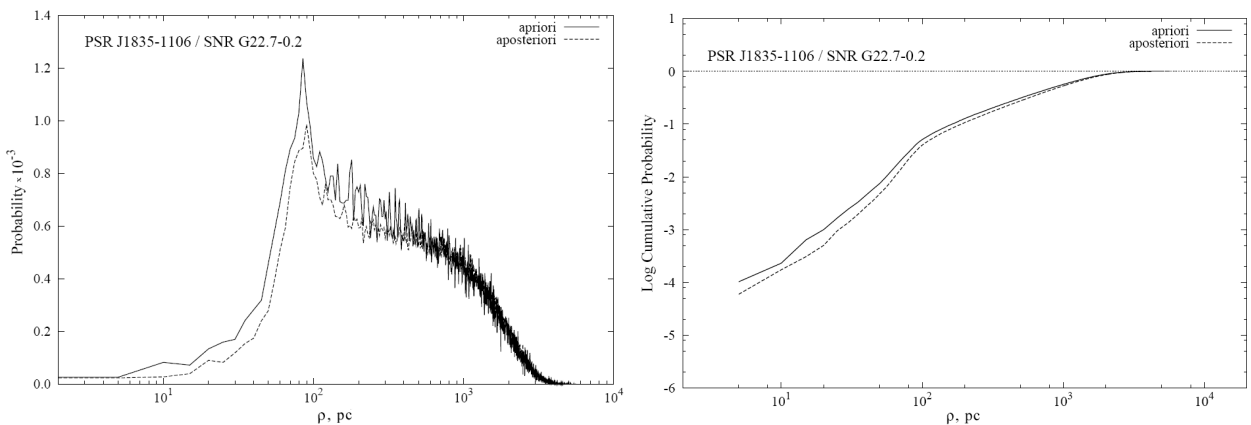


Figure 2.21: То же, что и на Рисунке 2.15, но для пары J1835-1106 / G22.7-0.2

что объекты связаны основываясь на их пространственной близости. Однако они отмечают, что G23.3-0.3 слишком молод для надежности этого вывода и что, если на самом деле его возраст близок к возрасту пульсара, то для объяснения его малых размеров потребовалась бы высокая плотность окружающей межзвездной среды. С другой стороны, в [84] оценка возраста G23.3-0.3 составляет приблизительно 100000 лет, что является более приемлемым (для реализации связи) по временным шкалам. Но, как показали [100], результаты моделирования при столь больших возрасте и плотности среды не соответствуют наблюдаемым данным. Они оценивают возраст остатка в ~ 30000 лет, что приблизительно соответствует нашим оценкам.

Как показали наши результаты, можно отвергнуть возможность связи J1833-0827 / G23.3-0.3 с хорошей долей уверенности. Отношение вероятностей составляет 0.047, т.е. априорная вероятность сближения почти в 22 раза выше апостериорной (см. Рисунок 2.22). Поэтому, даже при почти идеальном совпадении характеристического возраста и

эпохи максимального сближения (147000 и 150000 лет соответственно), считать эту пару связанной не представляется возможным. Этот случай, как и ситуация с парой J1835-1106 / G22.7-0.2, наглядно показывает, что из чисто пространственной близости объектов далеко не всегда следует их общее происхождение. Рассматриваемый метод позволяет отделить кинематически вероятные ассоциации от заведомо ложных.

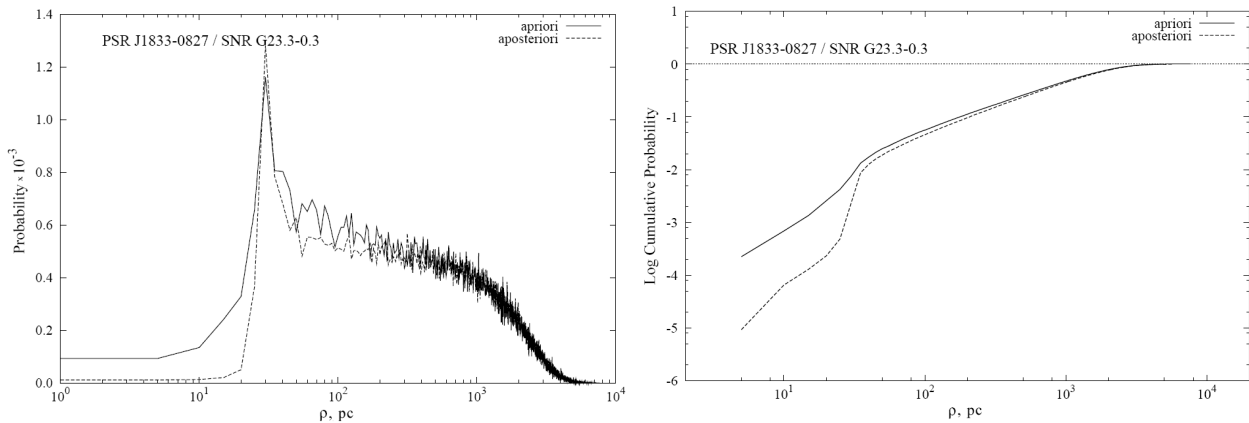


Figure 2.22: То же, что и на Рисунке 2.15, но для пары J1833-0827 / G23.3-0.3

2.2.5 Обсуждение и перспективы

Мы провели поиск кинематической связи между галактическими остатками сверхновых и одиночными радиопульсарами. Из исследованных пар наиболее вероятна связь между J1829-1751 и G16.2-2.7, и мы полагаем, что эти объекты имеют общее происхождение. Стоит также выделить пару объектов J1833-0827 и G24.7-0.6, которые близки по возрасту. С другой стороны, пары J1833-0827 / G23.3-0.3 и J1835-1106 / G22.7-0.2, скорее всего, не связаны. Об остальных парах можно сказать, что они могли сближаться в прошлом и иметь общее происхождение, и по мере уточнения наших знаний об этих объектах предполагаемая связь будет либо подтверждена, либо опровергнута.

Задача поиска связи пульсаров и остатков сверхновых имеет большие перспективы. Описанный метод кинематической ассоциации позволит существенно улучшить наше знание об их возрастах. Постоянно открываются новые объекты - как пульсары, так и SNR. При темпе появления сверхновых 2-3 события в столетие и времени жизни остатков 10^5 лет в Галактике (на сегодняшний день) их должно насчитываться гораздо больше, чем мы наблюдаем: нам известно всего около 270 объектов. С развитием наблюдательных возможностей будут открыты все

более слабые и старые остатки сверхновых - более старые, чем те, которые можно отличить от фона на сегодняшний день.

Уже сейчас разработаны новые методы, которые позволят выявлять все более слабые объекты. Например, в [101] предложен метод обнаружения старых остатков типа Ia по линии водорода 21-см. Обнаружение остатка Antlia SNR [102], чей возраст превышает миллион лет, свидетельствует о возможности обнаружения и других старых остатков. Самый большой возраст на сегодняшний день имеет остаток GSH 138-01-94 [103], находящийся в разреженной среде внешней части Галактики - 4.3 миллиона лет. В [104] рассматривается возможная ассоциация пульсара J1932+2020, с характеристическим возрастом в 1100000 лет, и остатка G55.0+0.3, верхняя возрастная граница которого даже превышает эту величину и составляет 2300000 лет. Если эти объекты действительно связаны, то за истинный возраст системы представляется разумным принять характеристический возраст пульсара, так как он достаточно стар, а точность определения τ_{ch} повышается с возрастом. Все это позволяет утверждать, что старые остатки существуют, и обнаружение связанных с ними релятивистских объектов вполне возможно.

Количество открытых пульсаров также растет; вместе с тем повышается точность измерений параметров уже известных пульсаров. По мере роста числа пульсаров с измеренным параллаксом, мы будем получать все более точные оценки скоростей и расстояний, существенно тем самым уменьшая ошибки моделирования траекторий. В то время как ошибки расстояний, полученных из оценки меры дисперсии, составляют 30%, а ошибка измерения собственных движений пульсара порой сравнима с их величиной и даже превышает ее, использование параллаксов снижает ошибки определения расстояний и собственных движений до десятков парсек и сотых долей mas yr^{-1} , соответственно. С увеличением количества открытых радиопулсаров и остатков сверхновых будет повышаться и число этих объектов, имеющих общее происхождение. Результаты этого раздела представлены нами в работах [105, 106].

Глава 3. Поиск кандидатов в одиночные ЧД в местах рождения пульсаров

3.1 Введение

Напомним, что обнаружение черной дыры можно считать достоверным только в случае, если у нее наблюдаются проявления горизонта событий, причем именно одиночные черные дыры звездных масс могут оказаться идеальными объектами для их изучения. Предполагаемое большое количество таких изолированных ЧД в нашей Галактике ($\sim 10^8$) [1] позволяет оценить шансы их обнаружения как реалистичные. При сферическом типе аккреции [4], светимость такого объекта почти неизменна в широком диапазоне частот и в его спектре отсутствуют линии [4, 14, 15, 16]. Быстрая переменность ЧД представляет из себя вспышки с характерными временами в $10^{-6} - 10^{-3}$ секунд и является доказательством наличия горизонта событий.

Ожидаемые наблюдательные проявления кандидата в ЧД подробно обсуждались в Разделе 1.1. При типичных параметрах межзвездной среды и ожидаемых для ЧД скоростях и массах, кандидаты будут иметь почти плоский нетепловой спектр во всем диапазоне электромагнитного излучения, с оптическим блеском в диапазоне $16^m - 25^m$ (при расстояниях до объекта 100-300 пк); они будут переменны как на малых, так и на больших временных шкалах. Наличие собственного движения у кандидата позволит достоверно классифицировать его как объект, принадлежащий нашей Галактике.

Для дальнейших исследований отбирались объекты, соответствующие, по крайней мере, одному-двум отмеченным критериям. В частности, некоторые галактические источники обладают свойствами схожими с теми, что должны быть характерны для одиночных ЧД. К ним относятся DC карлики, лацертиды, РОКОСы, неидентифицированные оптические источники жесткого излучения [18, 19, 20]. Обнаружение коротких

вспышек у кандидатов является критерием для их отождествления с ЧД.

В этой главе исследуются объекты локализованные в областях, где вероятность присутствия ЧД повышена, при этом используются вышеуказанные признаки для отбора объектов-кандидатов. К таким областям относятся зоны возможного распада массивных двойных систем содержащих ЧД и НЗ. Были использованы кинематические характеристики относительно молодых пульсаров для определения положения этих зон. Ниже описывается процесс их выделения и отбор в них объектов - кандидатов в ЧД.

3.2 Определение областей вероятной локализации ЧД

Большинство массивных звезд, из которых образуются нейтронные звезды и черные дыры, рождаются в двойных и кратных системах. В двойных системах с черной дырой и нейтронной звездой, ЧД образуется первой, при взрыве сверхновой в конце эволюции более массивной звезды. Если система остается при этом гравитационно связанной, то при рождении НЗ во втором взрыве сверхновой она почти наверняка распадается [38]. Прослеживая движение НЗ (радиопульсара) в прошлое на время, соответствующее оценке его характеристического возраста $\tau_{ch} = P/2\dot{P}$, можно определить предполагаемую зону его рождения сопровождавшегося распадом двойной системы. Этот метод обсуждается в Разделе 2.1, где проводится поиск пар одиночных пульсаров, входивших в прошлом в двойные системы. При этом, сама ЧД лишь незначительно удалится от места распада системы: массы ЧД в несколько раз превышают массы НЗ а следовательно, они приобретают меньшие скорости при распаде [1]. Размер области вероятного рождения НЗ определяется ее кинематическими характеристиками (погрешностями измерений ее собственных движений и расстояний) и возрастом (чем моложе НЗ, тем точнее определяются координаты области ее рождения и тем она меньше). Таким образом, области вероятного рождения пульсаров являются зонами с повышенной вероятностью нахождения в них одиночных черных дыр, и их определение является важной задачей, решение которой позволяет существенно сузить пространство поиска кандидатов в ЧД.

Как и при расчете движения пар пульсаров в Разделе 2.1, движение пульсаров рассматривается в прямоугольной системе координат с центром, совпадающим центром Галактики. Одна из ее осей параллельна

направлению на Солнце, вторая направлена вдоль скорости ЛСП, третья перпендикулярна плоскости Галактики и дополняет две первые до правой тройки векторов [62]. Изменение положения пульсара во времени характеризуется радиус вектором $\mathbf{r}(t)$ в галактическом гравитационном потенциале $\varphi_G(\mathbf{r})$ и является решением уравнения движения (2.1) $\ddot{\mathbf{r}} = -\nabla\varphi_G(\mathbf{r})$ с начальными условиями (2.2) $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}(t=0)$, $\mathbf{V}_0 = \mathbf{V}(t=0)$, соответствующими современной эпохе. Гравитационный потенциал $\varphi_G(\mathbf{r})$ (2.10) [65, 66] имеет вид трехкомпонентной осесимметричной функции, которая учитывает вклад диска и гало, балджа и ядра (см. Таблицу 2.1).

Поскольку гравитационный потенциал Галактики не обладает сферической симметрией, то решение уравнения движения (2.1) получается в общем случае численно [65, 66]. Векторы \mathbf{r}_0 и \mathbf{V}_0 определяются по данным о расстояниях и скоростях пульсаров, полученным в наблюдениях. Точности их измерений обуславливают разброс вероятных траекторий движения пульсара и, в конечном итоге, размер области возможной локализации ЧД. Для радиус-вектора пульсара \mathbf{r}_0 с галактическими координатами l и b и расстоянием от Солнца d имеем

$$\mathbf{r}_0 = d \cdot (\mathbf{i} \cdot \cos b \cos l + \mathbf{j} \cdot \cos b \sin l + \mathbf{k} \cdot \sin b) + \mathbf{r}_\odot, \quad (3.1)$$

где $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ - единичные векторы в вышеуказанной прямоугольной системе координат, а $\mathbf{r}_\odot = -\mathbf{i} \cdot (8.5 \text{ кпк})$ - радиус вектор Солнца. Вектор скорости пульсара \mathbf{V}_0 определяется компонентами его собственного движения μ_l и μ_b , расстоянием d , радиальной скоростью V_r и скоростью Солнца:

$$\mathbf{V}_0 = \mathbf{V}_r + \mathbf{V}_t + \dot{\mathbf{r}}_\odot. \quad (3.2)$$

Здесь $\dot{\mathbf{r}}_\odot = \mathbf{V}_{\odot,rot} + \mathbf{V}_{\odot,LSR}$, где $\mathbf{V}_{\odot,rot} = \mathbf{j} \cdot V_{\odot,rot}$ - скорость вращения ЛСП в плоскости Галактики, а $\mathbf{V}_{\odot,LSR}$ - скорость Солнца относительно ЛСП [62]. Значение поперечной скорости пульсара определяется по его собственному движению и расстоянию: $V_t = 4.74 \cdot d \cdot \sqrt{(\mu_l \cos b)^2 + \mu_b^2}$, где μ_l и μ_b выражены в $[\text{mas год}^{-1}]$, а d в килопарсеках. Радиальная скорость пульсара $\mathbf{V}_r = \mathbf{V}_{r,rot} + \mathbf{V}_{r,p}$ состоит из секулярной компоненты $\mathbf{V}_{r,rot}$, обусловленной галактическим вращением ЛСП пульсара, и пекулярной скорости $\mathbf{V}_{r,p}$.

В первую очередь, в наблюдениях определяются компоненты собственного движения пульсаров (μ_l, μ_b) или верхние пределы для них. Расстояния же определяются по параллаксам π , с относительной погрешностью в среднем $\sim 20\%$ [107], или мере дисперсии, с погрешностью $\sim 30\%$ [67]. В последнем случае, они оказываются модельно-зависимыми; в дальнейшей работе были рассмотрены только пульсары с измеренными параллаксами.

Основной проблемой в изучении кинематики пульсаров является определение их радиальных скоростей, являющихся проекцией полных скоростей на луч зрения, которые можно описать двумя способами, при исходном представлении об изотропии их распределения. А именно, с помощью одномодальной функции, полученной в работе [47] при анализе собственных движений выборки 233 пульсаров, или бимодального распределения, полученного в [64] путем моделирования и сравнения с данными радиообзоров. В то же время, было показано [57], что в эволюционных сценариях невозможно провести выбор из этих вариантов. Таким образом, в задаче моделирования выбор того или иного распределения не столь существенен – здесь используется распределение из [64] для пекулярной компоненты радиальной скорости пульсара.

Как и в работе [54], собственные движения пульсаров предполагаются распределенными по нормальным законам $N(\mu_l, \sigma_{\mu_l}^2)$ и $N(\mu_b, \sigma_{\mu_b}^2)$, где средние и дисперсии есть измеренные угловые скорости движений и квадраты их ошибок, соответственно. Распределение расстояний до объектов имеет аналогичную форму $N(d, \sigma_d^2)$. Отсюда получается из формул (3.1) и (3.2) распределения $p_r(\mathbf{r}_0)$ и $p_v(\mathbf{V}_0)$ для \mathbf{r}_0 и \mathbf{V}_0 . На основании последних, методом Монте-Карло симулируется набор траекторий пульсаров и определяются области их локализации в моменты $t_0 - \tau_{ch}$, где t_0 - современная эпоха, а τ_{ch} - характеристический возраст.

Исходя из того, что размеры областей распада двойных систем в которые входили пульсары должны быть близки к размерам боксов ошибок рентгеновских и гамма источников [108] и, учитывая неопределенность начальных координат пульсаров, найденных по их траектории, были оценены верхние границы возрастов изучаемых объектов. При размере боксов ошибок гамма и рентгеновских источников в несколько градусов, эти пределы близки к миллиону лет. На основании этого соображения, были отобраны 16 одиночных радиопульсаров из базы данных ATNF¹, с измеренными собственными движениями и параллаксами. Моделируя распределение пространственных скоростей пульсаров и решая уравнение (2.1) их движения в потенциале Галактики, были построены для каждого пульсара по 100 000 траекторий (где начальные их координаты определялись как указано в предыдущем разделе), которые прослеживались в прошлое до момента времени, соответствующего современной оценке характеристического возраста. Распределение конечных точек этих траекторий определяет в пространстве

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

область, где произошел предполагаемый распад системы и где возможно расположена ЧД. На Рисунке 3.1 приведены области локализации с контурами, соответствующими уровням 1, 2 и 3- σ , для четырех самых молодых пульсаров из 16 (J0139+5814, J0922+0638, J0358+5413 и J1935+1616), чьи параметры (координаты, собственные движения, расстояния и возраста) приведены в Таблице 3.1.

Пульсар	Координаты J2000 (α, δ)	Собственное движение $\mu''_{\alpha}, \mu''_{\delta}$ (mas год ⁻¹)	Расстояние (пк)	Возраст (годы)
J0139+5814	01 39 19.7401	-19.11(0.07)	2600(300)	403 000
	+58 14 31.819	-16.60(0.07)		
J0922+0638	09 22 14.022	18.8(0.9)	1100(200)	497 000
	+06 38 23.30	86.4(0.7)		
J0358+5413	03 58 53.71650	9.20(0.18)	1000(200)	564 000
	+54 13 13.7273	8.17(0.39)		
J1935+1616	19 35 47.8259	1.13(0.13)	3700(1300)	947 000
	+16 16 39.986	-16.09(0.15)		

Table 3.1: Параметры пульсаров с минимальными возрастами, в областях вероятного рождения которых проводился поиска кандидатов в ЧД

Для этих четырех пульсаров, площади вероятной локализации областей распада двойных систем составили от одного до 16 квадратных градусов. В остальных случаях эти площади оказались на порядок больше и далее области рождения соответствующих пульсаров не рассматривались. В следующем разделе проводится поиск пекулярных кандидатов в черные дыры в областях рождения указанных четырех пульсаров.

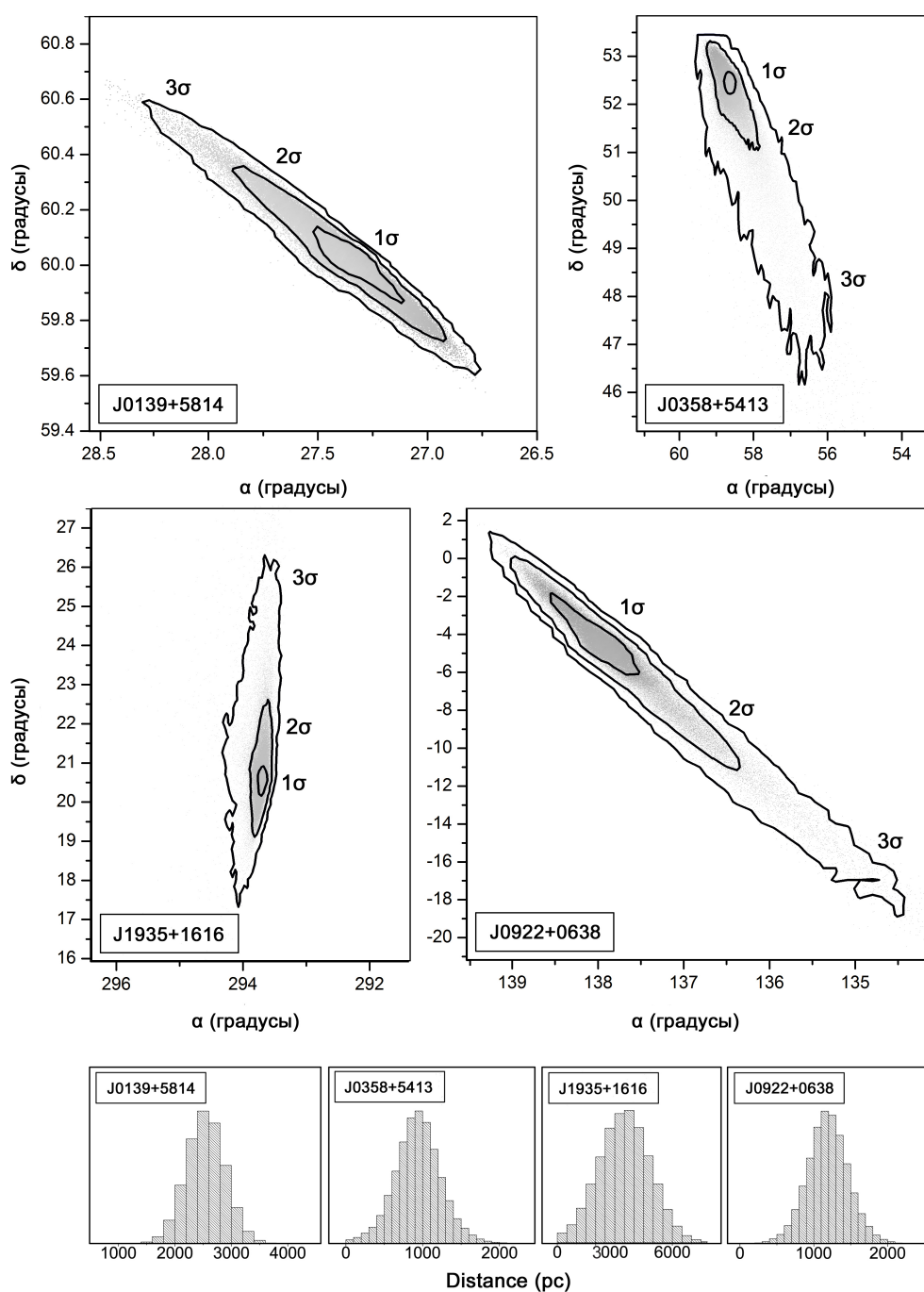


Figure 3.1: Сверху: проекции на небесную сферу областей рождения пульсаров J0139+5814, J0358+5413, J1935+1616 и J0922+0638, где проводился поиск кандидатов в ЧД. Координаты приведены в градусах. Серые точки представляют собой конечные точки смоделированных траекторий движения пульсаров, соответствующие их характеристическим возрастам. Контурсы 1, 2 и 3- σ выделены черным. Снизу: гистограммы распределений конечных точек траекторий по расстоянию от Земли в парсеках (радиальная локализация области).

3.3 Выделение оптических объектов - кандидатов в ЧД

3.3.1 Пекулярные оптические объекты в областях вероятного рождения пульсаров

На первом этапе, согласно сформулированным выше критериям, в областях вероятного рождения пульсаров, ограниченных контурами 3σ на Рисунке 3.1, с помощью базы Aladin [108] были отобраны 59 белых карликов и голубых объектов (с показателями цвета $B - V < 0$) [109]. Именно такого типа объекты без линий в спектре наблюдались в эксперименте МАНИЯ.

На втором этапе в этих же областях выделялись оптические источники, попадающие в зоны пересечения боксов ошибок координат гамма, рентгеновских и радиоисточников. Для этого из каталогов ROSAT², FERMI³, XMM-Newton⁴, FIRST⁵ были отобраны 5 гамма-источников (не гамма-всплесков), 258 рентгеновских источников и 1896 радиоисточников. В частности, в область рождения J0139+5814 попало 3 рентгеновских источника и 19 радиоисточников, в область J0922+0638 - 87 рентгеновских, 257 радио и 2 гамма источника, в область J0358+5413 - 98 рентгеновских и 885 радиоисточников, а в область J1935+1616 - 3 гамма, 70 рентгеновских и 737 радиоисточников. Их кросс-отождествление в пределах эллипсов позиционных ошибок, которые являлись минимальными для рентгеновских источников и составили $\sim 25''$ для уровня ошибки 1σ , привело к 57 совпадениям рентгеновских и радиообъектов. Сорок пять из них оказались квазарами, звездами, или галактиками [110]. В итоге были выделены 12 областей с размерами $\sim 10'' - 20''$ где разница координат радио и рентгеновских источников не превышает ошибок определения их положений. В эти области попали 35 оптических объектов из баз данных SDSS⁶, DSS⁷, CDS⁸. Таким образом, была сформирована для дальнейших исследований выборка из 94 оптических объектов, 59 из которых были отобраны по цветам, 35 - из боксов ошибок координат рентгеновских источников.

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/rosat.html>

³<https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

⁴<https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton>

⁵<http://sundog.stsci.edu/>

⁶<https://www.sdss.org/>

⁷<https://irsa.ipac.caltech.edu/data/DSS/>

⁸<http://cdsportal.u-strasbg.fr/>

3.3.2 Анализ свойств отобранных объектов

Были проанализированы следующие свойства этих 94 объектов выборки.

1. *Морфология:* В ходе анализа было обнаружено 5 неидентифицированных протяженных объектов, присутствующих только на одном снимке, которые, по-видимому, являются артефактами; они были исключены из дальнейшего рассмотрения.
2. *Кинематика:* У 6 объектов собственное движение отсутствует (на уровне $\mu < 0.6, 0.61, 3.0, 1.3, 0.88$ и 1.9 mas год^{-1}) [21]. Поскольку его обнаружение является прямым свидетельством галактической локализации объекта, то эти 6 кандидатов были исключены из дальнейшего анализа.
3. *Расстояния:* Данные о параллаксах GAIA приводят к оценкам расстояния для 10 объектов более 2525 пк, 2389 пк и 9415 пк, что для пульсаров J0922+0638, J0358+5413 и J1935+1616 является верхним пределом для смоделированных областей рождения. Если бы эти объекты были ЧД, их блеск был бы слабее 25^m [2]; по этой причине они были исключены из выборки.
4. *Спектральные характеристики:* четыре объекта обладают линейчатыми спектрами (1 звезда, 3 квазара) [110] и также исключаются из списка.
5. *Фотометрия:* Для 57 объектов доступны данные среднеполосной фотометрии (до ~ 10 полос [110]). Они были использованы для фитирования планковскими кривыми с помощью программы VOSpec. Точность этой подгонки оказалась достаточна ($\sim 10\%$) для того, чтобы отнести спектры этих объектов к тепловым; они были исключены из дальнейшего рассмотрения.

В конечном итоге выборка сократилось до 12 объектов, причем у трех из них отсутствуют данные о расстоянии и дальнейший анализ в рамках данной работы не проводился. Девять оставшихся кандидатов – в основном слабые источники 19-21 величины, находящиеся на расстоянии до примерно 500 пк. Сравнение их блеска с теоретическими предсказаниями для ЧД проводится в следующем разделе.

Для 48 объектов из 94 упомянутых выше определены SDSS цвета, они приведены на Рисунке 3.2. Таким образом, объекты этой выборки четко

разделяются на две категории: 20 из них попадают в категорию обычных звезд (их спектры оказались планковскими, см. выше), а 28 - в область белых карликов и квазаров [111, 112]. Отметим, что у 5 из 9 итоговых кандидатов, цвета $(i - z) - (r - i)$ локализованы в последней, где, однако, нельзя установить, являются ли их спектры тепловыми или нетепловыми, с учетом точности определения цветов.

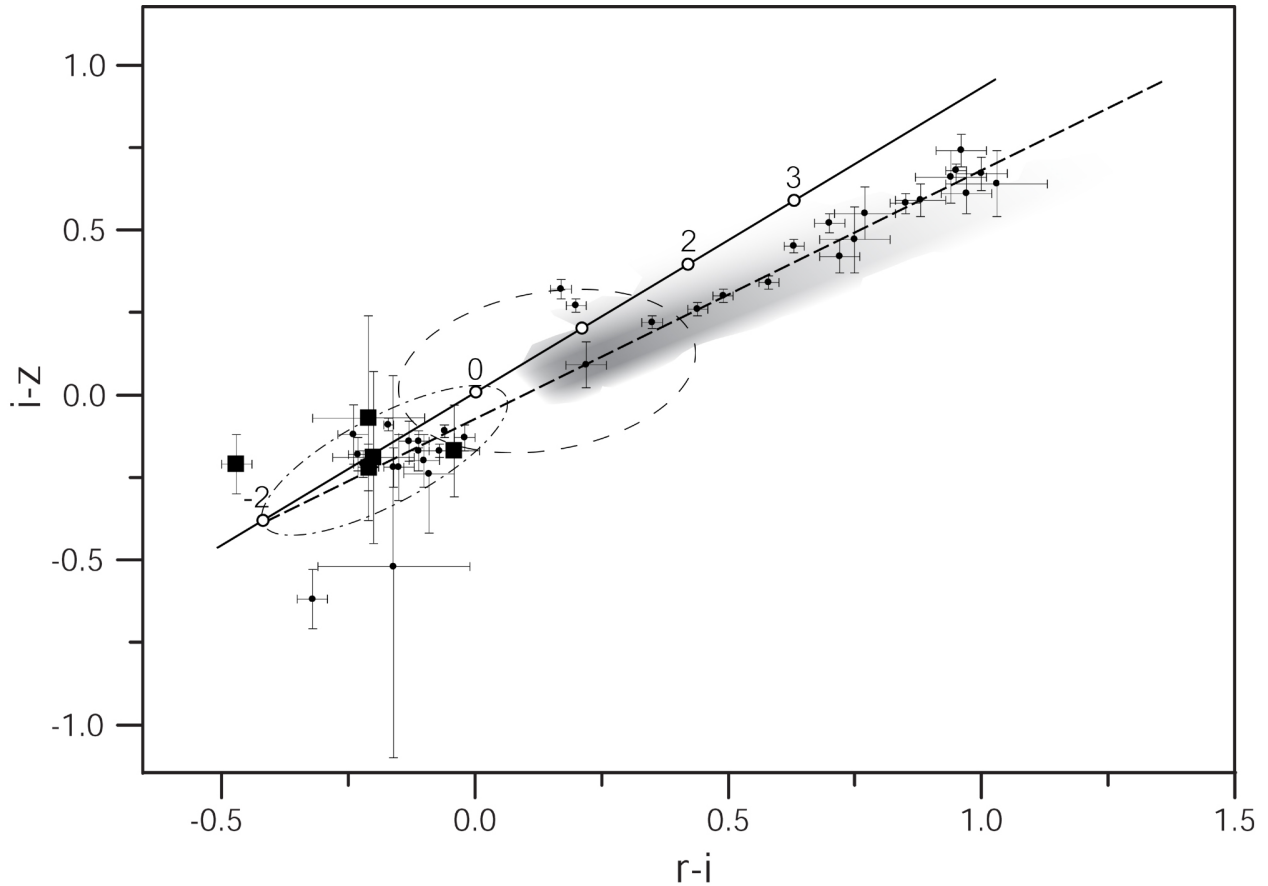


Figure 3.2: Диаграмма цвет-цвет для объектов выборки с доступными измерениями в базе данных SDSS. Затемненная область обозначает место положения обычных звезд, определенное по звездам фона в рассматриваемых областях. Штриховый эллипс соответствует локализации квазаров на диаграмме, а штрих-пунктирный эллипс - белых карликов. Сплошная и пунктирная диагональные линии показывают положения источников со степенными и чернотельными спектрами соответственно. Данные SDSS доступны для пяти из девяти объектов итоговой выборки (см. ниже) - они отмечены квадратами.

Глава 4. Анализ наблюдательных проявлений кандидатов в ЧД

4.1 Сопоставление наблюдаемых характеристик выделенных объектов с их теоретическими оценками

4.1.1 Определение допустимых значений масс и скоростей гипотетических черных дыр проявляющихся как отобранные объекты

Поскольку теоретические представления о светимости ореолов вокруг одиночных ЧД основываются на моделях сферической аккреции [13, 4], ее оценки, с одной стороны, определяются параметрами межзвездной среды в области локализации объекта (а именно, плотностью и температурой), а с другой стороны, массой и скоростью движения самой ЧД. Большинство одиночных ЧД звездных масс образовались в двойных системах [1]. Это обстоятельство определяет их массы и скорости после распада этих систем. Исходя из этого, мы оцениваем теоретический блеск отобранных 9 объектов и сравниваем его с наблюдаемым.

На основании классических соображений об аккреционных механизмах [9, 4], формулу для теоретической светимости одиночной ЧД со сферической аккрецией, с помощью которой она была оценена для девяти кандидатов, можно записать в виде [2]:

$$L = 9.6 \times 10^{33} M_{10}^3 n^2 (V^2 + c_s^2)_{16}^{-3} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (4.1)$$

где M_{10} – масса ЧД в единицах $10M_{\odot}$, n – плотность среды в единицах см^{-3} , а V и c_s – полная пространственная скорость ЧД и скорость звука, нормированные на 16 км/с. Оптическая светимость в полосе V составляет примерно 20% от полной [2]. Это выражение с точностью до численного коэффициента впервые было получено

Шварцманом [4] в предположении о максимальной скорости аккреции Бонди-Хойла [9] (здесь коэффициент эффективности аккреции α лежит в диапазоне 1–2). В многочисленных работах на основании отсутствия проявлений в радио и рентгеновском диапазонах популяций одиночных аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр делается вывод о низкой эффективности собственно аккреции (см., например, [113, 27, 28]). На наш взгляд это заключение скорее обусловлено достаточно специфическими предположениями о механизмах конверсии энергии аккреционного потока в излучение, связанных с его плотностью, величиной и изменениями магнитного поля, степенью изотропности и т.д. В то же время при низких темпах аккреции и сферическом ее характере можно положить скорость аккреции максимальной и получить при физически обоснованных представлениях об изменении параметров потока плазмы характеристики его излучения. Все это было проделано в [2], на этой работе и основывается наш анализ. Отметим, что для светимости были получены такие же выражения в [16] и [14], но с численными множителями в несколько раз меньшими, что обусловлено использованием в [2] детальной модели нагрева электронов, учитывающей влияние на этот процесс магнитного поля.

Пользуясь стандартными соотношениями для светимости, звездной величины и модуля расстояния, мы получили для ЧД связь массы и скорости при указанных выше параметрах межзвездной среды и видимой звездной величины m объекта на расстоянии D_{10} в единицах 10 пк:

$$M = 55.44 \times 10^{-(2/15)m} D_{10}^{2/3} n^{-2/3} (V^2 + c_s^2)_{16}. \quad (4.2)$$

Значения величин входящих в (4.2), с учетом их точности, определяют на плоскости MV область, где теоретический блеск кандидата согласуется с наблюдаемым. Другими словами, ошибки расстояний, плотности и блеска задают ширину этой области.

Для определения n были использованы эмпирические зависимости $E_{g-r}(\mu)$ между покраснением E_{g-r} и модулем расстояния μ для различных направлений, полученные по данным трехмерной карты распределения вещества в Галактике [7]. Поскольку $N_H = 6.86 \times 10^{21} E_{B-V}$ [114] и $E_{B-V} = 0.884 E_{g-r}$ [7], то для столбцовой плотности водорода имеем $N_H = f(\mu) = 6.06 \times 10^{21} E_{g-r}(\mu)$. Дифференцируя эту функцию и учитывая связь между D и модулем расстояния $\mu = 5 \lg(\frac{D}{10})$, получаем локальную плотность среды n в области расположения объекта:

$$n = \frac{dN_H}{dD} = 6.06 \times 10^{21} \frac{dE_{g-r}(\mu)}{dD(\mu)} = 1.3 \times 10^{21} \times 10^{-\mu/5} \frac{dE_{g-r}(\mu)}{d\mu}. \quad (4.3)$$

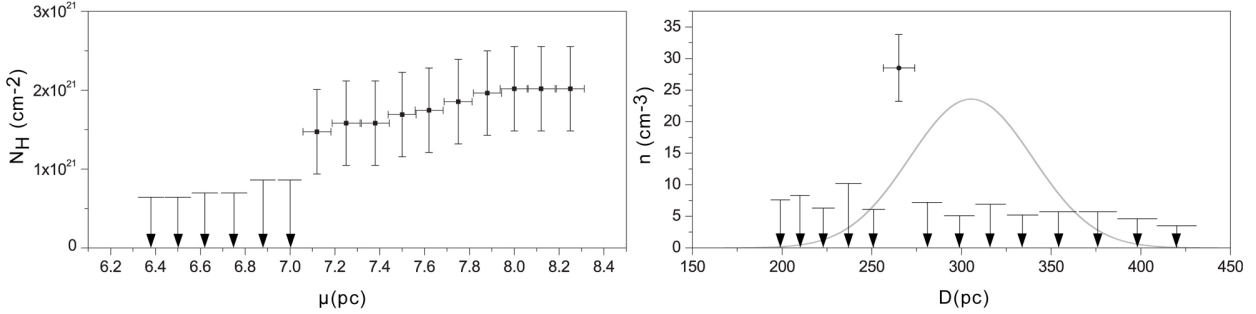


Figure 4.1: Слева: пример распределения столбцовой плотности N_H в зависимости от модуля расстояния μ для одного из кандидатов (J193415.78+190004.2). Ошибки соответствуют уровню 1σ согласно распределению [7]. Верхние пределы показаны стрелками и соответствуют доверительной вероятности 99%. Справа: Оценка плотности межзвездной среды n в зависимости от расстояния D . Гауссиана показывает распределение оценок расстояний до объекта

Рисунок 4.1 иллюстрирует эту процедуру на примере одного из объектов (J193415.78+190004.2). На левой панели представлена зависимость столбцовой плотности от модуля расстояния из [7] в направлении на этот объект. На правой панели приведена финальная зависимость плотности от расстояния до него. Измеренные значения n для каждого объекта приведены в Таблице 4.1. Поскольку неопределенность расстояний до объекта достаточно велика, точное значение плотности в его окрестности найти невозможно. Для ее оценки мы использовали средневзвешенное значение в диапазоне возможных расстояний, определяемых погрешностью их измерений. Для этой оценки мы имеем $\bar{n} \in [\bar{n}_{min}, \bar{n}_{max}]$ при $\bar{n}_{min} = \frac{\sum wn}{\sum w}$ и $\bar{n}_{max} = \frac{\sum wn + \sum wn_0}{\sum w}$, где n - индивидуальные значения плотности, w - их вероятность, а n_0 - оценка верхней границы плотности.

Поскольку для каждого объекта измерена только трансверсальная компонента его полной скорости, это величина является минимальной для нее и ограничивает область допустимых значений V на плоскости MV. Причем $V > V_{tr} = 4.74\mu''D$, где V_{tr} - поперечная скорость, полученная из наблюдаемого собственного движения $\mu'' = \sqrt{\mu''_\alpha{}^2 + \mu''_\delta{}^2}$ (где μ''_α и μ''_δ - компоненты вдоль координат α и δ).

Наконец, оценим последний параметр, входящий в соотношение (4.1) - локальную скорость звука c_s . Эта величина определялась по стандартной

Объект	$\mu''_{\alpha}, \mu''_{\delta}$ mas yr ⁻¹	D pc	\bar{n} cm ⁻³	V_{tr} km s ⁻¹	m
J035738.16+525934.4	2.56±0.88, 6.58±0.69	392±70	≤ 4.0	13±3	19.3±0.4
J035757.63+525928.7	-12.5±1.5, 2.6±1.1	377±100	≤ 2.9	23±7	19.6±0.6
J035717.10+511525.4	0.88±0.51, -1.8±0.35	571±70	≤ 2.8	5±1	18.6±0.3
J035239.08+513344.1	18.9±0.5, -26.1±0.4	210±10	7.2±5.4	32±2	18.7±0.1
J193559.98+205305.7	7.4±0.7, 2.7±0.8	466±120	4.8±1.7	17±5	19.7±0.6
J193433.81+203117.1	15.7±0.3, -36.1±0.4	290±20	6.4±3.0	54±4	18.8±0.2
J193415.78+190004.2	0.5±1.2, -41.7±1.7	305±100	3.5±2.4	60±20	20.5±0.8
J034803.12+505358.7	-1.97±1.13, -7.59±0.92	448±200	2.4±1.4	17±8	20.5±1.2
J090946.77-062229.8	5.7±0.9, -21.4±0.8	507±100	≤ 0.9	53±10	18.6±0.5

Table 4.1: Параметры и их погрешности для 9 отобранных кандидатов. Приводятся собственные движения μ''_{α} , μ''_{δ} , расстояния D , средневзвешенные плотности \bar{n} , поперечные скорости V_{tr} , видимые величины m .

формуле $c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{m_p}}$, где m_p - масса протона, γ - показатель адиабаты водорода. Температура T находилась из эмпирической зависимости $T(n)$ [8] (Рисунок 4.2), а интервал ее значений определялся интервалом значений плотности $\bar{n}_{min}, \bar{n}_{max}$. Набор вышеописанных параметров для каждого объекта приведен в Таблице 4.1.

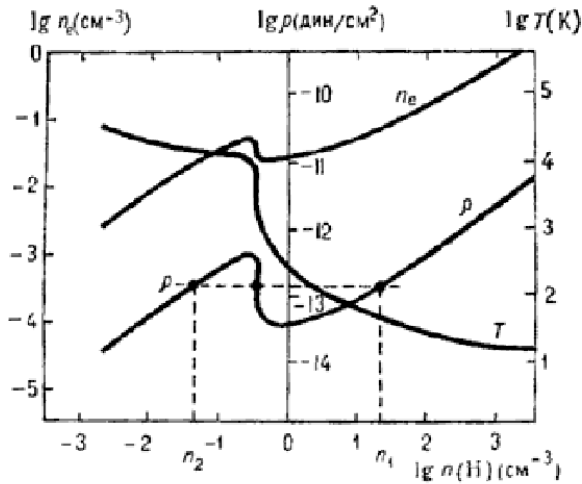


Figure 4.2: Эмпирическая зависимость температуры межзвездной среды от ее плотности [8], используемая для вычисления скорости звука.

На Рисунке 4.3 приведены области вероятной локализации скоростей и масс отобранных 9 объектов, границы которых определены согласно соотношению (4.1) с использованием интервалов значений этих характеристик из Таблицы 4.1.

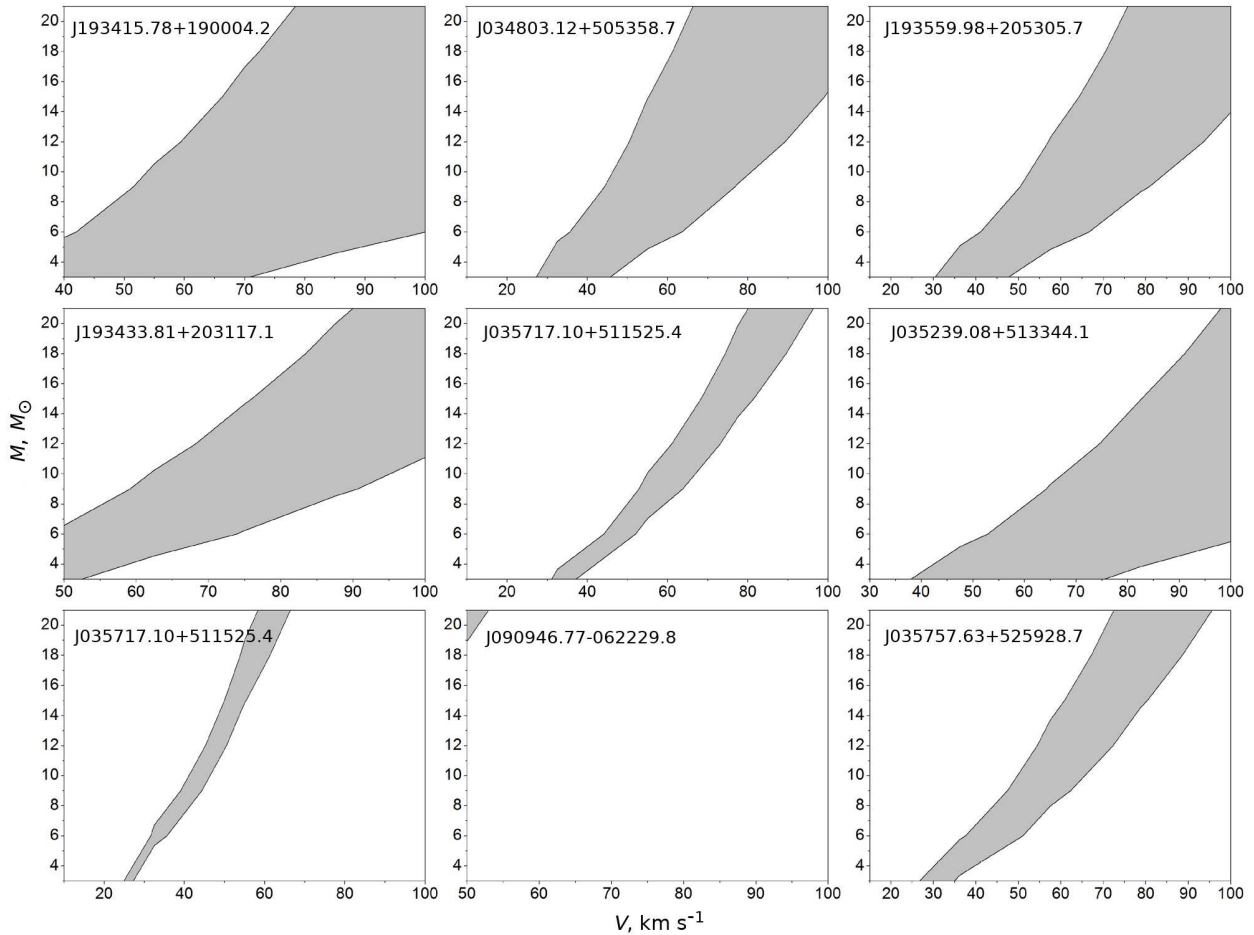


Figure 4.3: Области вероятной локализации скоростей и масс отобранных 9 объектов.

4.1.2 Оценка вероятности того, что отобранные кандидаты являются ЧД звездных масс

Итак, для 9 кандидатов были получены области совокупности пар значений скорости и массы гипотетических ЧД, соответствующие их наблюдаемым характеристикам (см. Рисунок 4.3). Теперь надо оценить вероятности локализации этих значений в рамках существующих моделей рождения и эволюции изолированных ЧД. Как уже было упомянуто выше, большинство ЧД рождены в распавшихся двойных системах. На формирование распавшихся компонентов этих двойных систем будет влиять предыдущий эволюционный процесс – импульс, полученный при коллапсе и/или распаде двойной системы. Современные эволюционные сценарии для одиночных ЧД подробно обсуждаются в [1] и мы воспользуемся результатами этой работы. Авторы показывают, что наибольшее число одиночных ЧД из распавшихся двойных систем образуется при солнечной металличности. Стандартная

модель эволюции населения диска в Галактике обладает солнечной металличностью, изотропным распределением начальных импульсов и начальными скоростями для компактных объектов из максвелловского распределения с $\sigma = 265 \text{ км с}^{-1}$ [47].

Такая модель дает для скоростей распределение двойственного вида: медленные ЧД, с пиком на низких скоростях (сформировавшиеся без начального импульса из-за массивного обратного выпадения или при прямом коллапсе) и быстрые ЧД, с более широким крылом на высоких скоростях (ЧД без сильного обратного выпадения). Оно показано на Рисунке 4.4, слева.

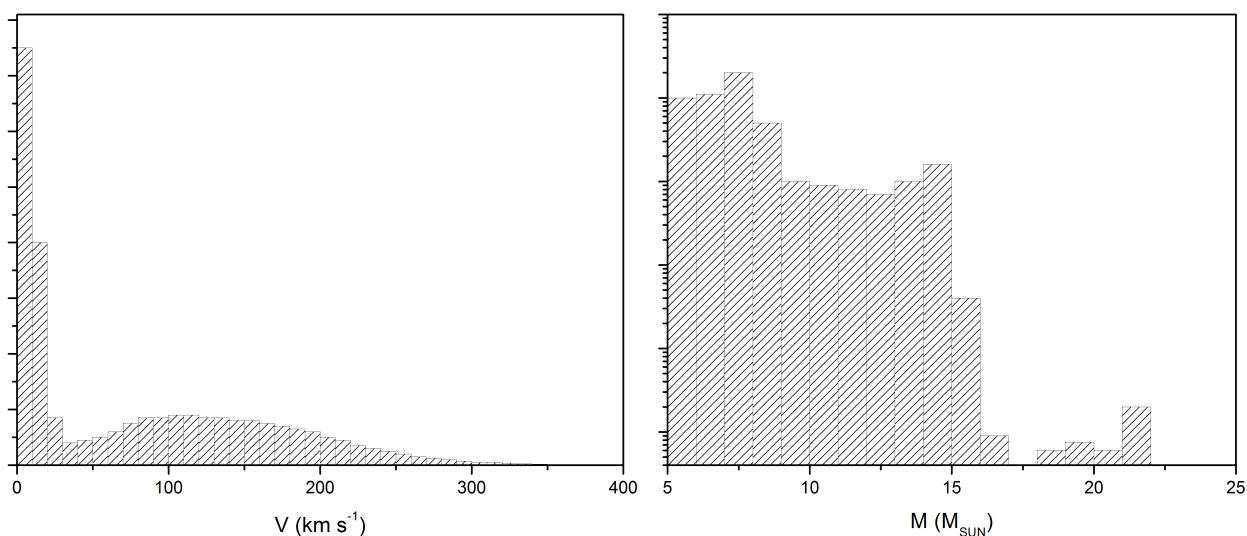


Figure 4.4: Распределение скоростей и масс одиночных черных дыр, родившихся в двойных системах, в стандартной модели эволюции населения диска Галактики [1].

Распределение масс (Рисунок 4.4, справа) имеет основной пик на $\sim 7 - 8M_{\odot}$ (ЧД, образовавшиеся при коллапсе звезд $\sim 20 - 35M_{\odot}$), вторичный, меньший пик на $\sim 15M_{\odot}$ (ЧД, сформировавшиеся из самых массивных звезд, теряющих часть своей массы в виде звездного ветра) и третий, самый маленький пик на $\sim 22M_{\odot}$ (результат взаимодействия двойных).

Конвертируя эти независимые распределения в распределения вероятностей и перемножая их, получаем двумерное поле, показывающее области наиболее вероятных значений M и V для одиночных ЧД, образовавшихся в двойных системах - оно представлено на Рисунке 4.5. Как видно из рисунка, ярко выраженный пик приходится на $V \sim 10 \text{ км с}^{-1}$ при массе $\sim 7.5M_{\odot}$, с менее выраженными протяженными "крыльями" на тех же значениях и практически нулевыми вероятностями по остальному полю.

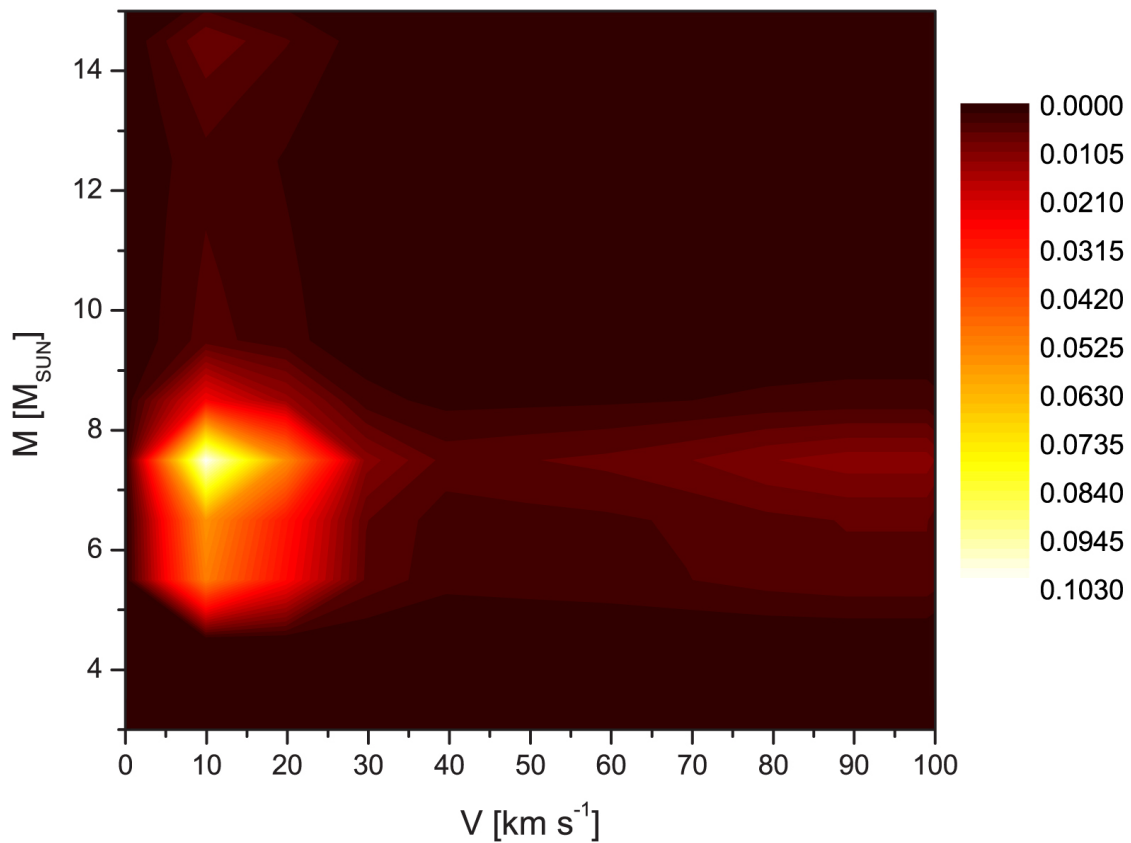


Figure 4.5: Двумерное распределение наиболее вероятных значений масс M и скоростей V для одиночных ЧД, рожденных в распавшихся двойных системах. Вероятности показаны градацией цвета.

Это двумерное распределение MV было использовано для оценки полной вероятности того, что отобранные кандидаты являются ЧД. Для этого на него были наложены области, полученные выше для каждого из кандидатов (см. Рисунок 4.3). Интегрируя плотность двумерной вероятности MV в пределах этих областей, получаем полную вероятность P того, что объект является ЧД. Для наглядности, эта процедура представлена на Рисунке 4.6, где показаны найденные области для 9 кандидатов совмещенные с плоскостью MV .

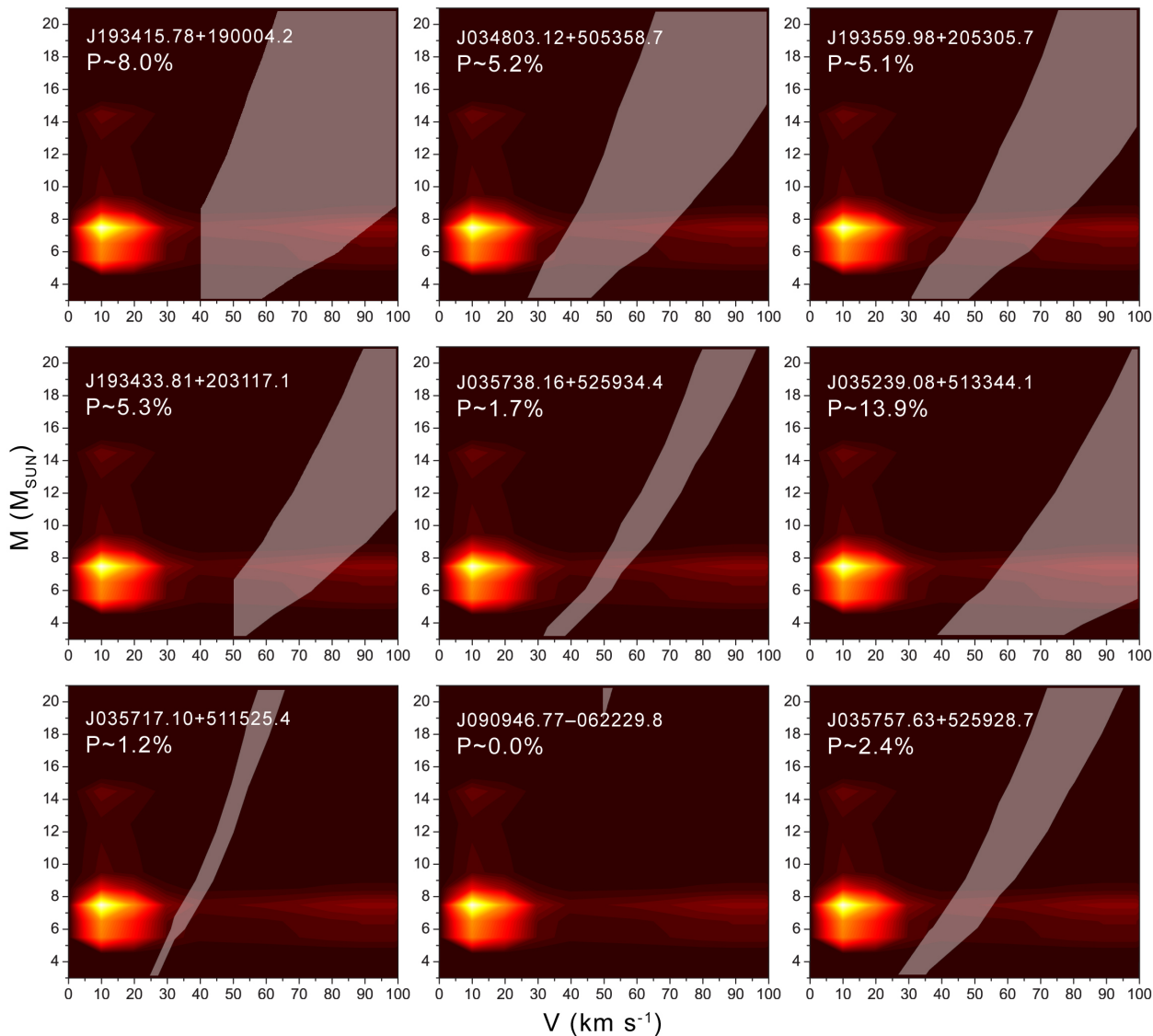


Figure 4.6: Диапазоны (полосы) масс M и скоростей V для девяти кандидатов, при которых наблюдаемые параметры согласуются с модельными. Слева полосы ограничены минимальными значениями скоростей, соответствующими наблюдаемой поперечной скорости V_{tr} каждого объекта. Вероятности того, что кандидат является ЧД, указаны в левом верхнем углу каждой панели.

Из девяти отобранных кандидатов, 8 показали вероятности P от 1.2% до 13.9%. Один объект мы исключаем из дальнейшего рассмотрения, так как его блеск не совпадает с теоретическим ни при одном наборе параметров. Для оценки полной вероятности получить среди оставшихся 8 кандидатов хотя бы одну ЧД, было использовано выражение

$$P = 1 - \prod_{i=1}^8 (1 - p_i) = 36\%. \quad (4.4)$$

Таким образом упомянутая вероятность составляет примерно 36%.

4.2 Заключение

Проведенный анализ показывает, что среди изученных объектов с достаточно высокой вероятностью (36%) может присутствовать хотя бы одна ЧД звездных масс. Для установления этого факта необходимы наблюдения в двух направлениях. Первое - многополосная фотометрия позволит определить характер их континуума и в случае его нетепловой природы послужит серьезным аргументом в пользу аккреционного происхождения излучения этих объектов. Второе - наконец, наблюдения с высоким временным разрешением вплоть до $10^{-5} - 10^{-6}$ секунды позволит либо обнаружить переменность в этом диапазоне, являющуюся признаком фрагментированной аккреции на ЧД, либо установить верхний предел на интенсивность такой компоненты излучения. В случае их обнаружения, характеристики такого рода вспышек позволят исследовать пространство в непосредственной окрестности вблизи горизонта событий. Необходимо отметить, что даже отсутствие коротких вспышек при нетепловой природе спектра, установленной при многополосной фотометрии, не будет служить аргументом для отвержения предположения об отождествлении этих объектов с ЧД. Сам по себе этот факт у объектов ближайшей к Солнцу окрестности является достаточным основанием для детального исследования - поиска переменности, поиска поляризации, детальной спектроскопии.

В данной главе поиск ЧД был проведен в выделенных областях, где вероятность их нахождения повышена. Места вероятного рождения пульсаров (места распада двойных систем в которых они состояли) не являются единственными подобными зонами, где поиск ЧД звездных масс целесообразен. Еще один тип выделенных областей - места повышенной

плотности межзвездной среды, где светимость потенциальных ЧД будет выше и, следовательно, обнаружить такие ЧД будет легче.

Однако данная методика не ограничивается специфическими выделенными областями и может быть расширена на любую точку пространства для поиска одиночных ЧД звездных масс по всему небу. Результаты Глав 3 и 4 представлены нами в работах [115, 116, 117, 118, 119].

Глава 5. Возможность прямого детектирования излучения ЧД MOA-191/OGLE-0462

5.1 Введение

В предыдущих главах была рассмотрена возможность ограничить области поиска одиночных черных дыр звездных масс и провести анализ там, где вероятность их обнаружение заведомо высока - в зонах распада массивных двойных систем. Еще один тип зоны с высокой вероятностью нахождения ЧД - это окрестности событий микролинзирования. Астрометрическое микролинзирование является единственным методом, позволяющим получить прямую оценку массы вероятной одиночной ЧД (напомним, что единственным прямым свидетельством обнаружения именно эйнштейновской черной дыры является обладание массивного компактного объекта-кандидата горизонтом событий). Как показало моделирование в [32], этот метод реализуем в наблюдениях, результаты которых, в частности, приводятся в [120, 6]. И если в первом исследовании компактный объект-линза может быть как черной дырой, так и нейтронной звездой, то оценка массы ($7.1 \pm 1.3M_{\odot}$) и ограничения на светимость линзы в [6] не оставляют сомнений в том, что объект-линза MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 вероятно является черной дырой. Однако, как мы неоднократно подчеркивали [2], лишь обнаружение наблюдательных проявлений горизонта событий станет окончательным аргументом для отождествления исследуемого объекта с черной дырой. В любом случае MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 является наилучшим кандидатом для поиска и исследования горизонта событий. С этой целью в этой главе мы оцениваем возможности существующих и проектируемых астрономических инструментов для решения этой задачи. В рамках модели сферической аккреции низкой интенсивности [9, 13, 4], основываясь на оценках параметров области локализации линзы, ее массы и скорости, получено спектральное распределение энергии

излучения аккрецирующего на ЧД вещества. При этом разделены его стационарный (суммарный) и вспышечный компоненты, которые сопоставлены с чувствительностью (реализованной и предполагаемой) телескопов различных диапазонов. Проведенный анализ показал, что нельзя исключить возможное обнаружение наблюдательных проявлений горизонта событий MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462.

5.2 Наблюдательные проявления гравитационной линзы MOA-11-191/OGLE-11-0462, вероятной черной дыры

В работе [6] с помощью космического телескопа Хаббл была проведена высокоточная астрометрия фоновой звезды-источника в ходе длительного события микролинзирования MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 (MOA-11-191/OGLE-11-0462). Снимки с Хаббла были получены для 8 эпох в течение шестилетнего интервала наблюдений и показывают явное релятивистское астрометрическое смещение видимого положения фоновой линзированной звезды. На основе этого результата, кривой блеска звезды и оценки ее параллакса была определена масса линзы ($7.1 \pm 1.3 M_{\odot}$) [6], существенно превышающая максимальные значения масс белых карликов и нейтронных звезд, расстояние (1.58 ± 0.18 кпк) и поперечная скорость, $\sim 45 \pm 5$ км с⁻¹. В следующем разделе эти оценки используются для определения светимости и спектра гравитационной линзы в предположении, что она является изолированной черной дырой.

5.2.1 Характеристики вероятной черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 и ее окружения

Теоретическому анализу наблюдательных проявлений изолированных черных дыр звездных масс в рамках модели сферической аккреции межзвездного газа посвящены работы [5, 2]. Выше мы использовали его результаты при поиске кандидатов в черные дыры - бывшие компаньоны пульсаров в распавшихся двойных системах. В дальнейшем используется аналогичный подход.

Согласно моделям сферической аккреции [13, 4], светимости L ореолов вокруг одиночных ЧД определяются массой и скоростью объекта, а также температурой и плотностью межзвездной среды в его окрестностях.

Согласно выражению (4.1), светимость можно представить в виде $L = 9.6 \times 10^{33} M_{10}^3 n^2 (V^2 + c_s^2)_{16}^{-3}$ эрг с^{-1} . Напомним, что здесь численный коэффициент в несколько раз превышает таковые в аналогичных выражениях из [16] и [14]. Это обусловлено использованием в [2] более детальной модели нагрева электронов, учитывающей влияние на этот процесс магнитного поля.

Как и в Главе 4, для определения плотности межзвездной среды в области локализации MOA-11-191/OGLE-11-0462 были использованы эмпирические зависимости $E_{g-r}(\mu)$, полученные по данным трехмерной карты распределения вещества в Галактике [7]. Здесь E_{g-r} – межзвездное покраснение, а μ – модуль расстояния. Плотность n есть производная столбцовой концентрации водорода N_H по расстоянию D . Используя зависимости $N_H = 6.86 \times 10^{21} E_{B-V}$ [114] и $E_{B-V} = 0.884 E_{g-r}$ [7], получаем $N_H = f(\mu) = 6.06 \times 10^{21} E_{g-r}(\mu)$. Дифференцируя эту функцию и учитывая связь $\mu = 5 \lg(\frac{D}{10})$, получаем выражение для локальной плотности межзвездной среды в виде $n = \frac{dN_H}{dD} = 1.3 \times 10^{21} \times 10^{-\mu/5} \frac{dE_{g-r}(\mu)}{d\mu}$.

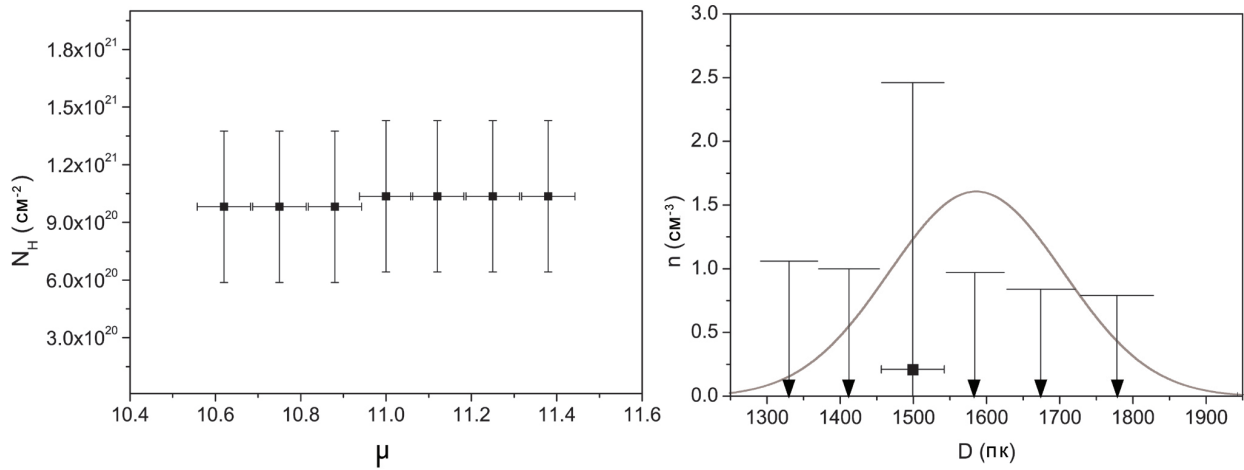


Figure 5.1: Слева: столбцовая концентрация N_H в зависимости от модуля расстояния μ для вероятной черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462. Ошибки соответствуют уровню 1σ согласно распределению [7]. Справа: зависимость плотности межзвездной среды n от расстояния в направлении на линзу при его оценке до нее в 1.58 ± 0.18 кпк (линия показывает нормальное распределение этой величины). Стрелками показаны верхние пределы, соответствующие доверительной вероятности 99%.

На Рисунке 5.1 показана зависимость плотности межзвездной среды из соотношения (4.3) вблизи MOA-11-191/OGLE-11-0462. В качестве ее локальной оценки используется средневзвешенное значение $\bar{n} = 0.7 \pm 0.4$ в диапазоне возможных расстояний 1.58 ± 0.18 кпк, а именно, $\bar{n} \in [\bar{n}_{min}, \bar{n}_{max}]$, где $\bar{n}_{min} = \frac{\sum wn}{\sum w}$ и $\bar{n}_{max} = \frac{\sum wn + \sum wn_0}{\sum w}$. Здесь n - индивидуальные значения плотности, w - их вероятность из нормального распределения на

Рисунке 5.1, а n_0 - оценка верхней границы плотности.

Скорость звука в окрестности ЧД определялась аналогично процедуре, описанной в Главе 4. Поперечная скорость V_{tr} , полученная из наблюдаемого собственного движения [6], является оценкой ее минимальной полной скорости и ограничивает область допустимых значений V снизу, т.е. $V > V_{tr}$.

5.2.2 Светимость и спектр вероятной черной дыры - гравитационной линзы MOA-11-191/OGLE-11-0462

Звездные величины линзированного объекта вне интервала возрастания блеска составляют $m_V = 21.946 \pm 0.014$ в фильтре V и $m_I = 19.581 \pm 0.012$ в фильтре I [6]. Излучение линзы не обнаружилось даже по данным последней эпохи наблюдений (6.1 лет после максимума), когда угловое расстояние между линзой и источником было ~ 42.6 миллисекунд дуги. Исходя из этого, авторы [6] оценивают верхний предел для яркости линзы на уровне 1% от потока линзированного источника, т.е. звездная величина линзы в V-полосе меньше $m_V + 5^m \simeq 27^m$ (телескоп Хаббл при часовой экспозиции способен регистрировать источники с блеском вплоть до $V = 27.9^m$ [121], т.е. при достаточном смещении линзы от источника его чувствительность может оказаться достаточной для детектирования объекта).

В соответствии с вычислениями, описанными выше, оценка плотности межзвездной среды в месте локализации ЧД лежит в интервале от 0.06 до 1.3 см^{-3} , а температуры - от 200 К до 12500 К, что дает скорость звука в интервале от ~ 1.5 до $\sim 12 \text{ км с}^{-1}$. Поглощение $A_V \sim 3.1 E_{B-V}$ для объекта, вычисленное по данным карты распределения вещества [7] с учетом вышеуказанных преобразований, составляет $0.62_{-0.06}^{+0.32}$, где ошибки соответствуют ошибкам расстояния 1.58 ± 0.18 кпк.

Наибольший вклад в неопределенность m_V дают скорость $V \in [40, 100]$ и плотность $n \in [0.06, 1.3]$. Разброс видимых величин при варьировании этих параметров в указанных диапазонах составляет $\sim 6^m$ и $\sim 6.5^m$, соответственно (Рисунок 5.2). Масса ЧД имеет меньшее влияние: разброс m_V составляет $\sim 1.2^m$ для интервала масс от 5.8 до $8.4 M_\odot$. Еще меньше влияют на результат неопределенности расстояния и температуры: разброс для них составляет $\sim 0.5^m$ и $\sim 0.3^m$.

Как видно из Рисунка 5.2, наиболее ярким объект будет при высокой плотности окружающей среды и низкой скорости: оценки

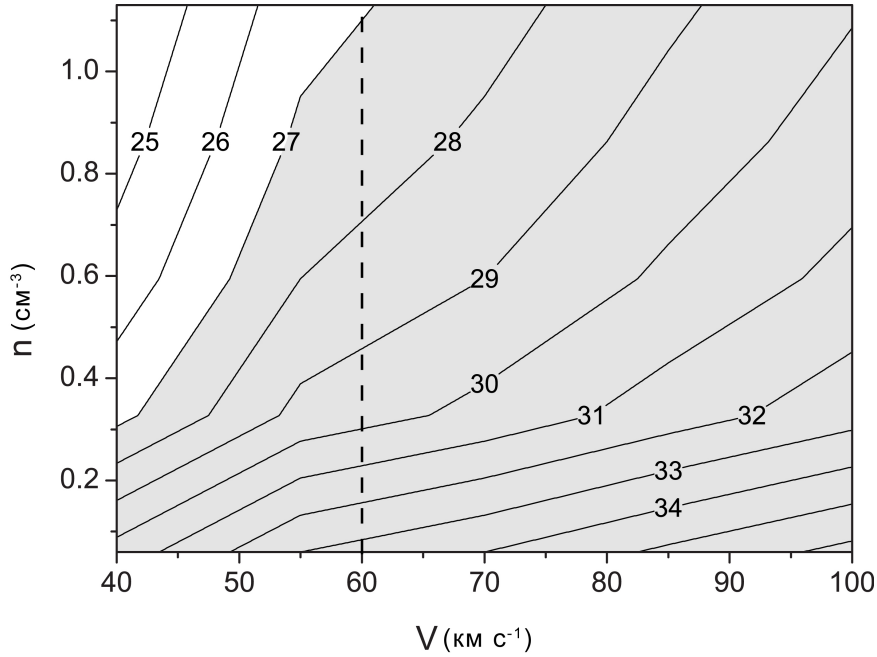


Figure 5.2: Оценка видимых величин m_V MOA-11-191/OGLE-11-0462 (полосы с соответствующими значениями) для плотности межзвездной среды $n \in [0.06, 1.3] \text{ см}^{-3}$ и полной скорости $V \in [40, 100] \text{ км с}^{-1}$. Серая область показывает зону величин слабее 27^m , что соответствует приблизительной оценке m_V снизу [6]. При скорости $V \gtrsim 60 \text{ км с}^{-1}$ (вертикальная линия) эта оценка выполняется почти для всего диапазона n .

яркости превышают в этом случае допустимый предел по видимой величине, полученный из данных [6]. Наше моделирование показало, что предел выполняется при более низкой плотности и/или более высокой скорости. Начиная со значения скорости $\sim 60 \text{ км с}^{-1}$, предел выполняется приблизительно для всего диапазона допустимых значений n ; оно было использовано для дальнейших расчетов.

Полная светимость вероятной ЧД - линзы оценивается по формуле (4.1) для массы в интервале $7.1 \pm 1.3 M_\odot$, расстояния $1.58 \pm 0.18 \text{ кпк}$, плотности n от 0.06 до 1.3 см^{-3} , скорости в интервале от 40 до 100 км с^{-1} и температуры от 200 до 12500 К. Темп аккреции в этом случае составляет [2] $\dot{m} = 1.3 \times 10^{-5} M_{10} n (V^2 + c_s^2)^{-3/2} = 1.19_{-0.80}^{+5.35} \times 10^{-7}$ (в эддингтоновской нормировке), что дает светимость $L = 5.14_{-0.70}^{+0.72} \times 10^{29} \text{ эрг с}^{-1}$. Здесь V - разность скоростей ЧД и межзвездного газа. Для оценки последней в области локализации ЧД, мы воспользовались результатами [122], где скорости среды по отношению к ЛСП определяются по диффузным межзвездным полосам (DIB). В направлении на MOA-11-191/OGLE-11-0462 они с хорошим угловым разрешением составляют $4 \pm 2 \text{ км с}^{-1}$. Это значение ниже уровня ошибок в величине скорости самой ЧД, поэтому в данном случае скоростью газа можно пренебречь. После перехода в

соответствии с аккреционным спектром из [2] от полной светимости к видимой звездной величине в полосе V получаем для нее интервал от 22.4 до 36.8^m . При скорости объекта $V=60$ км с $^{-1}$ и с учетом поглощения получаем $m_V = 27.87$. Общая совокупность параметров черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 представлена в Таблице 5.1.

Параметр	Значение
Координаты J2000 [α, δ]	17:51:40.2082, -29:53:26.502
Масса [M_\odot]	7.1 ± 1.3
Расстояние [кпк]	1.58 ± 0.18
Поперечная скорость [км с $^{-1}$]	~ 45
*Плотность среды [см $^{-3}$]	0.7 ± 0.4
*Температура [К]	6350 ± 4189
*Скорость звука [км с $^{-1}$]	6.8 ± 3.6
*Светимость [эрг с $^{-1}$]	$5.14_{-0.70}^{+0.72} \times 10^{29}$
*Темп аккреции	$1.19_{-0.80}^{+5.35} \times 10^{-7}$
*Видимая величина при $V \gtrsim 60$ км с $^{-1}$	$\gtrsim 27.87$

Table 5.1: Параметры черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 и их погрешности на уровне 1σ . Звездочкой отмечены значения, полученные в настоящей работе.

Для оценки светимости объекта в других диапазонах, как и выше для оптического, воспользуемся результатами работы [2], в которой получены спектры излучения в широком интервале частот (от радио до гамма диапазона) аккрецирующей на изолированную ЧД плазмы при различных характеристиках, как объекта, так и окружающей его среды. Пользуясь этими расчетами для значений параметров, оцененных выше, получим теоретический спектр вероятной черной дыры-линзы MOA-11-191/OGLE-11-0462, представленный на Рисунке 5.3, а также оценку амплитуды возможных вспышек (при данном темпе аккреции ее максимальное значение соответствует уровню 5.5% потока). По оси Y отложена плотность потока в янских, по оси X - частоты в герцах. Объект предсказуемо слабый во всех диапазонах из-за низкой скорости аккреции ($\sim 10^{-7}$) прежде всего, однако стоит отметить, что в других моделях аккреции светимость ЧД еще ниже: например, в [14] - почти в пять раз, а в [16] - в 60.

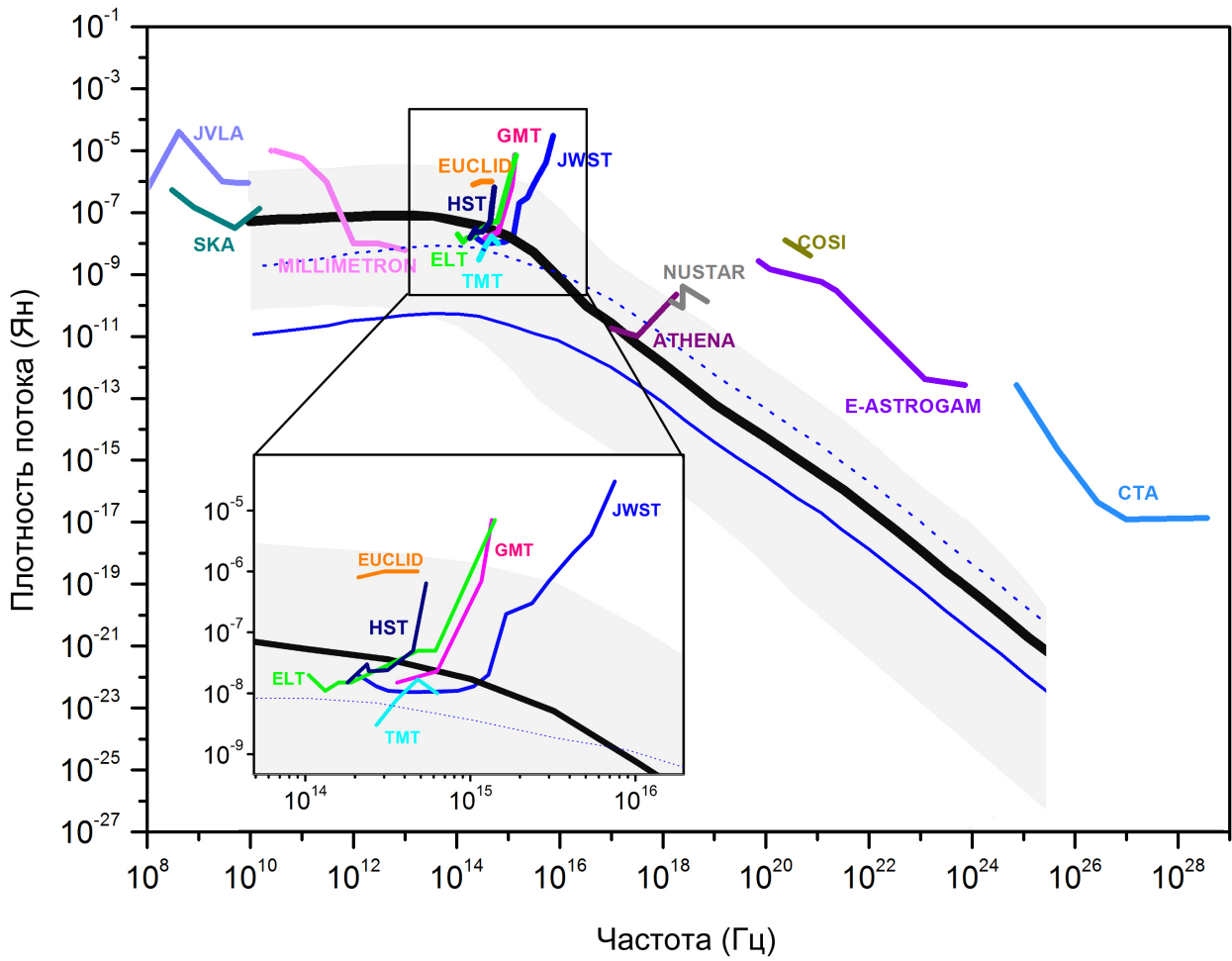


Figure 5.3: Теоретический спектр черной дыры с параметрами MOA-11-191/OGLE-11-0462: $M=7.1\pm 1.3 M_{\odot}$, $D=1.58\pm 0.18$ кпк, $V_{tr} \sim 45$ км с⁻¹, $n=0.7\pm 0.4$ см⁻³, $T=6350\pm 4189$ К, $c_s=6.8\pm 3.6$ км с⁻¹, $L = 5.14_{-0.70}^{+0.72} \times 10^{29}$ эрг с⁻¹, $\dot{m} = 1.19_{-0.80}^{+5.35} \times 10^{-7}$. Показана плотность потока в янских в зависимости от частоты в герцах, серая область ограничивает полный диапазон ее значений, соответствующий интервалам значений характеристик объекта и межзвездной среды. Толстая черная линия показывает спектр при $V=60$ км с⁻¹ ($m_V = 27.87$, см.выше). Максимальная амплитуда (5.5%) возможных вспышек показана тонкой синей линией, пунктир показывают ее неопределенность сверху. Также показаны предельные чувствительности будущих и настоящих наблюдательных миссий в разных диапазонах. Оптическая область выделена отдельно для наглядности.

5.2.3 Возможность прямого детектирования излучения ЧД MOA-11-191/OGLE-11-0462

Обнаружение излучения от черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 является важнейшей задачей. На сегодняшний день, оно не обнаружено ни в оптике, ни в других диапазонах [6]. И хотя, как было упомянуто выше, более близкие и яркие ЧД обнаружить вполне реально с помощью современных рентгеновских обсерваторий, как подробно обсуждалось, например, в [22, 23], а также в радиодиапазоне [26, 27, 28],

возможности современных инструментов пока не позволяют обнаружить проявления горизонта событий в излучении этой вероятной черной дыры. Например, чувствительность рентгеновского телескопа Chandra [123] может обеспечить верхний предел 1.91×10^{-14} эрг см⁻² с⁻¹ в диапазоне $1.2 \times 10^{17} - 1.7 \times 10^{18}$ Гц, XMM-Newton [124] обеспечивает обнаружение рентгеновского излучения вплоть до 1.52×10^{-14} эрг см⁻² с⁻¹ на $4.8 \times 10^{16} - 2.9 \times 10^{18}$ Гц, Swift – около 2×10^{-14} эрг см⁻² с⁻¹ [125], Спектр РГ – 2×10^{-14} эрг см⁻² с⁻¹ на $1.2 \times 10^{17} - 4.8 \times 10^{17}$ Гц [126]. Сопоставив эти уровни обнаружения с данными на Рисунке 5.3, легко видеть, что прямое детектирование жесткого излучения этого объекта в настоящее время не представляется возможным. В то же время, несмотря на вывод в [6] о практическом отсутствии регистрируемого излучения линзы по завершении периода линзирования, наша оценка показывает, что телескоп Хаббл с помощью камеры WFC3 в диапазоне 1-2 микрона способен его зарегистрировать (Рисунок 5.3) [127].

Изучение окрестностей объекта является важнейшей задачей. При его известной кинематике можно оценить вероятность его следующего микролинзирования другой звезды. Разделить на компоненты (расстояние между ними около угловой миллисекунды) фоновый источник (звезду) в следующем микролинзировании представляется возможным при использовании инструмента с высоким пространственным разрешением (например, у глобального интерферометра миллиметрового диапазона ЕНТ оно составляет 20-50 мкс [128, 3]). Роль реализации такого события в исследовании MOA-11-191/OGLE-11-0462 трудно переоценить. Грубая оценка его вероятности составляет доли процента на шкале 10 лет, и может быть уточнена при детальном изучении окрестности MOA-11-191/OGLE-11-0462. Представляется, что такого рода анализ был бы необходим и для других достаточно продолжительных явлений микролинзирования.

Обсудим возможности регистрации излучения аккрецирующего на вероятную ЧД-гравитационную линзу MOA-11-191/OGLE-11-0462 вещества в уже принятых к реализации будущих миссиях. На Рисунке 5.3 сопоставлены чувствительности этих инструментов для наблюдений в разных диапазонах с полученным нами спектром излучения вероятной черной дыры - линзы. Неопределенности скорости, расстояния, массы и плотности межзвездной среды задают область допустимых значений потока (серая зона на рисунке). Такие телескопы как SKA, JVLA, Миллиметрон, Джеймс Уэбб, тридцатиметровый телескоп, GMT, ELT, Athena обладают достаточной предельной чувствительностью для

детектирования излучения этого объекта при длительных экспозициях (на рисунке показаны следующие экспозиции: Джеймс Уэбб, Хаббл, ELT, GMT - 10^4 секунд, ATHENA - 10^5 секунд, тридцатиметровый телескоп - 1 час, SKA, СТА - 100 часов, Миллиметрон - 1 день, e-Astrogam - 1 год).

Подчеркнем, что критическим тестом для регистрации проявлений горизонта событий является обнаружение быстрой переменности излучения аккрецирующей на ЧД плазмы [2, 4]. В приближении адиабатического нагрева выброшенных из токовых слоев сгустков вещества амплитуда вспышек может достигать при данном темпе аккреции уровня 5.5% светимости в рентгеновском диапазоне [2] (тонкая синяя линия на Рисунке 5.3) что дает определенные шансы на обнаружение таких событий. Типичные характерные длительности вспышек при адиабатическом нагреве составляют $\tau_\nu \sim r_g/c \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ секунд [2] и временное разрешение порядка микросекунд в сочетании с высокой чувствительностью телескопа Athena позволит детектировать такого типа рентгеновские всплески, чья форма несет информацию о свойствах пространства-времени вблизи горизонта событий. Необходимо отметить, что при перезамыкании магнитных силовых линий в токовых слоях - основном механизме ускорения частиц вблизи горизонта событий, их максимальный лоренц-фактор может достигать значений $10^4 - 10^5$ [2]. Легко видеть, что в этих случаях для удаленного наблюдателя интенсивность излучения выброшенных из токовых слоев пучков электронов многократно возрастает [129], и при удачной ориентации выбросов вспышки могут обнаруживаться телескопами с наносекундным и микросекундным временным разрешением (СТА, Athena). Таким образом, существуют возможности регистрации излучения вероятной ЧД линзы разных диапазонов и временных характеристик, а следовательно, наблюдательных проявлений ее горизонта событий. В частности, можно обнаружить относительно стабильное тепловое радиоизлучение с помощью телескопов SKA.

5.3 Заключение

В этой главе проведен анализ наблюдательных данных черной дыры звездной массы MOA-11-191/OGLE-11-0462, полученных в [6]. Были получены оценки плотности, температуры и скорости звука для межзвездной среды в ее окрестности. Исходя из наблюдательных ограничений на видимую величину ЧД, была оценена ее вероятная полная

скорость. Полученные значения были использованы для вычисления темпа аккреции и полной светимости объекта. Был построен спектр ЧД в разных диапазонах, а также оценен уровень возможных вспышек. На сегодняшний день, излучение от MOA-11-191/OGLE-11-0462 не обнаружено ни в оптике, ни в других диапазонах [6]. Однако, несмотря на отсутствие регистрируемого излучения линзы, наша оценка показывает, что телескоп Хаббл с помощью камеры WFC3 в диапазоне 1-2 микрона способен его регистрировать [127]. Такие телескопы как SKA, JVLA, Миллиметрон, Джеймс Уэбб, тридцатиметровый телескоп, GMT, ELT, Athena обладают достаточной предельной чувствительностью для детектирования излучения объекта при длительных экспозициях. Обнаружить тепловое радиоизлучение возможно с помощью телескопов SKA. Критическим тестом для регистрации проявлений горизонта событий является обнаружение быстрой переменности излучения аккрецирующей на ЧД плазмы [2, 4]. Амплитуда вспышек может достигать уровня 5.5% светимости в рентгеновском диапазоне [2], что дает возможность обнаружить такие события при микросекундном временном разрешении и высокой чувствительности (Athena). Телескопы с наносекундным и микросекундным временным разрешением (СТА, Athena) могут обнаруживать вспышки при удачной ориентации выбросов (при возрастании интенсивности излучения выброшенных пучков электронов для наблюдателя [129]). Таким образом, возможности регистрации излучения вероятной ЧД - линзы MOA-11-191/OGLE-11-0462 существуют для разных диапазонов и временных характеристик, а следовательно, проявления ее горизонта событий можно обнаружить. Основные результаты данной главы представлены в работе [130].

Заключение

Обнаружение одиночных черных дыр звездных масс является важнейшей задачей в астрофизике. Именно одиночные ЧД могут обеспечить возможность регистрации излучения из областей в непосредственной близости горизонта событий (основного признака ЧД), что позволило бы тестировать теории гравитации. В случае ЧД в тесных двойных системах с дисками, области около горизонта событий в значительной степени экранируются аккрецирующим веществом. В случае же изолированных ЧД, аккреция обычно сферическая, что позволяет наблюдать области на расстояниях близких к горизонту событий. Доказать его наличие у исследуемого объекта, т.е. достоверно отождествить его с черной дырой, можно при регистрации у него сверхбыстрых вспышек излучения в разных диапазонах частот. К ожидаемым наблюдательным проявлениям ЧД относятся излучение в широком диапазоне длин волн, нетепловой спектр без линий, оптический блеск в интервале от 16 до 25^m для близких объектов, переменность на разных временных шкалах, собственное движение, вспышки. Обнаружение объектов с такими проявлениями крайне важно, поскольку они могут оказаться черными дырами. К Галактическим областям с высокой вероятностью обнаружения одиночных ЧД относятся окрестности событий микролинзирования большой длительности, а также области распада массивных двойных систем, состоящих из ЧД и НЗ (пульсара), так как подавляющее большинство массивных звезд - прародительниц релятивистских объектов рождается именно в двойных системах.

На основании этих соображений, был разработан метод анализа кинематической ассоциации одиночных релятивистских объектов - возможных остатков распавшихся тесных двойных систем. Метод был протестирован на парах достаточно молодых радиопульсаров, для которых известны собственные движения, оценки расстояний, и которые пространственно удалены друг от друга не более, чем на 2-3 кпк. С использованием заданного распределения радиальных скоростей этих

объектов строились 100-300 тысяч траекторий их возможного движения в гравитационном поле Галактики на шкале в несколько миллионов лет. Затем анализировались вероятности их сближений на малые расстояния в эпохи, согласованные с возрастом более молодого из пульсаров пары. В случае существенного превышения этими вероятностями значений опорных, полученных в предположении о чисто случайном сближении рассматриваемых пульсаров, делался вывод о возможной гравитационной связанности объектов в прошлом. Из предварительно отобранных 16 пар пульсаров, 6 пар (J0543+2329/J0528+2200, J1453-6413/J1430-6623, J2354+6155/J2321+6024, J1915+1009/J1909+1102, J1832-0827/J1836-1008 и J1917+1353/J1926+1648) обладают общим свойством: сближения их компонентов на малые расстояния в прошлом нельзя считать случайными. Эти пульсары обладают повышенными вероятностями тесных сближений, а значит, есть основания полагать, что они в прошлом состояли в одной и той же тесной двойной системе, впоследствии распавшейся. Приводятся оценки их скоростей при распаде системы и в современную эпоху. Был проведен анализ связи между характеристическими и “кинематическими” (определенными по эпохе максимального сближения) возрастами пульсаров. Оценки показали, что кинематический возраст может быть как больше, так и меньше характеристического, однако само различие возрастов невелико и соразмерно неточности τ_{ch} . Используемая в настоящей работе методика позволяет определять, являются ли кинематические сближения выбранных пульсаров в прошлом следствием естественного распределения плотности нейтронных звезд в Галактике, или же такие конфигурации не случайны. Был также проведен поиск кинематической связи между галактическими остатками сверхновых и одиночными радиопульсарами. Из исследованных пар наиболее вероятна связь между J1829-1751 и G16.2-2.7, и мы полагаем, что эти объекты имеют общее происхождение. Стоит также выделить пару объектов J1833-0827 и G24.7-0.6, которые близки по возрасту.

Разработанный метод был использован для поиска областей вероятной локализации объектов-кандидатов в одиночные ЧД. Для одиночных радиопульсаров строились наборы траекторий с различными реализациями начальных скоростей, которые прослеживались в прошлое на время, соответствующее их характеристическим возрастам. Конечные точки траекторий определяли в пространстве область распада системы, т.е. зону их предполагаемого рождения. В областях рождения четырех пульсаров (0139+5814, J0922+0638, J0358+5413 и J1935+1616) был

проведен поиск пекулярных объектов как с жесткой составляющей спектра, так и без нее, чьи наблюдательные характеристики соответствовали теоретически предсказанным для одиночной ЧД. При отборе кандидатов использовались данные фотометрии, спектроскопии, астрометрии, оценки расстояний и морфологические характеристики объектов в разных диапазонах длин волн. По итогам этой процедуры были выделены 9 кандидатов в ЧД. Анализ наблюдательных характеристик отобранных кандидатов, а также локальных свойств межзвездной среды в их окрестностях, с использованием распределений масс и скоростей одиночных Галактических ЧД, позволил оценить вероятность того, что кандидаты действительно таковыми являются. Она варьируется в пределах 1.2-13.9% для восьми из девяти кандидатов (один кандидат был исключен из рассмотрения по итогам анализа). Полная вероятность того, что среди выделенных кандидатов присутствует хотя бы одна ЧД составила 36%.

В работе также была исследована вероятная черная дыра - гравлинза звездной массы MOA-11-191/OGLE-11-0462. Были получены оценки плотности, температуры и скорости звука для межзвездной среды в ее окрестности. Была оценена ее вероятная полная скорость. Эти значения были использованы для вычисления ее темпа аккреции и полной светимости, а также построения ее спектра в разных диапазонах длин волн и оценки уровня возможных вспышек. Излучение от этого объекта пока не обнаружено ни в каких диапазонах, но наша оценка показывает, что телескоп Хаббл с помощью камеры WFC3 в диапазоне 1-2 микрона способен его регистрировать. Такие телескопы как SKA, JVLA, Миллиметрон, Джеймс Уэбб, тридцатиметровый телескоп, GMT, ELT, Athena обладают достаточной предельной чувствительностью для детектирования излучения объекта при длительных экспозициях. Обнаружить тепловое радиоизлучение возможно с помощью телескопов SKA. Амплитуда вспышек для этой ЧД может достигать уровня 5.5% светимости в рентгеновском диапазоне, что дает возможность обнаружить их при микросекундном временном разрешении и высокой чувствительности. Телескопы с наносекундным и микросекундным временным разрешением смогут обнаруживать вспышки при удачной ориентации выбросов. Таким образом излучение MOA-11-191/OGLE-11-0462 представляется возможным регистрировать в разных диапазонах и на разных временных шкалах, а следовательно, проявления ее горизонта событий можно обнаружить.

Следующий этап работы - составление трехмерной карты распределения зон, где возможно наблюдение проявлений горизонта событий. Для этой цели будут исследованы области пространства на расстояниях до примерно 300 парсек от Солнца. Получение трехмерного распределения локальных параметров межзвездной среды по всем направлениям приведет к возможности выделить области, совокупность свойств которых позволит наблюдать излучение аккрецирующего на предполагаемые ЧД вещества вблизи горизонта событий. Выделение таких зон в совокупности с методами отбора объектов-кандидатов в ЧД позволит составлять наблюдательные программы по поиску у них быстрой переменности, т.е. доказательств того, что они являются ЧД.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность Г.М. Бескину за мудрое руководство работой и безграничное терпение, а также сотрудникам группы релятивистской астрофизики САО РАН. Отдельное спасибо В.Л. Плохотниченко за помощь в оформлении диссертации. Автор очень признателен О.Н. Шолуховой, Е.И. Кайсиной и Г.Г. Валявину за помощь и поддержку. Соавтору А.В. Бирюкову за огромную проделанную работу. Коллективу редгруппы "Астрофизического бюллетеня" - В.Н. Комаровой, Е.Э. Филипповой, О.А. Галазутдиновой - за моральную поддержку и помощь с публикациями. А.В. Моисееву за вкусный кофе. Родным и многочисленным друзьям, без чуткой поддержки которых эта работа была бы невозможна.

Bibliography

- [1] G. Wiktorowicz, Ł. Wyrzykowski, M. Chruslinska, J. Klencki, K. A. Rybicki, and K. Belczynski. Populations of Stellar-mass Black Holes from Binary Systems. *ApJ*, 885(1):1, November 2019.
- [2] G. M. Beskin and S. V. Karpov. Low-rate accretion onto isolated stellar-mass black holes. *A&A*, 440(1):223–238, Sep 2005.
- [3] Event Horizon Telescope Collaboration. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. *ApJ*, 875(1):L1, April 2019.
- [4] V. F. Shvartsman. Halos around “Black Holes”. *Soviet Ast.*, 15:377, Dec 1971.
- [5] G. Beskin, A. Biryukov, S. Karpov, V. Plokhotnichenko, and V. Debur. Observational appearances of isolated stellar-mass black hole accretion Theory and observations. *Advances in Space Research*, 42(3):523–532, August 2008.
- [6] K. C. Sahu, J. Anderson, S. Casertano, H. E. Bond, A. Udalski, and et al. An Isolated Stellar-Mass Black Hole Detected Through Astrometric Microlensing. *arXiv e-prints*, page arXiv:2201.13296, January 2022.
- [7] G. M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J. S. Speagle, and D. Finkbeiner. A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1, and 2MASS. *ApJ*, 887(1):93, December 2019.
- [8] N. G. Bochkarev. *The interstellar medium and star formation*, pages 265–325. 1981.
- [9] H. Bondi and F. Hoyle. On the mechanism of accretion by stars. *MNRAS*, 104:273, January 1944.
- [10] Vladimir M. Lipunov. *Astrophysics of Neutron Stars*. 1992.

- [11] W. J. Kaufmann. *The cosmic frontiers of general relativity*. 1981.
- [12] I. G. Dymnikova. Motion of particles and photons in the gravitational field of a rotating body. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 148(3):393–432, January 1986.
- [13] H. Bondi. On spherically symmetrical accretion. *MNRAS*, 112:195, Jan 1952.
- [14] G. S. Bisnovatyi-Kogan and A. A. Ruzmaikin. The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field. *Ap&SS*, 28(1):45–59, May 1974.
- [15] P. Meszaros. Radiation from spherical accretion onto black holes. *A&A*, 44(1):59–68, Nov 1975.
- [16] J. R. Ipser and R. H. Price. Synchrotron radiation from spherically accreting black holes. *ApJ*, 255:654–673, Apr 1982.
- [17] V. F. Shvartsman. The MANIA [Multichannel Analysis of Nanosecond Intensity Alterations] experiment. Astrophysical problems, mathematical methods, instrumentation complex, results of the first observations. *Soobshcheniya Spetsial'noj Astrofizicheskoy Observatorii*, 19:5–38, Jan 1977.
- [18] V. F. Shvartsman, G. M. Beskin, and S. A. Pustil'Nik. The results of search for superrapid optical variability of radio objects with continuous optical spectra. *Astrofizika*, 31:457–465, Jan 1989.
- [19] V. F. Shvartsman, G. M. Beskin, and S. N. Mitronova. A Search for 0.5-MICROSECOND to 40-SECOND Optical Variability in DC White Dwarfs. *Soviet Astronomy Letters*, 15:145, Apr 1989.
- [20] R. M. Plotkin, S. F. Anderson, W. N. Brandt, A. M. Diamond-Stanic, X. Fan, P. B. Hall, A. E. Kimball, M. W. Richmond, and et al. Optically Selected BL Lacertae Candidates from the Sloan Digital Sky Survey Data Release Seven. *AJ*, 139(2):390–414, February 2010.
- [21] Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, C. Babusiaux, C. A. L. Bailer-Jones, M. Biermann, D. W. Evans, L. Eyer, and et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties. *A&A*, 616:A1, Aug 2018.
- [22] E. Agol and M. Kamionkowski. X-rays from isolated black holes in the Milky Way. *MNRAS*, 334(3):553–562, Aug 2002.

- [23] D. Tsuna, N. Kawanaka, and T. Totani. X-ray detectability of accreting isolated black holes in our Galaxy. *MNRAS*, 477(1):791–801, Jun 2018.
- [24] M. V. Barkov, D. V. Khangulyan, and S. B. Popov. Jets and gamma-ray emission from isolated accreting black holes. *MNRAS*, 427(1):589–594, Nov 2012.
- [25] T. J. Maccarone. Using radio emission to detect isolated and quiescent accreting black holes. *MNRAS*, 360(1):L30–L34, Jun 2005.
- [26] D. Tsuna and N. Kawanaka. Radio emission from accreting isolated black holes in our galaxy. *MNRAS*, 488(2):2099–2107, Sep 2019.
- [27] R. P. Fender, T. J. Maccarone, and I. Heywood. The closest black holes. *MNRAS*, 430(3):1538–1547, Apr 2013.
- [28] F. Scarcella, D. Gaggero, R. Connors, J. Manshanden, M. Ricotti, and G. Bertone. Multiwavelength detectability of isolated black holes in the Milky Way. *MNRAS*, 505(3):4036–4047, August 2021.
- [29] P. B. Ivanov, V. N. Lukash, S. V. Pilipenko, and M. S. Pshirkov. Search for isolated Galactic Centre stellar mass black holes in the IR and sub-mm range. *MNRAS*, 489(2):2038–2048, Oct 2019.
- [30] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, and et al. Binary Black Hole Mergers in the First Advanced LIGO Observing Run. *Physical Review X*, 6(4):041015, October 2016.
- [31] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, and et al. Astrophysical Implications of the Binary Black-hole Merger GW150914. *ApJ*, 818(2):L22, February 2016.
- [32] J. R. Lu, E. Sinukoff, E. O. Ofek, A. Udalski, and S. Kozłowski. A Search For Stellar-mass Black Holes Via Astrometric Microlensing. *ApJ*, 830(1):41, Oct 2016.
- [33] Alan H. Batten. On the Interpretation of Statistics of Double Stars. *ARA&A*, 5:25, Jan 1967.
- [34] A. Duquenoey and M. Mayor. Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample. *A&A*, 500:337–376, Aug 1991.

- [35] J. L. Halbwachs, M. Mayor, S. Udry, and F. Arenou. Multiplicity among solar-type stars. III. Statistical properties of the F7-K binaries with periods up to 10 years. *A&A*, 397:159–175, Jan 2003.
- [36] A. Lamberts, S. Garrison-Kimmel, P. F. Hopkins, E. Quataert, J. S. Bullock, C. A. Faucher-Giguère, A. Wetzel, D. Kereš, K. Drango, and R. E. Sanderson. Predicting the binary black hole population of the Milky Way with cosmological simulations. *MNRAS*, 480(2):2704–2718, October 2018.
- [37] S. F. Portegies Zwart and L. R. Yungelson. Formation and evolution of binary neutron stars. *A&A*, 332:173–188, Apr 1998.
- [38] Hans A. Bethe and G. E. Brown. Evolution of Binary Compact Objects That Merge. *ApJ*, 506(2):780–789, Oct 1998.
- [39] A. Blaauw. On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the “run-away” stars), and some related problems. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 15:265, May 1961.
- [40] III Gott, J. Richard, James E. Gunn, and Jeremiah P. Ostriker. Runaway Stars and the Pulsars Near the Crab Nebula. *ApJ*, 160:L91, May 1970.
- [41] Jr. Iben, Icko and Alexander V. Tutukov. On the Origin of the High Space Velocities of Radio Pulsars. *ApJ*, 456:738, Jan 1996.
- [42] D. J. Helfand and E. Tademaru. Pulsar velocity observations: correlations, interpretations, and discussion. *ApJ*, 216:842–851, Sep 1977.
- [43] I. S. Shklovskii. Possible Causes of the Secular Increase in Pulsar Periods. *AZh*, 46:715, Jan 1969.
- [44] R. J. Dewey and J. M. Cordes. Monte Carlo Simulations of Radio Pulsars and Their Progenitors. *ApJ*, 321:780, Oct 1987.
- [45] Matthew Bailes. The Origin of Pulsar Velocities and the Velocity–Magnetic Moment Correlation. *ApJ*, 342:917, July 1989.
- [46] Paul D. Kiel and Jarrod R. Hurley. Populating the Galaxy with pulsars - II. Galactic dynamics. *MNRAS*, 395(4):2326–2346, June 2009.
- [47] G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, and M. Kramer. A statistical study of 233 pulsar proper motions. *MNRAS*, 360(3):974–992, Jul 2005.

- [48] A. Poveda, J. Ruiz, and C. Allen. Run-away Stars as the Result of the Gravitational Collapse of Proto-stellar Clusters. *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 4:86–90, April 1967.
- [49] V. V. Gvaramadze. Separated before birth: pulsars B2020+28 and B2021+51 as the remnants of runaway stars. *A&A*, 470(2):L9–L12, August 2007.
- [50] Vasilii V. Gvaramadze, Alessia Gualandris, and Simon Portegies Zwart. Hyperfast pulsars as the remnants of massive stars ejected from young star clusters. *MNRAS*, 385(2):929–938, April 2008.
- [51] Vasilii V. Gvaramadze, Alessia Gualandris, and Simon Portegies Zwart. On the origin of high-velocity runaway stars. *MNRAS*, 396(1):570–578, June 2009.
- [52] M. E. Prokhorov and S. B. Popov. Nearby Young Single Black Holes. *Astronomy Letters*, 28:536–542, Aug 2002.
- [53] E. G. Chmyreva, G. M. Beskin, and A. V. Biryukov. Search for pairs of isolated radio pulsars—Components in disrupted binary systems. *Astronomy Letters*, 36(2):116–133, Feb 2010.
- [54] W. H. T. Vlemmings, J. M. Cordes, and S. Chatterjee. Separated at Birth: The Origin of the Pulsars B2020+28 and B2021+51 in the Cygnus Superbubble. *ApJ*, 610(1):402–410, July 2004.
- [55] N. Przybilla, M. F. Nieva, U. Heber, M. Firnstein, K. Butler, R. Napiwotzki, and H. Edelmann. LMC origin of the hyper-velocity star HE 0437-5439. Beyond the supermassive black hole paradigm. *A&A*, 480(3):L37–L40, March 2008.
- [56] U. Heber, H. Edelmann, R. Napiwotzki, M. Altmann, and R. D. Scholz. The B-type giant HD 271791 in the Galactic halo. Linking run-away stars to hyper-velocity stars. *A&A*, 483(2):L21–L24, May 2008.
- [57] Claude-André Faucher-Giguère and Victoria M. Kaspi. Birth and Evolution of Isolated Radio Pulsars. *ApJ*, 643(1):332–355, May 2006.
- [58] B. M. Gaensler and D. A. Frail. A large age for the pulsar B1757-24 from an upper limit on its proper motion. *Nature*, 406(6792):158–160, July 2000.

- [59] Wen-Wu Tian and Denis Leahy. Candidates for pulsar/supernova remnant associations. *Progress in Astronomy*, 22:308–317, December 2004.
- [60] G. S. Bisnovaty-Kogan and B. V. Komberg. Pulsars and close binary systems. *Soviet Ast.*, 18:217, October 1974.
- [61] G. A. E. Wright. Evidence of a disrupted pulsar binary system. *Nature*, 277(5695):363–364, February 1979.
- [62] D. Mihalas and J. Binney. *Galactic astronomy. Structure and kinematics*. 1981.
- [63] J. M. Cordes and David F. Chernoff. Neutron Star Population Dynamics. II. Three-dimensional Space Velocities of Young Pulsars. *ApJ*, 505(1):315–338, September 1998.
- [64] Z. Arzoumanian, D. F. Chernoff, and J. M. Cordes. The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars. *ApJ*, 568(1):289–301, March 2002.
- [65] R. G. Carlberg and K. A. Innanen. Galactic Chaos and the Circular Velocity at the Sun. *AJ*, 94:666, Sep 1987.
- [66] Konrad Kuijken and Gerard Gilmore. The mass distribution in the galactic disc. I - A technique to determine the integral surface mass density of the disc near the sun. *MNRAS*, 239:571–603, Aug 1989.
- [67] J. M. Cordes and T. J. W. Lazio. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. *arXiv e-prints*, pages astro-ph/0207156, July 2002.
- [68] I. Yusifov and I. Küçük. Revisiting the radial distribution of pulsars in the Galaxy. *A&A*, 422:545–553, August 2004.
- [69] J. H. Taylor and J. M. Cordes. Pulsar Distances and the Galactic Distribution of Free Electrons. *ApJ*, 411:674, July 1993.
- [70] Bohdan Paczynski. A Test of the Galactic Origin of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 348:485, January 1990.
- [71] J. A. R. Caldwell and J. P. Ostriker. The mass distribution within our Galaxy - A three component model. *ApJ*, 251:61–87, December 1981.
- [72] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue. *AJ*, 129(4):1993–2006, April 2005.

- [73] A. M. Mel’Nik and Yu. N. Efremov. A new list of OB associations in our galaxy. *Astronomy Letters*, 21(1):10–26, January 1995.
- [74] V. V. Bobylev. Open clusters IC 4665 and Cr 359 and a probable birthplace of the pulsar PSR B1929+10. *Astronomy Letters*, 34(10):686–698, October 2008.
- [75] S. Chatterjee, W. F. Brisken, W. H. T. Vlemmings, W. M. Goss, T. J. W. Lazio, J. M. Cordes, S. E. Thorsett, E. B. Fomalont, A. G. Lyne, and M. Kramer. Precision Astrometry with the Very Long Baseline Array: Parallaxes and Proper Motions for 14 Pulsars. *ApJ*, 698(1):250–265, June 2009.
- [76] G. Beskin, L. Chmyreva, and A. Biryukov. Search for pairs of isolated radio pulsars - components in disrupted binary systems. In Frank M. Rieger, Christopher van Eldik, and Werner Hofmann, editors, *25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, page 260, January 2010.
- [77] Tat’iana Aleksandrovna Lozinskaia. *Supernovae and stellar wind: interaction with the gas of the Galaxy*. Nauka, Moscow, 1986.
- [78] E. van der Swaluw, A. Achterberg, Y. A. Gallant, T. P. Downes, and R. Keppens. Interaction of high-velocity pulsars with supernova remnant shells. *A&A*, 397:913–920, January 2003.
- [79] Cindy Tam and Mallory S. E. Roberts. The Expansion of G11.2-0.3, a Radio Composite Supernova Remnant. *ApJ*, 598(1):L27–L30, November 2003.
- [80] Jian-Wen Xu, Ya-Peng Hu, and Hui-Rong Zhang. Theoretical Derivation of Σ - D Relation of Galactic SNRs. *arXiv e-prints*, page arXiv:0909.0137, September 2009.
- [81] D. A. Frail, W. M. Goss, and J. B. Z. Whiteoak. The Radio Lifetime of Supernova Remnants and the Distribution of Pulsar Velocities at Birth. *ApJ*, 437:781, December 1994.
- [82] J. Michael Shull, Robert A. Fesen, and Jon M. Saken. Pulsar Reenergization of Old Supernova Remnant Shells. *ApJ*, 346:860, November 1989.
- [83] B. M. Gaensler and Simon Johnston. The case for associations between old pulsars and supernova remnants. *MNRAS*, 275(4):L73–L75, August 1995.

- [84] W. W. Tian, Z. Li, D. A. Leahy, and Q. D. Wang. VLA and XMM-Newton Observations of the SNR W41/TeV Gamma-Ray Source HESS J1834-087. *ApJ*, 657(1):L25–L28, March 2007.
- [85] T. R. Clifton, A. G. Lyne, A. W. Jones, J. McKenna, and M. Ashworth. A high-frequency survey of the galactic plane for young and distant pulsars. *MNRAS*, 254:177–184, January 1992.
- [86] J. B. Z. Whiteoak and A. J. Green. The MOST supernova remnant catalogue (MSC). *A&AS*, 118:329–380, August 1996.
- [87] W. W. Tian, M. Haverkorn, and H. Y. Zhang. Characteristics of the supernova remnant G351.7+0.8 and a distance argument against its association with PSR J1721-3532. *MNRAS*, 378(4):1283–1286, July 2007.
- [88] Richard G. Strom. Pulsar-like Emission from the Supernova Remnant CTB 80. *ApJ*, 319:L103, August 1987.
- [89] R. G. Strom and B. W. Stappers. Supernova Remnant CTB 80 and PSR 1951+32. In M. Kramer, N. Wex, and R. Wielebinski, editors, *IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, volume 202 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 509, January 2000.
- [90] Shrinivas R. Kulkarni, Trevor C. Clifton, Donald C. Backer, Roger S. Foster, and Andrew S. Fruchter. A fast pulsar in radio nebula CTB80. *Nature*, 331(6151):50–53, January 1988.
- [91] D. A. Frail and S. R. Kulkarni. Unusual interaction of the high-velocity pulsar PSR1757-24 with the supernova remnant G5.4-1.2. *Nature*, 352(6338):785–787, August 1991.
- [92] J. A. Blazek, B. M. Gaensler, S. Chatterjee, E. van der Swaluw, F. Camilo, and B. W. Stappers. The Duck Redux: An Improved Proper-Motion Upper Limit for the Pulsar B1757-24 near the Supernova Remnant G5.4-1.2. *ApJ*, 652(2):1523–1530, December 2006.
- [93] F. Camilo, C. Y. Ng, B. M. Gaensler, S. M. Ransom, S. Chatterjee, J. Reynolds, and J. Sarkissian. Out of the Frying Pan: A Young Pulsar with a Long Radio Trail Emerging from SNR G315.9-0.0. *ApJ*, 703(1):L55–L58, September 2009.
- [94] Serge Pineault and Gilles Joncas. G106.3+2.7: A Supernova Remnant in a Late Stage of Evolution. *AJ*, 120(6):3218–3225, December 2000.

- [95] D. A. Green. A revised Galactic supernova remnant catalogue. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 37(1):45–61, March 2009.
- [96] M. Stupar, M. D. Filipović, Q. A. Parker, G. L. White, T. G. Pannuti, and P. A. Jones. A statistical study of Galactic SNRs using the PMN survey. *Ap&SS*, 307(4):423–435, February 2007.
- [97] O. H. Guseinov, A. Ankey, and S. O. Tagieva. Observational data on galactic supernova remnants: the supernova remnants within $l=0-90$ degrees. *Serbian Astronomical Journal*, 167:93, December 2003.
- [98] Jian-Wen Xu, Xi-Zhen Zhang, and Jin-Lin Han. Statistics of Galactic Supernova Remnants. *Chinese J. Astron. Astrophys.*, 5(2):165–174, April 2005.
- [99] Nils Odegard. 57.5 MHz observations of extended nonthermal sources in the galactic plane. *AJ*, 92:1372–1380, December 1986.
- [100] Jun Fang and Li Zhang. Non-thermal emission from old supernova remnants. *MNRAS*, 384(3):1119–1128, March 2008.
- [101] Bon-Chul Koo and Ji-hyun Kang. Visibility of old supernova remnants in HI 21-cm emission line. *MNRAS*, 349(3):983–993, April 2004.
- [102] P. R. McCullough, Brian D. Fields, and Vasiliki Pavlidou. Discovery of an Old, Nearby, and Overlooked Supernova Remnant Centered on the Southern Constellation Antlia Pneumatica. *ApJ*, 576(1):L41–L44, September 2002.
- [103] J. M. Stil and J. A. Irwin. GSH 138-01-94: An Old Supernova Remnant in the Far Outer Galaxy. *ApJ*, 563(2):816–827, December 2001.
- [104] B. C. Matthews, B. J. Wallace, and A. R. Taylor. G55.0+0.3: A Highly Evolved Supernova Remnant. *ApJ*, 493(1):312–325, January 1998.
- [105] E. G. Chmyreva, G. M. Beskin, and A. V. Biryukov. Search for possible connections between isolated radio pulsars and supernova remnants. *Astrophysical Bulletin*, 67(2):160–176, April 2012.
- [106] G. Beskin, A. Biryukov, and L. Chmyreva. Search for connections between isolated radio pulsars and supernova remnants. In Frank M. Rieger, Christopher van Eldik, and Werner Hofmann, editors, *25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, page 261, January 2010.

- [107] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs. VizieR Online Data Catalog: ATNF Pulsar Catalog (Manchester+, 2005). *VizieR Online Data Catalog*, page VII/245, August 2005.
- [108] F. Bonnarel, P. Fernique, O. Bienaymé, D. Egret, F. Genova, M. Louys, F. Ochsenbein, M. Wenger, and J. G. Bartlett. The ALADIN interactive sky atlas. A reference tool for identification of astronomical sources. *A&AS*, 143:33–40, April 2000.
- [109] G. M. Beskin and S. N. Mitronova. Updated catalogue of DC dwarfs (1987 variant). *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory*, 31:33–76, January 1991.
- [110] M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, F. Bonnarel, S. Borde, F. Genova, G. Jasniewicz, S. Laloë, S. Lesteven, and R. Monier. The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects. *A&AS*, 143:9–22, April 2000.
- [111] Matthew J. Collinge, Michael A. Strauss, Patrick B. Hall, Željko Ivezić, Jeffrey A. Munn, David J. Schlegel, Nadia L. Zakamska, Scott F. Anderson, Hugh C. Harris, Gordon T. Richards, Donald P. Schneider, Wolfgang Voges, Donald G. York, Bruce Margon, and J. Brinkmann. Optically Identified BL Lacertae Objects from the Sloan Digital Sky Survey. *AJ*, 129(6):2542–2561, Jun 2005.
- [112] J. Girven, B. T. Gänsicke, D. Steeghs, and D. Koester. DA white dwarfs in Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 and a search for infrared excess emission. *MNRAS*, 417(2):1210–1235, Oct 2011.
- [113] Rosalba Perna, Ramesh Narayan, George Rybicki, Luigi Stella, and Aldo Treves. Bondi Accretion and the Problem of the Missing Isolated Neutron Stars. *ApJ*, 594(2):936–942, September 2003.
- [114] T. Güver and F. Özel. The relation between optical extinction and hydrogen column density in the Galaxy. *MNRAS*, 400(4):2050–2053, December 2009.
- [115] L. Chmyreva and G. M. Beskin. Peculiar Objects in the Birthplaces of Radio Pulsars—Stellar-Mass Black Hole Candidates. *Astrophysical Bulletin*, 77(1):65–77, March 2022.
- [116] L. Chmyreva and G. Beskin. On the possible connection between galactic featureless-spectrum sources and stellar-mass black holes. *Contributions*

of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, 50(1):235–243, January 2020.

- [117] L. Chmyreva, G. Beskin, and S. Karpov. Searching for isolated stellar-mass black hole candidates by analyzing the kinematics of their former companions in disrupted binary systems. *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 47(2):137–142, July 2017.
- [118] E. Chmyreva, G. Beskin, and V. Dyachenko. A Search for Isolated Stellar-Mass Black Hole Candidates Based on Pulsar Kinematics. In Yu. Yu. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, editors, *Stars: From Collapse to Collapse*, volume 510 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 317, June 2017.
- [119] E. Chmyreva, G. Beskin, V. Dyachenko, and S. Karpov. The search for isolated BH candidates based on kinematics of pulsars - their former companions in disrupted binaries. In Andreja Gomboc, editor, *New Frontiers in Black Hole Astrophysics*, volume 324, pages 39–40, January 2017.
- [120] C. Y. Lam, J. R. Lu, A. Udalski, I. Bond, D. P. Bennett, J. Skowron, P. Mroz, R. Poleski, and et al. An isolated mass gap black hole or neutron star detected with astrometric microlensing. *arXiv e-prints*, page arXiv:2202.01903, February 2022.
- [121] L. Dressel. WFC3 Instrument Handbook for Cycle 30 v. 14. In *WFC3 Instrument Handbook for Cycle 30 v. 14*, volume 14, page 14. 2022.
- [122] G. Zasowski, B. Ménard, D. Bizyaev, D. A. García-Hernández, A. E. García Pérez, M. R. Hayden, J. Holtzman, J. A. Johnson, K. Kinemuchi, S. R. Majewski, D. L. Nidever, M. Shetrone, and J. C. Wilson. Mapping the Interstellar Medium with Near-infrared Diffuse Interstellar Bands. *ApJ*, 798(1):35, January 2015.
- [123] I. N. Evans, F. A. Primini, K. J. Glotfelty, C. S. Anderson, and et al. The Chandra Source Catalog. *ApJS*, 189(1):37–82, July 2010.
- [124] N. A. Webb, M. Coriat, I. Traulsen, J. Ballet, C. Motch, F. J. Carrera, F. Koliopanos, J. Authier, I. de la Calle, and et al. The XMM-Newton serendipitous survey. IX. The fourth XMM-Newton serendipitous source catalogue. *A&A*, 641:A136, September 2020.
- [125] P. A. Evans, K. L. Page, J. P. Osborne, A. P. Beardmore, R. Willingale, D. N. Burrows, J. A. Kennea, M. Perri, M. Capalbi, G. Tagliaferri, and

- S. B. Cenko. 2SXPS: An Improved and Expanded Swift X-Ray Telescope Point-source Catalog. *ApJS*, 247(2):54, April 2020.
- [126] P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, H. Böhringer, A. Bogomolov, and et al. The eROSITA X-ray telescope on SRG. *A&A*, 647:A1, March 2021.
- [127] R. A. Windhorst, S. H. Cohen, N. P. Hathi, P. J. McCarthy, Jr. Ryan, R. E., H. Yan, I. K. Baldry, and et al. The Hubble Space Telescope Wide Field Camera 3 Early Release Science Data: Panchromatic Faint Object Counts for 0.2-2 μm Wavelength. *ApJS*, 193(2):27, April 2011.
- [128] Event Horizon Telescope Collaboration, K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, R. Azulay, and et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. II. Array and Instrumentation. *ApJ*, 875(1):L2, April 2019.
- [129] G. B. Rybicki and A. P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. 1979.
- [130] Е.Г. Чмырева, Г.М. Бескин. О возможности прямого детектирования излучения микролинзы MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 - вероятной черной дыры. *Астрофизический бюллетень*, 77(3):250–257, July 2022.