

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени П.К. ШТЕРНБЕРГА

На правах рукописи

ПШИРКОВ Максим Сергеевич

**Радиоастрономические ограничения на модели
фундаментальной физики и астрофизики.**

01.04.02 – теоретическая физика, 01.03.02 – астрофизика и звездная
астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2016

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Ограничения на альтернативные теории гравитации из пульсарных наблюдений	22
1.1. Ограничение на скорость распространения гравитационных волн из метода пульсарного хронометрирования	23
1.2. Ограничения на долю массивных гравитонов в тёмной материи Вселенной.	37
1.3. Выводы к первой главе	42
Глава 2. Расширяя возможности по наблюдению гравитационных волн	43
2.1. Поиск сверхнизкочастотных гравитационных волн с помощью измерений параметров вращения пульсаров	43
2.2. Ограничения на гравитационно-волновой фон в области высоких частот из-за его взаимодействия с крупномасштабным магнитным полем	52
2.3. Особенности гравитационно-волновых всплесков с памятью от слияний сверхмассивных чёрных дыр в методе пульсарного хронометрирования	63
2.4. Радиовсплески от слияния нейтронных звёзд	76
2.5. Выводы ко второй главе	86
Глава 3. Исследование распределения масс в Галактике и за её пределами	88
3.1. Распределение массы в Галактике по данным пульсарного хронометрирования	89

3.2.	Ограничение на концентрацию лёгких космических струн в Галактике из пульсарных наблюдений	105
3.3.	Ограничение на космологическую плотность струн из переменности внегалактических источников	119
3.4.	Выводы к третьей главе	129
Глава 4. Ограничения на вклад первичных чёрных дыр в тёмную материю из наблюдений нейтронных звёзд		
4.1.	Ограничение на распространённость первичных чёрных дыр из захвата их нейтронными звёздами	134
4.2.	Ограничение на распространённость первичных чёрных дыр из захвата их звёздами главной последовательности	143
4.3.	Выводы к четвёртой главе	156
Глава 5. Магнитное поле в Галактике и за её пределами. Распространение космических лучей сверхвысоких энергий. . .		
5.1.	Введение	157
5.2.	Модель магнитного поля Галактики из мер вращения внегалактических радиоисточников.	158
5.3.	Распространение космических лучей сверхвысоких энергий в случайном галактическом магнитном поле.	184
5.4.	Внегалактические магнитные поля: ограничения из NVSS . . .	194
5.5.	Выводы к пятой главе	212
Заключение		214
Список сокращений и условных обозначений		219
Список литературы		220
Приложение А. Пульсарные наблюдения в радиоастрономии		254

А.1.	Пульсары: краткий обзор	254
А.2.	Пульсарное хронометрирование	266
А.3.	Приложение наблюдений пульсаров к тестам теорий тяготения.	278
А.4.	Поиск гравитационных волн с помощью метода пульсарного хро- нометрирования.	287
А.5.	Пульсары как средство исследования межзвёздной среды. . . .	293
Приложение Б.		295
Б.1.	Вычисление передаточных функций в пульсарном тайминге . .	295
Б.2.	Влияние узкополосного сигнала на пульсарный тайминг и пре- цизионные астрометрические наблюдения.	297
Б.3.	Расчёт величины силы трения внутри нейтронной звезды . . .	299
Б.4.	Падение ПЧД в центр звезды главной последовательности . . .	302
Б.5.	Оценка ошибок среднего RM в ячейках. Исключенные ячейки и ячейки с присвоенными вручную величинами ошибок.	306
Б.6.	Диапазон параметров в допустимых моделях ГМП	308
Б.7.	Связь дисперсий RM и отклонений	308

Введение

За 80 с небольшим лет своей истории радиоастрономия развилась в одну из важнейших отраслей астрономии и достигла громадного прогресса. Наблюдения ведутся на множестве инструментов как на Земле, так и в космосе, и покрывают широкую полосу частот от нескольких десятков МГц до сотен ГГц. Именно в радиодиапазоне сейчас достигнута наибольшая чувствительность – поток энергии от слабых источников с плотностью потока в десятки мкЯн на частоте 1.4 ГГц практически на порядок меньше, чем у самого слабого источника звездной величины 31^m , который может наблюдаться космическим телескопом им. Хаббла.

Важной особенностью наблюдений в радиодиапазоне является то, что радиоизлучение чаще всего, за очень важными исключениями теплового свободно-свободного излучения и реликтового излучения, обладает нетепловым происхождением и связано с процессами ускорения частиц до релятивистских энергий. Таким образом, оно присутствует везде, где есть популяции ускоренных частиц, что позволяет изучать широчайший спектр астрофизических объектов и феноменов: пульсары, активные ядра галактик, остатки сверхновых, Солнце и радиозвезды и др. Более того, кроме целей изучения физики этих объектов, эти наблюдения неоценимы для исследования широкого круга вопросов – от изучения состояния межпланетной и межзвездной среды до проверок теории гравитации и поисков гравитационных волн. Как часто происходит в астрономии [1], большие возможности “инструмента”, в данном случае высокая чувствительность наблюдений и большое разнообразие возможных источников, позволяют использовать его для решения все более широкого класса задач.

Одним из важнейших объектов, наблюдающихся в радио, являются пульсары. Открытые в 1968 пульсары – это быстровращающиеся нейтронные звёзды с очень сильным магнитным полем (до 10^{13} Гс). Комбинация их свойств –

ядерной плотности и сильнейших гравитационных и электромагнитных полей – уникальна и объясняет непрекращающийся к ним интерес.

Основным методом наблюдения пульсаров является так называемое хронометрирование [2, 3], где пульсары выступают в роли своеобразных часов. Метод пульсарного хронометрирования использует свойство исключительной стабильности средних профилей пульсаров – хотя формы и интенсивности индивидуальных импульсов меняются в широких пределах, средний профиль, получаемый сложением многих тысяч индивидуальных, стабилен во времени и является характерным для каждого пульсара. Наличие такого шаблона позволяет определить с точностью до долей периода пульсара моменты прихода импульсов в сеансах. Пульсары обладают огромным моментом инерции $\sim 10^{45}$ г см², и поэтому их вращение в большой степени предсказуемо, особенно это относится к подклассу миллисекундных пульсаров – старых нейтронных звёзд, заново раскрученных в ходе взаимодействия в двойной системе до периодов вращения в несколько мс. Они обладают высочайшей стабильностью вращения, поэтому возможно их практическое использование в качестве опорных источников для шкалы времени, дополнительной к атомной и обладающей сравнимой стабильностью на длительных интервалах времени [4–7], и для автономной навигации космических аппаратов [8]. Точность предсказания моментов прихода импульсов (МПИ) от таких пульсаров может достигать долей мкс на интервалах в годы. Столь высокая точность наблюдений находит свое применение в тестах общей теории относительности (ОТО) и альтернативных теорий гравитации, пульсары служат одним из самых мощных инструментов в исследованиях в этой области [9, 10]. Общий принцип поиска заключается в следующем: новый эффект не входит в модель хронометрирования и предсказанные МПИ начинают отклоняться от реальных наблюдаемых, из этих остаточных отклонений (ОУ) может быть получена информация о величине этого нового эффекта или ограничения на неё. Пульсарное хронометрирование служит мощным средством поиска гравитационных волн (ГВ) с периодами около года [11–13]

– действие гравитационной волны заключается в том, что МПИ от пульсаров начинают отклоняться от предсказанных с периодом равным периоду ГВ и амплитудой отклонения, зависящей от взаимной ориентации направления распространения ГВ и направления на пульсар. Зависимость от ориентации позволяет использовать ансамбли пульсаров для увеличения чувствительности к гравитационно-волновому сигналу. Ожидается, что волны с периодами \sim годы генерируются сверхмассивными двойными черными дырами, находящимися в ядрах небольшой части галактик. Существование таких двойных систем предсказывается иерархическими моделями эволюции структуры Вселенной, когда более массивные галактики получаются в итоге слияния менее массивных, в ходе этих слияний сливаются и сверхмассивные черные дыры, находившиеся в центральных областях исходных галактик. В настоящий момент наблюдения на нескольких больших телескопах уже вплотную приблизились к предсказанному уровню гравитационно-волнового сигнала [14–16] и вполне возможно его обнаружение этим методом в течение ближайших нескольких лет. Изучение этих гравитационных волн крайне важно для понимания эволюции структуры во Вселенной. Реликтовые гравитационные волны также могут быть обнаружены этим методом, однако большинство моделей предсказывает их амплитуду на уровне более низком, чем может быть зарегистрирован в ближайшем будущем. Кроме исследования источников, важно и исследование самих ГВ, так как их поведение может сильно отличаться в различных теории гравитации и поэтому определение действительного поведения необходимо для выбора правильной теории. Остаточные уклонения в МПИ могут появляться и в случае присутствия других возмущений в пространственно-временной метрике, таких как, например, возникающих при прохождении массивного тела на небольшом расстоянии от направления на пульсар, этот эффект родственен эффекту гравитационного микролинзирования [17]. В итоге, пульсарные наблюдения могут использоваться для изучения распределения материи, в том числе и тёмной, в Галактике [18, 19].

Ограничения на широкий класс моделей темной материи и ее свойства может быть получен уже из факта наблюдения нейтронных звезд - пульсаров в радиодиапазоне. Основная идея заключается в следующем: нейтронная звезда может захватывать темную материю (ТМ) из окружающего пространства, из-за её высокой плотности захват может осуществляться очень эффективно. В настоящее время природа темной материи еще не установлена, одним из популярных кандидатов, предложенным еще в 1966 Зельдовичем и Новиковым [20], являются первичные черные дыры, которые могли образовываться на самых ранних стадиях эволюции Вселенной. Из-за очень маленьких размеров такие дыры практически не взаимодействуют с веществом заметным образом, единственным исключением является вещество нейтронных звезд с их сверхвысокой плотностью: если черная дыра попадет внутрь нейтронной звезды, то за небольшое по астрономическим меркам время – несколько сотен тысяч лет – звезда будет целиком поглощена. Поэтому наблюдения нейтронных звезд уже ограничивают вклад первичных черных дыр в темную материю в Галактике [21–24]. Также сильные ограничения могут быть наложены на целый класс ТМ – асимметричную ТМ. Частицы такой ТМ не аннигилируют сами с собой, как, например, в сценарии нейтралино, поэтому возможен их захват и последующее накопление в нейтронной звезде. При захвате критического количества ТМ эти частицы коллапсируют в центре нейтронной звезды, образуя небольшую черную дыру. В дальнейшем нейтронная звезда разрушается как в предыдущем сценарии, это позволяет ограничить свойства такой асимметричной ТМ в широком диапазоне масс частиц [25].

Радиоастрономические наблюдения являются основой для исследования столь важного элемента Вселенной, как магнитные поля (МП). Хотя существует большое количество методов для исследования МП, большая часть информации была получена из исследования синхротронного излучения, производимого релятивистскими электронами в магнитных полях и из анализа фарадеевских мер вращения. Второй метод основан на том, что плоскость линейно

поляризованной волны при распространении через замагниченную плазму вращается на угол $\Delta\psi$, квадратично зависящий от длины волны λ :

$$\Delta\psi = \text{RM}\lambda^2. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности RM называется мерой вращения и зависит от свойств среды:

$$\text{RM} = 812 \int_D^0 n_e B_{\parallel} dl \quad (2)$$

где D – расстояние до источника в кпк, n_e – концентрация электронов в плазме в см^{-3} и B_{\parallel} – продольная компонента магнитного поля (мкГс); RM измеряется в $\text{рад}/\text{м}^2$. Для того чтобы получить RM , необходимо найти положение плоскости поляризации на двух или более различных длинах волн. Информация о магнитных полях на пути к источнику будет содержаться в полученной мере вращения. Для того чтобы оценить величины этих полей (их продольных компонент), необходимо знать распределение концентрации электронов на луче зрения.

Радиоизлучение от многих астрофизических источников, прежде всего от пульсаров и активных ядер галактик, поляризовано, и еще более чем 30 лет назад были сделаны первые попытки построить модель магнитного поля Галактики, используя наблюдения RM внегалактических источников [26]. Из-за небольшого количества использованных источников (несколько сотен) модель была достаточно грубой. Количество измеренных мер вращения росло достаточно медленно до тех пор, пока не был произведен анализ самого большого на настоящий момент каталога радиоисточников NVSS [27], в результате которого число доступных мер вращения увеличилось до почти 40 000. Этот каталог был использован для построения новых, улучшенных моделей галактического МП [28, 29]. Анализ мер вращения используется и на ещё бóльших, внегалактических масштабах, где с его помощью были найдены МП в филаментах крупномасштабной структуры Вселенной на размерах $\sim \text{Mпк}$ [30], а так-

же были получены сильные ограничения на магнитные поля космологических масштабов [31, 32]. С вводом в строй в ближайшее десятилетие радиотелескопа нового поколения SKA (Square Kilometer Array), где исследование космического магнетизма является одной из ключевых задач [33], число измеренных мер вращения вырастет более чем на порядок¹, что значительно улучшит наше понимание галактических и внегалактических магнитных полей.

Это абсолютно необходимо в том числе и для развития новой области астрономии – астрономии космических лучей сверхвысоких энергий. Космическими лучами сверхвысоких энергий (КЛСВЭ) называются лучи с энергиями выше 10^{18} эВ, специфика их исследования состоит в том, что их поток очень мал: на самых высоких энергиях одна частица проходит через квадратный километр один раз в сотню лет. Очевидно, что прямое детектирование таких частиц невозможно, можно изучать только ливни, порождаемые такими лучами в атмосфере. Для набора достаточной статистики эффективная площадь детекторов должна составлять сотни и тысячи квадратных километров, в настоящее время флагманами этой области являются установки Pierre Auger Observatory в Аргентине [34] и Telescope Array в штате Юта, США [35] в которых комбинируются сцинтилляционные и флюоресцентные детекторы, также активно разрабатываются методы детектирования атмосферных ливней с использованием радиоантенн (например на установке Тунка, в эксперименте Tunka-Rex [36]).

Происхождение КЛСВЭ и их источники еще не установлены, очевидная трудность заключается в том, что лучи, будучи заряженными, отклоняются в магнитных полях на пути от источника. Даже для высочайших энергий выше 10^{20} эВ углы отклонения в галактическом поле могут достигать до нескольких градусов в области низких галактических широт. Построение улучшенной модели галактического МП позволит аккуратнее учесть его влияние и, в идеале, внести поправку на него, что в итоге приведет к резкому уменьшению неопре-

¹ Более чем на два порядка в финальной конфигурации SKA2.

деленности положения источников. Хотя такая редукция невозможна для случайных МП, как галактических, так и внегалактических, лучшее определение их силы и свойств также необходимо для того, чтобы оценить систематические ошибки определения положения.

Актуальность темы исследования. Несмотря на то что базовые теории физики, а именно ОТО и Стандартная модель (СМ) физики частиц, проверены на очень высоком уровне точности, очевидно, что они не являются истинно фундаментальными теориями и, следовательно, эти теории должны быть в итоге расширены и улучшены. Так, для примера, в рамках СМ может быть объяснено менее 5% от общего состава Вселенной, пока необъясненные тёмная материя и тёмная энергия, составляющие более 95% [37], требуют какой-то “новой физики” за пределами СМ (или значительной модификации ОТО [38]). В связи с этим всё активнее развивается направление астрофизики частиц: использование астрономических наблюдений и объектов для изучения эффектов физики высоких энергий и, в частности, проверки расширений стандартных теорий. Такие исследования взаимодополняют эксперименты в лабораториях, так как большая часть пространства параметров вряд ли когда-то (или хотя бы в обозримом будущем) будет доступна для наземных экспериментов. Яркими примерами служат исследование поведения материи при плотностях выше ядерных путем изучения пульсаров [39] и наблюдения космических лучей сверхвысоких энергий [40]. Большинство ключевых для астрофизики частиц объектов наблюдается в радиодиапазоне и, учитывая очень высокую чувствительность, уже достигнутую радиотелескопами, наблюдения в этом диапазоне очень важны для развития этой новой отрасли и расширения нашего знания о фундаментальных теориях физики.

Цели и задачи диссертационной работы. Настоящая работа посвящена исследованию ряда важных вопросов фундаментальной физики и астрофизики высоких энергий различными методами наблюдательной радиоастрономии. Целями ее являются:

- Постановка ограничений на свойства широкого класса моделей темной материи и альтернативных теорий тяготения из наблюдений пульсаров.
- Поиск гравитационных волн в новых, ранее слабо исследованных частотных диапазонах и поиск всплесков гравитационных волн от слияния сверхмассивных черных дыр.
- Построение модели регулярного галактического магнитного поля и получение ограничений на свойства случайной компоненты галактического и внегалактического поля и оценка влияния этих магнитных полей на распространение космических лучей сверхвысоких энергий.

Научная новизна. В ходе выполнения работы впервые было получено несколько важных результатов:

- Получены ограничения на плотность высокочастотных гравитационных волн ($> 10^{10}$ Гц) из наблюдений реликтового излучения, которые более чем на 20 порядков улучшили существовавшие ограничения из прямых наблюдений.
- Предложен новый метод поиска гравитационных волн в диапазоне 10^{-12} – 10^{-8} Гц путем анализа параметров вращения пульсаров. Этот метод улучшает предыдущие ограничения более чем на 2 порядка.
- Из хронометрирования пульсаров поставлено ограничение на альтернативные теории гравитации, в которых скорость распространения ГВ не совпадает со скоростью света, также получены ограничения, исключающие заметный вклад в плотность темной материи таких кандидатов, как массивные гравитоны и петли космических струн.
- Предложен новый способ детектирования гравитационно-волнового всплеска от слияния сверхмассивных черных дыр с использованием метода

пульсарного хронометрирования, получены оценки для существующих и строящихся инструментов

- На основе наиболее полного существующего набора фарадеевских мер вращений внегалактических источников была построена детальная модель регулярного галактического магнитного поля и получены ограничения на свойства случайной компоненты галактического поля. Были получены наиболее сильные на сегодняшний день ограничения на силу магнитных полей на космологических масштабах, применимые к полям на $z \geq 3$. Построенные модели полей были использованы для оценки отклонений наблюдаемых космических лучей сверхвысоких энергий.
- Из наблюдений пульсаров в шаровых скоплениях были получены ограничения на распространенность первичных черных дыр в широком диапазоне их масс ($10^{17} - 3 \times 10^{24}$ г), которые позволяют исключить их как заметный компонент тёмной материи Вселенной.

Теоретическая и практическая значимость. Предложенный в работе метод поиска всплесков гравитационных волн от слияния сверхмассивных черных дыр применяется в современных [41, 42] и планируемых пульсарных наблюдениях. В дальнейшем этот метод будет дополнять основной способ детектирования с помощью космического интерферометра типа eLISA, который может быть введён в строй в 2030-х.

Разработанный метод поиска ГВ в диапазоне частот $10^{-12} - 10^{-8}$ Гц путем анализа вращательных параметров пульсара увеличивает чувствительность в данном диапазоне на 2-3 порядка. В будущем, с наблюдениями на радиотелескопе SKA, эта чувствительность возрастет еще больше. Значимость этого заключается в том, что этот частотный диапазон не может быть исследован никакими другими методами, так как “интерферометрические” методы чувствительны к гораздо более высоким частотам, а наблюдения реликтового излучения к гораздо более низким.

Ограничения на теории гравитации, в которых скорость распространения гравитационных волн отличается от скорости света, являются общими; в дальнейшем эти ограничения будут усиливаться с увеличением чувствительности пульсарных наблюдений.

Построенная модель магнитного поля Галактики активно применяется во многих научных задачах, таких как изучение распространения космических лучей в Галактике, изучение синхротронного излучения Галактики, поиск темной материи и аксионов и аксионоподобных частиц и др.

Полученные ограничения на распространенность первичных черных дыр в гало Галактики, которые исключают ПЧД как основной компонент темной материи в диапазоне масс $10^{17} - 3 \times 10^{24}$, закрывают это последнее “окно”, не ограниченное ранее. Так как ПЧД могли образовываться на самых первых стадиях космологической эволюции, показанное отсутствие их доминирования в общем балансе темной материи важно для исследований ранней Вселенной.

Положения, выносимые на защиту:

1. Получены ограничения на плотность высокочастотных гравитационных волн ($> 10^{10}$ Гц) из наблюдений реликтового излучения.
2. Предложен новый метод поиска гравитационных волн в диапазоне $10^{-12} - 10^{-8}$ Гц путем анализа параметров вращения пульсаров.
3. Из хронометрирования пульсаров поставлено ограничение на альтернативные теории гравитации, в которых скорость распространения ГВ не совпадает со скоростью света.
4. Получены ограничения, исключающие заметный вклад в плотность темной материи таких кандидатов, как массивные гравитоны и петли космических струн.
5. Предложен новый способ детектирования гравитационно-волнового всплеска от слияния сверхмассивных черных дыр с использованием метода

пульсарного хронометрирования, получены оценки для существующих и строящихся инструментов.

6. На основе наблюдательных данных каталога мер вращения NVSS построена детальная модель регулярного галактического магнитного поля и получены ограничения на свойства случайной компоненты галактического поля и отклонения космических лучей сверхвысоких энергий в ней.
7. Получены ограничения на эволюцию собственных мер вращения внегалактических источников с красным смещением и на силу космологических магнитных полей. Для корреляционной длины $l_c = 1$ Мпк получено ограничение $B < 1.2$ нГс (2σ), что превосходит последние ограничения, полученные из наблюдений реликтового излучения телескопом “Планк”, и, в отличие от них, приложимо не только к первичным магнитным полям.
8. Получены ограничения на распространенность первичных черных дыр в широком диапазоне их масс ($10^{17} - 3 \times 10^{24}$ г), исключаящие их как главный компонент тёмной материи Вселенной.

Степень достоверности и апробация результатов. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на следующих семинарах и конференциях:

1. Семинар ГАИШ МГУ по гравитации и космологии им. Зельманова
2. Координационный совет по Астрофизике ГАИШ МГУ
3. Семинар ОТФ ИЯИ РАН
4. Отчетные научные сессии АКЦ ФИАН
5. “JD 16: Nomenclature, Precession and New Models in Fundamental Astronomy” in XXVI International Astronomical Union General Assembly (IAU GA),

14-25 August 2006, Prague, Czech republic

6. "Simulations for the Square Kilometre Array", 30 July to 1 August, 2007
Pushchino, Russia
7. XXXVII Young European Radio Astronomers Conference 4-7 September
2007, Bordeaux, France
8. Школа "Проблемы современной астрометрии", 22-26 октября 2007, Зве-
нигород, Россия
9. Symposium "Radio Universe at Ultimate Angular Resolution October 20-24,
2008, Moscow, Russia
10. Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и
завтра" (HEA-2008), 24-26 декабря 2008, Москва, Россия
11. Всероссийская астрометрическая конференция "Пулково-2009", 15-19 июня
2009, Пулково, Россия
12. "JD 6: Time and astronomy" in XXVII International Astronomical Union
General Assembly (IAU GA), 3-14 August 2009, Rio de Janeiro, Brazil
13. Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и
завтра" (HEA-2009), 21-24 декабря 2009, Москва, Россия
14. Scientific workshop "International pulsar timing array-2010", 21 June-2 July,
2010, Leiden, The Netherlands
15. 32nd International Cosmic Ray Conference, August 11-18, 2011, Beijing,
China
16. VIII Tours Symposium on Nuclear Physics and Astrophysics, September 2 -
7, 2012, Lenzkirch-Saig, Germany

17. Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра" (HEA-2012), 24-27 декабря 2012, Москва, Россия
18. XXX конференция "АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ 8–10 апреля 2013 г, Пушино, Россия
19. International Workshop and School "Black and Dark Topics in Modern Cosmology and Astrophysics", 15-22 September 2013, Dubna, Russia
20. Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра" (HEA-2014), 22-25 декабря 2014, Москва, Россия
21. XII съезд Международной общественной организации «Астрономическое общество» и приуроченная к нему научная конференция «Астрономия от ближнего космоса до космологических далей», 25 -30 мая 2015, ГАИШ, МГУ, Москва.
22. 34nd International Cosmic Ray Conference, July 30 -August 6, 2015, The Hague, The Netherlands
23. 17th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, 20-26 August 2015, Moscow, Russia
24. Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра" (HEA-2015), 21-24 декабря 2015, Москва, Россия

Список публикаций по теме диссертации Материалы диссертации опубликованы в 24 печатных работах, из них 17 статей в рецензируемых журналах, 5 статей в сборниках трудов конференций и 2 тезиса докладов.

1. Калинина Т. А., Пширков М. С. Моделирование движения изображений внегалактических источников под влиянием эффекта слабого гравитационного микролинзирования // *Астрономический журнал*. 2006. Т. 83. С. 483–488.
2. Sazhin M. V., Pshirkov M. S. Stability of Pulsar Time Scale. // *IAU Joint Discussion*. Vol. 16 of IAU Joint Discussion. 2006. P. 62.
3. Пширков М. С., Сажин М. В., Илясов Ю. П. Влияние эффекта слабого гравитационного микролинзирования на хронометрирование пульсаров // *Письма в Астрономический журнал*. 2008. Т. 34. С. 437–445.
4. Baskaran D., Polnarev A. G., Pshirkov M. S., Postnov K. A. Limits on the speed of gravitational waves from pulsar timing // *Phys. Rev. D*. 2008. Vol. 78, no. 4. P. 044018. [0805.3103](#).
5. Pshirkov M., Tuntsov A., Postnov K. A. Constraints on Massive-Graviton Dark Matter from Pulsar Timing and Precision Astrometry // *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 101, no. 26. P. 261101. [0805.1519](#).
6. Pshirkov M. S., Baskaran D. Limits on high-frequency gravitational wave background from its interplay with large scale magnetic fields // *Phys. Rev. D*. 2009. Vol. 80, no. 4. P. 042002. [arXiv:gr-qc/0903.4160](#).
7. Pshirkov M. S. Investigating ultra-long gravitational waves with measurements of pulsar rotational parameters // *MNRAS*. 2009. Vol. 398. P. 1932–1935. [arXiv:astro-ph.IM/0902.0598](#).
8. Илясов Ю. П., Пширков М. С. Современные проблемы пульсарной астрометрии // *Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове*. 2009. Т. 219. С. 125–131.
9. Pshirkov M. S., Baskaran D., Postnov K. A. Observing gravitational wave

- bursts in pulsar timing measurements // [MNRAS](#). 2010. Vol. 402. P. 417–423. [arXiv:astro-ph.CO/0909.0742](#).
10. Tuntsov A. V., Pshirkov M. S. Quasar variability limits on cosmological density of cosmic strings // [Phys. Rev. D](#). 2010. Vol. 81, no. 6. P. 063523. [arXiv:astro-ph.CO/1001.4580](#).
 11. Pshirkov M. S., Tuntsov A. V. Local constraints on cosmic string loops from photometry and pulsar timing // [Phys. Rev. D](#). 2010. Vol. 81, no. 8. P. 083519. [arXiv:astro-ph.CO/0911.4955](#).
 12. Pshirkov M. S., Postnov K. A. Radio precursors to neutron star binary mergings // [Ap&SS](#). 2010. Vol. 330. P. 13–18. [arXiv:astro-ph.HE/1004.5115](#).
 13. Pshirkov M. S. Search for ultra-long gravitational waves in pulsars' rotational parameters // [Highlights of Astronomy](#). 2010. Vol. 15. P. 231–231.
 14. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Kronberg P. P., Newton-McGee K. J. Deriving the Global Structure of the Galactic Magnetic Field from Faraday Rotation Measures of Extragalactic Sources // [ApJ](#). 2011. Vol. 738. P. 192. [1103.0814](#).
 15. Pshirkov M. Global Structure of the Galactic Magnetic Field from Rotation Measures of Extragalactic Sources // [International Cosmic Ray Conference](#). 2011. Vol. 6. P. 232.
 16. Abu-Zayyad T., Aida R., Allen M. et al. Search for Anisotropy of Ultrahigh Energy Cosmic Rays with the Telescope Array Experiment // [ApJ](#). 2012. Vol. 757. P. 26. [arXiv:astro-ph.HE/1205.5984](#).
 17. Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P. Constraints on primordial black holes as dark matter candidates from star formation // [Phys. Rev. D](#). 2013. Vol. 87, no. 2. P. 023507. [arXiv:astro-ph.CO/1209.6021](#).
 18. Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P. Constraints on primordial black holes as dark matter candidates from capture by neutron stars // [Phys. Rev. D](#). 2013. Vol. 87, no. 12. P. 123524. [arXiv:astro-ph.CO/1301.4984](#).
 19. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. Mapping ultrahigh energy cosmic rays deflections through the turbulent galactic magnetic field with the latest

- rotation measure data // [MNRAS](#). 2013. Vol. 436. P. 2326–2333. [1304.3217](#).
20. Сергеева Н. Ю., Пширков М. С., Илясов Ю. П. Влияние радиометрического шума на точность хронометрирования пульсаров // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. 2013. Т. 2. С. 72–75.
21. Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P. Adiabatic contraction revisited: Implications for primordial black holes // [Phys. Rev. D](#). 2014. Vol. 90, no. 8. P. 083507. [1403.7098](#).
22. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. A map of UHECRs deflections through the turbulent GMF // [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A](#). 2014. Vol. 742. P. 271–272.
23. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. Constraints on the extragalactic magnetic fields from the NVSS Faraday rotation measures // Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference PoS(ICRC2015)544 . 2015.
24. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Capela F. Stellar evolution constrains primordial black holes as dark matter candidates // Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference PoS(ICRC2015)1186 . 2015.

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. В работах, где диссертант выступает первым соавтором, ему, как правило, принадлежат постановка задачи и оформление статьи, а также равный со всеми соавторами вклад в работу. Во всех остальных публикациях диссертант, как правило, внес одинаковый со всеми соавторами вклад в выполнение исследования.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, библиографии и приложений. Общий объем диссертации 314 страниц, из них 218 страницы основного текста и 60 страниц приложений, включая 49 рисунков. Библиография включает 370 наименований на 33 страницах.

Благодарности. Я искренне благодарен моим учителям М.В. Сажину и

Ю.П. Илясову, без которых эта работа вряд ли бы смогла состояться. Я благодарен всем моим коллегам и соавторам за совместную работу и многочисленные дискуссии: С.О. Алексееву, Д. Баскарану, В.Е. Жарову, О.К. Калашеву, Ф. Капеле, П.К. Кронбергу, Дж. Н. Мэтьюзу, М.В. Либанову, С.Б. Попову, Н.К. Порайко, К.А. Постнову, В.А. Потапову, Г.И. Рубцову, О.С. Сажинной, Н.Ю. Сергеевой, П.Г. Тинякову, И.И. Ткачеву, С.В. Троицкому, А.В. Тунцову, Г. Томсону, Ф. Урбану.

Работа автора была поддержана грантами:

- Грантами РФФИ 04-02-17288-а, 06-02-16816-а, 07-02-01034-а, 09-02-00922-а, 10-02-00599-а, 10-02-00961-а, 13-02-00172-а, 13-02-01311-а, 13-02-00184-а, 13-02-01293-а, 14-02-31811-мол-а (исполнитель), 12-02-31776-мол-а (руководитель), 09-02-09433-моб-з
- Грантами президента РФ для государственной поддержки молодых ученых-кандидатов наук МК-1582.2010.2, МК-2138.2013.2, МК-4167.2015.2 (руководитель)
- Грантами РНФ 14-12-00146, 14-12-01340 (исполнитель)

Глава 1

Ограничения на альтернативные теории гравитации из пульсарных наблюдений

Наблюдения пульсаров являются мощным средством исследования теорий гравитации как в условиях слабого поля, так и в режиме сильного поля (см. Приложение А). В частности, поведение гравитационных волн при излучении и распространении могут сильно отличаться в различных альтернативных теориях. Это позволяет ставить ограничения на эти теории, даже если поведение самих пульсаров, в том числе и в двойных системах, практически идентично. В некоторых классах альтернативных теорий предсказывается, что скорости распространения гравитационных волн отличны от скорости света. Это будет вносить изменения в процесс распространения сигналов от пульсара, что позволяет наложить сильные ограничения на теории такого типа [43]. Также теории гравитации могут служить альтернативой моделям тёмной материи – известно, что в Стандартной модели частиц, которая проверена с великолепной точностью, нет места для новых стабильных частиц, необходимых для существования тёмной материи. С другой стороны, все эффекты, которые сейчас объясняются наличием частиц тёмной материи, до сих пор наблюдались лишь как проявления гравитационных сил. Делаются попытки объяснить их отличием теории гравитации от ОТО. Одним из перспективных направлений является гипотеза массивной гравитации [38] – в этой модели роль частиц тёмной материи могут на себя взять гравитоны, которые обладают ненулевой массой [44]. В [45] было показано, что если бы вся существующая плотность тёмной материи объяснялась бы наличием таких массивных гравитонов, то это бы вызвало характерный отклик в рядах ОУ МПИ пульсаров, который бы уже наблюдался на современном уровне чувствительности наблюдений.

1.1. Ограничение на скорость распространения гравитационных волн из метода пульсарного хронометрирования

Основной метод прямого поиска гравитационных волн основан на том, что они взаимодействуют с электромагнитным полем [46–48]. Это взаимодействие может приводить к появлению потенциально наблюдаемого электромагнитного сигнала. Для примера, в [49] был рассмотрен вопрос, как меняется фаза электромагнитной волны, распространяющейся в гравитационно-волновом поле, и как это может повлиять на высокоточные радиоинтерферометрические измерения. В [50] был проведен анализ этих вариаций в случае, когда скорость гравитационных волн меньше скорости света, и было продемонстрировано возникновение т.н. “эффекта сёрфинга”. Он называется так, потому что в случае разности скоростей двух волн возможно резонансное усиление – ЭМ волна как бы скользит в фазе с ГВ. В этом разделе рассматривается влияние данного эффекта на пульсарные измерения: из-за поперечной природы гравитационных волн, он может приводить к возникновению очень больших ОУ МПИ в случае, когда скорость ГВ меньше, чем c . Тем самым можно наложить ограничения на параметр $\epsilon = (c - v_{gw})/c$, который описывает отклонения скорости распространения ГВ от c . Для реалистичного уровня ГВФ можно достичь уровня $\epsilon \lesssim 0.4\%$. Ограничение отличия скорости распространения ГВ – это важный экспериментальный вопрос [51, 52]; получающиеся из пульсарных наблюдений ограничения на ϵ являются самыми строгими на данный момент времени.

1.1.1. ОУ МПИ, вызываемые одиночной монохроматической гравитационной волной

В этой главе используется слабовозмущённая метрика Минковского с координатами $x^\mu = (ct, x^i)$

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (\delta_{ij} + h_{ij}) dx^i dx^j, \quad (1.1)$$

где h_{ij} – возмущение, вызванное распространяющейся ГВ. Для начала будет рассмотрен простейший случай одиночной монохроматической волны, который затем будет обобщен на произвольное гравитационно-волновое поле. Для монохроматической ГВ возмущение метрики h_{ij} записывается [46, 47]:

$$h_{ij} = h p_{ij} e^{ik_\mu x^\mu} = h p_{ij} e^{-i(k_0 ct - k_i x^i)}, \quad (1.2)$$

h – амплитуда ГВ, $k_\mu = (k_0, k_i)$ – волновой вектор и p_{ik} – тензор поляризации ГВ. Вводя два взаимно ортогональных единичных вектора l_i и m_i , которые также ортогональны волновому вектору k_i , можно записать тензор поляризации p_{ik} [46, 47]:

$$p_{ik} = \frac{1}{2} (l_i \pm m_i) (l_k \pm m_k), \quad (1.3)$$

\pm соответствует двум независимым состояниям круговой поляризации. Так как ГВ обладают поперечно-бесследовой природой, тензор поляризации удовлетворяет следующим условиям:

$$p_{ik} k^i = 0, \quad p_{ik} \delta^{ik} = 0. \quad (1.4)$$

Для удобства дальнейших расчётов можно также ввести волновое число $k = (\delta_{ij} k^i k^j)^{1/2}$ и единичный вектор в направлении распространения $\tilde{k}^i = k^i/k$. Волновое число и длина гравитационной волны связаны простым соотношением $k = 2\pi/\lambda_{gw}$, частота же ГВ f_{gw} связана с временной компонентой волнового вектора $k_0 = 2\pi f_{gw}/c$.

Скорость гравитационной волны определяется соотношением $v_{gw} = f_{gw}\lambda_{gw}$. В ОТО ГВ распространяются со скоростью света, т.е. $v_{gw} = c$, что подразумевает простое дисперсионное соотношение $k = k_0$. Для того чтобы анализировать возможные отклонения $v_{gw} \neq c$, удобно ввести феноменологический параметр ϵ , который описывает относительное отличие v_{gw} от скорости света c

$$\epsilon \equiv \frac{c - v_{gw}}{c}, \quad \text{где} \quad v_{gw} \equiv f_{gw}\lambda_{gw} = \frac{ck_0}{k} = c(1 - \epsilon). \quad (1.5)$$

Величина ϵ вводится как феноменологический параметр и поэтому анализ применим к любой теории, предсказывающей $v_{gw} \neq c$.

Влияние ГВ на измеренную частоту пульсарного сигнала было изучено в [11, 12],

$$\frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{1}{2c} \int_0^D ds \left(e^i e^j \frac{\partial h_{ij}}{\partial t} \right) \Big|_{path}, \quad (1.6)$$

где ν_0 – собственная частота вращения пульсара, $\Delta\nu(t) = \nu(t) - \nu_0$ – изменение наблюдаемой частоты из-за влияния ГВ, D – расстояние от пульсара до наблюдателя, переменная интегрирования s – параметр расстояния вдоль невозмущённой траектории от пульсара до наблюдателя, e^i – единичный вектор, касательный к траектории (т.е. единичный вектор в направлении от пульсара к наблюдателю) и подразумевается интегрирование вдоль траектории. Невозмущенная траектория задаётся следующим уравнением:

$$t(s) = t - \frac{s}{c}, \quad x^i(s) = x^i - e^i s, \quad (1.7)$$

t и x^i задают время наблюдения и положение наблюдателя. Без потери общности можно выбрать систему координат с наблюдателем в начале системы, $x^i = 0$.

Окончательное выражение для вариации частоты можно получить после интегрирования, подставляя выражение (1.7) в (1.6) и используя (1.2) и (1.5):

$$\frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{1}{2} (1 - \epsilon) h e^i e^j p_{ij} e^{-ik(1-\epsilon)t} \left[\frac{1 - e^{i(1-\epsilon - \tilde{k}_i e^i)kD}}{(1 - \epsilon - \tilde{k}_i e^i)} \right]. \quad (1.8)$$

В методе пульсарного хронометрирования основными используемыми величинами являются остаточные уклонения моментов прихода импульсов (см. раздел A.2). Изменения в наблюдаемой вращательной частоте пульсара из-за влияния гравитационной волны вызовут появление добавочных ОУ $R(t)$:

$$R(t) = \int_{t-T}^t dt \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0}, \quad (1.9)$$

T – продолжительность наблюдений и ОУ МПИ $R(t)$ измеряются в секундах. Подставляя выражение (1.8) в (1.9), можно получить выражения для ОУ МПИ, вызванных одиночной монохроматической волной:

$$R(t) = \frac{i}{2kc} h e^i e^j p_{ij} e^{-ik(1-\epsilon)ct} \left(1 - e^{ik(1-\epsilon)cT}\right) \left[\frac{1 - e^{i(1-\epsilon-\tilde{k}_i e^i)kD}}{(1 - \epsilon - \tilde{k}_i e^i)} \right]. \quad (1.10)$$

Выражение в квадратных скобках (1.10) растёт (пропорционально $kD \sim D/\lambda_{gw}$), когда $(1 - \epsilon - \tilde{k}_i e^i) \rightarrow 0$, т. е.

$$R(t) \approx \frac{1}{2kc} h e^i e^j p_{ij} e^{-ik(1-\epsilon)ct} \left(1 - e^{ik(1-\epsilon)cT}\right) \left[kD \left(1 + O(\delta)\right) \right], \text{ for } \delta \equiv (1 - \epsilon - \tilde{k}_i e^i)$$

Таким образом, если гравитационная волна распространяется под достаточно небольшим углом к направлению на пульсар, $\tilde{k}_i e^i \approx (1 - \epsilon)$, возникает резонансное увеличение ОУ МПИ. В стандартном случае, когда $\epsilon = 0$, такого роста нет из-за поперечной природы ГВ (так как $e^i e^j p_{ij} \rightarrow 0$ при $\tilde{k}_i e^i \rightarrow 1$, см. (1.20)). Однако, если $\epsilon \neq 0$, выражение для $R(t)$ возрастает при $\tilde{k}_i e^i \approx (1 - \epsilon)$. Этот резонанс происходит, когда сигнал от пульсара “скользит” вдоль гравитационной волны, т.е. распространяется под небольшим углом $\cos \theta \approx (1 - \epsilon)$ к ней. Это чем-то похоже на сёрфинг в волнах, поэтому в [50] эффект резонансного увеличения $R(t)$ был назван “сёрфинг-эффектом”.

1.1.2. ОУ МПИ, вызванные произвольным гравитационно-волновым полем

В предыдущем подразделе было получено выражение для ОУ МПИ, вызываемых одиночной монохроматической волной. В этом подразделе результат обобщается на произвольное гравитационно-волновое поле. В общем случае такое поле может быть представлено в виде разложения по Фурье-гармоникам:

$$h_{ij}(t, x^i) = \int d^3\mathbf{k} \sum_{s=1,2} \left[h_s(k^i, t) \overset{s}{p}_{ij}(k^l) e^{ik_i x^i} + h_s^*(k^i, t) \overset{s*}{p}_{ij}(k^l) e^{-ik_i x^i} \right], \quad (1.12)$$

$d^3\mathbf{k}$ обозначает интегрирование по всем возможным волновым векторам, $s = 1, 2$ соответствует двум линейно независимым состояниям поляризации, которые удовлетворяют условию ортогональности:

$$\overset{s}{p}_{ij} \overset{s'}{p}{}^{ij*} = \delta_{ss'} \quad (1.13)$$

Моды $h_s(k^i, t)$ соответствуют плоским монохроматическим волнам:

$$h_s(k^i, t) = h_s(k^i) e^{-ik(1-\epsilon)ct} \quad (1.14)$$

Благодаря линейной природе задачи, разложение (1.12) позволяет представить полные ОУ МПИ, вызванные произвольным ГВ полем:

$$R(t) = \int d^3\mathbf{k} \sum_{s=1,2} \left[h_s(k^i) \tilde{R}(t; k^i, s) + h_s^*(k^i) \tilde{R}^*(t; k^i, s) \right]. \quad (1.15)$$

Вклад отдельной Фурье-гармоники $\tilde{R}(t; k^i, s)$ был найден в предыдущем подразделе

$$\tilde{R}(t; k^i, s) = \frac{i}{2kc} e^i e^j p_{ij} e^{-ik(1-\epsilon)ct} \left(1 - e^{ik(1-\epsilon)cT} \right) \left[\frac{1 - e^{i(1-\epsilon - \tilde{k}_i e^i)kD}}{(1 - \epsilon - \tilde{k}_i e^i)} \right], \quad (1.16)$$

тильда над R указывает на явное вынесение общего множителя h (амплитуды ГВ) за скобки в (1.10).

В общем случае, если известна информация о функциях мод $h_s(k^i)$, то, используя (1.15) и (1.16), можно рассчитать ожидаемые ОУ МПИ для произвольного поля. В большинстве практически интересных сценариев вместо этого доступны лишь статистические характеристики поля:

$$\langle h_s(k^i) \rangle = 0, \quad \langle h_s(k^i) h_{s'}^*(k'^i) \rangle = \frac{P_h(k)}{16\pi k^3} \delta_{ss'} \delta^3(k^i - k'^i), \quad (1.17)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю всех возможных реализаций и $P_h(k)$ – метрический спектр мощности. Эти условия соответствуют стационарному статистически однородному и изотропному ГВФ.

Использование условий (1.15), (1.17), и условия ортогональности (1.13) позволяет получить статистические свойства ОУ МПИ $R(t)$:

$$\langle R(t) \rangle = 0, \quad (1.18a)$$

$$\langle R^2(t) \rangle = \int \frac{dk}{k} P_h(k) \tilde{R}^2(k), \quad (1.18b)$$

где введены передаточные функции

$$\tilde{R}^2(k) = \frac{1}{8\pi} \int d\Omega \sum_s \left| \tilde{R}(t; k^i, s) \right|^2. \quad (1.19)$$

В этом выражении $d\Omega$ указывает на интегрирование по всем возможным направлениям ГВ (т.е. $d^3\mathbf{k} = k^2 dk d\Omega$). Из (1.16) и (1.19) следует, что передаточная функция $\tilde{R}^2(k)$ не зависит от временной переменной t , что является следствием стационарности ГВ поля.

Выражение для передаточной функции может быть вычислено в явном виде. Для начала необходимо ввести сферическую систему координат (θ, ϕ) связанную с СК $\{x^i\}$ (используется система обозначений из [53]). Без потери общности система координат может быть выбрана так, что направление от пульсара к наблюдателю совпадает с направлением на северный полюс, т.е. $e^i = (0, 0, 1)$. Для краткости записи также удобно ввести величину $\mu = \cos \theta = e_i \tilde{k}^i$, описывающую величину угла между направлением распространения ГВ и линией пульсар-наблюдатель. ϕ обозначает азимутальный угол, задаваемый про-

екцией \tilde{k}^i на плоскость (x^1, x^2) , $\tilde{k}^1 = \cos \phi \sin \theta$ и $\tilde{k}^2 = \sin \phi \sin \theta$. После введения e_i^θ и e_i^ϕ , которые являются, соответственно, меридиональным и азимутальным единичными векторами перпендикулярными волновому вектору ГВ k_i , тензор поляризации ГВ (1.3) принимает вид $\tilde{p}_{ij}^s(k^i) = (e_i^\theta \pm ie_i^\phi)(e_j^\theta \pm ie_j^\phi)/2$, где \pm относится к двум независимым поляризованным по кругу степеням свободы $s = 1, 2$ (см. [54] для детального обсуждения). Используя отношение

$$e^i e^j \tilde{p}_{ij}^s = \frac{1}{2}(1 - \mu^2)e^{\pm 2i\phi}, \quad (1.20)$$

подставляя (1.16) в (1.19) и учитывая, что $d\Omega = d\mu d\phi$, после интегрирования по ϕ получается выражение для передаточной функции

$$\tilde{R}^2(k) = \frac{1}{2k^2 c^2} \sin^2 \left(\frac{k c T}{2} (1 - \epsilon) \right) \int_{-1}^{+1} d\mu (1 - \mu^2)^2 \left[\frac{\sin^2 \left\{ \frac{k D}{2} (1 - \epsilon - \mu) \right\}}{(1 - \epsilon - \mu)^2} \right] \quad (1.21)$$

Подынтегральная функция показана на рис. 1.1. При $\epsilon \neq 0$ основной вклад в интеграл производит область резонанса $\mu \approx (1 - \epsilon)$ и большая часть ОУ МПИ $\langle R^2 \rangle$ возникает из-за “сёрфинга”, т.е. волн для которых $\mu \approx (1 - \epsilon)$. Эффект возникает лишь при $\epsilon < 0$, так как $\mu \leq 1$. В физически интересных пределах $\epsilon \rightarrow 0$ и $kD \rightarrow \infty$ интеграл (1.21) может быть подсчитан аналитически (см. Приложение Б.3):

$$\tilde{R}^2(k) \approx \frac{2}{3k^2 c^2} \sin^2 \left(\frac{k c T}{2} (1 - \epsilon) \right) \left[1 + \frac{3}{2} \pi \epsilon^2 k D \right]. \quad (1.22)$$

Из этого выражения видно, что эффект сёрфинга важен при выполнении условия $\epsilon^2 k D \gg 1$. Это позволяет уже на нынешнем уровне чувствительности пульсарных наблюдений наложить сильные ограничения на параметр ϵ .

1.1.3. Ограничения на отличие скорости гравитационных волн от c .

Для того чтобы оценить ограничения, которые могут быть получены с использованием этого эффекта, необходимо иметь представление о величине ГВФ от различных астрофизических и космологических источников.

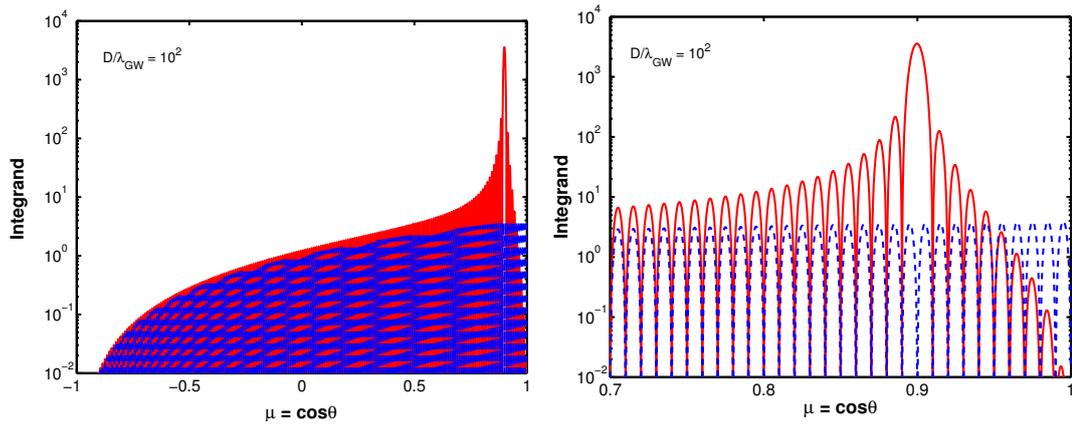


Рис. 1.1 Иллюстрация эффекта сёрфинга, возникающего при $\epsilon \neq 0$. Графики показывают подынтегральную функцию в выражении (1.21). При $\epsilon \neq 0$ эта функция обладает узким максимумом при углах $\mu \approx (1 - \epsilon)$ (сплошная красная линия), а при $\epsilon = 0$ эффект отсутствует (штриховая синяя линия). В случае $\epsilon \neq 0$ ГВ, распространяющиеся под углом $\cos \theta \approx (1 - \epsilon)$ к направлению на пульсар, вносят основной вклад. Стоит отметить, что эффект возникает лишь при $\epsilon < 0$, так как $\mu \leq 1$. Слева показана подынтегральная функция для всех μ , справа показано её поведение вблизи области резонанса.

Стохастический ГВФ описывается безразмерной амплитудой $h_c(f)$, которая связана с спектром мощности P_h (см. раздел A.4):

$$h_c(f) \equiv \sqrt{P_h(k)}, \quad \text{где } f = \frac{ck}{2\pi}(1 - \epsilon). \quad (1.23)$$

Также для анализа часто используется параметр плотности Ω_{gw} [55–57], который связан с спектром мощности $P_h(k)$ и амплитудой $h_c(f)$ следующими соотношениями:

$$\Omega_{gw}(k) = \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{k}{k_H} \right)^2 P_h(k) = \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{f}{f_H} \right)^2 h_c^2(f) \quad (1.24)$$

где $k_H = 2\pi f_H/c = 2\pi H_o/c$, H_o – современная величина постоянной Хаббла, параметр плотности Ω_{gw} имеет смысл отношения плотности энергии ГВ (в единице логарифмического масштаба) к критической плотности Вселенной $\rho_{crit} = 3c^2 H_o^2/8\pi G$.

Для простоты дальнейших численных оценок для описания ГВФ используется простой степенной закон для h_c , что эквивалентно степенному закону для Ω_{gw} :

$$h_c(f) = h_c(f_o) \left(\frac{f}{f_o} \right)^\alpha, \quad \Omega_{gw}(k) = \Omega_{gw}(k_o) \left(\frac{k}{k_o} \right)^{n_T}, \quad (1.25)$$

где

$$\Omega_{gw}(k_o) = \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{k_o}{k_H} \right)^2 h_c^2(f_o), \quad k_o = \frac{2\pi f_o}{c}, \quad n_T = 2(1 + \alpha). \quad (1.26)$$

Такое представление спектра ГВФ хорошо описывает большое количество моделей в релевантном диапазоне частот. Например, ансамбль сливающихся внегалактических СМЧД производит ГВФ, описываемый степенным законом с $\alpha = -2/3$ [58]. В космологическом контексте такой тип спектра с современным индексом α возникает при эволюции реликтовых гравитационных волн с первичным спектральным индексом $2(1 + \alpha)$, (т.е. $P_h(k)|_{prim} \propto k^{2(1+\alpha)}$) [59]. Плоский масштабно инвариантный спектр мощности (также известный как спектр Харрисона-Зельдовича) соответствует $\alpha = -1$ ($n_T = 0$). В общем случае описание степенным спектром просто подразумевает отсутствие каких-то

ярко выраженных особенностей в спектре ГВФ в релевантном частотном диапазоне.

Для вычисления ОУ МПИ $\langle R^2(t) \rangle$ из выражения (1.18b) необходимо определить пределы интегрирования k_{min} and k_{max} , которые задают частотный диапазон чувствительности метода пульсарного тайминга. Нижний предел k_{min} определяется полной продолжительностью наблюдений T_{obs} , $k_{min} \approx 2\pi f_{obs}/c = 2\pi/cT_{obs}$. В дальнейших оценках $T_{obs} \approx 10$ лет. Верхний предел $k_{max} \approx 2\pi/c\delta t$ задаётся продолжительностью одиночного сеанса наблюдений δt (временем накопления), которая не превосходит часа. Поэтому можно безопасно считать, что $\delta t \ll T_{obs}$ (т.е. $k_{max} \gg k_{min}$) и устремить $k_{max} \rightarrow \infty$ в дальнейших вычислениях. Также будет считаться, что выполняется условие $kD = 2\pi D/\lambda_{gw} \gg 1$, что следует из очевидного факта, что релевантные ГВ ($\lambda_{gw} \lesssim 10$ св. лет) имеют длины волн много меньше, чем расстояния до пульсаров ($D \sim 1 - 10$ кпк).

Выражение (1.22) и вычисления, приведённые в Приложении Б.3, показывают, что поведение передаточной функции $\tilde{R}^2(k)$ зависит от величины $3\pi\epsilon^2 kD/2$. Для анализа возможных вариантов поведения функции и ОУ МПИ удобно ввести следующий вспомогательный параметр

$$\epsilon_* = \left(\frac{3}{2}\pi k_{min} D \right)^{-1/2} = 3.2 \times 10^{-3} \left[\left(\frac{10 \text{ кпк}}{D} \right) \left(\frac{T_{obs}}{10 \text{ лет}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.27)$$

Далее две возможности, $\epsilon \ll \epsilon_*$ и $\epsilon \gg \epsilon_*$, будут исследованы отдельно.

Если $\epsilon \ll \epsilon_*$, то в передаточной функции $\tilde{R}^2(k)$ (1.22) можно пренебречь вторым членом в квадратных скобках, который много меньше первого. Также в члене $\sin^2(kcT(1-\epsilon))/2$ можно пренебречь быстро осциллирующим членом и передаточная функция имеет вид:

$$\tilde{R}^2(k) \approx \frac{2}{3k^2c^2} \left(\frac{1 - \cos(kcT(1-\epsilon))}{2} \right) \left[1 + \frac{3}{2}\pi\epsilon^2 kD \right] \approx \frac{1}{3k^2c^2}. \quad (1.28)$$

В итоге, подставляя (1.28), (1.23) и ГВФ, описываемый степенным спектром (1.25), в выражение (1.18b), и устанавливая пределы интегрирования, которые

обсуждались выше, можно получить окончательное выражение:

$$\langle R^2(t) \rangle \approx \frac{T_{obs}^2 h_c^2(f_{obs})}{24\pi^2 (1 - \alpha)}, \quad \text{для } \epsilon \ll \epsilon_*. \quad (1.29)$$

В случае $\epsilon \gg \epsilon_*$, можно провести аналогичные вычисления, пренебрегая первым членом в квадратных скобках и быстро осциллирующим множителем в (1.22)

$$\tilde{R}^2(k) \approx \frac{2}{3k^2 c^2} \left(\frac{1 - \cos(kcT(1 - \epsilon))}{2} \right) \left[1 + \frac{3}{2}\pi\epsilon^2 kD \right] \approx \frac{\pi\epsilon^2 D}{2k^2 c^2}. \quad (1.30)$$

$$\langle R^2(t) \rangle \approx \frac{T_{obs}^2 h_c^2(f_{obs})}{12\pi^2 (1 - 2\alpha)} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_*} \right)^2, \quad \text{для } \epsilon \gg \epsilon_*. \quad (1.31)$$

Сравнивая выражения (1.29) и (1.31), можно видеть, что в случае $\epsilon \gg \epsilon_*$ эффект приводит к сильному резонансно растущему вкладу (пропорциональному kD) в ОУ МПИ в отличие от случая, когда $\epsilon \ll \epsilon_*$. Этот вклад производится ГВ, распространяющимися под углом $\cos \theta \approx (1 - \epsilon)$ к направлению на пульсар (см. вычисления в Приложении Б.3).

Из выражений (1.29) и (1.31) следует, что измерение ОУ МПИ позволит ограничить (или найти) h_c или $h_c \epsilon$, в зависимости от соотношения между ϵ и ϵ_* . Отсутствие сигнала в ОУ МПИ позволяет наложить следующие ограничения:

$$h_c \lesssim 4.9 \times 10^{-15} \left[\sqrt{1 - \alpha} \left(\frac{R_{rms}}{0.1 \text{ мкс}} \right) \left(\frac{10 \text{ лет}}{T_{obs}} \right) \right], \quad \text{для } \epsilon \ll \epsilon_*, \quad (1.32)$$

или

$$h_c \epsilon \lesssim 1.1 \times 10^{-17} \left[\sqrt{1 - 2\alpha} \left(\frac{R_{rms}}{0.1 \text{ мкс}} \right) \left(\frac{10 \text{ лет}}{T_{obs}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{10 \text{ КПК}}{D} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad \epsilon \gg \epsilon_*, \quad (1.33)$$

где $R_{rms} = \sqrt{\langle R^2(t) \rangle}$ точность определения ОУ МПИ (СКВО) и $h_c = h_c(f_{obs})$ берётся на частоте $f_{obs} = 0.1 \text{ лет}^{-1}$. В терминах параметра плотности Ω_{gw} эти ограничения переписываются как:

$$\Omega_{gw} \lesssim 5.3 \times 10^{-10} \left[(1 - n_T/4) \left(\frac{R_{rms}}{0.1 \text{ мкс}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ лет}}{T_{obs}} \right)^4 \right], \quad \text{для } \epsilon \ll \epsilon_* \quad (1.34)$$

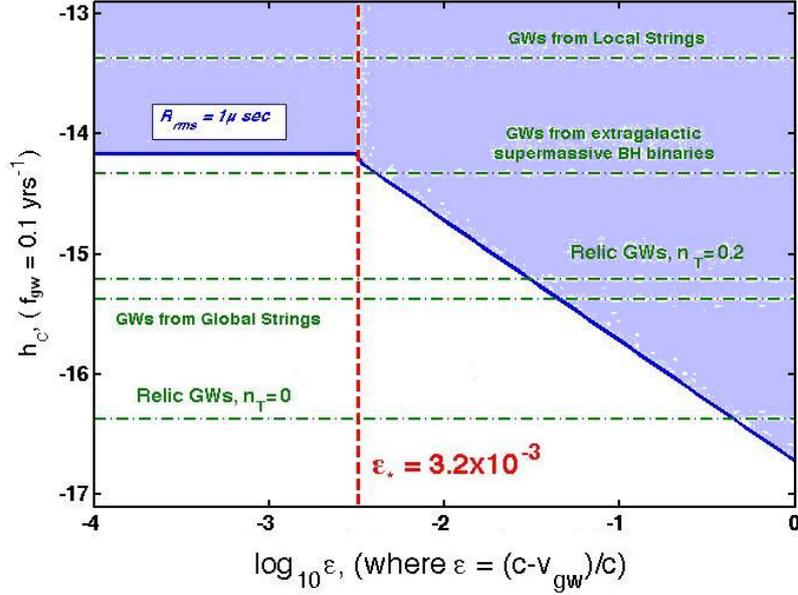


Рис. 1.2 Верхний предел на амплитуду h_c и параметр ϵ для ГВ, который может быть достигнут при наблюдении пульсара на протяжении $T_{obs} = 10$ лет с точностью хронометрирования $R_{rms} = 0.1$ мкс. Область параметров, которая может быть проверена с помощью метода, затенена. Горизонтальные линии показывают амплитуду h_c на частоте $f = (10 \text{ лет})^{-1}$ для нескольких классов источников.

или

$$\Omega_{gw}\epsilon^2 \lesssim 4.0 \times 10^{-15} \left[(1 - n_T/3) \left(\frac{10 \text{ кпк}}{D} \right) \left(\frac{R_{rms}}{0.1 \text{ мкс}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ лет}}{T_{obs}} \right)^3 \right], \epsilon \gg \epsilon_* \quad (1.35)$$

Из (1.32) (или (1.34)) можно видеть, что при $\epsilon \ll \epsilon_*$, когда влияние эффекта мало, пульсарный тайминг накладывает ограничения непосредственно на h_c (или, что эквивалентно, на Ω_{gw}), т.е. на силу ГВФ. С другой стороны когда $\epsilon \gg \epsilon_*$ и эффект начинает доминировать, из (1.33) (или (1.35)) очевидно, что тайминг теперь ставит ограничения на произведение $h_c \epsilon$ (или $\Omega_{gw} \epsilon^2$). Достижимый из пульсарного хронометрирования верхний предел вместе с уровнями ГВ фона от различных возможных источников и чувствительностями разных экспериментов показан на рис. 1.2.

Как следует из рассуждений выше и проиллюстрировано рис. 1.2, независимое определение амплитуды h_c позволяет сразу ограничить параметр ϵ , т.е. ограничить отличие скорости распространения ГВ от c . Из выражения (1.33) получаются следующие ограничения на ϵ :

$$\epsilon \lesssim 1.1 \times 10^{-2} \left[\sqrt{1 - 2\alpha} \left(\frac{10^{-15}}{h_c} \right) \left(\frac{10 \text{ КПК}}{D} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R_{rms}}{0.1 \text{ мкс}} \right) \left(\frac{10 \text{ лет}}{T_{obs}} \right)^{\frac{3}{2}} \right], \quad (1.36)$$

или

$$\epsilon \lesssim 6.4 \times 10^{-3} \left[\sqrt{1 - n_T/3} \left(\frac{10^{-10}}{\Omega_{gw}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{10 \text{ КПК}}{D} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R_{rms}}{0.1 \text{ мкс}} \right) \left(\frac{10 \text{ лет}}{T_{obs}} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (1.37)$$

1.1.4. Физические следствия ”сёрфинг-эффекта“.

Анализ в предыдущем подразделе указывает, что эффект может приводить к появлению значимых ограничений на параметр ϵ при условии наличия достаточно мощного ГВФ с $\Omega_{gw} \sim 10^{-10}$ (см. (1.37)). Важно отметить, что метод не может ограничивать сильнее, чем фундаментальный предел ϵ_* , который в настоящее время составляет 3×10^{-3} (см. (1.27)). Хотя увеличение продолжительности наблюдений увеличивает общую чувствительность, оно также увеличивает значение ϵ_* , тем самым ухудшая потенциально достижимые ограничения на ϵ . В будущем чувствительность метода может повыситься с вводом в строй радиотелескопов следующего поколения, таких как, например, Square Kilometer Array (SKA), для которых ожидается радикальное уменьшение инструментальных шумов [60]; при наблюдениях на них пределы улучшатся до $\epsilon_* \sim 10^{-3}$.

В ГВФ в интересующем частотном диапазоне ($f_{gw} \lesssim 0.1 \text{ год}^{-1}$) могут вносить вклад несколько классов астрофизических и космологических источников [56, 61]. Ожидается, что наибольший вклад на этих частотах даёт космологический ансамбль сливающихся СМЧД [58, 62–64].

ГВФ от внегалактических СМЧД

ГВФ, производимый ансамблем внегалактических двойных СМЧД был исследован в ряде численных симуляций [58, 62–64], которые предсказывают ожидаемую амплитуду этого фона:

$$h_c(f) \approx 10^{-16} \left(\frac{f}{1 \mu\text{Hz}} \right)^{-\frac{2}{3}}, \quad (1.38)$$

и соответствующий параметр плотности

$$\Omega_{gw}(f) \approx 2.4 \times 10^{-10} \left(\frac{f}{0.1 \text{ yrS}^{-1}} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (1.39)$$

Наибольшая неопределённость в оценке величины h_c возникает из-за неопределённости в темпе крупных слияний галактик. Это приводит к следующему интервалу оценок амплитуды $h_c(f = 1 \text{ мкГц}) \approx 2.5 \times 10^{-17} - 4 \times 10^{-16}$ [64].

Ожидаемая амплитуда h_c позволяет наложить значимые ограничения на параметр ϵ . После подстановки (1.38) в (1.36), полагая $\alpha = -2/3$, можно получить следующие ограничения на ϵ :

$$\epsilon \lesssim 3.7 \times 10^{-3} \left[\left(\frac{10 \text{ кпк}}{D} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{R_{rms}}{0.1 \text{ мкС}} \right) \left(\frac{10 \text{ лет}}{T_{obs}} \right)^{\frac{3}{2}} \right]. \quad (1.40)$$

Стохастический ГВФ, порождаемый слияниями внегалактических СМЧД может в ближайшем будущем использован для постановки очень сильных ограничений, $\epsilon \lesssim 0.4\%$, на отличие скорости распространения ГВ от c .

1.1.5. Заключение

В данном разделе было проанализировано к каким возможным наблюдаемым проявлениям в пульсарных наблюдениях может приводить предложенный в [50] ”сёрфинг-эффект“. Этот эффект из-за поперечного характера ГВ может приводить к значительным наблюдательным последствиям только тогда, когда скорость распространения ГВ больше скорости света c . Был введён феноменологический параметр ϵ , характеризующий отличие скорости ГВ от c .

Вначале было получено выражение для ОУ МПИ, возникающих при распространении сигнала в поле плоской монохроматической волны, которое затем было обобщено на случай произвольного гравитационно-волнового поля. Было показано, что эффект присутствует при $\epsilon \neq 0$.

Таким образом, пульсарные наблюдения позволяют значительно ограничить параметр ϵ . Высокоточные пульсарные наблюдения с $R_{rms} = 0.1$ мкс позволяют ограничить этот параметр на уровне $\epsilon \lesssim 0.4\%$, если плотность ГВФ не слишком сильно отличается от предсказываемой различными сценариями эволюции СМЧД. Теоретически достижимый предел определяется параметром ϵ_* , зависящим от расстояния до пульсара. Для пульсара на расстоянии $D = 10$ кпк эта величина составляет $\epsilon_* \approx 0.3\%$. Этот предел потенциально может быть немного усилен при наблюдении пульсаров на больших расстояниях D .

1.2. Ограничения на долю массивных гравитонов в тёмной материи Вселенной.

В стандартной современной космологической модели считается, что бóльшая часть общей плотности энергии Вселенной находится в форме тёмной материи и тёмной энергии. Физическая природа обеих субстанций пока абсолютно неизвестна и они проявляют себя лишь через дополнительные гравитационные эффекты на астрономических пространственных масштабах. Альтернативным объяснением может стать модификация используемой для описания Вселенной теории тяготения, ОТО. Существует большое число теорий в которых теория тяготения модифицируется на самых больших масштабах (т.н. ”инфракрасные“ модификации), для примера [65–69]. Среди большого количества этих вариантов, модели массивной гравитации с нарушенной лоренц-инвариантностью [69–71] кажутся привлекательными с теоретической точки зрения и обладают богатой феноменологией (см. обзор [38]). В частности, в

модели массивной гравитации [71] лоренц-инвариантность спонтанно нарушается в присутствии конденсатов скалярных полей, что позволяет избежать проблем сильного взаимодействия и ”полей-призраков“. Эти проблемы неизбежны в лоренц-инвариантных теориях с массивным гравитоном. В [71] была построена теория, где ГВ – массивны, в то время как линеаризованные уравнения для скалярных и векторных возмущений метрики, а также пространственно плоские космологические решения совпадают с решениями ОТО. В этой теории возникает добавочный член в уравнениях Фридмана, который эффективно действует как тёмная энергия и может объяснять ускоренное расширение Вселенной. Массивные гравитоны могли образовываться на ранних стадиях эволюции Вселенной в настолько большом количестве, что теперь они могли бы составлять всю тёмную материю [71]. Отличительным признаком ГВ, соответствующих массивным гравитонам, служит практически монохроматический сигнал ($\Delta\nu/\nu \sim 10^{-6}$), ширина которого задаётся скоростями вириальных движений холодных гравитонов в галактическом гало. Центральная частота этого сигнала зависит от конкретной модели, но излучение ГВ из известных тесных двойных систем (см. раздел A.3) ограничивает эту частоту сверху: $\nu \leq 3 \times 10^{-5}$ Гц. На более низких частотах амплитуду ГВ можно оценить как $h \sim 10^{-10} \left(\frac{3 \times 10^{-5} \text{ Гц}}{\nu} \right)$ [44], считая что плотность энергии в массивных гравитонах совпадает с консервативной оценкой локальной плотности тёмной материи $\rho_{DM} = 0.3 \text{ ГэВ см}^{-3}$ [72]. Кластеризация ГВ на масштабах порядка $\sim \text{кпк}$ ограничивает дебройлевскую длину волны массивного гравитона, тем самым позволяя поставить нижнюю границу на частотный диапазон $\sim 10^{-8}$ Гц. Таким образом, ГВ, связанные с массивным гравитоном, могут в значительном количестве существовать в диапазоне $\sim 10^{-8} \text{ Гц} < \nu < \sim 3 \times 10^{-5} \text{ Гц}$. Плотность таких ГВ в частотном диапазоне $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ Гц ограничена данным спутникового слежения КА ”Кассини“ [73] (см. Рис. 1.3).

В данном разделе показано, что плотность (почти) монохроматического сигнала во всей разрешённой области сильно ограничена данными пульсарного

тайминга и прецизионной астрометрии – массивные гравитоны могут составлять лишь небольшую долю во всей тёмной материи Галактики.

1.2.1. Ограничения из пульсарного тайминга

Узкополосный ГВ сигнал будет служить источником добавочного шума в пульсарном хронометрировании на соответствующей частоте. Среднеквадратическое отклонение ОУ МПИ даже одного пульсара может служить для постановки ограничений сверху на амплитуду сигнала в частотном диапазоне $T_{obs}^{-1} - T_{int}^{-1}$, где T_{obs} – полная продолжительность наблюдений (годы), T_{int} – время накопления сигнала в сеансе (\sim час). Для примера, ансамбль пульсаров, который наблюдается на радиотелескопе в Парксе (Австралия), включает несколько пульсаров с СКО ОУ МПИ близкими к 0.1 мс (J0437-4715, J1713+0747 и J1939+2134).

В пределе слабого поля уравнения движения теории [44, 71] идентичны уравнениям ОТО и поэтому влияние ГВ на пульсарные наблюдения можно оценить, используя уже развитые формулы. Спектр мощности ГВ (выражение (1.17)) приобретает вид δ -подобной функции :

$$P_h(k') = \begin{cases} P_0, & k < k' < k + \delta k \\ 0, & \text{в другом случае} \end{cases} \quad (1.41)$$

Для такого спектра плотность энергии в ГВ составит [43]:

$$\rho_{GW} = (16\pi G)^{-1} c^2 k P_0 \delta k \quad (1.42)$$

что позволяет определить нормировку $P_0 \delta k$.

СКО наблюдаемых ОУ МПИ пульсаров r даёт ограничение сверху на $P_0 \delta k$ (см. Приложение Б.2):

$$P_0 \delta k \leq 3r^2 k^3 c^2, \quad (1.43)$$

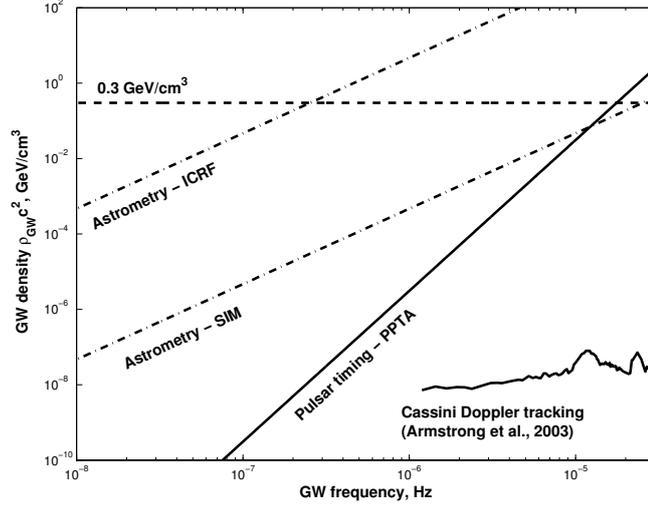


Рис. 1.3 Ограничения из прецизионных астрометрических (штрих-пунктир) и пульсарных (сплошная линия) наблюдений на полную плотность энергии в форме стационарного изотропного фона монохроматических ГВ в полосе частот $\sim 10^{-8}$ Гц $< \nu < \sim 3 \times 10^{-5}$ Гц. Вне этой полосы сильные ограничения накладываются из наблюдений процессов излучения ГВ в тесных двойных системах и возможной кластеризации массивных гравитонов на галактических масштабах (см. выше). Толстая штриховая линия показывает локальную плотность тёмной материи 0.3 ГэВ см^{-3} . Ограничения в правом нижнем углу получены из доплеровского слежения КА "Кассини" [73].

и, следовательно,

$$\begin{aligned} \rho_{GW} c^2 &\leq (16\pi G)^{-1} 3r^2 k^4 c^4 = 3G^{-1} \pi^3 r^2 \nu^4 \\ &\approx 2.5 \text{ ГэВ см}^{-3} \left(\frac{\nu}{3 \times 10^{-5} \text{ Гц}} \right)^4 \left(\frac{r}{0.2 \text{ мкс}} \right)^2 \end{aligned} \quad (1.44)$$

Верхний предел, соответствующий $r = 0.2$ мкс, представлен на Рис. 1.3 как функция ν ; очевидно, что пульсарные наблюдения ограничивают допустимую плотность массивных гравитонов на уровне ниже локальной плотности тёмной материи в той области, где ещё нет ограничений от наблюдений КА "Кассини".

1.2.2. Ограничения из астрометрических наблюдений

Неожиданно, но в ОТО луч света не испытывает случайные блуждания в стохастическом ГВФ и нет роста отклонений $\sim \sqrt{N}$ (где $N \sim D/\lambda$ – количество ”ячеек“ поля). Если поле описывается бесследовым поперечным тензором и распространяется со скоростью света, то вклад вносит только поле в области излучения и наблюдения ЭМ волны [49, 74, 75]. Относительное изменение $\Delta\Psi/\Psi$ углового расстояния между двумя источниками из-за локального эффекта совпадает с безразмерной амплитудой ГВ h_c в гало Галактики в случае локального эффекта. Если $h_c \sim 10^{-11} - 10^{-10}$ [44], то это будет приводить к изменению расстояния между источниками на уровне мкс дуги. Такое дрожание может быть обнаружено в будущих астрометрических экспериментах типа SIM и GAIA [76, 77].

Текущий уровень точности астрометрических наблюдений σ_Ψ задаётся точностью Международной Небесной Системы Координат (ICRF–International Cosmic Reference Frame), основанной на РСДБ-наблюдениях [78], в которую входит более 200 опорных радиоисточников. Эти источники наблюдаются на протяжении многих лет и точность определения координат источников относительно ICRF может быть использована как мера точности определения угловых расстояний. На сегодня достигается точность в 100 мкс дуги (на 1σ уровне), что эквивалентно $\Delta\Psi \leq 5 \times 10^{-10}$.

Для выбранного спектра (1.41) такой уровень точности приводит к следующим пределам на плотность массивных гравитонов (см. Приложение Б.2):

$$\begin{aligned} \rho_{\text{GW}} &\leq \frac{3\pi\nu^2\sigma_\Psi^2}{4G} \\ &\approx 4.2 \times 10^3 \text{ ГэВ см}^{-3} \left(\frac{\nu}{3 \times 10^{-5} \text{ Гц}} \right)^2 \left(\frac{\sigma_\Psi}{100 \text{ мкс}} \right)^2. \end{aligned} \quad (1.45)$$

Другие ограничения на эту величину представлены на Рис. 1.3.

1.2.3. Заключение

Наблюдения стабильных МСП позволяют поставить строгий верхний предел на узкополосный ГВ сигнал в окрестности частот $\nu \leq 10^{-5}$ Гц. Этот предел серьёзно ограничивает плотность массивных холодных гравитонов, которые могли бы быть основным компонентом тёмной материи в Галактике [44]. Современные астрометрические ограничения несколько более слабые. В частотном диапазоне $\nu > 10^{-6}$ Гц наиболее строгие ограничения следуют из наблюдений доплеровского слежения за КА "Кассини" [73].

1.3. Выводы к первой главе

Хронометрирование миллисекундных пульсаров и прецизионная астрометрия позволяют эффективно искать и исследовать гравитационные волны и, тем самым, могут устанавливать сильные ограничения на альтернативные теории гравитации, основным отличием которых от ОТО может быть поведение ГВ. В разделе 1.1 было показано, что современные пульсарные наблюдения позволяют ограничить различие в скорости распространения ГВ и ЭМ волн на относительном уровне $\epsilon < 4 \times 10^{-3}$. В разделе 1.2 было исследовано влияние, которое мог бы оказывать один из кандидатов на роль тёмной матери, массивный гравитон, на высокоточные наблюдения. Эта частица естественным образом появляется в моделях типа [71], в которых путём изменения законов тяготения делается попытка объяснить феномены "тёмной материи" и "тёмной энергии". Было показано, что уже существующей чувствительности экспериментов достаточно чтобы исключить такой массивный гравитон как основной компонент локальной тёмной материи.

Глава 2

Расширяя возможности по наблюдению гравитационных волн

Радиоастрономические методы служат основным способом поиска гравитационных волн в широком диапазоне частот от 10^{-8} до 10^{-3} Гц. Поиск в полосе частот $10^{-6} - 10^{-3}$ Гц ведётся с помощью техники доплеровского слежения за КА в Солнечной системе [73], на более низких частотах исследования ведутся с помощью метода пульсарного хронометрирования. Классическое применение метода было изложено выше (см. также Приложение А), однако он может быть модифицирован для получения более сильных ограничений на сверхнизкочастотные ГВ ($10^{-12} - 10^{-8}$ Гц) [79, 80], а также для наблюдения ГВ от непосредственно процесса слияния СМЧД [81] – сигнал от тесных двойных систем СМЧД на частотах около 10^{-8} Гц производится на промежуточной стадии их эволюции, когда до самого слияния еще остаётся десятки и сотни тысяч лет. Также наблюдения радиосигнала от сливающихся нейтронных звёзд [82] могут быть использованы для резкого улучшения качества анализа сопутствующего гравитационно-волнового сигнала на больших наземных лазерных интерферометрах типа LIGO [83].

2.1. Поиск сверхнизкочастотных гравитационных волн с помощью измерений параметров вращения пульсаров

Наименьшая частота ГВ, которая может быть наблюдаена с помощью метода пульсарного тайминга соответствует T_{obs}^{-1} , где T_{obs} – продолжительность программы наблюдения пульсара (годы). Влияние ГВ меньших частот просто

переопределит наблюдаемые значения производных частоты вращения пульсара $\dot{\nu}$, $\ddot{\nu}$. Как подробно описано в разделе A.4, чувствительность метода падает с ростом частоты ГВ, максимум чувствительности приходится на частоты порядка 10^{-8} Гц. Гораздо менее строгие ограничения можно получить в частотном диапазоне $\sim (cD)^{-1} < f_{gw} < T_{\text{obs}}^{-1}$, где D – расстояние до пульсара, если использовать движение пульсара в двойной системе как некую реализацию точных часов, своего рода эфемеридное время. В этом случае отклонения от значений орбитальных параметров (прежде всего пост-кеплеровского параметра \dot{P}_b , см. раздел A.3), предсказанных ОТО, рассматриваются как проявления эффектов, вызванных ГВФ; таким образом появляется возможность поставить некие ограничения на плотность этого фона [84–86], расширяя область ограничений до частот $\sim 10^{-12}$ Гц. Схожий метод может быть развит и для наблюдения одиночных пульсаров: ГВ в диапазоне $\sim (cD)^{-1} < f_{gw} < T_{\text{obs}}^{-1}$ меняют наблюдаемые значения производных частоты вращения. Однако, информация о ГВФ не теряется полностью и анализ этих вращательных параметров может ограничить характеристики фона [84]. Этот метод усиливает ограничения получаемые из наблюдений двойных пульсаров. Более того, используя временные ряды $\nu(t)$ также как в стандартном анализе [13] используются ряды ОУ МПИ, можно не только поставить ограничения на плотность ГВФ, но и обнаружить его, что невозможно при наблюдениях пульсаров в двойных системах.

Важным вопросом является наличие потенциальных источников ГВ в этом диапазоне. Уровень ГВФ от астрофизических источников типа двойных систем СМЧД пренебрежимо мал [62], поэтому основной целью являются волны космологического происхождения. Существует большое количество возможных кандидатов: реликтовые гравитационные волны от первичных возмущений, которые были усилены во время инфляционной стадии эволюции Вселенной [56, 61], волны от фазовых переходов в Ранней Вселенной [87], волны от сети космологических струн [88]. Спектр этого фона сильно зависит от выбранной модели – он может быть почти плоским (спектр Гаррисона-Зельдовича)

или обладать нетривиальными особенностями, например, пиком на частотах $\sim 10^{-12}$ Гц в некоторых моделях фона от струн [89].

2.1.1. Ограничения из второй производной частоты вращения пульсара

Точное хронометрирование пульсаров позволяет измерить значения вторых производных из вращательных частот $\ddot{\nu}$ [90]. Однако измеренные значения в подавляющем большинстве случаев являются “нефизичными” и, чаще всего, на несколько порядков превосходят величины $\ddot{\nu}$, которые можно было бы ожидать от любого механизма торможения пульсаров.

Техника вычислений полностью совпадает с развитой в разделе 1.1 с параметром $\epsilon = 0$. Вычисления ведутся в рамках плоского пространства-времени Минковского с небольшим добавочным возмущением:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (\delta_{ij} + h_{ij}) dx^i dx^j, \quad (2.1)$$

где h_{ij} возмущение вызванное гравитационной волной. Для начала опять будет рассмотрен простой случай плоской монохроматической волны, который затем будет обобщен на сценарий стохастического ГВФ.

ГВ изменит не только наблюдаемую частоту (см. уравнение (1.6)), но и наблюдаемые производные частоты вращения:

$$\frac{\delta\dot{\nu}(t)}{\nu_0} = \frac{-ikc}{2} h e^i e^j p_{ij} e^{-ikct} \left[\frac{1 - e^{i(1-\tilde{k}_i e^i)kD}}{(1 - \tilde{k}_i e^i)} \right] \quad (2.2)$$

$$\frac{\delta\ddot{\nu}(t)}{\nu_0} = \frac{-k^2 c^2}{2} h e^i e^j p_{ij} e^{-ikct} \left[\frac{1 - e^{i(1-\tilde{k}_i e^i)kD}}{(1 - \tilde{k}_i e^i)} \right]. \quad (2.3)$$

Этот анализ может быть обобщен на случай стохастического ГВФ, все передаточные функции могут быть взяты из раздела 1.1, полагая $\epsilon = 0$. Благодаря линейности всех уравнений, изменения в производных частоты могут

быть записаны как интегралы:

$$\frac{\delta \frac{d^{1,2}\nu}{dt^{1,2}}}{\nu_0} = \int d^3 \mathbf{k} \sum_{s=1,2} \left[h_s(k^i) \tilde{R}_{+1,+2}(t; k^i, s) + c.c. \right], \quad (2.4)$$

индексы $+1, +2$ относятся к первой и второй производным соответственно. Вклад от отдельной Фурье-компоненты может быть получен из результата для плоской монохроматической волны $\tilde{R}_{+1,+2}(t; k^i, s)$:

$$\tilde{R}_{+1}(t; k^i, s) = \frac{-ikc}{2} e^i e^j p_{ij} e^{-ikct} \left[\frac{1 - e^{i(1-\tilde{k}_i e^i)kD}}{(1 - \tilde{k}_i e^i)} \right], \quad (2.5)$$

$$\tilde{R}_{+2}(t; k^i, s) = \frac{-k^2 c^2}{2} e^i e^j p_{ij} e^{-ikct} \left[\frac{1 - e^{i(1-\tilde{k}_i e^i)kD}}{(1 - \tilde{k}_i e^i)} \right], \quad (2.6)$$

тильды над $R_{+1,+2}$ введены для того чтобы в явной форме показать, что данные передаточные функции не зависят от амплитуды ГВ h . Обычно известны только статистические характеристики ГВФ, он считается стационарным, однородным и изотропным и обладает следующими свойствами:

$$\langle h_s(k^i) \rangle = 0, \quad (2.7)$$

$$\langle h_s(k^i) h_{s'}^*(k'^i) \rangle = \frac{P_h(k)}{16\pi k^3} \delta_{ss'} \delta^3(k^i - k'^i), \quad (2.8)$$

угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю всех возможных реализаций, $P_h(k)$ спектр мощности метрики на логарифмический интервал k . Статистические свойства соответствующих сдвигов в производных частоты $\dot{\nu}(t)$ and $\ddot{\nu}(t)$ могут быть получены с использованием (1.17), (1.15) и учётом условия ортогональности (1.13):

$$\left\langle \frac{\delta \dot{\nu}(t)}{\nu_0} \right\rangle = 0, \quad (2.9)$$

$$\left\langle \left(\frac{\delta \dot{\nu}(t)}{\nu_0} \right)^2 \right\rangle = \int \frac{dk}{k} P_h(k) \tilde{R}_{+1}^2(k), \quad (2.10)$$

$$\left\langle \frac{\delta \ddot{\nu}(t)}{\nu_0} \right\rangle = 0, \quad (2.11)$$

$$\left\langle \left(\frac{\delta \ddot{\nu}(t)}{\nu_0} \right)^2 \right\rangle = \int \frac{dk}{k} P_h(k) \tilde{R}_{+2}^2(k), \quad (2.12)$$

где были введены передаточные функции

$$\tilde{R}_{+1,2}^2(k) = \frac{1}{8\pi} \int d\Omega \sum_s \left| \tilde{R}_{+1,2}(t; k^i, s) \right|^2. \quad (2.13)$$

В этом уравнении $d\Omega$ означает интегрирование по всем возможным направлениям ГВ (т.е. $d^3 \mathbf{k} = k^2 dk d\Omega$). Из уравнений (2.5,2.6), (1.19) следует, что передаточная функция $\tilde{R}_{+1,+2}^2(k)$ не зависит от времени t , что в свою очередь следует из факта стационарности гравитационно-волнового поля.

Выражения для передаточных функций вычисляются как в разделе 1.1 [43], но в данном случае они становятся чуть сложнее:

$$\tilde{R}_{+1}^2(k) \approx \frac{k^2 c^2}{6} - \frac{c^2}{4D^2} + \frac{\cos(kD) \sin(kD) c^2}{4kD^3} \quad (2.14)$$

$$\tilde{R}_{+2}^2(k) \approx \frac{k^4 c^4}{6} - \frac{k^2 c^4}{4D^2} + \frac{\cos(kD) \sin(kD) k c^4}{4D^3}. \quad (2.15)$$

Эти передаточные функции ведут себя как k^4 и k^6 соответственно при стремлении k к 0.

Амплитуда ГВФ характеризуется параметром плотности Ω_{gw} (см. раздел А.4) Для численных оценок в этом разделе использовалась следующая величина для постоянной Хаббла: $H_0 = 75 \frac{\text{км}}{\text{с}} / \text{Мпк}$, зависимость плотности ГВФ Ω_{gw} от частоты описывалась простым степенным законом:

$$\Omega_{gw}(k) = \Omega_{gw}(k_o) \left(\frac{k}{k_o} \right)^{n_T}. \quad (2.16)$$

Степенной вид спектра является хорошей аппроксимацией для описания большого количества моделей ГВФ в рассматриваемом частотном диапазоне. Случаю плоского масштабно-инвариантного спектра (спектра Гэрисона-Зельдовича) соответствует $n_T = 0$. Для того чтобы получить искомые значения вариаций, необходимо проинтегрировать уравнения (2.10),(2.12) с спектром (2.16). Пределы интегрирования k_{\min} и k_{\max} определяются из следующих соображений: верхняя граница задаётся общей продолжительностью наблюдений T_{obs} , нижняя же частотная граница диапазона ГВ, который может быть исследован данным методом, определяется расстоянием до пульсара ¹; $k_{\min} \approx \frac{2\pi}{D}$ и $k_{\max} = 2\pi/cT_{\text{obs}}$ (в данном случае максимальная частота для метода совпадает с минимальной частотой доступной при поиске в рядах ОУ МПИ; $k_{\max} = 2\alpha\pi/cT_{\text{obs}}$, $\alpha \simeq 1$, для простоты было использовано соотношение $\alpha = 1$). После всех подстановок уравнения приводятся к виду:

$$\begin{aligned} \left\langle \left(\frac{\delta\dot{\nu}(t)}{\nu_0} \right)^2 \right\rangle &= \frac{c^2}{4\pi^2} \Omega_{gw}(k_0) k_H^2 \int k^{n_T-1} = \\ &= \begin{cases} \frac{c^2}{4\pi^{2n_T}} \Omega_{gw}(k_0) k_H^2 k_0^{-n_T} [k_{\max}^{n_T} - k_{\min}^{n_T}], & n_T \neq 0 \\ \frac{c^2}{4\pi^2} \Omega_{gw} k_H^2 \ln \left(\frac{k_{\max}}{k_{\min}} \right), & n_T = 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (2.17)$$

и

$$\begin{aligned} \left\langle \left(\frac{\delta\ddot{\nu}(t)}{\nu_0} \right)^2 \right\rangle &= \frac{c^4}{4\pi^2} \Omega_{gw}(k_0) k_H^2 \int k^{n_T+1} = \\ &= \begin{cases} \frac{c^4}{4\pi^{2(n_T+2)}} \Omega_{gw}(k_0) k_H^2 k_0^{-n_T} [k_{\max}^{n_T+2} - k_{\min}^{n_T+2}], & n_T \neq -2 \\ \frac{c^4}{4\pi^2} \Omega_{gw}(k_0) k_0^2 k_H^2 \ln \left(\frac{k_{\max}}{k_{\min}} \right), & n_T = 2, \end{cases} \end{aligned} \quad (2.18)$$

¹ Метод может быть использован для поиска космологических волн с длиной вплоть до нынешней длины горизонта, но вклад таких волн эффективно подавлен передаточными функциями, которые быстро стремятся к 0 при длинах волн больше D ; такие волны должны рассматриваться только в случае “красного” спектра ГВФ, т.е. если на низких частотах сосредоточена его основная мощность.

где два последних члена в уравнениях (2.14,2.15) опущены, так как они всегда гораздо меньше первого. Более строгие ограничения следуют из выражения для второй производной (2.18) потому что влияние ГВ на первую производную маскируется эффектом замедления пульсара.

Наблюдаемое значение второй производной $\ddot{\nu}_{\text{obs}}$ не может превышать величину вызванную эффектом и поэтому в уравнении (2.18) можно заменить $\langle \left(\frac{\delta\dot{\nu}(t)}{\nu_0} \right)^2 \rangle$ на $\left(\frac{\ddot{\nu}_{\text{obs}}}{\nu_0} \right)^2$ ². В итоге, для плоского спектра ГВ получается следующее выражение:

$$\Omega_{gw} < \frac{8\pi^2}{c^4 k_H^2 k_{\text{max}}^2} \left(\frac{\ddot{\nu}_{\text{obs}}}{\nu_0} \right)^2, \quad (2.19)$$

или

$$\Omega_{gw} < \frac{T_{\text{obs}}^2}{2\pi^2 H_0^2} \left(\frac{\ddot{\nu}_{\text{obs}}}{\nu_0} \right)^2 \quad (2.20)$$

Некоторые численные оценки могут быть сделаны по данным наблюдений пульсара PSR B1937+21: этот источник с высокой точностью наблюдался очень долгое время. Значения частоты и её производных были взяты из каталога [91]: $\nu_0 = 641$ Гц, $\frac{\ddot{\nu}}{\nu_0} = 6.2 \times 10^{-29} \text{ с}^{-2}$

$$\Omega_{gw} < 2.8 \times 10^{-6} \left(\frac{T_{\text{obs}}}{10 \text{ лет}} \right)^2. \quad (2.21)$$

Эти ограничения на два порядка превосходят предыдущие ограничения, установленные из наблюдений двойных систем [85]. Схожие ограничения получаются при использовании данных для практически всех пульсаров с малой величиной вторых производных $10^{-29} < \left| \frac{\ddot{\nu}}{\nu_0} \right| < 10^{-28} \text{ с}^{-2}$ ³. Это соотношение выполняется как для обычных, так и для миллисекундных пульсаров. Вызванная влиянием ГВ часть в $\ddot{\nu}$ зависит от продолжительности времени наблюдений

² На практике, вторая производная в пульсарном тайминге вычисляется с помощью фитирования реальных данным полиномом третьей степени. Полученное таким способом значение немного отличается от реального значения второй производной из-за вклада членов более высоких порядков и шумов.

³ Кроме PSR J1952+1410 ($\frac{\ddot{\nu}}{\nu_0} = -6.6 \times 10^{-30} \text{ с}^{-2}$), J1946+1805 ($\frac{\ddot{\nu}}{\nu_0} = 8.8 \times 10^{-30} \text{ с}^{-2}$) и J1823+0550 ($\frac{\ddot{\nu}}{\nu_0} = -5.1 \times 10^{-30} \text{ с}^{-2}$). Если подставить эти значения в (2.20), то получающиеся ограничения на Ω_{gw} будут еще более строгими

как T_{obs}^{-1} . Если есть длинные ряды пульсарных наблюдений, то становится возможным построить функцию $\dot{\nu}_{\text{obs}}(T_{\text{obs}})$ и затем извлечь из нее часть, которая может быть вызвана ГВ, что сделает ограничения на Ω_{gw} ещё более строгими.

2.1.2. Возможный метод детектирования сверхнизкочастотных гравитационных волн.

Метод, предложенный в предыдущем разделе, может быть использован только для постановки ограничений на плотность сверхнизкочастотных ГВ, для поиска волн в этом диапазоне он должен быть модифицирован. Можно искать попарные корреляции для нескольких пульсаров во временных рядах какого-то параметра, подверженного влиянию ГВФ, аналогично тому как это делается для рядов ОУ МПИ [13, 92]. Лучше всего для этого подходят временные ряды для $\nu(t)$ – они просто заменяют ряды $\mathcal{R}(t)$ используемые в "классическом" методе [93, 94]. Алгоритм использования данных заключается в следующем: полная продолжительность наблюдений разбивается на более короткие интервалы, например длиной в год, частота пульсара вычисляется для каждого такого интервала независимо. Её значение будет линейно падать из-за обычного торможения пульсара и вклад первого порядка от ГВФ будет поглощен этим гораздо более сильным эффектом. Однако, эффекты вызванные ГВФ могут быть найдены в рядах наблюдаемой частоты *после* удаления линейного тренда. Коэффициент корреляции между наблюдаемыми величинами $\Delta\nu$ для каждой пары пульсаров записывается как:

$$f(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{i=N-1} \frac{\Delta\nu_1(t_i, \mathbf{e}_1)}{\nu_{01}} \frac{\Delta\nu_2(t_i, \mathbf{e}_2)}{\nu_{02}}, \quad (2.22)$$

где N – число интервалов, $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ – единичные векторы в направлениях на пульсары, ν_{0i} – средние значения частот пульсаров.

Из-за линейности задачи, дифференцирование по времени никак не влияет на вид угловой зависимости корреляционной функции от угла между пуль-

сарами θ ($\cos \theta = \mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2$):

$$\langle f(\theta) \rangle = \sigma_{\Delta\nu}^2 \zeta(\theta), \quad (2.23)$$

$$\zeta(\theta) = \frac{3(1 - \cos \theta)}{4} \log \frac{1 - \cos \theta}{2} - \frac{1 - \cos \theta}{8} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \delta(\theta),$$

$\delta\theta = 1$, когда $\theta = 0$ и равно 0 во всех других случаях. Именно коррелированная часть $\Delta\nu$ позволяет обнаружить существование ГВФ, $\sigma_{\Delta\nu}^2 = \langle \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2 \rangle$.

Эта часть вызванная присутствием ГВФ может быть грубо оценена как:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \approx \frac{1}{2} \frac{\delta\dot{\nu}(t)}{\nu_0} \left(\frac{T_{\text{samp}}}{2}\right)^2, \quad (2.24)$$

T_{samp} – длина интервала разбиения, 1 год в данном примере. С другой стороны, возможно обнаружить относительные отклонения в частоте вращения $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ на уровне $R = 10^{-14}$.

Для случая ГВФ с плоским спектром ($\Omega_{gw}(k) = \text{const}$) уравнение (2.18) даёт оценку:

$$\Omega_{gw} < \frac{32}{\pi^2} R^2 \left(\frac{T_{\text{H}}}{T_{\text{samp}}}\right)^2, \quad (2.25)$$

где $T_{\text{H}} \equiv \frac{1}{H_0}$ – Хаббловское время. Тогда предел обнаружения данным методом оценивается как $\Omega_{gw} \sim 10^{-7}$.

2.1.3. Заключение

Измерение вращательных параметров пульсара может дать важную информацию о процессах с характерными временными масштабами превосходящими общую продолжительность наблюдений. Одним из таких процессов является влияние сверхнизкочастотных гравитационных волн на сигналы приходящие от пульсара. Измерения второй производной частоты вращения могут быть использованы для постановки ограничений на плотность энергии в ГВФ в частотном диапазоне $10^{-12} - 10^{-8}$ Гц:

$$\Omega_{gw} < 2 \times 10^{-6}.$$

Также временные ряды частоты вращения ν от разных пульсаров в пульсарном ансамбле могут быть попарно коррелированы. Присутствие ГВФ может приводить к существованию корреляции известной формы, идентичной рассматриваемой в обычном методе пульсарного хронометрирования. Этот метод может быть использован для поиска ГВФ в этом диапазоне вплоть до плотностей $\Omega_{gw} < 10^{-7}$.

2.2. Ограничения на гравитационно-волновой фон в области высоких частот из-за его взаимодействия с крупномасштабным магнитным полем

В последнее время растёт интерес к высокочастотным гравитационным волнам $\nu \gtrsim 10^5$ Гц. Хотя большинство астрофизических источников гравитационных волн излучают на гораздо более низких частотах $\nu \lesssim 10^3$ Гц [56], в диапазоне высоких частот может присутствовать ГВ сигнал, произведенный на самых ранних стадиях эволюции Вселенной, а также сигнал от неастрофизических в строгом смысле источников (космических струн, испаряющихся первичных чёрных дыр, эффектов связанных с дополнительными измерениями и пр.) [95, 96]. В данный момент исследуются возможности лабораторного детектирования и генерации высокочастотных гравитационных волн (ВЧГВ) [48, 97, 98]. Также важно установить как можно более строгие наблюдательные ограничения на плотность высокочастотного фона. Существующие (прямые) ограничения на ВЧГВ были получены с использованием лазерных интерферометров и являются очень слабыми: $\Omega_{GW} \lesssim 10^{26}$ на частоте 100 МГц [99].

В [100] впервые было показано, что в стационарном электромагнитном поле гравитоны могут превращаться в фотоны: гравитон при распространении в таком поле может взаимодействовать с виртуальным фотоном, в результате чего родится фотон с почти той же самой частотой и волновым вектором, что

и исходный гравитон. Если рассматривать этот процесс в рамках классической теории, то процесс конверсии гравитонов в фотоны может быть объяснен следующим образом: нестационарная метрика ГВ взаимодействует с стационарным ЭМ полем, вызывая изменения в последнем, т.е. рождение ЭМ волн.

Наблюдения показывают, что магнитные поле распространены во Вселенной на всех масштабах [30, 101–103]. Галактическое магнитное поле обладает характерной силой $\mathcal{O}(\text{мкГс})$ и длиной когерентности в несколько кпк. В скоплениях галактик сила поля может достигать нескольких мкГс, а длина когерентности 10-100 кпк [104]. На еще больших размерах, в филаментах крупномасштабной структуры Вселенной, поле составляет доли мкГс с длиной когерентности до Мпк при характерном размере филаментов в ~ 50 Мпк [105]. Есть сильные основания полагать, что поле существует и на самых больших масштабах – в космологических войдах [102, 106]. Самые сильные ограничения на силу этих полей поставлены из анализа анизотропий реликтового излучения [107] и анализа фарадеевских мер вращения далеких внегалактических источников [32] (см. также подраздел 5.4.3 ниже) и ограничивают силу таких полей в настоящее время на уровне $\lesssim 10^{-9}$ Гс.

Существование этих полей позволяет наложить ограничения на силу гипотетического ВЧГВФ. Эффект Герценштейна – взаимодействие МП с этим фоном – будет порождать значительное число фотонов, которые могут вносить наблюдаемые искажения в спектр реликтового излучения. Отсутствие же наблюдаемых искажений позволит получить верхние оценки на плотность ГВФ. Следует отметить, что сильные первичные магнитные поля в Ранней Вселенной сами могут служить источниками ГВФ [108] и эти гравитационные волны будут влиять на температурную и поляризационную анизотропию реликтового излучения на больших угловых масштабах соответствующих мультиполям $\ell \lesssim 100$ [109]. В анализе ниже эти эффекты рассматриваться не будут, он будет ограничен взаимодействием магнитных полей и внешнего ВЧГВФ.

2.2.1. Вероятность конверсии гравитона в фотон

В однородном магнитном поле B вероятность конверсии гравитона, распространяющегося перпендикулярно линиям поля, в фотон, даётся следующим выражением [110]:

$$P_{g \rightarrow \gamma} \simeq 8.3 \times 10^{-50} \left(\frac{B}{1 \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{L_{\text{coh}}}{1 \text{ см}} \right)^2, \quad (2.26)$$

L_{coh} – длина когерентности процесса. В вакууме длина L_{coh} совпадает с длиной когерентности магнитного поля, т.е. с масштабом на котором магнитное поле остаётся гомогенным и сохраняет ориентацию и силу. Чаще всего длина когерентности задаётся эффектами, вызванными присутствием плазмы – в плазме скорость распространения фотонов отличается от скорости гравитонов и поэтому обычно условие необходимое для резонансной конверсии выполняется на меньших, чем в вакууме, расстояниях (см уравнения (16,17) в [111]). Длина когерентности в присутствии плазмы даётся выражением [111]:

$$L_{\text{coh}} \simeq 3 \times 10^{14} \left(\frac{f}{10^{10} \text{ Гц}} \right) \left(\frac{n_e}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \text{ см}, \quad (2.27)$$

n_e – это электронная плотность, f – частоты ГВ и ЭМ получающейся в результате конверсии. Частота 10^{10} Гц будет использоваться в качестве опорной.

В общем случае длина когерентности L_{coh} значительно меньше, чем общий размер области с заметным магнитным полем L_{Σ} . Общее количество независимых когерентных доменов выражается отношением $\eta = L_{\Sigma}/L_{\text{coh}}$ и полная вероятность конверсии гравитонов в фотоны в некой магнитной структуре размером L_{Σ} даётся как:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma} &\simeq \eta P_{g \rightarrow \gamma}, \\ &= 7.2 \times 10^{-11} \left(\frac{B}{1 \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{f}{10^{10} \text{ Гц}} \right) \left(\frac{n_e}{1 \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{L_{\Sigma}}{1 \text{ Мпк}} \right). \end{aligned} \quad (2.28)$$

Магнитные поля в скоплениях галактик и филаментах

Для начала можно оценить вероятности конверсии в магнитных полях в скоплениях галактик и в филаментах крупномасштабной структуры Вселенной. В первом случае для оценки брались характерные величины $L_\Sigma = 2$ Мпк, $n_e = 10^{-5}$ см $^{-3}$, $B = 3$ мкГс для размера, плотности и магнитного поля, соответственно [104]. Уравнение (2.28) тогда даёт:

$$\mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma}(\text{скопление}) \simeq 1.4 \times 10^{-16} \left(\frac{f}{10^{10} \text{ Гц}} \right) n_{\text{GC}}, \quad (2.29)$$

n_{GC} – число скоплений на луче зрения. Величины для филаментов несколько отличаются: $L_\Sigma = 50$ Мпк, $n_e = 10^{-7}$ см $^{-3}$, $B = 0.3$ мкГс и соответствующая вероятность оказывается несколько выше:

$$\mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma}(\text{филамент}) \simeq 3.2 \times 10^{-15} \left(\frac{f}{10^{10} \text{ Гц}} \right) n_{\text{F}}, \quad (2.30)$$

n_{F} – это число филаментов на луче зрения⁴, $n_{\text{F}} \sim 3 - 5$. Во всех дальнейших расчётах будет использована консервативная оценка $n_{\text{GC}} = n_{\text{F}} = 1$. Также в оценках (2.29), (2.30) полагалось, что магнитное поле ортогонально лучу зрения, усреднение по всем возможным направлениям будет давать несколько меньшую амплитуду эффекта, но качественно не изменит результат.

Первичные магнитные поля

Также космологические магнитные поля во Вселенной могут иметь первичное происхождение. Для расчёта вероятности этом случае необходимо учесть эффекты связанные с космологическим расширением и уменьшением силы таких полей в ходе эволюции Вселенной.

⁴ n_{F} может быть грубо оценено как отношение полного пути внутри филаментов к характерному размеру одиночного филамента. Первая величина – это просто произведение длины пути от поверхности последнего рассеяния на фактор заполнения $k_{\text{FF}} \simeq 4 \text{ Гпк} \times \left(\frac{L_f}{L_v + L_f} \right)^3$, где L_f , L_v типичные оценки для размеров филаментов и войдов соответственно. Полагая $L_f = 50$ Мпк, $L_v = 100$ Мпк легко видеть, что $d_f \simeq 150$ Мпк, и, следовательно, $n_f \simeq 3$.

Первичные магнитные поля (ПМП) падают со временем по следующему закону:

$$B(z) \simeq B_0(1+z)^2,$$

B_0 – сила ПМП в настоящую эпоху, z – космологическое красное смещение. Меняется также и длина когерентности:

$$\begin{aligned} L_{\text{coh}}(z) &\simeq L_{\text{coh}}(z_{\text{rec}}) \left(\frac{1+z_{\text{rec}}}{1+z} \right)^2 \\ &\simeq 3.9 \times 10^{18} \left(\frac{1+z_{\text{rec}}}{1+z} \right)^2 \left(\frac{f}{10^{10} \text{ Гц}} \right) \text{ см.} \end{aligned}$$

Длина когерентности в эпоху непосредственно следующую за эпохой рекомбинации $L_{\text{coh}}(z_{\text{rec}})$ вычисляется из (2.27), принимая $n_e(z_{\text{rec}}) = x_{\text{ion}} \rho_{\text{crit}} \Omega_B (1+z_{\text{rec}})^3 / m_p$, с остаточным фактором ионизации $x = 3 \times 10^{-4}$ [112] и $\Omega_B = 0.04$, $\rho_{\text{crit}} = 1.1 \times 10^{-29} \text{ г см}^{-3}$. Следует отметить, что и в выражении выше, и везде в этом разделе, f относится к частоте гравитона/фотона при $z = 0$. Из выражения выше очевидно, что вероятность конверсии в каждом домене (2.26) не зависит от его красного смещения z

$$P_{g \rightarrow \gamma} = 1.3 \times 10^{-18} \left(\frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{f}{10^{10} \text{ Гц}} \right).$$

Для того чтобы подсчитать полную вероятность, необходимо знать сколько доменов когерентности пересекает гравитон. Гравитон пролетает через один домен за время $\Delta t(z) \simeq L_{\text{coh}}(z)/c$. В сценарии космологической эволюции с преобладанием материи, т.е. $1+z \simeq \left(\frac{3}{2} H_0 t\right)^{-2/3}$, H_0 – значение постоянной Хаббла в настоящий момент времени, количество доменов выражается интегралом:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{c}{H_0 L_{\text{coh}}(z_{\text{rec}}) (1+z_{\text{rec}})^2} \int_{z_{\text{min}}}^{z_{\text{max}}} \frac{dz}{\sqrt{1+z}} \\ &\simeq \frac{2c}{H_0 L_{\text{coh}}(z_{\text{rec}}) (1+z_{\text{rec}})^2} \sqrt{1+z_{\text{max}}}. \end{aligned}$$

Так как наибольший интерес представляют возможные следствия конверсии для наблюдений реликтового излучения, то $z_{max} = 10^3$, $z_{min} = 10$, где первая величина соответствует красному смещению эпохи рекомбинации, а вторая – реионизации. Так как Вселенная была непрозрачной для излучения в эпохи предшествующие рекомбинации, никаких возможных признаков конверсии в эти эпохи не сохранилось. С другой стороны, после реионизации длина когерентности резко падает из-за роста концентрации свободных электронов n_e (см. (2.27)), и вероятность конверсии становится пренебрежимо малой. В итоге $\eta \simeq 2 \times 10^5$ и полная вероятность:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma} (\text{первичные поля}) &= \eta P_{g \rightarrow \gamma} \\ &\simeq 2.5 \times 10^{-13} \left(\frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{f}{10^{10} \text{ Гц}} \right). \end{aligned} \quad (2.31)$$

Для характерной величины $B_0 = 10^{-9}$ Гс эта вероятность почти на два порядка превышает вероятность в случае $\mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma}$ (филаменты).

2.2.2. Наблюдательные следствия

Электромагнитный сигнал от процесса конверсии

Каков ожидаемый поток электромагнитного излучения от рассматриваемого процесса конверсии? Этот поток S_{EM} будет пропорционален произведению потока энергии ГВ на вероятность конверсии $\mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma}$, т.е. $S_{EM} \simeq S_{GW} \mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma}$. Если гравитационно-волновой фон является изотропными, то поток может быть связан с плотностью энергии в нём: $S_{GW} = c\rho/4 = c\Omega_{GW}\rho_{cr}/4$. Ожидаемый поток выражается как:

$$S_{EM} \simeq 7.2 \times 10^{-12} \left(\frac{\mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma}}{10^{-13}} \right) \Omega_{GW} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \times \text{с} \times \text{стер}}.$$

Для того чтобы сравнить этот поток с чувствительностью различных экспериментов, удобнее выразить эту оценку через изменение ΔT яркостной температуры T , $\Delta T = c^2 S_{EM} / 2k f^3$, и ожидаемый сигнал даётся следующим выраже-

нием:

$$\Delta T \simeq 25 \left(\frac{\mathcal{P}_{g \rightarrow \gamma}}{10^{-13}} \right) \left(\frac{10^{10} \text{ эрг}}{\text{с}} \right)^3 \Omega_{GW} \text{ мкК}. \quad (2.32)$$

Подставляя выражения для вероятностей конверсии (2.29), (2.30) и (2.31), получаем, что самая большая мощность сигнала $\Delta T \sim 60 \Omega_{GW}$ мкК ($B_0 = 10^{-9}$ Гс и $f = 10^{10}$ Гц) ожидается в случае конверсии в присутствии ПМП. Спектр сигнала будет задаваться спектром ГВФ. Из (2.32), (2.29), (2.30) и (2.31) следует, что в случае плоского спектра фона ($\Omega_{GW} \simeq \text{const}$), ожидаемый сигнал зависит от частоты обратно пропорционально её квадрату $\Delta T \propto f^{-2}$.

2.2.3. Перспективы наблюдений.

Для того, чтобы оценить возможные ограничения, которые может дать предложенный метод, необходимо сравнить ожидаемый сигнал с чувствительностью реалистичных детекторов. Эксперимент АМІ [113] достиг чувствительности $\Delta T_{rms} \simeq 1$ мкК на частоте $\nu \sim 10^{10}$ Гц. В космическом эксперименте Планк была достигнута чувствительность $\Delta T_{rms} \simeq 1$ мкК на частоте $\nu \sim 10^{11}$ Гц с угловым разрешением $\Delta\theta = 1^\circ$ [114]. Выбор оптимальной частоты для поиска ГВФ непрост: в то время как ожидаемый сигнал уменьшается с ростом частоты, падает и уровень фоновых шумов (см., например, стр. 4 в [114]). В рассматриваемом случае уровень чувствительности в 1 мкК на 10 ГГц соответствует чувствительности 0.01 мкК на 100 ГГц.

Из оценок на чувствительность существующих экспериментов (2.32) к эффекту можно ограничить плотность фона, самые сильные ограничения получаются в случае существования ПМП достаточной силы (2.31):

$$\Omega_{GW} \lesssim 1.7 \times 10^{-2} \left(\frac{\Delta T_{rms}}{1 \text{ мкК}} \right) \left(\frac{10^{-9} \text{ Гс}}{B_0} \right)^2 \left(\frac{f}{10^{10} \text{ Гц}} \right)^2. \quad (2.33)$$

Если ВЧ ГВФ обладает большей плотностью, то будут наблюдаться отклонения от чернотельного спектра реликтового излучения. Пороговая плотность Ω_{GW} зависит от силы ПМП B_0 , для характерной величины $B_0 = 10^{-9}$ Гс эти

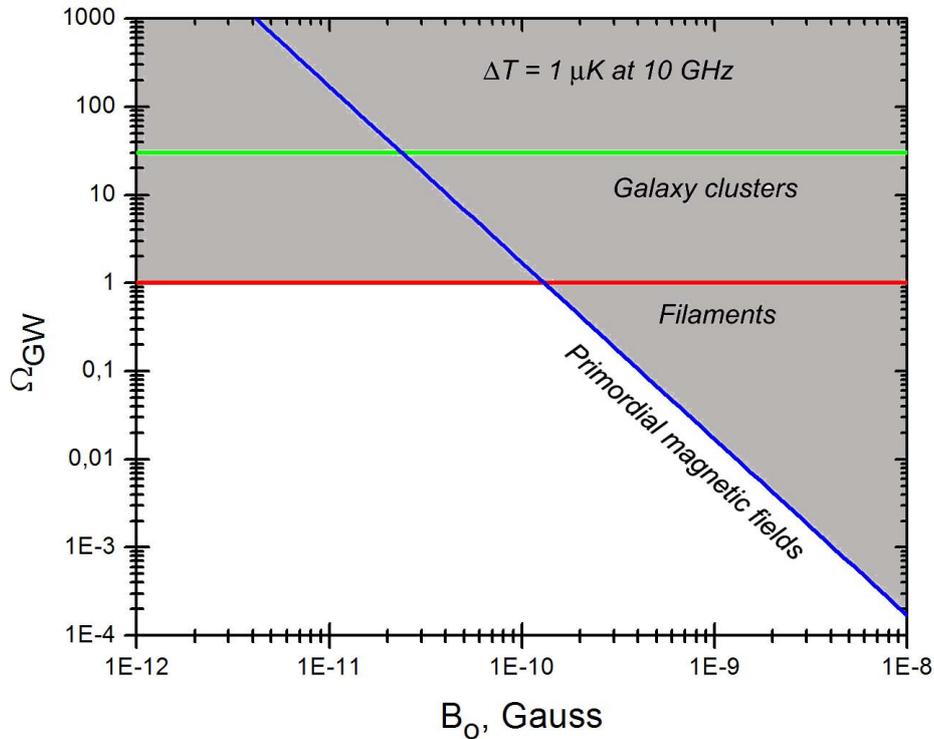


Рис. 2.1 Достижимые ограничения на плотность ГВФ Ω_{GW} в зависимости от силы первичных магнитных полей B_0 . Для сравнения приведены горизонтальные линии показывающие ограничения, возникающие из-за конверсии в скоплениях галактик и филаментах крупномасштабной структуры Вселенной. Серым цветом показана область пространства параметров, которая может быть ограничена существующими экспериментами. Принятый уровень чувствительности экспериментов составляет 1 мкК на частоте 10 ГГц (эквивалентно 0.01 мкК на частоте 100 ГГц), спектр ПМП считается “красным”

ограничения на 2-3 порядка величины более сильные, чем получающиеся из-за конверсии в магнитных полях скоплений галактик и филаментов. На рис. 2.1 показаны потенциальные ограничения на Ω_{GW} , зависящие от силы первичных магнитных полей B_0 . Серым цветом показана область в пространстве параметров B_0 – Ω_{GW} , которая может быть ограничена современными наблюдениями. Для сравнения двумя горизонтальными линиями показаны ограничения, возникающие из-за конверсии в магнитных полях крупномасштабной структуры Вселенной.

В рассмотренном анализе не учитывался обратный процесс конверсии фотонов в гравитоны, который имеет точно такую же вероятность (2.26). Однако, на частотах $f \sim 10^{10}$ Гц плотность энергии в реликтовом микроволновом излучении на несколько порядков меньше плотности энергии ГВФ, рассматриваемой в этой работе, и поэтому вклад обратного эффекта мал.

Потенциальную сложность для предложенного метода поиска фона может представлять дифференциальный характер многих измерений микроволнового фона. Конверсия, происходящая в ПМП, имеет достаточно изотропный характер, порождая изотропный сигнал в ΔT . Остаточная анизотропная часть будет гораздо слабее $\Delta T_{anis} \sim \Delta T / \sqrt{\eta} = 3 \times 10^{-3} \Delta T$ и многие дифференциальные эксперименты будут способны измерить лишь эту анизотропную часть, что заметно ослабит потенциальные ограничения на Ω_{GW} . Но если ПМП, произведённые на космологической стадии инфляции, обладали спектром с преобладанием высоких пространственных частот [115], то сила поля может заметно меняться в различных под-доменах с размером меньше размера горизонта. Для таких полей вероятность конверсии будет гораздо более анизотропной, что, в свою очередь, будет приводить к сильно анизотропному сигналу. Проблема изотропии также не будет возникать, если рассматривать конверсию в магнитных полях скоплений галактик и филаментов.

Также искомый сигнал необходимо отделить от других вкладов в анизотропию наблюдаемого микроволнового излучения. Часто рассматривают ани-

зотропные вклады, возникающие из-за влияния скалярных и тензорных возмущений, эффекта Сюняева-Зельдовича (СЗ), и вызванные астрофизическими эффектами в Галактике на луче зрения [114]. Эти вклады обычно могут быть вычтены, так как частотная зависимость известна. Для примера, не зависит от частоты анизотропный сигнал, вызванный влиянием скалярных и тензорных возмущений (в температурных единицах в области, где спектр реликтового излучения может быть описан зависимостью Рэля-Джинса). Влияние эффекта СЗ в филаментах может быть оценено [116]: $\Delta T_{SZ} \simeq 2Ty \simeq 10^{-2}$ мкК (где $y = \int dl \sigma_T k T_e n_e / mc^2$, and $T_e = 10^6$ К). Этот сигнал также имеет характерную частотную зависимость и поэтому может быть вычтен. Вклад от различных астрофизических источников на переднем плане, характерная амплитуда которых составляет $\Delta T_{foregrd} \sim 10^2$ мкК на частоте $\nu = 10^{10}$ Гц, может быть учтён до уровня $\Delta T \lesssim 1$ мкК для направлений вдали от галактической плоскости [117].

Данный метод является самым чувствительным в этом частотном диапазоне. Единственное прямое измерение, которое использовало лазерный интерферометр в качестве детектора, поставило весьма слабые ограничения $\Omega_{GW} \lesssim 10^{26}$ на частотах 100 МГц [99], поэтому маловероятно, что в обозримом будущем прямые измерения могут достичь чувствительности предложенного метода. Наиболее строгие ограничения на возможную плотность ВЧ ГВФ космологического происхождения ставятся из распространённости первичных элементов, родившихся в эпоху нуклеосинтеза – добавление значительной плотности энергии в форме релятивистских частиц (гравитонов) изменило бы процесс нуклеосинтеза и получающиеся распространённости гелия и дейтерия. Это требование сильно ограничивает полную, т.е. интегрированную по всем частотам, плотность ГВФ $\Omega_{GW} \lesssim 10^{-5}$ [118]. Этот предел справедлив только для фона, который был произведен до эпохи нуклеосинтеза. Наблюдения же реликтового излучения чувствительны и к фону произведенному и в более поздние эпохи до эпохи рекомбинации включительно. Более того, такие наблюдения могут най-

ти ГВФ в относительно узком частотном диапазоне вокруг 10^{10} Гц и поэтому чувствительны к спектрам ВЧГВФ с острым максимумом, полная плотность энергии которого может быть и меньше порога. Эксперимент, специально оптимизированный для поиска ГВФ в наблюдениях реликтового излучения, может улучшить чувствительность метода на 3-4 порядка, что позволит достичь уровня ограничений, следующих из нуклеосинтеза.

2.2.4. Заключение

В данном разделе было исследовано возможное приложение гравитон-фотонной конверсии в магнитных полях крупномасштабной структуры Вселенной к задаче поиска гравитационных волн с частотами выше ГГц. Была оценена вероятность конверсии в первичных магнитных полях и магнитных полях, связанных с скоплениями галактик и филаментами. Наибольшая вероятность достигается в случае, если существуют первичные магнитные поля с амплитудами порядка нГс. В этом случае существование достаточно мощного высокочастотного гравитационно-волнового фона вызывало бы появление наблюдаемых эффектов в спектре реликтового микроволнового излучения. Эти эффекты могли бы быть отделены от других источников отклонений в спектре, таких как эффект Сюняева-Зельдовича и эффекты галактического переднего плана, с использованием соответствующих частотных зависимостей для последних. Современные наблюдения позволяют заметно ограничить ВЧГВФ ($\Omega_{GW} \lesssim 1$). Эти ограничения на 25 порядков величины сильнее прямых ограничений, ранее полученных в этом частотном диапазоне. При условии проведения специализированного эксперимента, направленного на поиск ГВФ в этом диапазоне этим методом, эти ограничения могут быть усилены ещё на 3-4 порядка.

2.3. Особенности гравитационно-волновых всплесков с памятью от слияний сверхмассивных чёрных дыр в методе пульсарного хронометрирования

Пульсарные наблюдения уже значительно ограничивают плотность стохастического ГВФ, созданного ансамблем всех сливающихся СМЧД во Вселенной [15, 16, 94] и в ближайшем будущем должны обнаружить его. Кроме наблюдения стохастического фона возможно также детектирование сигнала от отдельных близких двойных систем двойных СМЧД [119].

В данном разделе рассматриваются индивидуальные источники, которые испускают ГВ определенного вида, так называемые гравитационно-волновые всплески ”с памятью“ (ВСП). [120, 121]. Эти всплески характеризуются ростом величины тензора поля h_{ij}^{TT} от нулевого значения, колебаниями на протяжении нескольких характерных времен и дальнейшим асимптотическим стремлением к конечному *ненулевому* значению Δh_{ij}^{TT} на характерном интервале δt , который можно назвать продолжительностью всплеска [121]. Постоянный сдвиг Δh_{ij}^{TT} обычно называют ”памятью“ всплеска. ВСП происходят в случаях, когда есть суммарное изменение во временных производных мультипольных моментов, описывающих систему. Для примера, излучение таких волн происходит при взаимном пролёте массивных тел, находящихся на гиперболических орбитах или при асимметричных взрывах сверхновых. Если суммарное изменение моментов обеспечивается излучением гравитационных волн, такой тип ВСП также известен как эффект Христоводулу [122, 123]. Поиск ВСП может проводиться с помощью метода пульсарного хронометрирования, так как присутствие в ВСП постоянного сдвига Δh_{ij}^{TT} приводит к возникновению характерной особенности в рядах ОУ МПИ пульсаров, которая линейно растёт с увеличением длины рядов наблюдений.

2.3.1. Потенциальные источники гравитационных всплесков с памятью

Характерная амплитуда ВСП

ВСП происходят в тех случаях, когда выброс значительного количества вещества или излучения происходит несимметрично. Характерную амплитуду ВСП можно оценить по простой формуле [121]:

$$h^{\text{mem}} \sim \frac{r_g}{r} \left(\frac{v}{c}\right)^2, \quad (2.34)$$

где r_g – это радиус Шварцшильда, соответствующий массе асимметричной части выброса, v – его скорость, и r – это расстояние до выброса. Эффект максимален, если выброс происходит с наибольшей скоростью c , соответствующей излучению нейтрино, фотонов или гравитонов. В вычислениях ниже в данном разделе будет использована система единиц [$G = c = 1$].

Очевидным источником ГВ ВСП являются взрывы сверхновых с коллапсом ядра. Количество энергии излучённой асимметрично, оценивается в $\Delta E_{\text{rad}} \leq 10^{-3} M_{\odot}$ (из наблюдаемых скоростей нейтронных звёзд [124]). Амплитуда ВСП на расстоянии 1 Мпк тогда составит $h_{1\text{Mpc}} \leq 10^{-22}$. Чувствительность пульсарного тайминга не позволит детектировать столь малые сигналы (см. ниже подраздел 2.3.3, где оценивается чувствительность метода и достижимые значения отношения сигнала к шуму).

Другим классом событий, которые представляют большой интерес в данном контексте, является слияния чёрных дыр [125]. В этом процессе асимметрично может излучаться до десяти процентов полной массы системы, в зависимости от величины углового момента чёрных дыр [126]. Массы ЧД лежат в широчайшем диапазоне от нескольких масс Солнца до миллиардов солнечных масс. Из (2.34) очевидно, что поиски должны быть сконцентрированы на слияниях двойных сверхмассивных чёрных дыр с характерными массами $M_{\text{SMBH}} \geq 10^8 M_{\odot}$. Если 10% полной массы системы излучается в виде грави-

тационных волн во время слияния, то на расстоянии 1 Гпк амплитуда ВСП, образующегося при слиянии двух СМЧД с полной массой $10^8 M_\odot$ достигает величины $h_{\text{Гпк}} \simeq 10^{-15}$. Ниже будет показано, что ВСП с такой амплитудой может быть детектирован с помощью метода пульсарного хронометрирования.

Грубая оценка по порядку величины может быть уточнена – амплитуда ВСП от слияния даётся ур. (5) в [125]:

$$h^{\text{mem}} = \frac{\eta M h}{384\pi r} \sin^2 \theta (17 + \cos^2 \theta), \quad \text{где } h = \frac{16\pi}{\eta} \left(\frac{\Delta E_{\text{rad}}}{M} \right), \quad (2.35)$$

где $M = M_1 + M_2$ – полная масса системы, $\eta = \frac{M_1 + M_2}{M^2}$ и θ – это угол между орбитальным моментом двойной системы и лучем зрения. Формула может быть переписана в виде:

$$h^{\text{mem}} = \frac{\Delta E_{\text{rad}}}{24r} \sin^2 \theta (17 + \cos^2 \theta). \quad (2.36)$$

Проводя усреднение по θ , получаем:

$$\langle h^{\text{mem}} \rangle = \frac{69}{8} \frac{\Delta E_{\text{rad}}}{24r} \approx \frac{\Delta E_{\text{rad}}}{3r}. \quad (2.37)$$

Оценки ΔE_{rad} были получены из расчетов и симуляций [126], которые показывают, что эта доля лежит в диапазоне 3.6-10% M . В дальнейших расчётах будет использовано среднее значение $\Delta E_{\text{rad}} = 7 \times 10^{-2} M$. В итоге, от слияния двойной системы СМЧД одинаковых масс ($M_1 = M_2 = m = 10^8 M_\odot$) и нулевым эксцентриситетом на расстоянии 1 Гпк ожидается ВСП с амплитудой:

$$h^{\text{mem}} = 5 \times 10^{-16} \left(\frac{m}{10^8 M_\odot} \right) \left(\frac{1 \text{ Гпк}}{r} \right). \quad (2.38)$$

Можно сравнить амплитуды ВСП и гравитационно-волновых сигналов от фазы непосредственно предшествующей слиянию (inspiral)⁵. Характерная амплитуда последних была взята в [127]:

$$h^{\text{insp}} \approx 10^{-15} \left(\frac{m}{10^8 M_\odot} \right) \left(\frac{1 \text{ Гпк}}{r} \right). \quad (2.39)$$

⁵ В дальнейшем ГВ от этой фазы (inspiral) будут называться гравитационными волнами от слияния.

Хотя эти амплитуды этих двух различных гравитационно-волновых сигналов очень близки, они по-разному влияют на ОУ МПИ. Разница возникает потому что главной характеристикой ВСП является возникновение постоянного изменения в гравитационном поле, которое приводит к линейному росту ОУ МПИ со временем, в то время как сигнал от непосредственно слияния является осциллирующим и, соответственно, никакого линейного роста ОУ МПИ в данном случае не возникает (см. подраздел 2.3.2).

Строгое вычисление откликов от двух различных видов сигнала будет проведено ниже в подразделе 2.3.3. Грубая оценка показывает, что отношения сигнал/шум в пульсарных измерениях для связаны следующим образом:

$$\frac{SNR_{\text{BWM}}}{SNR_{\text{insp}}} \sim \left(\frac{R_{\text{BWM}}}{R_{\text{insp}}} \right),$$

где R_{BWM} , R_{insp} – это ОУ МПИ вызванные ВСП и ГВ от слияния. ОУ МПИ от ВСП линейно растут со временем $R_{\text{BWM}} \sim h^{\text{mem}} T_{\text{obs}}$ (см. подраздел 2.3.2), T_{obs} – полная продолжительность наблюдений. В случае сигнала от слияния из-за его квазипериодического характера ОУ МПИ осциллируют с амплитудой $R_{\text{insp}} \sim h^{\text{insp}}/\omega_{\text{insp}}$, где $\omega_{\text{insp}} \sim [7.5 \times 10^3 (M/10^8 M_{\odot}) \text{ c}]^{-1}$ – это характеристическая частота процесса слияния – частота обращения на последней стабильной круговой орбите. Принимая общую продолжительность наблюдений $T_{\text{obs}} = 10$ лет, отношение составит :

$$\frac{SNR_{\text{BWM}}}{SNR_{\text{insp}}} \sim \frac{h^{\text{mem}} T_{\text{obs}} \omega_{\text{insp}}}{h^{\text{insp}}} \sim T_{\text{obs}} \omega_{\text{insp}} \sim 2 \times 10^4.$$

Из-за большой величины этого отношения, в дальнейшем вклад в ОУ МПИ от ГВ, излучённых на стадии слияния, учитываться не будет.

Оценка темпа слияний СМЧД

Оценка, полученная выше, показывает, что ВСП от слияний СМЧД могут быть обнаружены в рядах ОУ МПИ уже при нынешней чувствительности пульсарных ансамблей. Перспективы метода зависят от ожидаемой частоты с

которой происходят слияния. Типичный временной масштаб продолжительности наблюдений составляет $T_{\text{obs}} = 10$ лет. Если ожидаемая частота слияний в объёме 1 Гпк^3 больше чем 0.1 событий в год, то наблюдения могут детектировать эти события.

В диапазоне масс $10^7 M_{\odot} < M < 10^9 M_{\odot}$ темп слияний был оценен как 0.4 год^{-1} в [128]. Слияния происходят при красных смещениях $z < 4$, с максимальной частотой на $z \sim 2$. Также эти вычисления показывают, что по крайней мере в 20% слияний отношение масс превышает 0.2. Близкая оценка 0.1 год^{-1} для слияний на $z < 1$ с полной массой $M \sim 10^8 M_{\odot}$ была получена в [63]. Более того, как показано на Рис. 6b в [63], частота слияний с массами $10^7 M_{\odot} < M < 10^8 M_{\odot}$ может достигать 1 год^{-1} , хотя основной вклад будут вносить события на больших расстояниях $z \sim 3$. В недавней работе [129] был оценен темп слияний крупных галактик: $R_g \sim 10^{-3} \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$ – это указывает на то, что вероятность того, что одно слияние на расстоянии $z < 0.5$ произойдёт за интервал в 10 лет наблюдений, не является малой.

2.3.2. Характеристики сигнала от ВСП в методе пульсарного хронометрирования

ОУ МПИ возникающие из-за действия ВСП

Формализм, позволяющий получить ОУ МПИ был описан в разделах 1.1, 2.1, поэтому здесь он будет изложен кратко и сводка общих формул будет выписана без повторных пояснений.

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{1}{2c} \int_0^D d\lambda \left(e^i e^j \frac{\partial h_{ij}}{\partial t} \right) \Big|_{\text{path}},$$

$$t(\lambda) = t - \lambda, \quad x^i(s) = x^i_{\text{O}} - e^i \lambda$$

$$s(t) = \int_0^t d\tau \frac{\Delta\nu(\tau)}{\nu_0}$$

$$h_{ij}(x^i, t) = h_+(t - n_i x^i) p_{ij}^+ + h_\times(t - n_i x^i) p_{ij}^\times$$

$$p_{ij}^+ = (l_i l_j - m_i m_j), \quad p_{ij}^\times = (l_i m_j + m_i l_j)$$

$$n_i e^i = \mu, \quad p_{ij}^+ e^i e^j = (1 - \mu^2) \cos 2\phi, \quad p_{ij}^\times e^i e^j = (1 - \mu^2) \sin 2\phi$$

$$\frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{1}{2} (1 + \mu) \left\{ \left[h_+(t) \cos 2\phi + h_\times(t) \sin 2\phi \right] - \left[h_+(t - D(1 - \mu)) \cos 2\phi + h_\times(t - D(1 - \mu)) \sin 2\phi \right] \right\}.$$

Остаточные уклонения, вызываемые ВСП, записываются как:

$$s(t) = \frac{1}{2} (1 + \mu) \left\{ \left(\int_0^t d\tau h_+(\tau) \right) \cos 2\phi + \left(\int_0^t d\tau h_\times(\tau) \right) \sin 2\phi \right\}. \quad (2.40)$$

Метрика ВСП описывается простой аналитической формулой как ступенчатая функция

$$h_+(t) = h^{\text{mem}} \Theta(t - t_B), \quad h_\times(t) = 0, \quad (2.41)$$

t_B – момент времени, когда ВСП наблюдается на Земле. Функция $\Theta(x)$ – это ступенчатая функция Хевисайда

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases} \quad (2.42)$$

Из (2.40) и (2.42) можно определить ОУ (до фита):

$$s(t)_{\text{prefit}} = \frac{1}{2} h^{\text{mem}} (1 + \mu) \cos 2\phi (t - t_B) \Theta(t - t_B), \quad (2.43)$$

Финальные ОУ МПИ получаютcя после удаления линейного и квадратичного трендов, необходимого для того, чтобы учесть неизвестные величины пульсарного периода и его первой производной (см. раздел A.2):

$$s(t) = \frac{1}{2} h^{\text{mem}} (1 + \mu) \cos 2\phi \mathcal{I}(t), \quad (2.44)$$

где $\mathcal{I}(t)$ задаётся следующим выражением:

$$\mathcal{I}(t) = (t - t_B) \Theta(t - t_B) - \mathcal{I}_{\text{quad}}(t). \quad (2.45)$$

Член, описывающий линейный и квадратичные тренды, $\mathcal{I}_{\text{quad}}(t)$, записывается в стандартной общей форме:

$$\mathcal{I}_{\text{quad}}(t) = a(t - t_B)^2 + b(t - t_B) + c. \quad (2.46)$$

Неизвестные коэффициенты a , b и c находятся путём минимизации интеграла $\int_0^{T_{\text{obs}}} dt \mathcal{I}^2(t)$ (T_{obs} – полная длительность наблюдений). Для примера, в случае ВСП произошедшего (пришедшего на Землю) в момент времени $t_B = T_{\text{obs}}/2$, эти коэффициенты имеют особенно простой вид

$$a = \frac{15}{16T_{\text{obs}}}, \quad b = \frac{1}{2}, \quad c = \frac{3T_{\text{obs}}}{64}. \quad (2.47)$$

Отклик ОУ МПИ на такой ВСП показан на Рис. 2.2.

2.3.3. Величина отношения сигнал/шум

В этом подразделе будет получена величина отношения сигнала к шуму для ВСП, что необходимо для оценки возможности детектирования всплесков с помощью пульсарных ансамблей. Наблюдаемые ОУ МПИ могут быть представлены в виде:

$$R_\alpha(t_i) = s_\alpha(t_i) + n_\alpha(t_i), \quad (2.48)$$

где индекс $\alpha = 1, \dots, N_\alpha$ относится к ОУ полученным для пульсара под номером α , индексы $i = 1, \dots, N_t$ задают номер наблюдения. N_α и N_t – число пульсаров

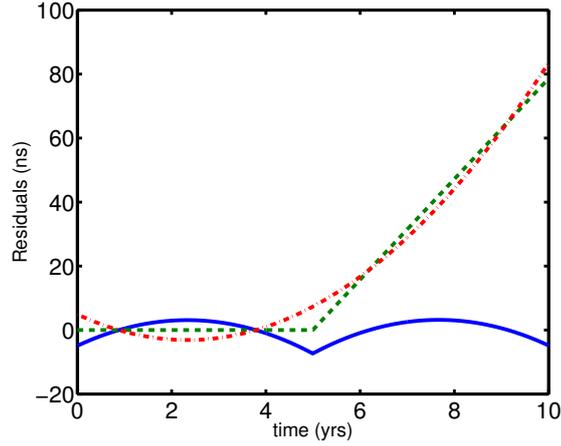


Рис. 2.2 Сплошная линия показывает ожидаемые ОУ МПИ, вызванные ВСП с амплитудой $h^{\text{mem}} = 5 \times 10^{-16}$ при наблюдениях пульсара с $\mu = \phi = 0$. Полная продолжительность наблюдений принималась равной 10 годам, ВСП пришёл в середине наблюдательной программы, $t_B = 5$ лет; было проведено вычитание квадратичного фитирующего полинома. Штриховая и штрих-пунктирная линии показывают, соответственно, ОУ до вычитания и вычитаваемый полином. в ансамбле и число наблюдений для индивидуального пульсара. $s_\alpha(t_i)$ – часть в ОУ МПИ вызванная влиянием ВСП(ур. (2.43)), и $n_\alpha(t_i)$ описывает шум наблюдений.

Для простоты далее будет рассматриваться шум $n_\alpha(t_i)$, который является гауссовым стационарным белым шумом, некоррелированным для различных пульсаров. Корреляционная функция записывается в простой форме:

$$\overline{n_\alpha(t_i) n_\beta(t_j)} = \sigma_n^2(\alpha) \delta_{ij} \delta_{\alpha\beta}, \quad (2.49)$$

$\delta_{\alpha\beta}$ и δ_{ij} – дельта-символы Кронекера. ОУ $s_\alpha(t)$ могут быть факторизованы

$$s_\alpha(t_i) = h^{\text{mem}} f(\mu_\alpha, \phi_\alpha) \mathcal{I}(t_i), \quad (2.50)$$

где $\mathcal{I}(t_i)$ – общая часть сигнала для всех пульсаров (2.45), $f(\mu_\alpha, \phi_\alpha)$ – часть, зависящая от направления $(\mu_\alpha, \phi_\alpha)$

$$f(\mu_\alpha, \phi_\alpha) = \frac{1}{2}(1 + \mu_\alpha) \cos 2\phi_\alpha. \quad (2.51)$$

Наилучшим способом извлечения сигнала известной формы из его смеси с гауссовым стационарным шумом является использование согласованного фильтра [127]. Отношение сигнал-шум ρ , которое может быть достигнуто при использовании такого фильтра, зависит от мощности шума $\sigma_n^2(\alpha)$ и ожидаемого сигнала $s_\alpha(t_i)$

$$\rho^2 = \sum_{\alpha=1}^{N_\alpha} \left(\frac{1}{\sigma_n^2(\alpha)} \sum_{i=1}^{N_t} s_\alpha^2(t_i) \right). \quad (2.52)$$

Это выражение было выведено во временном представлении, что является наиболее удобным в рассматриваемом случае. Отношение ρ также может быть переписано в факторизованной форме с использованием (2.50)

$$\rho^2 = (h^{\text{mem}})^2 N_t N_\alpha \left(\frac{1}{N_\alpha} \sum_{\alpha=1}^{N_\alpha} \frac{f^2(\mu_\alpha, \phi_\alpha)}{\sigma_n^2(\alpha)} \right) \left(\frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{N_t} \mathcal{I}^2(t_i) \right). \quad (2.53)$$

Если наблюдаемые пульсары равномерно распределены по небу и обладают сходным уровнем шума σ_n , то члены в первой скобке могут быть заменены на значение, усреднённое по всему небу

$$\frac{1}{N_\alpha} \sum_{\alpha=1}^{N_\alpha} \frac{f^2(\mu_\alpha, \phi_\alpha)}{\sigma_n^2(\alpha)} \approx \frac{1}{4\pi\sigma_n^2} \int d\mu d\phi f^2(\mu, \phi) = \frac{1}{6\sigma_n^2}. \quad (2.54)$$

Члены же во второй скобке в выражении (2.53) могут быть аппроксимированы интегралом

$$\frac{1}{N_t} \sum_{i=1}^{N_t} \mathcal{I}^2(t_i) \approx \frac{1}{T_{\text{obs}}} \int_0^{T_{\text{obs}}} dt \mathcal{I}^2(t). \quad (2.55)$$

Этот интеграл берётся в явной форме, если известен вид $\mathcal{I}_{\text{quad}}$ в уравнении (2.45). В случае $t_B = T_{\text{obs}}/2$ этот вид известен и задаётся формулами (2.46) и (2.47), что позволяет взять интеграл (2.55) :

$$\int_0^{T_{\text{obs}}} dt \mathcal{I}^2(t) = \frac{T_{\text{obs}}^3}{3072}, \quad (2.56)$$

В дальнейшем будет удобно использовать безразмерную величину ι :

$$\iota = \sqrt{\frac{\int_0^{T_{\text{obs}}} dt \mathcal{I}^2(t)}{T_{\text{obs}}^3/3072}}, \quad (2.57)$$

$\iota \sim 1$ для $0 < t_B < T_{\text{obs}}$.

В ближайшем будущем пульсарные ансамбли будут описываться следующими характеристиками: $N_t = 250$, $N_\alpha = 20$, $T_{\text{obs}} = 10$ лет, $\sigma_n = 100$ нс (такой уровень чувствительности уже достигнут для ряда пульсаров [130]). Для такого пульсарного ансамбля, ВСП с амплитудой $h^{\text{mem}} = 10^{-15}$ будет наблюдён (уравнения (2.54), (2.55)) с отношением сигнал-шум

$$\rho = 1.64 \left[\iota \left(\frac{h^{\text{mem}}}{10^{-15}} \right) \left(\frac{N_t}{250} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{N_\alpha}{20} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_{\text{obs}}}{10 \text{ лет}} \right) \left(\frac{100 \text{ нс}}{\sigma_n} \right) \right]. \quad (2.58)$$

2.3.4. Ожидаемая частота событий

Как видно из (2.58), ВСП с амплитудой $h^{\text{mem}} \sim (1.5 - 2) \times 10^{-15}$ могут быть детектированы в данных за 10 лет наблюдений пульсарного ансамбля с отношением сигнал-шум близким к 3. Сигнал такой амплитуды (см. уравнение 2.38) получается при слиянии двух СМЧД равных масс $3.5 \times 10^8 M_\odot$ на расстоянии ~ 1 Гпк. Для того чтобы понять возможные приложения предложенного метода, необходимо как можно более точно оценить темп слияний СМЧД на разных космологических расстояниях (красных смещениях). Частота всплесков с надпороговой амплитудой, приходящих с красных смещений $z < z_{\text{lim}}$, $\dot{N}(z_{\text{lim}})$, ($[\dot{N}(z_{\text{lim}})] = \text{год}^{-1}$), может быть подсчитана из численной плотности СМЧД $n(z)$ с массами $M_{\text{ВН}} > M_{\text{lim}}(z)$, ($[n(z)] = \text{Мпк}^{-3}$) и типичной частоты слияний для СМЧД, $\eta(z)$, $[\eta] = \text{год}^{-1}$. Частота слияний $\dot{N}(z_{\text{lim}})$, которые будут производить всплески необходимой силы тогда выражается простой формулой:

$$\dot{N}(z_{\text{lim}}) = \int_0^{z_{\text{lim}}} n_0(1+z)^3 \frac{\eta(z)}{1+z} 4\pi r^2 dr, \quad (2.59)$$

r – это метрическое расстояние

$$\frac{dr}{dz} = \frac{c}{H_0} \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (2.60)$$

в плоской Λ CDM космологической модели. H_0 – современное значение постоянной Хаббла, Ω_Λ , Ω_m – космологическая постоянная и плотность материи, выраженная в единицах критической плотности Вселенной, $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$. В дальнейших вычислениях были приняты следующие оценки для величин этих параметров: $H_0 = 72 \text{ км с}^{-1}\text{Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$.

Локальная сопутствующая концентрация СМЧД n_0 может быть оценена из интегральной функции масс СМЧД [131]:

$$\phi(M_{\text{ВН}}) \equiv N(M > M_{\text{ВН}}) = 7 \times 10^{-2} \left(\frac{M_{\text{ВН}}}{10^7 M_\odot} \right)^{-2} \text{ Мпк}^{-3}. \quad (2.61)$$

Локальная частота слияний η_0 может быть оценена из концентрации СМЧД n_0 и удельной частоты слияний в единичном объёме \mathcal{R}_0 , если учесть, что каждая СМЧД с массой выше, чем $10^8 M_\odot$ участвовала как минимум в одном крупном слиянии в прошлом. Если каждое слияние галактик сопровождается слиянием СМЧД, то удельная частота может быть получена из анализа слияний галактик с звёздными массами $M_* > 10^{10} M_\odot$ [129], $\mathcal{R}_0 = 10^{-3} \text{ Гпк}^{-3}\text{год}^{-1}$.

$$\eta_0 = \frac{\mathcal{R}_0}{\rho_0} \approx \frac{10^{-12} \text{ Мпк}^{-3} \text{ год}^{-1}}{10^{-2} \text{ Мпк}^{-3}} = 10^{-10} \text{ год}^{-1}. \quad (2.62)$$

Здесь была использована известная оценка для локальной концентрации массивных галактик: $\rho_0 \sim 0.01 \text{ Мпк}^{-3}$. Полученная величина совпадает с оценкой частоты слияний галактик из [129] $\eta_0 = (1 - 2) \times 10^{-10} \text{ год}^{-1}$.

Для метода интересны лишь слияния СМЧД, которые потенциально могут быть зарегистрированы с помощью пульсарных ансамблей. С больших расстояний можно зарегистрировать лишь слияния более тяжелых СМЧД и соответствующая минимальная масса зависит от красного смещения:

$$M_{\text{lim}}(z) \propto r(1+z).$$

Для определенности опорное расстояние было выбрано как $r_0 = 1$ Гпк ($z \sim 0.2$), соответствующая масса M_0 и локальная сопутствующая концентрация n_0 легко определяются:

$$M_0 = 3.5 \times 10^8 M_\odot, \quad n_0 = 6 \times 10^{-5} \text{ Мпк}^{-3}. \quad (2.63)$$

Минимальная детектируемая масса тогда записывается как:

$$M_{\text{lim}}(z) = M_0 \left(\frac{r(1+z)}{r_0(1+z_0)} \right). \quad (2.64)$$

Используя (2.61), (2.63) и (2.64) можно оценить концентрацию:

$$n(z) = n_0 \left(\frac{M_0}{M_{\text{lim}}(z)} \right)^2 = 6 \times 10^{-5} \left(\frac{r_0(1+z_0)}{r(1+z)} \right)^2 \approx 10^{-4} \left(\frac{r_0}{r(1+z)} \right)^2. \quad (2.65)$$

При подстановке (2.65) в (2.59) получается промежуточная оценка

$$\dot{N}(z_{\text{lim}}) = 4\pi \times 10^{-14} r_0^2 \int_0^{z_{\text{lim}}} dr = 4\pi \times 10^{-14} r_0^2 \int_0^{z_{\text{lim}}} \frac{dr}{dz} dz \quad (2.66)$$

Финальная оценка получается, если подставить (2.60) в это уравнение:

$$\begin{aligned} \dot{N}(z_{\text{lim}}) &= 4\pi \times 10^{-14} \frac{r_0^2 c}{H_0} \int_0^{z_{\text{lim}}} \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz \\ &= 5 \times 10^{-4} \int_0^{z_{\text{lim}}} \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz. \end{aligned} \quad (2.67)$$

Верхний предел интегрирования был положен равным $z_{\text{lim}} = 5$, так как процесс роста СМЧД путём слияний в основном происходит на далёких красных смещениях $z \sim 3$ (см., например, [63]). В этом случае величина интеграла в (2.67) близка к 2 и можно выписать соответствующий темп обнаружений:

$$\dot{N}(z_{\text{lim}} = 5) \approx 10^{-3} \text{ год}^{-1}. \quad (2.68)$$

Такая частота кажется весьма низкой, но эту оценку можно считать чрезмерно консервативной. Действительно, удельная частота слияний сильно растёт с красным смещением: $\eta(z) = \eta_0(1+z)^\beta$. Если учитывать этот фактор, то

интеграл в (2.67) можно аппроксимировать:

$$\int_0^5 \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} (1+z)^\beta dz \approx 1.25 \times 10^{0.58\beta}. \quad (2.69)$$

Это приближение немного недооценивает интеграл при $\beta \sim 0$. Анализ [129] показывает, что $\beta = 2 - 3$. Принимая $\beta = 2$, частота обнаружений слияний СМЧД с предельного расстояния $z_{\text{lim}} = 5$ оценивается как:

$$\dot{N}(z_{\text{lim}} = 5) \approx 6 \times 10^{-4+0.58\beta} \text{ год}^{-1} \approx 10^{-2} \text{ год}^{-1}. \quad (2.70)$$

Критерием качества метода служит оценка числа детектирований с отношением сигнал-шум выше заданного порога ρ в наблюдениях пульсарного ансамбля с заданной чувствительностью (т.е. СКО ОУ МПИ σ_n) за полное время наблюдений T_{obs} . Это число определяется просто произведением $\dot{N} \times T_{\text{obs}}$. Частота детектирований $\dot{N}(z_{\text{lim}}) \propto n_0(M_0) \propto M_0^{-2} \propto (h^{\text{mem}})^{-2}$, где h^{mem} – это амплитуда сигнала, которая вызывает отклик детектора на уровне, заданном пороговым отношением сигнал-шум ρ (см. (2.58)), т.е. $h^{\text{mem}} \propto \rho N_t^{-1/2} N_\alpha^{-1/2} T_{\text{obs}}^{-1} \sigma_n$. Окончательно, число обнаружений в наблюдениях продолжительности T_{obs} выражается как:

$$N \simeq 10^{-1} \left(\frac{N_t}{250} \right) \left(\frac{N_\alpha}{20} \right) \left(\frac{T_{\text{obs}}}{10 \text{ год}} \right)^3 \left(\frac{100 \text{ нс}}{\sigma_n} \right)^2 \left(\frac{3}{\rho} \right)^2. \quad (2.71)$$

Легко видеть, что ожидаемое число обнаружений очень чувствительно к продолжительности наблюдений и к уровню шума в рядах ОУ МПИ.

2.3.5. Заключение

В разделе было показано, что будущие пульсарные наблюдения будут в состоянии обнаружить индивидуальные всплески гравитационных волн, которые сопровождают слияния сверхмассивных чёрных дыр. Всплеск с памятью с амплитудой $\sim (1.5 - 2) \times 10^{-15}$ оставляет характерный след с отношением сигнал-шум ~ 3 в рядах остаточных уклонений длиной в ~ 10 лет при настоящем

уровне чувствительности. Ожидается, что такой всплеск будет порождаться слиянием двух СМЧД равных масс $\sim 3 \times 10^8 M_{\odot}$ на расстоянии в 1 Гпк. Слияния, которые производят такой сигнал, ожидаются с частотой несколько раз в сотню лет. Число детектирований ВСП ансамблем пульсаров даётся выражением (2.71) из которого очевидна сильная зависимость ожидаемой частоты от общей продолжительности наблюдений и уровня шума. Будущие наблюдения на радиотелескопе следующего поколения SKA с значительно уменьшенным уровнем шума и общим увеличением количества наблюдаемых пульсаров, будут обладать гораздо более высокой чувствительностью, что сделает предложенный метод полезным дополнением к наблюдениям в эксперименте eLISA. Метод нацелен на поиск сигналов от слияния самых массивных СМЧД с массами $> 10^8 M_{\odot}$, чувствительность же космических интерферометров к таким слияниям падает.

2.4. Радиовсплески от слияния нейтронных звёзд

Вот уже несколько десятков лет гамма-всплески остаются одними из самых активно исследуемых явлений. Огромная энергия $\sim 10^{48} - 10^{53}$ эрг излучается в основном в форме электромагнитного поля. Этот процесс использует энергию гравитационного коллапса и/или энергию быстрого вращения, которая выделяется при таких редких событиях, как коллапсы ядер массивных вращающихся звёзд и слияния двойных систем нейтронных звёзд. Необходимым условием излучения является также наличие сильного магнитного поля. Было выдвинуто большое количество гипотез, пытающихся объяснить природу гамма-всплесков, среди них наиболее разработаны модели коллапса-ра [132] для объяснения длинных всплесков и слияний тесных двойных систем НЗ ([133, 134], см. также обзор [135]) – для коротких.

Гамма-всплески проявляются в различных диапазонах энергии и при наблюдениях разных частиц: при слиянии нейтронных звёзд ожидается гравита-

ционнo-волнoвой сигнал [136], мoщнoе нейтриннoе излучение [137] и послесвечение в ширoкoм диапазоне от радио до гамма [138]. Послесвечение связано с взаимодействием релятивистского выброса с окружающей средой (см, например, обзор [139]) и не будет рассматриваться в этом разделе.

В жёсткoм рентгеновскoм диапазоне для значительной части длинных гамма-всплесков были найдены т.н. предвестники, спектральные характеристики которых сходны с характеристиками основных частей всплесков [140]. Такие предвестники пока не были обнаружены в случае коротких всплесков. Различные теоретические модели предсказывают возможность существования радиопредвестников в случае слияния замагниченных нейтронных звёзд [141–143]. Если радиоизлучение будет генерироваться на достаточно низкой частоте, то из-за дисперсии в межгалактической среде сигнал достигнет Земли *позже*, чем основной массив фотонов высоких энергий [144]. В таком случае гамма-всплеск может быть использован как триггер для поиска радиотранзиента.

В данном разделе рассматривается возможность генерации низкочастотного нетеплового радиоизлучения в релятивистских потоках плазмы в момент времени, непосредственно предшествующий окончательному коллапсу системы двойных НЗ. В отличие от [142], где была изучена генерация электрон-позитронных пар в магнитосфере до полного разрушения сливающихся нейтронных звёзд, далее будет исследована следующая стадия слияния, в которой образуется единый дифференциально вращающийся объект в котором магнитные поля могут усиливаться до значений, характерных для полей магнитаров.

Существует два главных преимущества исследования таких всплесков в низкочастотном диапазоне. Во-первых, дисперсионная задержка больше на более низкой частоте, тем самым есть больший запас времени для переориентации радиотелескопа в направлении на гамма-всплеск. На частоте около 1 ГГц эта задержка составляет величину порядка нескольких секунд, что недостаточно для поворота большой антенны. Во-вторых, на низких частотах недавно

начал наблюдения телескоп LOFAR, который обладает рекордно высокой чувствительностью и может реагировать на триггеры с необходимой скоростью [145].

Исследование будет основываться на трёх предположениях: (i) короткие гамма-всплески возникают при слиянии двойных НЗ; (ii) сверхсильное магнитное поле ($\sim 10^{15-16}$ Гс) необходимо для работы механизма всплеска; (iii) быстровращающийся объект с сильным магнитным полем, существующий до начала гамма-всплеска, может излучать в радиодиапазоне как обычный пульсар

Известно, что нейтронные звёзды сильно намагничены, эти сильные поля могут в значительной мере сохраняться на протяжении всей жизни звезды. Наличие таких полей приводит к возникновению разнообразных ярких физических явлений во время последних стадий слияния.

Из пульсарных наблюдений выводится существование популяции двойных НЗ, которые сливаются из-за излучения ГВ за время меньше возраста Вселенной [146]. Частота таких слияний довольно высока, $\mathcal{R}_{NS} \sim 10^2 - 10^3$ Гпк $^{-3}$ год $^{-1}$ (см. обзор [147]), что на два порядка превосходит частоту возникновения коротких гамма-всплесков: $\mathcal{R}_{SGRBs} \sim 1 - 10$ Гпк $^{-3}$ год $^{-1}$ [135]. Это различие объясняется в модели тем, что, во-первых, релятивистская струя обладает высокой направленностью и мы наблюдаем не каждое слияние и, во-вторых, возможностью того, что не каждое слияние заканчивается всплеском из-за неподходящих условий (недостаточное магнитное поле, малая масса и т.д.)

Электромагнитные всплески могут происходить на разных стадиях процесса слияния. Во-первых, в общей магнитосфере сливающихся НЗ могут происходить процессы перестройки, приводящие к сильным вспышкам в зонах пересоединения магнитных линий. Затем во время нескольких последних оборотов вспышки могут происходить в этой объединённой магнитосфере [141, 142]. Численные симуляции показывают, что после слияния формируется массив-

ный объект с быстрым дифференциальным вращением [148, 149]. Этот объект не может сразу сколлапсировать в чёрную дыру до тех пор, пока он каким-нибудь образом не избавится от избытка момента вращения. На этой стадии может произойти значительное усиление магнитного поля этого объекта: энергия дифференциального вращения эффективно преобразуется в энергию магнитного поля.

Растущее магнитное поле и быстрое вращение могут привести к генерации релятивистской плазмы и формированию истечения вдоль открытых магнитных силовых линий при котором может происходить когерентное излучение как в обычных пульсарах. Столь быстро вращающийся объект со сверхсильным магнитным полем будет обладать светимостью в радиодиапазоне значительно большей, чем самые яркие пульсары. После потери достаточного количества момента вращения объект может сколлапсировать в чёрную дыру (если его масса больше максимально допустимой для НЗ), возможно окружённую замагниченным тором: такая конфигурация благоприятна для создания гамма-всплеска.

2.4.1. Усиление магнитного поля

В начале необходимо исследовать вопрос усиления магнитного поля во время слияния, так как без сверхсильного магнитного поля радиосветимость будет не слишком высокой.

Полные численные МГД-симуляции процесса слияния в ОТО исключительно сложны и до сих пор не были проведены [149], поэтому приходится использовать грубые полукачественные оценки.

Усиление магнитного поля в дифференциально вращающейся конфигурации происходит за счёт энергии, запасённой в дифференциальном вращении и может быть оценена как [150]:

$$B^2 R^3 \sim \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right)^2 \Delta E, \quad (2.72)$$

где R – размер области, где существует сильное магнитное поле, $R \approx 10^6$ см в рассматриваемом случае, $\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$ – фактор, который описывает дифференциальное вращение, ΔE – полная энергия вращения. Для двойных НЗ мы ожидаем

$$\Delta E \sim E_{\text{orb}} \sim 10^{53} \text{ эрг}.$$

Эта оценка показывает, что магнитные поля образующиеся при слиянии НЗ могут быть на порядок сильнее полей, возникающих при коллапсе ядра сверхновой:

$$\frac{B_{\text{coal}}^2}{B_{\text{SN}}^2} \sim \frac{\Delta E_{\text{coal}}}{\Delta E_{\text{SN}}} \sim \frac{10^{53} \text{ эрг}}{10^{51} \text{ эрг}} \sim 100, \quad (2.73)$$

Так как известны поля магнитаров величиной $\sim 10^{15}$ Гс, то можно ожидать усиления вплоть до $B_{\text{max}} = 10^{16}$ Гс в процессе слияния. Эти рассуждения подкрепляются также численными симуляциями [151]. Некоторые модели [152] предсказывают ещё более сильные поля, вплоть до 10^{17} Гс, но в дальнейшем будет использована предыдущая более консервативная оценка.

Усиление полоидального магнитного поля в дифференциально вращающемся объекте, возникающем сразу после слияния, может идти как линейно (из-за ”наматывания“ линий магнитного поля), так и экспоненциально из-за магнито-вращательной неустойчивости [151]. Максимальная величина поля, которая может быть достигнута в процессе усиления, зависит от времени существования данной конфигурации – она может быть, например, разрушена путём излучения большого количества гравитационных волн в случае даже незначительного отклонения от осесимметричности [148]. Другим ограничителем может служить эффект всплывания магнитного поля [153] – тороидальная конфигурация с сильным магнитным полем может всплывать на поверхность, тем самым эффективно останавливая дальнейшее усиление поля.

Темп потери энергии при истечении \dot{E}_m зависит от величины поля B , угловой частоты вращения Ω и размера объекта R :

$$\dot{E}_m \sim \frac{\Omega^4 B^2 R^6}{c^3} \quad (2.74)$$

Если считать, что электромагнитное излучение гамма-всплесков вызывается именно магнитарным механизмом $\dot{E}_{\text{GRB}} = \dot{E}_m$, то для $R \sim 10^6$ см и $\Omega \sim 4000 - 6000$ легко оценить величину магнитного поля:

$$B \sim (10^{14} - 10^{16}) \text{ Гс}. \quad (2.75)$$

Эта оценка хорошо совпадает с оценками величины поля, образующегося в процессе слияния.

В численных симуляциях процесса слияния двойных НЗ [154] было получено, что время существования слившегося объекта до окончательного коллапса составляет несколько десятков мс и практически не зависит от начальных условий. Если считать, что время усиления магнитного поля идентично для всех коротких гамма-всплесков, то финальное распределение магнитных полей выводится из начального. Это утверждение неявно подтверждается сходством между наблюдаемым распределением светимостей коротких гамма-всплесков и распределением магнитных полей в сливающихся двойных НЗ [155].

2.4.2. Наблюдения быстро вращающихся магнитаров с помощью телескопа LOFAR

Быстро вращающийся сильнозамагниченный объект может генерировать радиоизлучение так же, как и обычные радиопульсары. Механизм радиоизлучения пульсаров до сих пор широко обсуждается (см., например, обзор [156]), поэтому в дальнейшем проблема будет рассматриваться феноменологически – радиосветимость будет считаться пропорциональной темпу потерь вращательной энергии

$$L_{\text{rad}} = \eta \dot{E}, \quad (2.76)$$

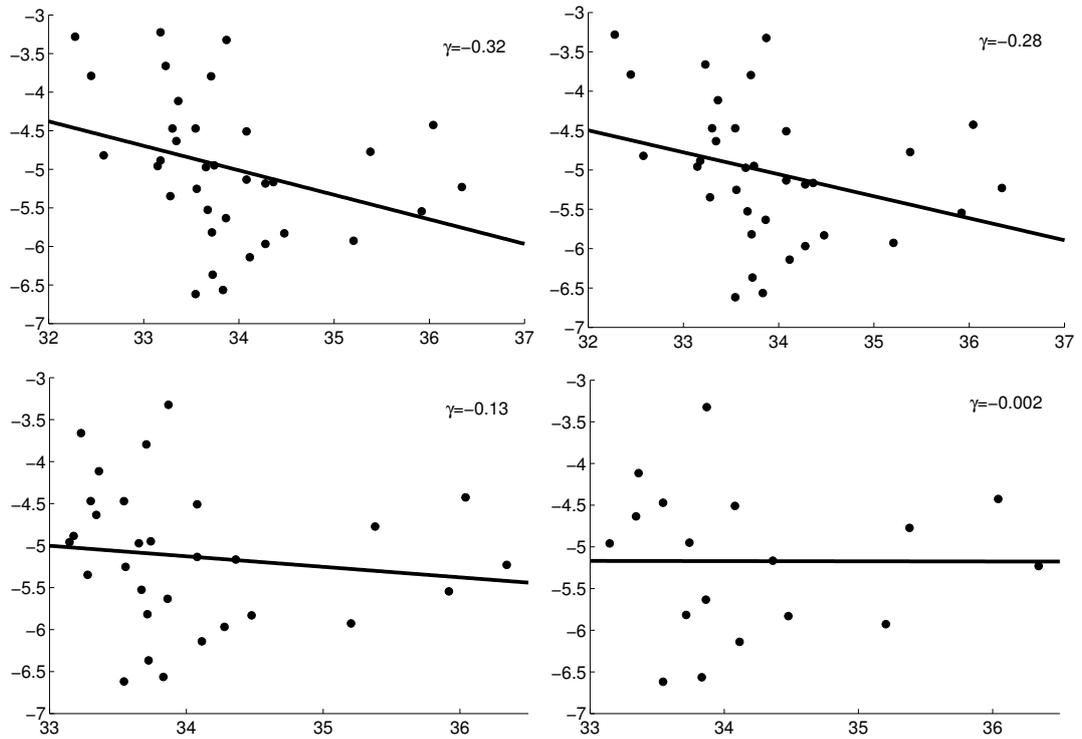


Рис. 2.3 Коэффициент эффективности конверсии мощности торможения \dot{E} в радиоизлучение η как функция \dot{E} (log-log) для (а) всех миллисекундных пульсаров (вверху слева), (b) МСП с частотами $f > 50$ Гц (вверху справа), (с) 100 Гц (внизу слева) и (d) 200 Гц (внизу справа). η описывается степенным законом $\eta \propto \dot{E}^\gamma$. Для быстро вращающихся МСП зависимость эффективности конверсии от \dot{E} ослабевает. Параметры МСП были взяты из [91].

с коэффициентом эффективности конверсии η зависящим от темпа потери энергии \dot{E} . Используя графики Рис. 2.3, для дальнейших оценок была принята следующая степенная зависимость:

$$\eta(\dot{E}) = 10^{-5} \left(\frac{\dot{E}}{10^{35} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^\gamma, \quad (2.77)$$

$-1/2 < \gamma < 0$. Оценка $\gamma = -1/2$ (т.е. $\eta \sim 1/\sqrt{\dot{E}}$) также получается из расчёта эффективности производства вторичных пар в обычных пульсарах [156].

Для оценок потока в радиодиапазоне был использован спектр, который может быть описан степенным законом с спектральным индексом $\alpha = -2$: $F(f) \propto f^{-2}$. Рассматривались объекты с следующим темпом потери энергии: $\dot{E} = 10^{50 \div 52}$ эрг с⁻¹. Ожидаемая плотность потока на частоте 100 МГц тогда оценивается как:

$$F \sim 8 \times 10^{3+15\gamma} \dot{E}_{50}^{1+\gamma} \left(\frac{1 \text{ Гпк}}{D} \right)^2 \text{ Ян}. \quad (2.78)$$

where $\dot{E}_{50} = \dot{E}/10^{50}$ эрг с⁻¹.

Длительность радиоимпульса будет короче, чем промежуток времени от слияния до окончательного коллапса в чёрную дыру, т.е. меньше чем несколько десятков мс ⁶. Возможно, что быстрые радиовсплески (FRB-fast radio bursts) [157] возникают при слиянии двойных НЗ.

Возможно ли детектирование этих всплесков с помощью телескопа LOFAR? Основной интерес представляют наблюдения на частоте 120 МГц в высокочастотной полосе (High-Band Antenna – НВА). Наблюдения на низких частотах затруднены из-за эффектов распространения в межзвёздной и межгалактической среде, таких как, например, дисперсии и рассеяния. Эффект дисперсии может быть учтён с помощью алгоритмов дедисперсии (см. раздел A.2), в то же время наблюдения этого эффекта позволяют говорить о внегалактической природе транзиента. Более того, именно существование дисперсионной задержки

⁶ В некоторых моделях этот интервал может быть значительно больше, до нескольких секунд [149]. в этом случае наблюдаемый радиосигнал будет на два-три порядка ярче.

делает возможным наблюдение радио-предшественника *после* триггера, инициированного гамма-всплеском. Рассеяние же в межзвёздной и межгалактической среде лишь затрудняет наблюдения, необратимо размывая короткие импульсы. Уширение очень сильно зависит от частоты наблюдений, $\tau_{sc} \propto f^{-4}$. Таким образом, импульс с собственной шириной ~ 10 мс и плотностью потока (2.78) будет уширен до $\tau_{sc} \sim 10^2 (D/1 \text{ Гпк})^2$ с и наблюдаемая плотность потока будет значительно ниже:

$$F_{\text{obs}}(120 \text{ МГц}) \sim 6 \times 10^{2+15\gamma} \dot{E}_{50}^{1+\gamma} \left(\frac{1 \text{ Гпк}}{D} \right)^4 \text{ мЯн} \quad (2.79)$$

Используя параметры телескопа LOFAR [158], для наблюдательной конфигурации 13 станций ядра + 7 удаленных станций достигается чувствительность:

$$S_{13+7} = 40 \left(\frac{SNR}{10} \right) \left(\frac{D}{1 \text{ Гпк}} \right)^{-1} \left(\frac{\Delta f}{4 \text{ МГц}} \right)^{-1/2} \text{ мЯн}, \quad (2.80)$$

где Δf – это ширина полосы. Легко оценить максимальное расстояние D , с которого LOFAR может наблюдать транзиент:

$$D = \left(1.5 \times 10^{1+15\gamma} \dot{E}_{50}^{1+\gamma} \right)^{1/3} \text{ Гпк} \quad (2.81)$$

Частота наблюдений коротких гамма-всплесков, полученная из каталога BATSE, составляет $\sim 170 \text{ год}^{-1}$ [159], около 30 процентов всплесков наблюдались на небольших красных смещениях $z < 0.2$ ($D = 1 \text{ Гпк}$) [160]; эти числа были использованы для получения ожидаемого количества обнаружений с помощью LOFAR показанных на Рис. 2.4.

2.4.3. Заключение

Слияние двойных НЗ приводит к образованию дифференциально вращающегося массивного объекта, который в итоге может коллапсировать в чёрную дыру, окружённую замагниченным тором. Численные симуляции [151] показывают, что магнитное поле этого объекта может усиливаться вплоть до очень

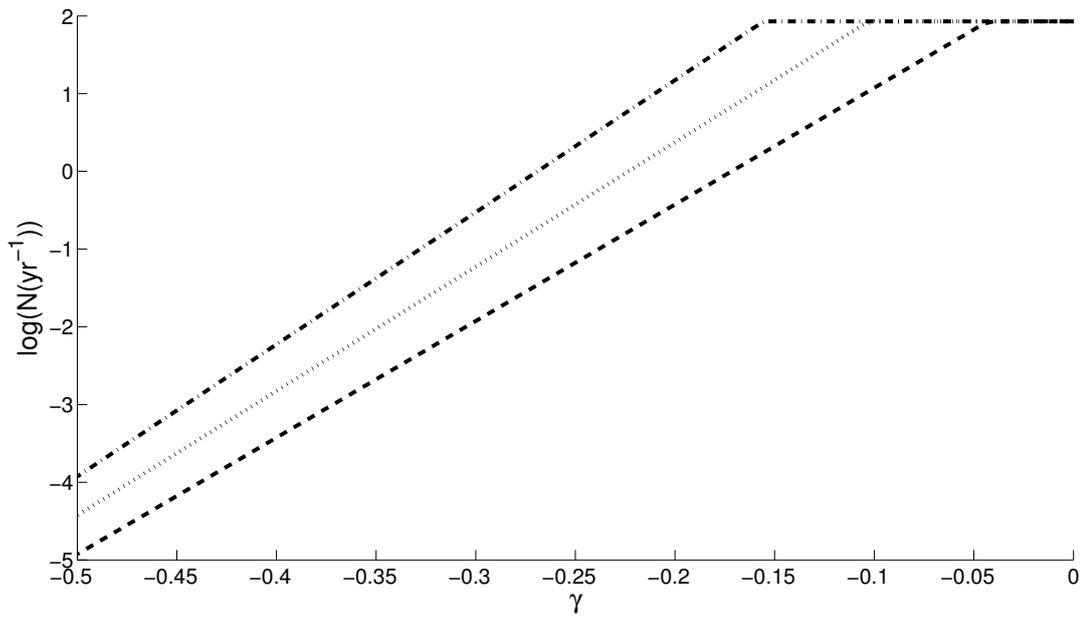


Рис. 2.4 Ожидаемая частота детектирований на телескопе LOFAR как функция параметра γ (уравнение (2.77)) для различных полных светимостей: штрих-, пунктир-, и штрих-пунктирные линии иллюстрируют $E_{50} = 1, 10,$ и 100 , соответственно.

значительных величин $10^{15} - 10^{16}$ Гс. Такой объект способен служить источником короткого гамма-всплеска. До коллапса (и гамма-всплеска) этот объект может порождать релятивистское истечение плазмы. Небольшая доля мощности этого истечения может быть излучена в радиодиапазоне. Эффективность задаётся коэффициентом η , который может зависеть от полного темпа потери энергии $\eta \propto (\dot{E})^\gamma$ по аналогии с поведением МСП.

В наиболее оптимистичном сценарии заявленная чувствительность LOFAR на частоте 120 МГц позволит осуществить детектирование с уровнем сигнал-шум > 10 коротких всплесков (собственная продолжительность 10-100 мс, растянутая рассеянием в межгалактической среде до ~ 100 с) ассоциированных с короткими гамма-всплесками с расстояниями до $z < 1.3$ на уровне ~ 90 событий/год. При мере дисперсии $1000 \text{ см}^{-3}\text{пк}$ и наблюдениях на низких частотах 120 МГц, импульс будет задержан на ~ 300 с по отношению к гамма-сигналу. Такой значительный промежуток времени позволяет произвести перенаправление синтезированной диаграммы направленности LOFAR.

Обнаружение нетепловых радиовсплесков, связанных с короткими гамма-всплесками, будет указывать на существование сверхсильных магнитных полей в механизме гамма-всплеска. Полученная мера дисперсии может служить для непосредственной оценки расстояния до гамма-всплеска. Поиск таких сигналов также может осуществляться в обзорах неба, производимых телескопом LOFAR, транзиенты со схожими характеристиками могут быть связаны с "орфанными" гамма-всплесками. Также информация от LOFAR может быть использована в совместном анализе с современными гравитационно-волновыми телескопами.

2.5. Выводы ко второй главе

Наблюдения в радиодиапазоне могут быть использованы для поиска гравитационных волн в очень широком диапазоне частот. Анализ вращательных

параметров пульсаров может быть использован для поиска волн в диапазоне сверхнизких частот $10^{-12} - 10^{-8}$ Гц (раздел 2.1). Наличие значительного стохастического фона на высоких частотах (>100 МГц) может вызвать искажения в наблюдаемом спектре реликтового излучения (раздел 2.2). При слиянии сверхмассивных чёрных дыр возникают специфические гравитационно-волновые сигналы, так называемые "всплески с памятью". Такие всплески также будут влиять на пульсарные наблюдения, позволяя обнаруживать слияния СМЧД в локальной Вселенной (раздел 2.3). Основными предполагаемыми источниками ГВ для наземных лазерных интерферометров считаются сливающиеся нейтронные звёзды. При слиянии НЗ на короткое время может образовываться быстро вращающийся и сильно замагниченный объект, который может излучать в радиодиапазоне как обычные пульсары, но на много порядков сильнее. Такой объект может наблюдаться как радиотранзиент на новейшем радиотелескопе LOFAR. Эти наблюдения могут с большой пользой дополнять наблюдения гравитационно-волнового детектора (лазерного интерферометра).

Глава 3

Исследование распределения масс в Галактике и за её пределами

В предыдущих главах было показано, что пульсарное хронометрирование является очень мощным инструментом по исследованию гравитационных волн в широком частотном диапазоне. Этот метод может быть использован для исследования не только ГВ, но и других нестационарных возмущений метрики. Очевидным кандидатом являются возмущения метрики, которые порождаются движущимися массами, появляющаяся в итоге переменная задержка Шапиро может привести к наблюдаемым ОУ МПИ [17]. Анализ этих МПИ может дать информацию о массе движущегося тела, поэтому пульсарное хронометрирование может служить дополнительным к микролинзированию средством изучения масс тяготеющих тел в Галактике. Оба этих родственных метода особенно ценны, так как позволяют получить массы даже одиночных тел, в то время как большинство астрономических методов определения масс тел связано с наблюдениями двойных систем. Пульсарное хронометрирование будет особенно полезно при наблюдении объектов в балдже Галактики, где наблюдения в оптике и близких диапазонах затруднены из-за громадного поглощения в этом направлении. Также пульсарное хронометрирование может быть использовано для поисков космических струн – объектов, возникающих во многих моделях теоретической физики и космологии [89]. Эволюция космологической сети струн очень сложна, в её ходе могут в большом количестве образовываться замкнутые петли, которые будут концентрироваться в гравитационных потенциалах галактик, в том числе и нашей [161]. Пересечение такой петлёй луча зрения до пульсара вызовет появление весьма характерных остаточных отклонений в рядах МПИ этого пульсара, очень близких по форме к тем, что вызвал бы ГВ “всплеск с памятью” (см. раздел 2.3), и используя пульсарные

наблюдения, можно поставить сильные ограничения на концентрацию петель космических струн в галактике [162]. Также пересечение струной луча зрения на любой источник приводит к кратковременному удвоению потока от него. Этот характерный признак может быть использован для ограничения распространённости струн в космологических масштабах [163].

3.1. Распределение массы в Галактике по данным пульсарного хронометрирования

Эффект возникает из-за того, что массивное тело (звезда, черная дыра или облако темной материи), которое пролетает недалеко от линии пульсар - наблюдатель, создает задержку во времени прихода сигналов пульсара к наблюдателю. Исследование эффекта было проведено в 1995 в работе [164]. Было показано, что его влияние вызовет быстрый рост остаточных уклонений моментов приходов импульсов (ОУ МПИ) и последующую релаксацию к невозможному значению. Влияние эффекта будет значительным на протяжении нескольких лет и максимальная амплитуда ОУ МПИ составит $\sim 20-30$ мкс, при условии, что гравитационная линза обладает значительной массой и пролетает на небольшом расстоянии от линии пульсар-наблюдатель (~ 10 мкс дуги). События микролинзирования, вызываемые пролетами линз на небольшом расстоянии, очень редки, но очевидно, что в той или иной степени пульсары подвержены влиянию эффекта, который по аналогии с оптикой будет называться эффектом слабого микролинзирования, вызванного пролетом линз на значительном расстоянии от линии пульсар-наблюдатель. Ранее было предложено использовать влияние эффекта при хронометрировании миллисекундных пульсаров для детектирования МАСНО (Massive Astrophysical Compact Halo Objects) [165]. Увеличение числа наблюдаемых пульсаров и временной продолжительности серий наблюдений позволяют надеяться на обнаружение МАСНО [166]. Если ОУ МПИ будут меньше 10 нс, то вероятность эффекта будет по-

рядка 0.1 для пульсара, удаленного на несколько килопарсек и наблюдаемого на протяжении 10 лет.

3.1.1. Применение формализма эйконала к хронометрированию пульсаров

Изменение фазы электромагнитной волны при ее распространении может быть получено из решения уравнения Гамильтона-Якоби для безмассовой частицы:

$$g^{\mu\nu} \frac{\partial S}{\partial x^\mu} \frac{\partial S}{\partial x^\nu} = 0 \quad (3.1)$$

где S - функция эйконала(фаза) распространяющейся электромагнитной волны, $g^{\mu\nu}$ - метрика пространства-времени. В случае метрики, описывающей сферически - симметричное гравитационное поле, существует точное решение уравнения, в том числе и для сильного поля. В дальнейшем использовалось приближение слабого поля, поскольку для эффекта слабого микролинзирования только это приближение является важным. В случае слабого поля метрика имеет вид:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (3.2)$$

Здесь $\eta_{\mu\nu}$ -метрика Минковского, $h_{\mu\nu}$ -малые добавки к метрике, описывающие гравитационное поле сферически - симметричного тела (звезды). Рассмотрим точное решение уравнения (3.1) в поле Шварцшильда и возьмем асимптотику этого решения для случая, когда расстояние от тяготеющего центра до линии пульсар-наблюдатель значительно больше, чем радиус Шварцшильда [46].

$$\psi = \psi_l + \frac{r_g \omega}{c} \operatorname{arch}\left(\frac{r}{\rho}\right) \quad (3.3)$$

Здесь ψ - полное изменение фазы волны вдоль траектории луча света, ψ_l - изменение фазы волны вдоль траектории луча света, в которое входит распространение света в отсутствии гравитационного поля линзы и „геометрическая задержка“, возникающая из-за распространения света по геодезической отлич-

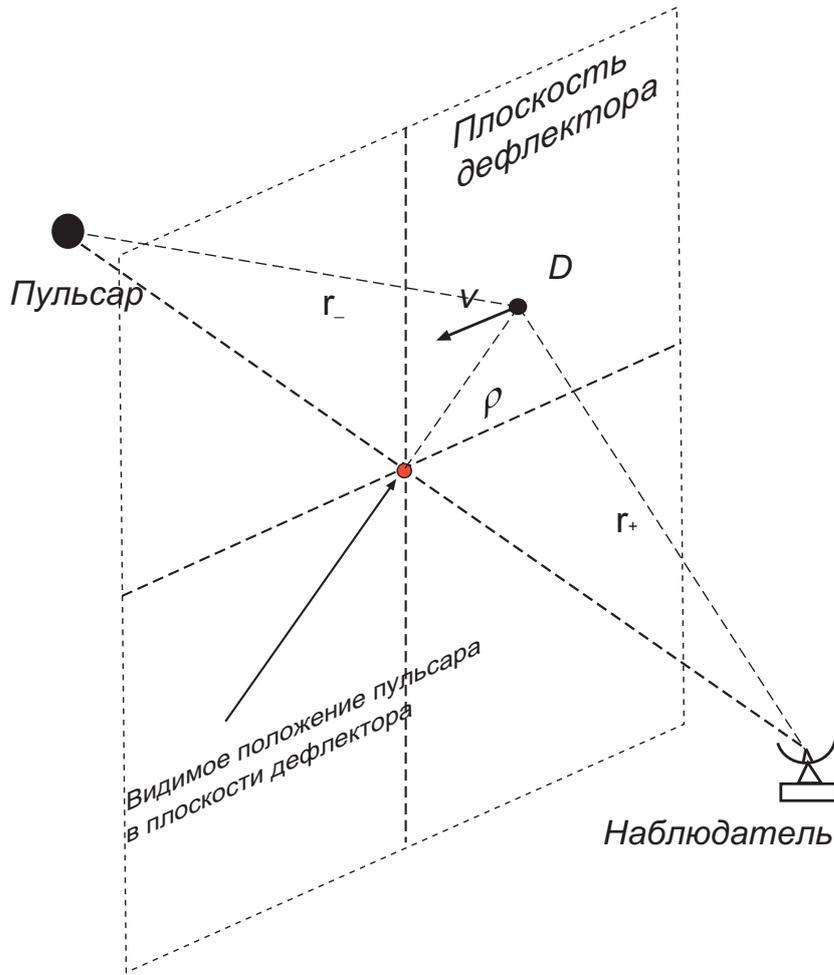


Рис. 3.1 Возникновение эффекта гравитационного микролинзирования.

ной от прямой. В рассматриваемом случае слабого микролинзирования „геометрическая задержка“ много меньше второго члена в (3.3), r_g - радиус Шварцшильда притягивающего тела, $r_g = \frac{2GM}{c^2}$, M -масса линзы. ω -частота электромагнитной волны, r - некоторая точка на траектории луча, ρ -расстояние по пути ближайшего подхода луча к звезде (прицельный параметр луча). Набег фазы из-за распространения волны в пространстве по геодезической линии не рассматривался, интересовало лишь изменение фазы волны из-за действия гравитационного поля, хотя это изменение и является малой добавкой к обычному набегу фазы при распространении волны в пространстве (рис. 3.1). Полное изменение фазы волны, соответствующее приходу луча от источника (расположенном на расстоянии R_- от начала координат, совпадающих с положением линзы), его прохождению на минимальном расстоянии от линзы и уходу к на-

блюдателю (R_+) получается „сшивкой“ двух решений [46]. Первое решение - изменение фазы при распространении от источника электромагнитной волны R_- до места ближайшего подхода к гравитирующему телу:

$$\delta\psi_- = \psi(r = R_-) - \psi(r = \rho) = \frac{r_g\omega}{c} \operatorname{arch}\left(\frac{R_-}{\rho}\right) \quad (3.4)$$

второе - это изменение фазы при распространении от места ближайшего подхода к телу до наблюдателя R_+

$$\delta\psi_+ = \psi(r = R_+) - \psi(r = \rho) = \frac{r_g\omega}{c} \operatorname{arch}\left(\frac{R_+}{\rho}\right) \quad (3.5)$$

Таким образом, полное изменение фазы, вызываемое воздействием гравитирующего объекта будет суммой двух решений (3.4) и (3.5):

$$\Delta\psi = \frac{r_g\omega}{c} \ln\left(\frac{4R_-R_+}{\rho^2}\right) \quad (3.6)$$

Изменение фазы, вызванное этим эффектом, зависит от времени, потому что от времени зависит прицельный параметр ρ . Рассмотрим два различных момента времени t_1 и t_2 , и рассчитаем, насколько меняется эта фазовая добавка:

$$\Delta\psi_2 - \Delta\psi_1 = \frac{r_g\omega}{c} \ln\left(\frac{R_{-1}R_{+1}\rho_1^2}{R_{-2}R_{+2}\rho_2^2}\right) = \frac{r_g\omega}{c} \left[\ln\left(\frac{R_{+2}}{R_{+1}}\right) + \ln\left(\frac{R_{-2}}{R_{-1}}\right) + \ln\left(\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2}\right) \right] \quad (3.7)$$

Индексы относятся к величинам в различные моменты t_1 и t_2 соответственно. Первые два члена много меньше третьего, так что мы можем переписать выражение (3.7):

$$\Delta\psi_2 - \Delta\psi_1 = \frac{r_g\omega}{c} \ln\left(\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2}\right) \quad (3.8)$$

Прицельный параметр $\rho(t)$ зависит от времени следующим образом: $\rho(t) = \sqrt{\rho_0^2 + v^2(t - t_0)^2}$. Здесь ρ_0 - минимальный прицельный параметр, v - скорость относительного движения пульсара и линзы, спроектированная на небесную плоскость, t_0 - момент времени, соответствующий максимальному сближению линзы и пульсара (на небесной плоскости).

Уравнение для фазовой добавки может быть переписано для получения уравнения временной задержки, которая будет наблюдаться как отклонение мо-

ментов приходов импульса - МПИ. Эти уклонения не зависят от частоты электромагнитной волны в отличие от временных запаздываний в дисперсионной межзвездной среде:

$$\delta T = \frac{\Delta\psi_2 - \Delta\psi_1}{\omega} = \frac{r_g}{c} \ln\left(\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2}\right) = -\frac{r_g}{c} \ln\left(\frac{\rho_0^2 + v^2(t_2 - t_0)^2}{\rho_0^2 + v^2(t_1 - t_0)^2}\right) \quad (3.9)$$

Уравнение (3.9) можно упростить, если приравнять время первого отсчета t_1 нулю и опустить второй индекс, $t_2 \equiv t$:

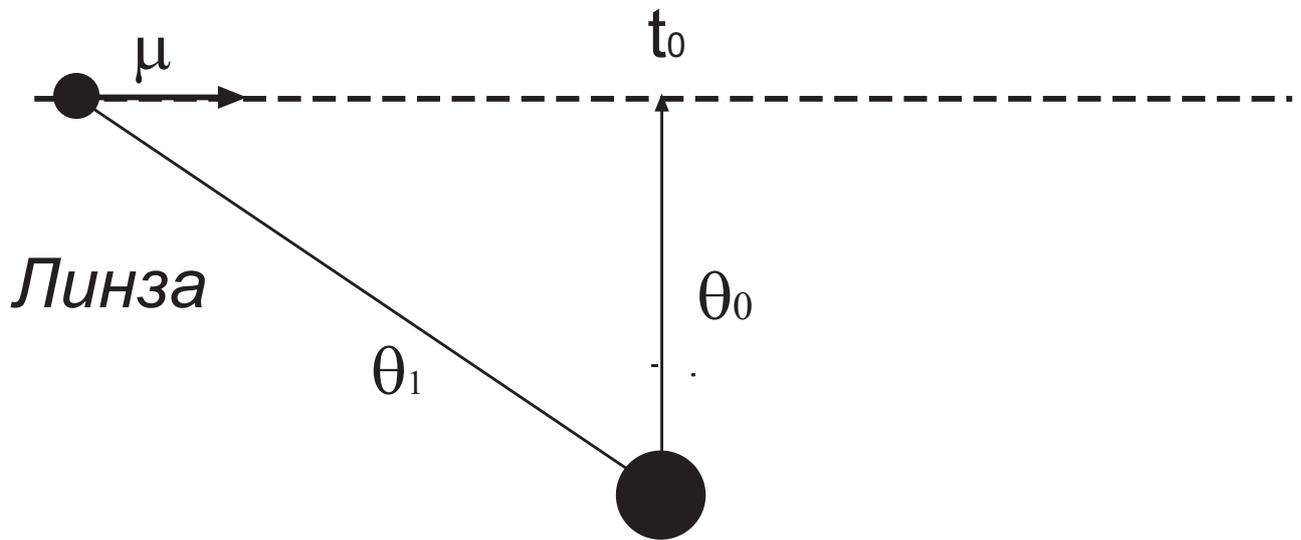
$$\delta T = -\frac{r_g}{c} \ln\left(\frac{\rho_0^2 + v^2(t - t_0)^2}{\rho_0^2 + v^2 t_0^2}\right) \quad (3.10)$$

Здесь: t - продолжительность наблюдений пульсара (отсчет времени начинается в момент первого наблюдения), t_0 - момент наибольшего сближения пульсара и линзы. Следует отметить, что действие гравитационного поля вызывает появление кроме уже рассмотренной задержки Шапиро и так называемую „геометрическую“ задержку, связанную с тем, что геодезическая не прямая. Однако, как показано в [167], вклад этой части эффекта будет мал для случаев слабого микролинзирования, которые рассматриваются в данной работе. Удобно рассмотреть задачу в „плоскости линзы“ (рис. 3.2) и перейти от линейных мер к угловым: $\rho_0 = \theta_0 d$, $v = \mu d$, где θ_0 – минимальное угловое расстояние на небесной сфере между линзой и пульсаром, μ – угловая скорость относительного движения пульсара и линзы (которая в основном возникает из-за собственного движения пульсара), d – расстояние между пульсаром и наблюдателем. Выражение „линза близка к пульсару“ следует понимать в том смысле, что объекты близки на небесной сфере, не обязательно в физическом пространстве.

$$\delta T = -\frac{r_g}{c} \ln\left(\frac{\theta_0^2 + \mu^2(t - t_0)^2}{\theta_0^2 + \mu^2 t_0^2}\right) \quad (3.11)$$

Величина θ_0 зависит от положения пульсара в Галактике. Чем выше число линз в окрестности пульсара, тем меньше будет значение этой величины.

Плоскость линзы



Видимое положение пульсара в плоскости линзы

Рис. 3.2 Плоскость гравитационной линзы в которой рассматривается задача.

3.1.2. Оценки для миллисекундного пульсара В1937+21

Для дальнейших оценок были выбраны два миллисекундных пульсара: в двойной системе - J1643-1224 и изолированный В1937+21. Критерии выбора пульсаров были следующими: во-первых, пульсары должны иметь период в несколько миллисекунд, иначе точность хронометрирования будет слишком низка; во-вторых, они должны уже иметь достаточно протяженные ряды наблюдений. В-третьих, пульсары должны находиться на как можно большем расстоянии и луч от них должен проходить через как можно более населенные области Галактики для того, чтобы эффект мог иметь наблюдаемую величину. Выбранные пульсары достаточно удалены и расположены в сравнительно „населенных областях“ Галактики (В1937+21: $l_{II} = 57.510^\circ$, $b_{II} = -0.290^\circ$, $r_p = 3.6$ кпк (r_p -расстояние до пульсара); J1643-1224: $l_{II} =$

5.670° , $b_{II} = 21.220^\circ r_p = 4.86$ кпк) [91], поэтому вероятность того, что мы сможем наблюдать влияние эффекта значительно выше, чем для большинства других миллисекундных пульсаров. Необходимо определить величины θ_0 и t_e - характерную продолжительность взаимодействия. Для конкретности расчета плотности звезд по соседству с пульсаром принята модель Галактики [168], которая в настоящее время корректируется по данным последних наблюдений. Поправки к параметрам можно учесть, внося их в соответствующие соотношения. Однако следует ожидать, что эти коррекции качественно не изменят картины эффекта

$$n(r, z) = n_0 \exp\left(-\frac{r - R_0}{3500}\right) \exp\left(-\frac{z}{325}\right) pc^{-3} \quad (3.12)$$

где: $n_0 = 0.1$ - плотность звезд в окрестности Солнца в единицах pc^{-3} , r - расстояние от оси вращения Галактики, z - расстояние от Галактической плоскости, $R_0 = 8000$ пк - расстояние от центра Галактики до Солнечной системы, 3500 пк и 325 пк - радиальный и вертикальный масштабы модели соответственно.

$$N(\theta, \phi) = \int_0^{r_p} n(\xi, \theta, \phi) \xi^2 d\xi \quad (3.13)$$

Здесь: $N(\theta, \phi)$ - искомая плотность линз в направлении на пульсар, (направление задается углами θ, ϕ). θ - угол между линией пульсар-наблюдатель и Галактической плоскостью, ϕ - угол между проекцией линии пульсар-наблюдатель и линией Солнечная система - центр Галактики; ξ - расстояние от наблюдателя (рис. 3.3).

$$r(\xi, \theta, \phi) = \sqrt{R_0^2 + \xi^2 \cos^2(\theta) - 2R_0\xi \cos(\phi) \cos(\theta)}$$

$$z(\xi, \theta, \phi) = \xi \sin(\theta)$$

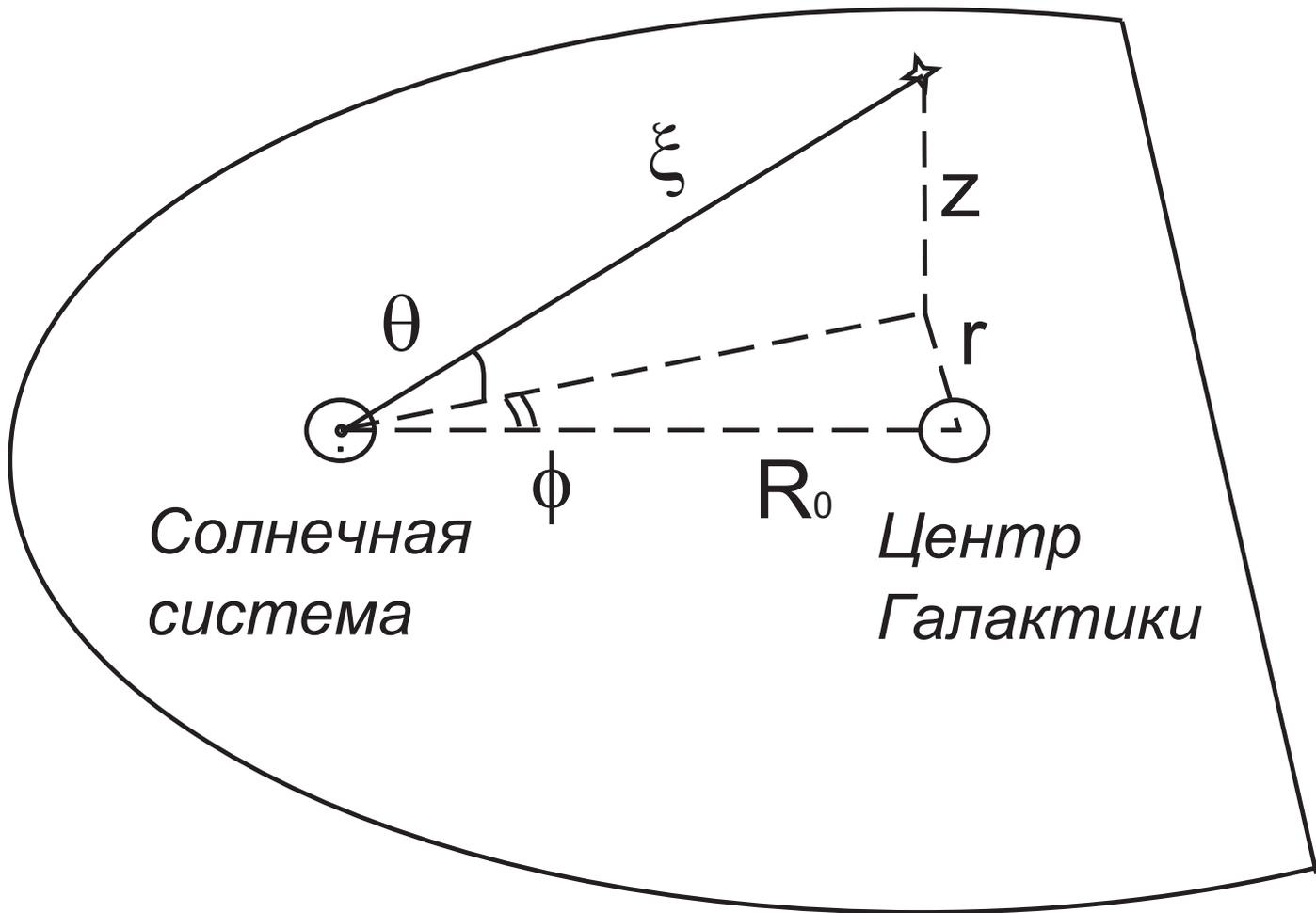


Рис. 3.3 Рисунок, поясняющий углы и расстояния в формуле (3.14) для оценки плотности линз в окрестности пульсара.

$$N(\theta, \phi) = \int_0^{r_p} n_0 \xi^2 \exp\left(\frac{16}{7}\right) \exp\left(-\frac{\sqrt{R_0^2 + \xi^2 \cos^2(\theta) - 2R_0 \xi \cos(\phi) \cos(\theta)}}{3500}\right) \exp\left(\frac{\xi \sin(\theta)}{325}\right) d\xi \quad (3.14)$$

Среднее угловое расстояние между пульсаром и ближайшей звездой может быть найдено из значения плотности $N(\theta, \phi)$: $\theta_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi N(\phi, \theta)}}$. Величины θ_0 и t_e были получены из симуляции следующим образом: вокруг пульсара на небесной сфере описывалась окружность радиусом θ_1 , затем большое количество (1000) тестовых линз с собственным движением μ запускалось с этой окружности под случайными углами α к радиусу [169]. Угол α лежал в интервале $0^\circ - 90^\circ$. Рассмотрение же углов, лежащих в интервале $90^\circ - 180^\circ$ эквивалентно рассмотрению задачи с t_0 меньше 0, то есть случая, когда максимальное сближение имело место в прошлом. Из усреднения углов α получался некоторый средний угол α_0 из которого в дальнейшем получалось значение углового расстояния наибольшего сближения: $\theta_0 = \theta_1 \sin \alpha$. Для оценки характерного времени заметного взаимодействия по порядку величины было взято следующее выражение: $t_e = \frac{\theta_0}{\mu}$. Если величина t_e заметно превосходит 100 лет, то из этого можно заключить, что на интервалах продолжительности наблюдения (около 20 лет) эффект заметного влияния оказывать не будет. Следует отметить, что собственное движение μ , используемое в симуляции, есть относительное собственное движение пульсара и линзы. В результате были получены распределения для θ_0 и t_e , и их средние значения, которые и использовались в дальнейших оценках. Масса линзы принималась равной одной солнечной. Интересен также вопрос о влиянии на эффект объектов гало Галактики. К сожалению, пока и о распределении масс в гало и о составляющих его объектах известно немного и поэтому оценки будут достаточно приблизительными и будут очень сильно зависеть от выбранной модели гало. Для оценок была

выбрана модель гало [170].

$$\rho_{halo}(r, z) = \rho_0 \frac{r^2 + \frac{z^2}{q^2}}{r_0^2} \left(1 + \frac{\sqrt{(r^2 + \frac{z^2}{q^2})}}{r_0} \right)^{-4.2} \quad (3.15)$$

$\rho_0 = 1.263 M_\odot / \text{пк}^3$, r, z – расстояния от оси вращения Галактики и от галактической плоскости соответственно, $q = 0.8$ – показатель сплюсненности гало, $r_0 = 1090$ пк – постоянная модели. Плотность объектов гало на небесной сфере в направлении на рассматриваемый пульсар и расстояние от пульсара до ближайшего объекта гало было найдено аналогично случаю диска и балджа. Эти оценки сильно зависят от средней массы объектов составляющих гало. Если взять эту массу равной одной солнечной (как в случае других компонент Галактики), то для пульсара В1937+21 расстояние до ближайшего объекта гало $\theta_{1halo} = 7.5''$, для J1643-1224 $\theta_{1halo} = 7''$. Вклад объектов гало в эффект для первого пульсара будет мал (порядка 0.1), для второго же вклад объектов гало будет сравним с вкладом объектов диска. Следует еще раз отметить, что расчеты были сделаны в конкретной модели строения гало.

Еще большая неопределенность существует в оценках влияния на пульсарные наблюдения скоплений „темной материи“. Существует большое количество различных моделей, параметры которых весьма различаются. Для оценок была выбрана модель [171], в которой ТМ находится в гало Галактики в составе „облаков“ разного масштаба – от $10^6 M_\odot$ до $1 M_\oplus$. Количество облаков ТМ в гало с массой, близкой к земной и размерами 0.01 пк, по оценкам составляет величину 10^{15} . Можно оценить расстояние от пульсара В1937+21 до ближайшего облака. Оно примерно в 100 раз меньше расстояния от этого пульсара до ближайшего объекта диска: $\theta_{1DM} = 25$ мкс дуги. Величина ОУ определится выражением (3.9), и ее значение будет порядка $\sim \frac{r_g}{c}$. Облако ТМ с массой близкой к земной вызовет ОУ не превышающие нескольких десятых наносекунды за десять лет. В действительности, так как угловой размер облаков много больше (в 10-100 раз), чем полученное угловое расстояние от облака

до пульсара, то рассматривать задачу в приближении точечной линзы уже невозможно и эффект будет еще слабее. Величины, которые необходимы для дальнейших вычислений применительно к выбранным пульсарам J1643-1224, B1937+21, приведены ниже

Таблица 3.1 Величины, определяющие амплитуду и продолжительность рассматриваемого эффекта.

PSR	θ_1	μ	θ_0	t_e
J1643-1224	7.3''	~ 10 мс дуги/год	4.7''	470 лет
B1937+21	2.5''	~ 10 мс дуги/год	1.5''	150 лет

На рис. 3.4 видно влияние эффекта на ОУ МПИ: разницу между предвычисленными и фактически наблюдающимися значениями МПИ, однако после стандартной процедуры обработки результатов пульсарного хронометрирования останутся только члены кубического и выше порядков (см. раздел A.2). Линейный же и квадратичный члены войдут в наблюдаемые значения периода пульсара P и его первой производной \dot{P} и не могут быть найдены другими способами. Уклонения МПИ, возникающие из-за влияния эффекта, могут быть записаны следующим образом:

$$\delta T_{postfit} = Ct^3 + Dt^4 + Et^5 \quad (3.16)$$

Здесь C, D, E - это коэффициенты в разложении в ряд Тейлора функции (3.11) при $t = 0$. Можно показать, что быстрее увеличение уклонений происходит, если начало наблюдений находится в 50-150 годах от момента t_0 , потому что третья производная имеет максимум в этом интервале. Если же начальное наблюдение пришлось на момент наибольшего сближения, тогда основную роль в эффекте будут играть члены четвертого порядка и выше, и ОУ МПИ будут расти гораздо медленнее. Следует отметить, что в ОУ МПИ не входят члены, зависящие от скорости относительного движения линейно, так как они также переопределяют наблюдаемые значения периода пульсара P . Величи-

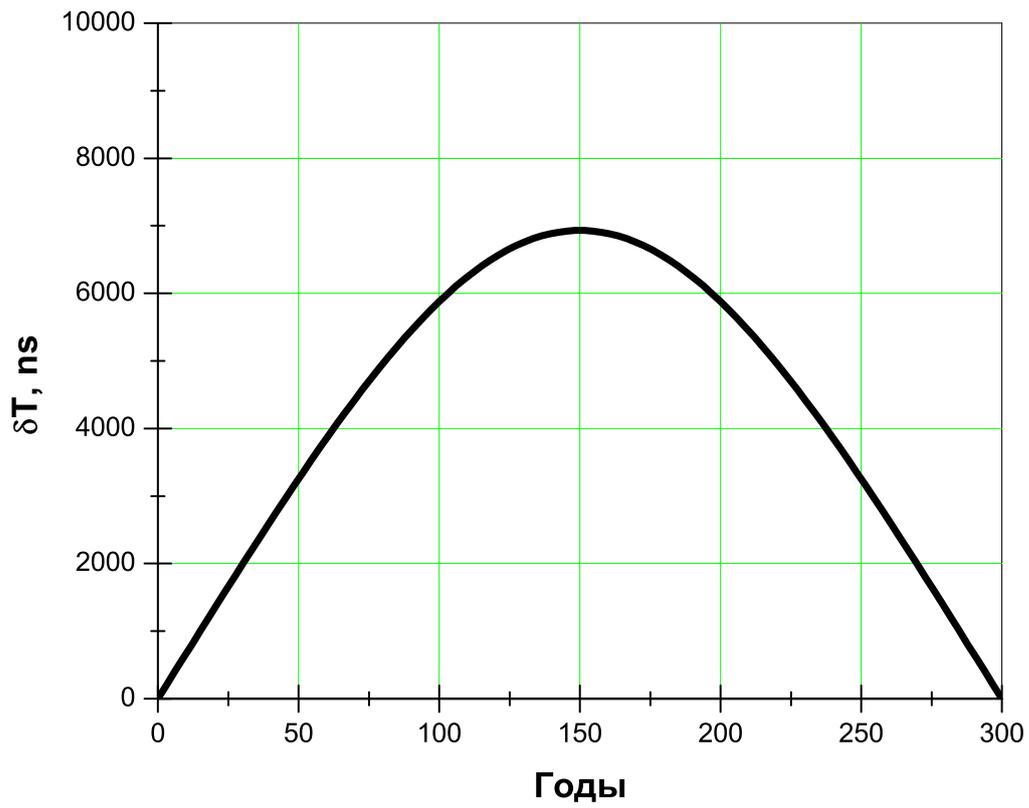


Рис. 3.4 Остаточные уклонения МПИ пульсара В1937+21 из-за действия эффекта до стандартной процедуры обработки.

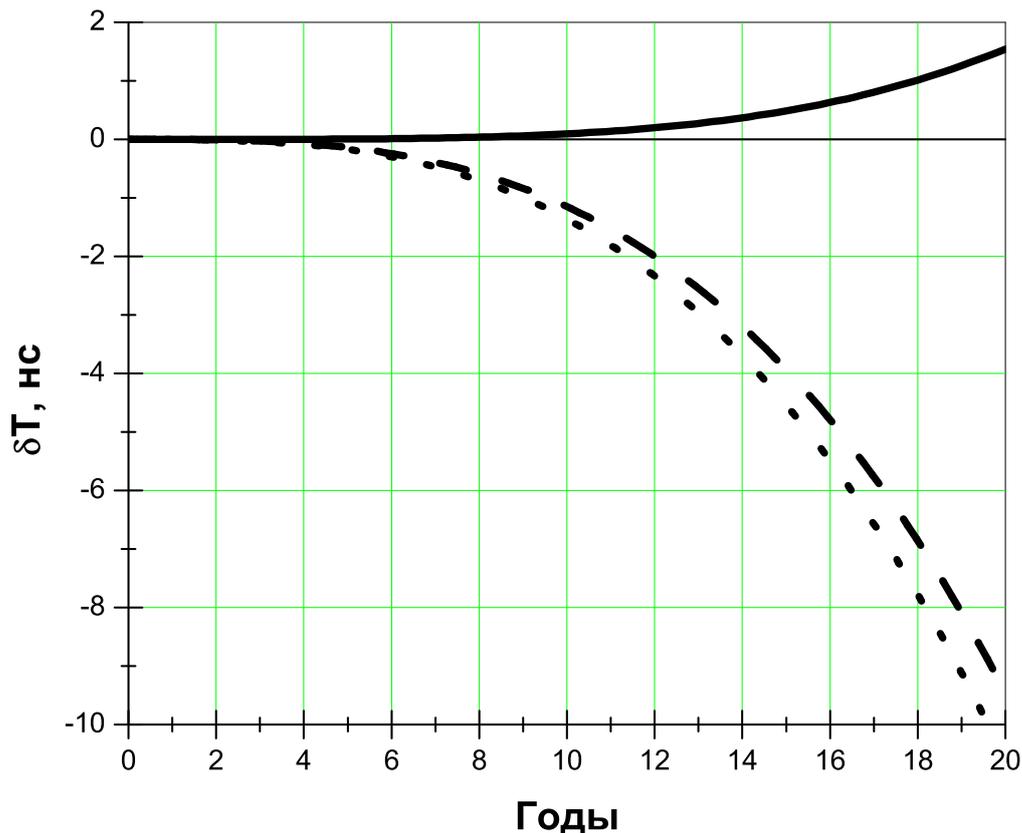


Рис. 3.5 Остаточные уклонения МПИ пульсара В1937+21 после стандартной процедуры обработки. Сплошная линия соответствует $t_0=0$, штрих-50 годам и пунктир-100 годам, соответственно.

на ОУ МПИ после вычитания линейного и квадратичного членов может быть выражена как: $\delta T_{postfit} = -\frac{r_g}{c} \ln\left(\frac{\theta_0^2 + \mu^2(t-t_0)^2}{\theta_0^2 + \mu^2 t_0^2}\right) - A(0)t - B(0)t^2$, где $A(0)$, $B(0)$ -линейный и квадратичный коэффициенты при $t = 0$.

$$A(0) = \frac{2r_g}{c} \frac{\mu^2 t_0}{\theta_0^2 + \mu^2 t_0^2}$$

$$B(0) = -\frac{r_g}{c} \frac{\mu^2}{\theta_0^2 + \mu^2 t_0^2} + \frac{2r_g}{c} \frac{\mu^4 t_0^2}{(\theta_0^2 + \mu^2 t_0^2)^2}$$

На рис. 3.5 представлены ОУ МПИ для трех различных значений t_0 .

Остаточные уклонения МПИ примерно в 10 нс, вызванные эффектом, появятся, если продолжительность серии наблюдений превысит 20 лет. Остаточные уклонения могут быть значительными, если θ_1 (угловое расстояние между

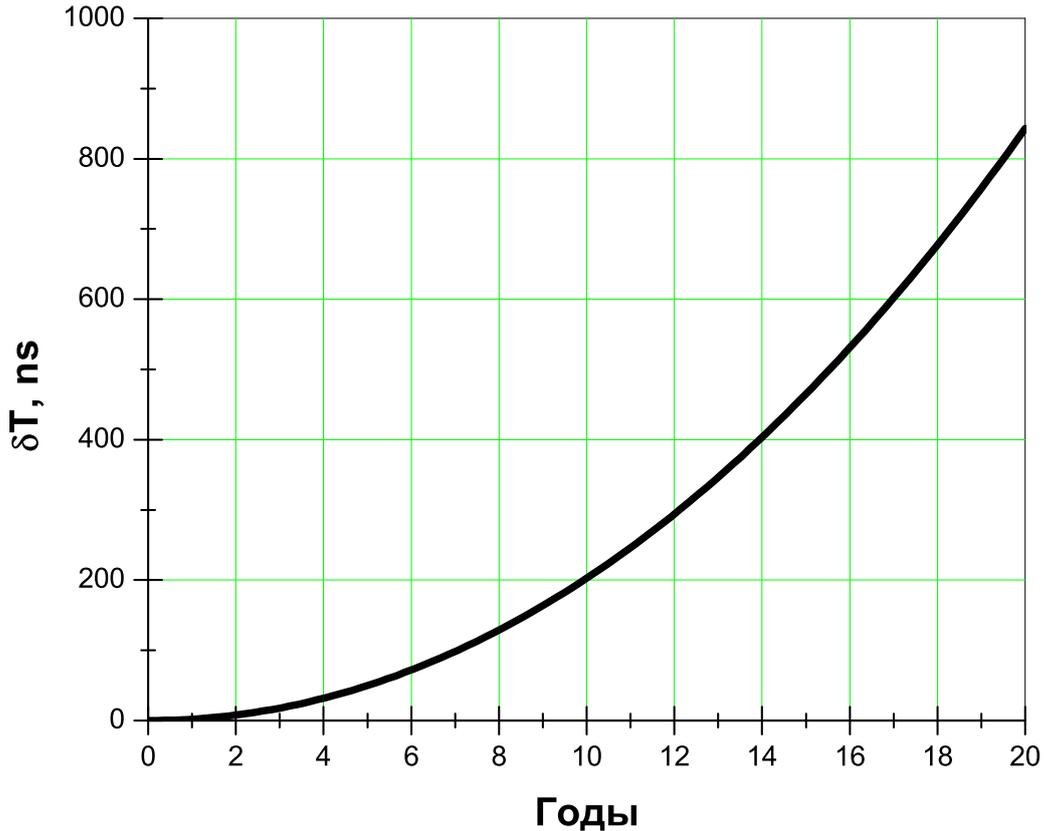


Рис. 3.6 Остаточные уклонения пульсара в случае близкого прохождения линзы (рассматривается только эффект слабого микролинзирования).

пульсаром и ближайшей звездой) гораздо меньше средней величины. На графике ((рис. 3.6)) изображены уклонения в случае, если $\theta_1 = 0.15$ мс дуги. Вероятность такого близкого прохождения составляет ~ 0.005 для В1937+21. Эта вероятность уменьшается обратно пропорционально квадрату θ_1 . Величина уклонений может составить 800-1000 нс за 20 лет.

Влияние эффекта также может быть значительным для пульсаров в шаровых скоплениях (или пульсаров, расположенных за ними). ($n = 10^{3-4} \text{пк}^{-3}$, L (длина пути луча в скоплении) = 10 пк, d (расстояние до скопления) = 1 – 10 кпк). Величины θ_1 и θ_0 уменьшаются, так как плотность звезд в скоплении гораздо выше, чем в остальной Галактике. Поэтому в скоплении амплитуда эффекта будет порядка 1 мкс за 20 лет. Это значительно больше чем для обыч-

ных пульсаров вне шаровых скоплений (~ 10 нс за те же 20 лет). В скоплении время взаимодействия пульсара и линзы составит около 20-30 лет. Однако, криволинейность движения пульсара в скоплении, связанная с мощными гравитационными полями в нём, будет влиять на наблюдаемые ОУ МПИ гораздо сильнее.

3.1.3. Наблюдения пульсаров, расположенных за балджем галактики

В настоящее время большинство пульсаров, для которых ведется точное хронометрирование, находится на расстоянии не далее 5 кпк от Солнечной системы. Общее число наблюдаемых пульсаров приближается к двум тысячам. С введением в строй радиотелескопа нового поколения SKA (Square Kilometer Array, 2020 год) станет возможным наблюдение практически всех пульсаров Галактики - по оценкам около 20000 [172]. Особенный интерес представляют наблюдения пульсаров, расположенных за балджем и особенно за галактическим центром (ГЦ), но пока наблюдение таких пульсаров, и тем более точное хронометрирование их, невозможно. Будущие наблюдения позволят уточнить внутреннюю структуру балджа и ядра Галактики [167]. Оценим, насколько сильным будет влияние эффекта на наблюдения таких пульсаров. Оценка проводилась таким же способом, как и для пульсаров в диске. Для описания строения балджа использовалась модель сплющенного экспоненциального балджа [173]. Рассматривался случай распространения луча через центр Галактики вдоль длинной оси балджа (поворотом балджа на угол в 20° относительно линии Земля-ГЦ пренебрегалось). Влияние эффекта будет тем ниже, чем дальше пульсар отстоит от ГЦ. В слабое микролинзирование вносят свой вклад и объекты диска (~ 0.15 от величины всего эффекта). Следует отметить, что сложная структура внутренней части балджа (сверхмассивная черная дыра или сверхплотное звездное скопление в центре) для простоты не рассматривалась. Пусть пульсар расположен за ГЦ на расстоянии 10 кпк от Земли (2

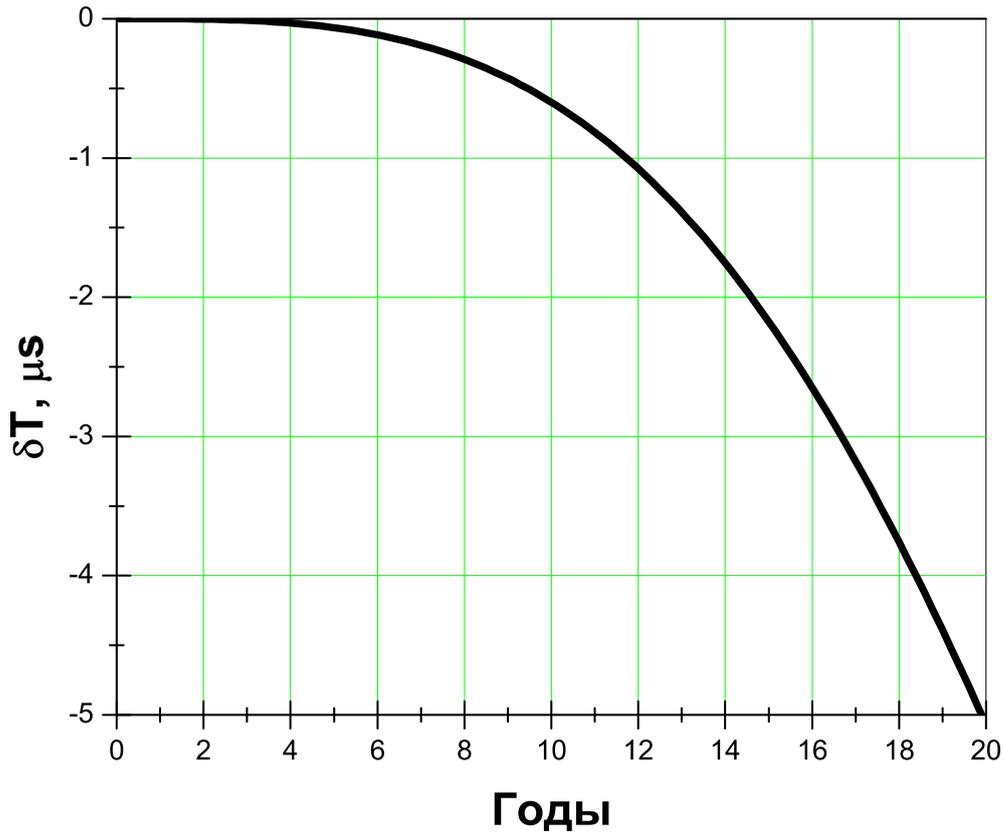


Рис. 3.7 Остаточные уклонения в случае наблюдения пульсаров расположенных за балджем.

кпк за центром Галактики). Среднее расстояние θ_1 между пульсаром и ближайшей линзой составит 0.09 угл. сек, что в 25 раз меньше, чем для пульсара В1937+21, поэтому влияние эффекта будет гораздо сильнее (рис.3.7). При наблюдении пульсаров, расположенных за балджем также возможно, что более чем одна линза пройдет на небольшом расстоянии от луча зрения. В случае такого многократного линзирования ОУ будет больше и их поведение в зависимости от времени будет сложнее.

Отклонения за 20 лет составят величину в несколько микросекунд. Эта величина будет наблюдаемой, анализ хода остаточных уклонений различных пульсаров, расположенных за ГЦ и в окрестности его, позволит изучить распределение масс в этой области Галактики, которое с трудом может быть получено

Таблица 3.2 Те же величины, что и в Табл. 3.1, для пульсара расположенного за ГЦ

PSR	θ_1	μ	t_e
J1745-2900	90 мс дуги	~ 5 мс дуги/год	20 лет

каким-либо иным методом.

3.1.4. Заключение

Можно сделать следующие выводы: средние уклонения МПИ из-за эффекта слабого гравитационного микролинзирования составит около 10 нс для пульсара В1937+21, если время наблюдений превысит 20 лет. Эти уклонения могут быть сведены к нулю при использовании в процедуре обработки данных хронометрирования производных порядка выше квадратичного (не для пульсаров в шаровых скоплениях или за балджем), так как регрессионный полином высокого порядка замаскирует проявления эффекта, если время взаимодействия с линзой значительно превышает продолжительность наблюдений. Остаточные уклонения могут быть гораздо больше: если пульсар находится за балджем Галактики, то ОУ могут достигать нескольких микросекунд для ряда протяженностью в 20 лет. Если пульсар находится в шаровом скоплении, то эти отклонения могут достигать величины в несколько сотен наносекунд за 20 лет, но они вероятнее всего будут меньше, чем ОУ, вызванные криволинейностью траектории собственного движения пульсара в шаровом скоплении.

3.2. Ограничение на концентрацию лёгких космических струн в Галактике из пульсарных наблюдений

Космические струны естественным образом возникают в большом количестве моделей инфляции [174] (также см. ссылки в [161]). Схожие объекты, которые часто называют космическими *суперструнами*, могут образовывать-

ся в фундаментальных теориях струн и М-теориях [175]. В данном разделе оба этих класса будут рассматриваться вместе, так как их наблюдаемые проявления совпадают.

Основной параметр, описывающий струну – это её натяжение μ , которое связано с эффективным масштабом энергии Λ теории, в которой струна может рождаться: [89]

$$\frac{G\mu}{c^2} \sim \frac{\Lambda^2}{M_{\text{Planck}}^2}.$$

В ранних теориях струны образовывались в эпоху Великого Объединения и поэтому их натяжение было порядка 10^{-6} . Изначально возможные натяжения были ограничены с обеих сторон: $10^{-11} < G\mu/c^2 < 10^{-6}$, однако дальнейшие теоретические изыскания показали, что в действительности нижнего предела не существует и теоретически могут существовать струны произвольно малого натяжения [176]. Космические струны с низким натяжением могут объяснять некоторые астрофизические вопросы, например, струны с $G\mu/c^2 \sim 10^{-12}$ могут быть важными источниками космических лучей высоких энергий [177].

Численные симуляции [178] показывают, что доля энергии в струнах Ω_s (в единицах критической плотности $\rho_0 = 3H_0^2/8\pi G$) не зависит от космологического времени. Также в недавних симуляциях было получено, что струны не являются доминирующей компонентой во Вселенной [179]. Так как вопрос ещё не является решенным, в данном разделе Ω_s будет рассматриваться как свободный параметр, на который необходимо наложить ограничения из наблюдений.

Попытки ограничить концентрацию струн уже предпринимались: достаточно тяжелые струны, например, оставляли бы характерные следы в наблюдаемом реликтовом излучении и в формах далёких линзированных галактик. Эти методы позволили исключить возможность существования струн с $G\mu/c^2 \geq 10^{-7}$ во Вселенной [180, 181]. Более строгие, но и более модельнозависимые

ограничения, могут быть получены из пульсарного хронометрирования – космические струны являются мощным источником ГВ, которые, в свою очередь, могут быть детектированы обычными методами, рассмотренными выше [88]. Этот метод исключает заметное присутствие струн в диапазоне натяжений $G\mu/c^2 < 10^{-9} - 10^{-8}$ [182]. Космический интерферометр eLISA будет в состоянии изучать ГВФ от более лёгких струн вплоть до $G\mu/c^2 \sim 10^{-14} - 10^{-16}$.

Сеть струн обладает сложной структурой, где сочетаются длинные прямые сегменты и большое количество петель различных длин L , которые сформировались в ходе пересечений прямых сегментов. Эти петли релятивистски колеблются ($\beta \sim \mathcal{O}(1)$) с амплитудой порядка L и периодом $T = L/2c$, испуская гравитационные волны и постепенно распадаясь. Только достаточно длинные петли дожили до настоящего времени. В [161] было показано, что выжившие длинные ($L \sim 1$ пк и выше) петли сильно кластеризованы, на уровне чуть меньшем, чем тёмная материя. В центральных областях больших галактик, таких как наша, плотность струн может превышать космологическую в 10^5 раз. Это увеличение значительно усиливает чувствительность экспериментов по детектированию локальной популяции струн [161].

В данном разделе исследуется как увеличение концентрации влияет на перспективы детектирования этой популяции. Используется два наблюдательных проявления – линзирование фоновых объектов на струнах и т.н. эффект Кайзера-Стеббинса, который может оказывать наблюдаемое влияние на хронометрирование миллисекундных пульсаров.

3.2.1. Ожидаемое количество событий и ограничения из отсутствия детектирования.

Первым будет рассмотрен эффект линзирования фонового объекта струной ¹, в котором два идентичных изображения источника появляются в тот

¹ Хотя, в принципе, интересует линзирования струнными *петлями*, итоговый результат неотличим от линзирования длинными струнами, если размер петли превосходит характерный размер линзированного

промежуток времени, когда он находится в узкой полосе вдоль струны [183]. Ширина этой полосы δ задаётся натяжением струны μ и локальным наклоном струны к лучу зрения θ :

$$\delta = 8\pi |\sin \theta| \frac{G\mu D_{\text{ls}}}{c^2 D_{\text{os}}}, \quad (3.17)$$

где D_{os} и D_{ls} – расстояния от наблюдателя до источника и от струны до источника (вдоль луча зрения), соответственно. Для струн с сравнительно малым натяжением, которые рассматриваются в этом и следующих разделах, эти два изображения не могут быть разделены и эффект проявляется в увеличении полного потока по мере того, как источник входит в полосу.

Вторым потенциально наблюдаемым проявлением является так называемый эффект Кайзера-Стеббинса [184], который возникает из-за доплеровского сдвига, индуцированного нетривиальным коническим пространством-временем вокруг движущейся струны. Этот эффект проявляется в скачке $\Delta\nu$ наблюдаемой частоты ν любого излучения от источника, который пересекает струна. Величина эффекта также пропорциональна натяжению:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 8\pi |\sin \theta| \frac{G\mu}{c^2} \beta_{\perp} \gamma, \quad (3.18)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ и β_{\perp} – лоренц-фактор струны и перпендикулярная (струне) компонента её поперечной (по отношению к лучу зрения) скорости относительно источника, выраженная в единицах скорости света c . Сам по себе такой разрыв слишком мал, чтобы его можно было бы наблюдать непосредственно, но он может проявлять себя в интегральной форме ОУ МПИ.

Оба эффекта вызываются пересечением струной луча зрения. Поэтому вероятность обоих эффектов для выбранного источника отличается от стандартной величины $p_0 = 1 - \exp(-\tau_0)$, где τ_0 – оптическая толщина, которая даётся долей неба, покрытой космическими струнами. τ_0 полезна как оценка сравни-

объекта на много порядков величины. Самый большой источник, который будет рассматриваться ниже, имеет поперечник 1 а.е. и все столь малые петли уже давно распались в ГВ

тельной (не)важности перекрытия – по порядку величины она равна оптической толщине по микролинзированию на точечных линзах с такой же Ω , которая известна из наблюдений и не превосходит 10^{-6} для большинства направлений. Поэтому можно считать, что видимого пересечения струн не происходит и в любой момент времени источник пересекается максимум одной струной.

Ожидаемое количество событий зависит от того, как часто струны пересекают направление на выбранный источник, и так как они являются протяженными объектами и движутся с релятивистскими скоростями, то замечаемая за достаточно большой промежуток времени площадь намного превосходит суммарную площадь их полос в любой момент времени (в статическом случае), дающую τ_0 .

Каждый источник, заметенный струной, будет производить два изображения, разделённых на угол (3.17) – общий поток может увеличиться вдвое, наблюдаемая же частота источника скачком изменится на (3.18). Для того, чтобы оценить “оптическую толщину”, необходимо найти ширину полосы, которую струна замечает за время обзора T – она даётся произведением $c\langle\beta_{\perp}\rangle T$, где $\langle\beta_{\perp}\rangle$ – типичная величина β_{\perp} для струн Галактики:

$$d\tau = \frac{\rho_s}{\mu} c\langle\beta_{\perp}\rangle T dD, \quad (3.19)$$

это выражение может быть очень большим для низких натяжений μ . Вероятность p того, что произойдёт скачок (в яркости или частоте) выражается простой формулой $p = 1 - \exp(-\tau)$.

Модель эксперимента, которая рассматривается в этом разделе, заключается в длительном наблюдении (T) большого количества N источников в поисках скачка яркости или частоты. Струны имеют натяжение μ и их космологическая плотность равна Ω_s . Также учитывается локальное увеличение плотности на фактор η в галактическом потенциале [161]:

$$\rho_s = \Omega_s \eta \rho_0 = \Omega_s \eta \frac{3H_0^2}{8\pi G},$$

H_0 – постоянная Хаббла, значение коэффициента η было получено в [161].

Для оценки того как отсутствие детектирования событий в обзоре ограничивает параметры (Ω, μ) , удобно использовать байесовский подход. Для выбранной комбинации параметров вероятность того, что эффект будет наблюдаться в i -м источнике, даётся следующим выражением:

$$p_i = 1 - \exp \left(-\frac{\Omega_s \rho_0}{\mu} T c \langle \beta_{\perp} \rangle \int_0^{D_i} \eta dD \right) \quad (3.20)$$

где коэффициент увеличения η интегрируется по лучу зрения до источника.

Для того чтобы получить вероятность того, что влияние эффекта будет замечено, необходимо как-то учесть ограниченную эффективность любого эксперимента. Даже если скачок яркости (или частоты) произойдёт, он может остаться недетектированным, потому что наблюдения не происходят в непрерывном режиме, эффект слишком слаб или скрыт в сильной переменности самого источника. Учёт неидеальной эффективности достигается умножением p_i на фактор эффективности \varkappa_i который оценивает вероятность детектирования *случившегося* эффекта.

Так как пересечения струнами будут происходить независимо для всех источников, то вероятность Q отсутствия событий в обзоре есть просто произведение вероятностей недетектирования для каждого источника:

$$Q = \mathcal{P}(\text{No detection} | \Omega_s, \mu) = \prod_{i=1}^N (1 - \varkappa_i p_i),$$

что, в смысле байесовского подхода сводится к правдоподобию

$$Q(\Omega_s, \mu) = \prod_{i=1}^N \left\{ 1 - \varkappa_i \left[1 - \exp \left(-\frac{\Omega_s \rho_0}{\mu} T c \langle \beta_{\perp} \rangle \int_0^{D_i} \eta dD \right) \right] \right\}.$$

Апостериорное распределение плотности (Ω_s, μ) , следующее из отсутствия детектирования, даётся теоремой Байеса:

$$p'(\Omega_s, \mu) = Q(\Omega_s, \mu) p(\Omega_s, \mu) \left[\int dp(\Omega_s, \mu) Q(\Omega_s, \mu) \right]^{-1} \quad (3.21)$$

где интегрирование в знаменателе распространяется на область заданную априорной оценкой $p(\Omega_s, \mu)$.

Возможен и альтернативный подход – $p'(\Omega_s, \mu)$ может быть интерпретировано как (масштабированная) плотность вероятности Ω_s для фиксированной величины натяжения μ , так что вероятность того, что плотность струн меньше, чем Ω , записывается как:

$$P(\Omega_s, \mu) = \int_0^{\Omega_s} p'(\Omega'_s, \mu) d\Omega'_s \left[\int_0^{\infty} p'(\Omega'_s, \mu) d\Omega'_s \right]^{-1}. \quad (3.22)$$

Коэффициент эффективности \varkappa_i зависит не только от (Ω_s, μ) , но и от характеристик обзора, в том числе от свойств наблюдаемых источников. Этот коэффициент будет подсчитан ниже.

Удобен выбор $\varkappa_i \in \{0, 1\}$, если η – константа в исследуемом объёме, функция правдоподобия записывается в простой форме:

$$\begin{aligned} Q(\Omega_s, \mu) &= \exp \left[-\frac{\Omega_s \rho_0}{\mu} \eta(\mu) c \langle \beta_{\perp} \rangle \sum_{i:\varkappa_i=1} T_i D_i \right] \\ &= \exp \left[-\frac{\Omega_s \eta(\mu)}{G\mu/c^2} \frac{3 \langle \beta_{\perp} \rangle H_0^2}{8\pi c} \sum_{i:\varkappa_i=1} T_i D_i \right], \end{aligned} \quad (3.23)$$

где суммирование идёт только по источникам, для которых $\varkappa_i = 1$.

Выражение для функции правдоподобия (3.22) значительно упрощается при выборе плоской априорной оценки для Ω_s . В этом случае $Q(\Omega_s, \mu) = \exp[-\Omega_s/\Omega(\mu)]$, где чувствительность эксперимента

$$\Omega(\mu) \equiv \left[\frac{\eta(\mu)}{G\mu/c^2} \frac{3 \langle \beta_{\perp} \rangle H_0^2}{8\pi c} \sum_{i:\varkappa_i=1} T_i D_i \right]^{-1}. \quad (3.24)$$

Эта величина ограничивает плотность Ω_s на заданном уровне достоверности P :

$$\begin{aligned} \Omega_s(\mu, P) &= -\Omega(\mu) \ln(1 - P) \\ &= \frac{G\mu}{c^2 \eta(\mu)} \frac{8\pi c \ln 1/(1 - P)}{3 \langle \beta_{\perp} \rangle H_0^2} \left(\sum_{i:\varkappa_i=1} T_i D_i \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

3.2.2. Гравитационное линзирование космическими струнами

Феноменология линзирования

Гравитационное линзирование на космических струнах обладает характерными признаками [89] – если точечный источник, попадает в узкую полосу ширины δ вдоль струны, то с другой стороны от струны появляется его второе изображение, угловое расстояние между двумя изображениями составляет тоже δ . По мере того, как источник приближается к линзе, его второе изображение движется в направлении от неё, первое изображение исчезает, когда источник касается струны (см. Рис. 3.8).

Если эти два изображения не могут быть разрешены, как, например, в рассматриваемом случае, то наблюдатель может детектировать лишь временное увеличение потока от источника. Для небольшого источника, который полностью попадает в полосу δ , поток увеличится в два раза. Для больших источников увеличение потока будет определяться долей площади источника, попадающей в полосу.

Для диска равномерной яркости простые геометрические соображения позволяют получить относительное увеличение площади и потока:

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \left(\arcsin y + y\sqrt{1-y^2} \right) \Big|_{y=\max(-1, -(x-\delta/2)/r)}^{y=\min(1, (x+\delta/2)/r)}, \quad (3.26)$$

где r – радиус источника и x – расстояние от его центра до струны (середины полосы).

Для небольших источников, $r \leq \delta/2$, амплитуда эффекта $f_{\max} = 1$, в то время, как для источников с $r > \delta/2$:

$$f_{\max} = \frac{2}{\pi} \left[\arcsin \frac{\delta}{2r} + \frac{\delta}{2r} \sqrt{1 - \left(\frac{\delta}{2r} \right)^2} \right].$$

Для очень больших источников, $r \gg \delta$, эти выражения сводятся к:

$$f(x) \approx \frac{2\delta}{\pi r} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{r} \right)^2} \text{ и } f_{\max} \approx \frac{2\delta}{\pi r}.$$

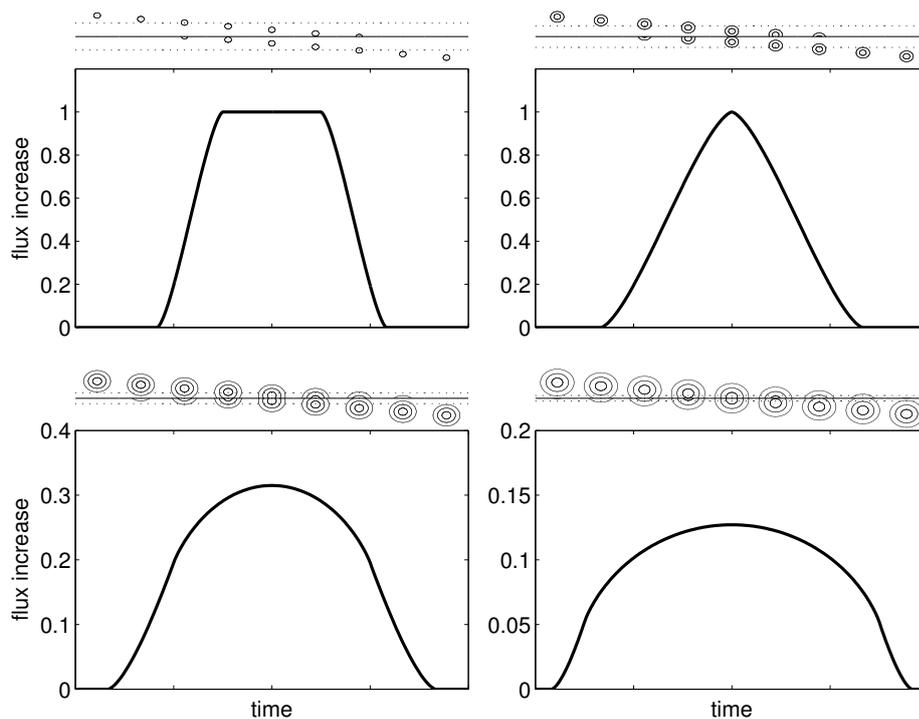


Рис. 3.8 Вид изображений и ожидаемые кривые блеска при линзировании струной однородного диска. От левого верхнего до правого нижнего угла меняется размер диска (в единицах ширины полосы δ): $r/\delta = 0.2, 0.5, 2, 5$. Положение струны и границ полосы показаны сплошной и пунктирными линиями, соответственно.

На Рис. 3.8 показан ход процесса линзирования и соответствующие кривые блеска для дисков различных радиусов.

Кривые блеска для источников более сложной формы будут схожими и для небольших источников кривые блеска будут практически идентичными кривым, представленным в левой верхней части Рис. 3.8, за исключением только небольшой разницы в форме “крыльев”, ведущих к “плато”. Более важным является факт, что амплитуда, т.е. высота “плато”, будет той же самой, $f_{\max} = 1$, и это является особенностью линзирования малых источников струнами, который не может быть вызван никакими другими причинами.

Временной масштаб t события линзирования задаётся угловой скоростью струны $\langle\beta_{\perp}\rangle c/D_{\text{ol}}$ относительно источника в плоскости неба:

$$t = \frac{(\delta + 2r_{\perp})D_{\text{ol}}}{c\langle\beta_{\perp}\rangle} = 2\frac{D_{\text{ol}}}{D_{\text{os}}} \left(\pi^2 \frac{G\mu}{c^2} \frac{D_{\text{ls}}}{c\langle\beta_{\perp}\rangle} + \frac{R}{c\langle\beta_{\perp}\rangle} \right), \quad (3.27)$$

где $2r = 2R/D_{\text{os}}$ обозначает угловой размер источника

В зависимости от размера источника, возможны два различных режима линзирования. В случае большого источника, $r \gg \delta$, амплитуда и временной масштаб задаётся размером самого источника:

$$f_{\max} \approx 4\pi \frac{G\mu}{c^2} \frac{D_{\text{ol}}}{R} \quad \text{и} \quad t \approx \frac{2R}{c\langle\beta_{\perp}\rangle} \frac{D_{\text{ol}}}{D_{\text{os}}}. \quad (3.28)$$

Для малых источников, $r \ll \delta$, амплитуда насыщается, а масштаб зависит уже от характеристик струны:

$$f_{\max} = 1 \quad \text{и} \quad t \approx 2\pi^2 \frac{G\mu}{c^2} \frac{D_{\text{ol}}D_{\text{ls}}}{D_{\text{os}}c\langle\beta_{\perp}\rangle}. \quad (3.29)$$

3.2.3. Поиск с использованием метода пульсарного хронометрирования

Обычно метод пульсарного хронометрирования используется, чтобы ограничить присутствие космических струн достаточно непрямым способом – по производимому их осцилляциями ГВФ. В этом подразделе рассматривается

другой эффект – поиск ОУ МПИ, возникающих, когда луч зрения на пульсар пересекается струной.

Пересечение мгновенно меняет видимую частоту вращения пульсара на небольшую величину $\Delta\nu$ (3.18). Этот эффект идентичен эффекту, вызываемому гравитационно-волновым всплеском с памятью, за исключением того, что последний действует одновременно на все пульсары в ансамбле, в то время как струна оказывает влияние только на ОУ МПИ пересекаемого пульсара. Наблюдательные проявления ГВ всплесков с памятью были изучены в разделе 2.3 [81].

Сдвиг в частоте будет приводить к появлению в ОУ (до фитирования) ломаной линии, значение ОУ до момента пересечения будет строго равно 0, после него ОУ будут расти линейно. Стандартная процедура редукции, которая включает в себя подгонку с перебором заранее неизвестных значений частоты пульсара и его первой производной, приводит к поглощению линейного и квадратичного трендов в ОУ МПИ (см. среднюю часть в Рис. 3.9).

Был выбран следующий критерий детектирования – амплитуда ОУ МПИ δs , вызванная эффектом Кайзера-Стеббинса, должна минимум в два раза превышать СКО ОУ МПИ пульсарного шума σ :

$$\delta s \sim 2\sigma, \quad (3.30)$$

Используя уравнения (2.45-2.47), можно выписать:

$$\delta s \approx \frac{3}{64} \frac{\Delta\nu}{\nu} T, \quad (3.31)$$

где T – полная продолжительность наблюдений пульсара.

Этот критерий соответствует следующему выбору \varkappa :

$$\varkappa = \begin{cases} 1, & s \geq 2\sigma \\ 0, & \text{в ином случае} \end{cases}, \quad (3.32)$$

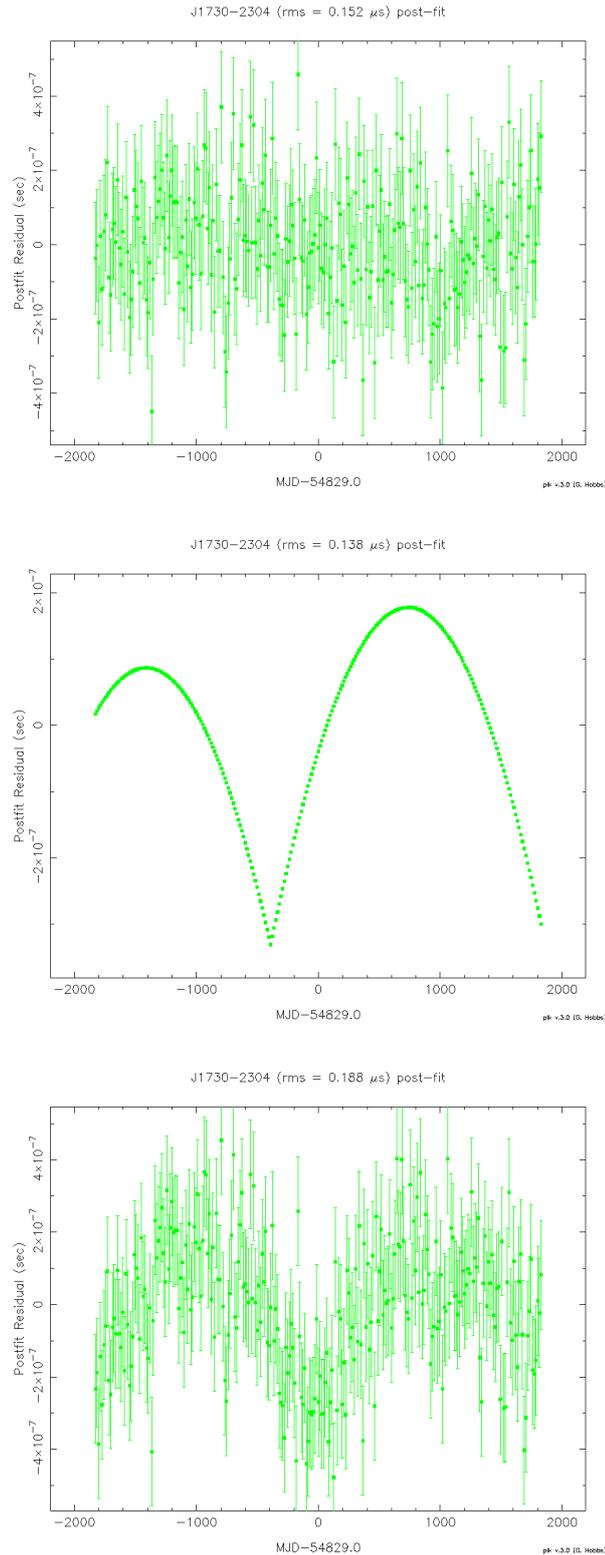


Рис. 3.9 ОУ МПИ генерированные с помощью программы FAKE пакета TEMPO2 [185]. Первый рисунок показывает 10 лет наблюдений пульсара с СКО ОУ МПИ $\sigma = 150$ нс, второй иллюстрирует влияние пересечения луча зрения струной с $G\mu/c^2 = 10^{-15}$ на 4-ый год наблюдений (опуская шум хронометрирования); третий рисунок есть “сумма” двух предыдущих – симулировано пересечение луча зрения на “реальный” пульсар с $\sigma = 150$ нс.

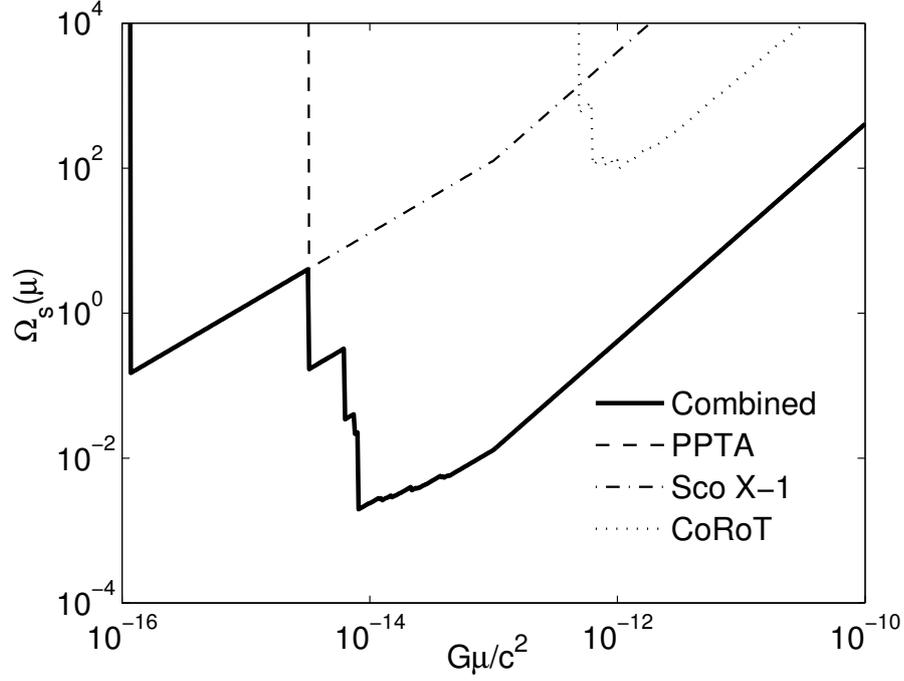


Рис. 3.10 Совместные ограничения на среднюю плотность петель космических струн из наблюдений *CoRoT*, *RXTE* и *PPTA* (уровень достоверности $P = 95\%$). Пульсарные наблюдения дают самые сильные ограничения вплоть до натяжений $G\mu/c^2 \sim 10^{-14}$, а более лёгкие струны ограничены наблюдениями рентгеновского источника Sco X-1; наблюдения *CoRoT* слабо ограничивают распространённость струн.

что эквивалентно (см. 3.31)

$$\varkappa = \begin{cases} 1, & G\mu/c^2 \geq 64\sigma/(3\pi^2 T) \\ 0, & \text{в ином случае} \end{cases}. \quad (3.33)$$

Теперь, используя (3.24, 3.25), можно получить ограничения на концентрацию струн Ω_s из данных пульсарных наблюдений на радиотелескопах в Парксе [186], Аресибо [93] и Грин-Бэнке [187]. Детали этих данных представлены в Таблице 3.3. Получающиеся ограничения показаны на Рис. 3.10.

Таблица 3.3 Пульсары, входящие в различные пульсарные ансамбли, включая Паркс, Аресибо (*) и Аресибо + Грин-Бэнк(**). Приведены следующие параметры: СКО шума тайминга σ , расстояние до пульсара D_{os} [91], длительность наблюдений T ; также приведены минимальные натяжения μ_{min} струн, которые могут быть детектированы (3.33).

Имя пульсара	σ (мкс)	D (кпк)	T (лет)	$G\mu_{\text{min}}/c^2 \times 10^{15}$
J0437-4715	0.2	0.16	4.3	3.3
J0613-0200	1.1	0.48	5.5	14
J0711-6830	1.6	1.04	4.4	26
J1022+1001	2.2	0.40	5.5	28
J1024-0719	1.3	0.53	5.5	17
J1045-4509	3.0	3.24	5.2	41
J1600-3053	1.0	2.67	5.5	13
J1603-7202	1.9	1.64	5.5	24
J1643-1224	1.7	4.86	5.4	22
J1713+0747	0.5	1.12	5.5	6.0
J1730-2304	1.9	0.51	4.6	29
J1732-5049	3.5	1.81	5.5	45
J1744-1134	0.8	0.48	5.5	10
J1824-2452	1.7	4.90	3.1	39
J1857+0943*	1.0	0.91	8	12
J1909-3744	0.6	1.14	5.5	8
J1939+2134**	~ 2.0	17	8.33	8
J2124-3358	2.4	0.25	3.8	45
J2129-5721	1.2	2.55	5.5	15
J2145-0750	1.1	0.50	4.3	18

3.2.4. Результаты и обсуждение

На Рис. 3.10 показаны окончательные ограничения, полученные из анализа пульсарных наблюдений, а также получающиеся из рентгеновских наблюдений Sco X-1 и прецизионной фотометрии *CoRoT*. Наиболее сильные ограничения получаются из пульсарных наблюдений, в области легчайших струн сравнимые ограничения даёт анализ данных наблюдений Sco X-1 *RXTE*. Данные оптических наблюдений *CoRoT*, доступные сейчас, слабо ограничивают распространённость струн в рассматриваемом диапазоне натяжений. Существующие наблюдения позволяют ограничить среднюю плотность петель космических струн на уровне $\Omega_s \sim 10^{-3}$ для струн с натяжением $G\mu/c^2 = 10^{-14}$. Для струн с большим натяжением эти ограничения ослабевают пропорционально μ^{-1} для $G\mu/c^2 \leq 10^{-13}$ и $\mu^{-1.5}$ для $G\mu/c^2 > 10^{-13}$ из-за меньшего коэффициента кластеризации η для более тяжёлых струн.

С вводом в строй радиотелескопа SKA ограничения будут значительно усилены. Ансамбль пульсаров на SKA будет состоять из ~ 100 объектов, которые будут наблюдаться с точностью лучшей, чем 100 нс. Точные пределы зависят от расстояний до пульсаров, но очевидно, что ограничения будут улучшены на порядки величины.

3.3. Ограничение на космологическую плотность струн из переменности внегалактических источников

Ограничения, рассмотренные в предыдущем разделе, возникают из анализа прецизионных наблюдений галактических источников. Сильные ограничения получаются из-за увеличения концентрации петель струн в галактическом гравитационном потенциале (коэффициент η). Однако, амплитуда эффекта этого усиления рассчитывается теоретически и поэтому подвержена неопределённостям, которые не так легко оценить на текущем уровне понимания

проблемы.

В данном разделе показано, что близкие по силе ограничения могут быть получены даже без использования эффекта кластеризации; эти пределы применимы как к петлям так и к прямым сегментам струн. Значимая оптическая толщина в этом случае достигается не за счёт повышенной плотности струн в Галактике (эффект кластеризации), а за счёт космологических расстояний до источников – квазаров. Возможное линзирование этих источников струнами могло бы вызвать избыток двухкратных скачков в потоках источников при рассмотрении нескольких различных эпох (см. предыдущий раздел). Предложенный метод является достаточно общим и может быть применён для обзоров в разных волновых диапазонах, при условии, что размеры источников в этих диапазонах малы.

3.3.1. Метод: наблюдательные пределы на вероятность удвоения потока

Как было рассмотрено выше, достаточно малые источники при прохождении струны перед ними испытывают удвоение потока, что соответствует $\Delta m_0 = 2.5 \lg 2 \approx 0.75^m$ в терминах звёздных величин. Кривая блеска при таком прохождении также обладает характерным плато, ширина которого зависит от времени пересечения полосы δ .

Такая характерная форма кривой блеска влияет на функцию распределения фактора увеличения μ (не надо путать его с натяжением струны) источника, линзированного струной. Эта функция состоит из гладкой части при $1 < \mu < 2$ и двух δ -функций, которые соответствуют отсутствию линзирования $\mu = 1$ и максимально линзированному сценарию $\mu = 2$. Плотность распределения позволяет вычислить плотность вероятности $p(\Delta m)$ скачка наблюдаемой величины Δm между двумя эпохами наблюдений. Из-за симметрии между двумя эпохами наблюдений это чётная функция, она состоит из трёх δ -функций при $\Delta m = 0$ и $\Delta m = \pm \Delta m_0$ вдобавок к гладкой компоненте $\bar{p}(\Delta m)$ для

$$-\Delta m_0 < \Delta m < \Delta m_0:$$

$$p(\Delta m) = \bar{p}(\Delta m) + P\delta(\Delta m \mp \Delta m_0) + Q\delta(\Delta m). \quad (3.34)$$

Для источников с неизвестным профилем яркости невозможно вычислить гладкую часть функции, однако, амплитуды δ -функций могут быть вычислены достаточно просто. Если линзирование струнами, как ожидается, является редким явлением, то $2P$ равно оптической толщине по линзированию $\tau \ll 1$ (см. (3.46)).

Использование ансамбля источников для исследования переменности подразумевает сравнение яркостей источников в две (или больше) различных эпохи и анализ различных статистических мер изменения яркости (см., например, [188, 189]). Для поиска струн наиболее важным является плотность распределения $f(\Delta m)$.

Если бы наблюдаемые источники не были бы переменны, то $f(\Delta m)$ была бы прямой наблюдательной оценкой плотности увеличения вызванного струнами, $p(\Delta m)$. Квазары, к сожалению, являются сильно переменными источниками на большинстве масштабов времени (например, [190]). Тем не менее, эффект, вызванный линзированием может проявляться в $f(\Delta m)$ этих объектов, как избыток $\pm\Delta m_0$ вариаций. В этом заключается смысл предложенного метода.

Это может быть строго описано следующим образом: переменность, вызванная струнами, является внешней по отношению к квазарам и поэтому распределение наблюдаемых изменений потока $f(\Delta m)$ есть свёртка её $p(\Delta m)$ с частью, вызванной внутренними процессами (и ошибками измерений) $s(\Delta m)$; для $p(\Delta m)$, которая дана выражением (3.34) эта свёртка записывается как:

$$f(\Delta m) = Qs(\Delta m) + Ps(\Delta m \mp \Delta m_0) + \bar{s}(\Delta m) \quad (3.35)$$

где $\bar{s}(\Delta m)$ – свёртка плотности $s(\Delta m)$ и (неизвестной) гладкой компоненты, возникающей при линзировании, $\bar{p}(\Delta m)$. На Рис. 3.11 для примера показана

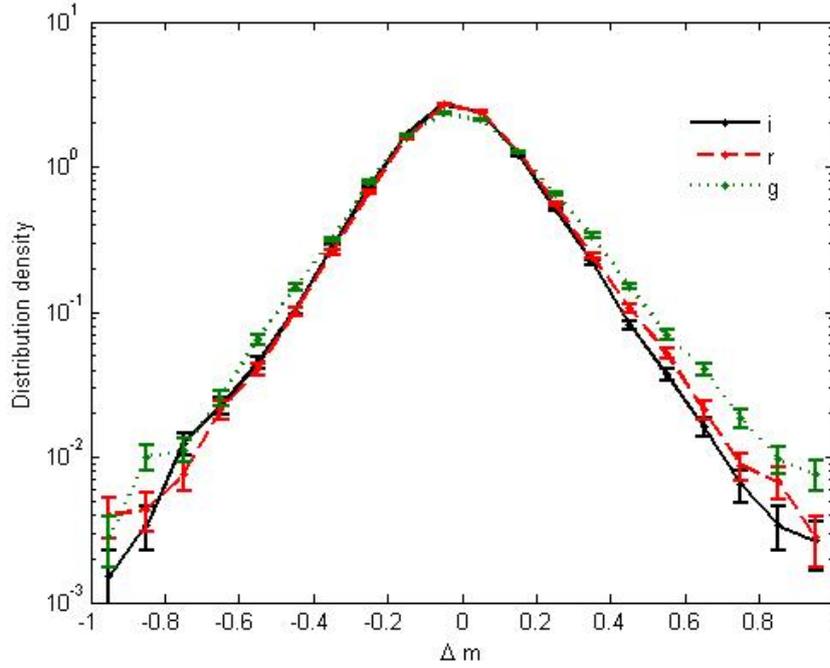


Рис. 3.11 Распределение плотности $f(\Delta m)$ вариаций яркости Δm между измерениями обзора Sloan Digital Sky Survey (SDSS) для $> 25\,000$ квазаров. Распределение в трёх фильтрах SDSS, i , r and g , выведено из результатов [188]. Ошибки на графике соответствуют пуассонову шуму, вызванному конечностью числа квазаров в каждом бине Δm .

плотность распределения $f(\Delta m)$, полученная по данным оптических наблюдений обзора SDSS [188].

Уравнение (3.35) позволяет получить параметр P , непосредственно связанный с плотностью струн:

$$P = \frac{f(\Delta m) - Qs(\Delta m) - \bar{s}(\Delta m)}{s(\Delta m + \Delta m_0) + s(\Delta m - \Delta m_0)}. \quad (3.36)$$

Так как собственная переменность $s(\Delta m)$ неизвестна, то невозможно прямо выделить сигнал, вызванный струнами, из наблюдаемой $f(\Delta m)$. Но если положить, что *вся* переменность на определённом уровне Δm вызвана струнами, то это даст верхний предел на их вклад в переменность, что может быть использовано чтобы получить ограничения на их плотность:

$$P \leq \frac{f(\Delta m)}{s(\Delta m + \Delta m_0) + s(\Delta m - \Delta m_0)}. \quad (3.37)$$

Линзирование струнами, скорее всего, есть редкое явление. В этом случае амплитуды $P \ll 1$, $\bar{s}(\Delta m) \ll s(\Delta m)$, $Q \approx 1$ и наблюдаемая плотность переменности $f(\Delta m)$ очень близка к собственной $s(\Delta m)$, кроме, может быть, особых точек $\Delta m = \pm\Delta m_0$, где может быть важен вклад $Ps(0)$. Можно использовать (3.37) в одной из особых точек, чтобы вывести верхний предел \hat{P} на параметр P . Знаменатель в этих точках может быть аппроксимирован наблюдаемой функцией $f(\Delta m)$:

$$\hat{P} \approx \frac{f(\pm\Delta m_0)}{f(0) + f(\pm 2\Delta m_0)} \approx \frac{f(\pm\Delta m_0)}{f(0)}; \quad (3.38)$$

где учтено, что f , измеренная в $\Delta m = \pm 2\Delta m_0$, значительно меньше своего пикового значения в нуле (см. Рис. 3.11).

3.3.2. Зависимость вероятности от плотности космических струн.

Амплитуда P – это вероятность того, что поток от источника будет отличаться в два раза в две различные эпохи наблюдений t и $t + \Delta t$. Так как удвоение потока есть максимальное увеличение яркости, которое может быть достигнуто в процессе линзирования, источник должен быть полностью в полосе струны в одну эпоху и полностью снаружи в другую. Из-за симметрии задачи можно считать, что источник был внутри в первую эпоху и заменить Δt абсолютной величиной:

$$2P = \mathcal{P} [\Delta m(t) = \Delta m_0 \text{ and } \Delta m(t + |\Delta t|) = 0]. \quad (3.39)$$

Угловая ширина полосы была определена выше (3.17).

Пусть x – это начальное положение источника на плоскости линзы относительно внешнего края полосы (сама струна в этих координатах находится в $x_s = -\Delta/2$). Положение источника во вторую эпоху будет тогда $x + \beta_{\perp} c |\Delta t| / (1 + z_1) D_{\text{ol}}$, где $\beta_{\perp} c$ – перпендикулярная (по отношению к струне) компонента поперечной (по отношению к лучу зрения) скорости струны относительно источника; фактор $(1 + z_1)^{-1}$ появляется из-за релятивистской поправки

к наблюдаемому интервалу времени Δt – линза расположена на красном смещении z_1 . Струны движутся релятивистски $\beta \sim \mathcal{O}(1)$ [89]; в расчётах, как и в прошлом разделе, использовалась оценка $\beta_\perp = 0.3$. Так как рассматривается линзирование одиночной струной, то для выполнения условий в (3.39) необходимо, чтобы центр источника был бы внутри полосы с запасом, как минимум, на размер источника $r_\perp = R_\perp/D_{\text{os}}$ (R_\perp – линейный размер источника) в первую эпоху и с таким же запасом снаружи во вторую:

$$\begin{cases} |x| \leq \Delta/2 - r_\perp \\ x + \beta_\perp c|\Delta t|/(1+z_1)D_{\text{ol}} \geq \Delta/2 + r_\perp \end{cases} \quad (3.40)$$

Вместе эти условия ограничивают x – он должен принадлежать узкой полосе с шириной ξ , которая, в свою очередь, есть меньшее значение из пары $\Delta - 2r_\perp$ и $\beta_\perp c|\Delta t|/(1+z_1)D_{\text{ol}} - 2r_\perp$ до тех пор, пока это меньшее значение положительно, в ином случае ξ равно 0:

$$\xi = \max \left\{ 0, \min \left[\Delta, \frac{\beta_\perp c|\Delta t|}{(1+z_1)D_{\text{ol}}} \right] - 2r_\perp \right\}. \quad (3.41)$$

Вероятность того, что случайно расположенный источник лежал в полосе такой ширины от струны, при условии, что космологическая плотность струн равна ρ/μ :

$$d\tau = \frac{\rho}{\mu} \xi D_{\text{ol}} d\bar{D}_{\text{ol}} = \Omega_s \frac{3H_0^2}{8\pi G\mu} \omega(z_1) \xi D_{\text{ol}} d\bar{D}_{\text{ol}}, \quad (3.42)$$

где \bar{D} – собственное расстояние вдоль луча зрения, параметризуемое красным смещением линзы z_1 .

В этой формуле были введены современная космологическая плотность струн Ω_s и её зависимость от красного смещения $\omega(z_1)$ такие, что собственная плотность $\rho(z_1) = \omega(z_1)\Omega_s 3H_0^2/8\pi G$. Для оценок использовались два закона эволюции $\omega(z_1)$ – соответствующий масштабируемому решению (scaling solution)

$$\omega(z) = \left[\frac{d_h(0)}{d_h(z)} \right]^2, \quad (3.43)$$

и обычной пыли

$$\omega(z) = (1+z)^3. \quad (3.44)$$

В данный момент соотношение между вкладками от незамкнутых и замкнутых струн в полную плотность Вселенной неизвестно, поэтому окончательные результаты в части ограничений могут быть получены путём интерполяции между результатами, вычисленными с использованием двух предельных законов эволюции (3.43) и (3.44).

Уравнения (3.41, 3.42) дают вероятность $2P$ двухкратного скачка из-за присутствия струны в каком-то инфинитезимальном интервале dz . Это позволяет связать интегрированную оптическую толщину и плотность струн:

$$\frac{\tau}{\Omega_s} = \frac{3H_0^2}{8\pi G\mu} \int_0^{z_s} d\bar{D}(z_1) \omega(z_1) D(z_1) \xi(z_1, z_s, \mu, R_\perp, |\Delta t|), \quad (3.45)$$

используя

$$P = \frac{1}{2} (1 - e^{-\tau}) = \frac{\tau}{2} + \mathcal{O}(\tau^2); \quad (3.46)$$

вероятность симметрично увеличена в точках $\Delta m = \pm \Delta m_0$, поэтому возникает фактор $1/2$ перед скобками.

3.3.3. Наблюдательные ограничения на плотность струн

Для того чтобы наложить верхние пределы $\hat{\Omega}_s$ на плотность струн, следует просто приравнять верхний предел из наблюдений, \hat{P} , к оценке P из (3.46) в пределе $\tau \ll 1$:

$$\hat{\Omega}_s = \frac{2\hat{P}}{\tau/\Omega_s}. \quad (3.47)$$

Числитель дроби может быть оценен с использованием (3.38) из плотности распределения $f(\Delta m)$ вариаций яркости квазаров, которая, в свою очередь, может быть прямо получена из данных наблюдений. Для иллюстрации можно привести результаты, следующие из исследования оптического обзора SDSS [191]. Анализ вариаций яркости $N = 25710$ SDSS квазаров был проведён в [188], эти результаты могут быть прямо использованы для цели ограничения плотности струн. Плотность распределения функции $f(\Delta m)$ не была постро-

Таблица 3.4 Оценки на плотность распределения функции вариации яркости $\Delta m = 0, \pm\Delta m_0$ в трёх фильтрах SDSS и соответствующие оценки \hat{P} . Вычисляется центральное значение $f(0^m) = [f(-0.05^m) + f(0.05^m)]/2$; величина \hat{P} , представленная в таблице – это среднее значение величин, соответствующих $\Delta m = -\Delta m_0$ и $\Delta m = \Delta m_0$ из (3.38).

Фильтры	$f(0^m)$	$f(-0.75^m)$	$f(0.75^m)$	\hat{P}
g	2.2	1.1×10^{-2}	1.8×10^{-2}	6.6×10^{-3}
r	2.5	7.6×10^{-3}	8.8×10^{-3}	3.2×10^{-3}
i	2.5	1.2×10^{-2}	6.4×10^{-3}	3.7×10^{-3}

ена в работе [188] и была “вручную” выведена из данных, представленных на Рис. 3 этой статьи.

Плотность распределения функции переменности в трёх фильтрах представлена на Рис. 3.11, в Таблице 3.4 показаны соответствующие значения $f(\Delta m)$ в интересующих точка и оценки \hat{P} в каждом фильтре. Так как линзирование является ахроматическим явлением (для достаточно тяжелых струн, $\Delta \geq 2r_{\perp}$ для всех фильтров), а собственная переменность зависит от длины волны, можно взять наименьшее значение \hat{P} для подстановки в (3.47) – $\hat{P} = 3.2 \times 10^{-3}$ в фильтре r .

Знаменатель дроби в (3.47) даётся правой частью выражения (3.45), которая зависит от красного смещения источника, поэтому для оценок необходимо взять среднее красное смещение в распределении исследуемых квазаров. Для оценки этого среднего был взят каталог квазаров SDSS Data Release 3 Catalogue [192].

Важным источником неопределённости в этом подходе, независимо от длины волны обзора, является оценка физического размера источников $2R_{\perp}$ – размер области в границах которой производится большая часть наблюдаемого потока. Размер квазара напрямую влияет на результаты, ограничивая чувстви-

тельность метода к струнам с натяжением меньше определенного граничного значения. В оптическом диапазоне размер источников может оцениваться разными способами, которые дают близкие, но не идентичные результаты: метод карт реверберации указывает на размеры в диапазоне $R \sim (10^{16} - 10^{17})$ см [193], а оценки по данным микролинзирования дают несколько меньшие значения $R \sim (10^{15} - 10^{16})$ см [194]. Оба метода зависят от выбранных моделей источника. Для дальнейших оценок были выбраны три величины $2R_{\perp} \in \{10^{15}, 10^{16}, 10^{17}\}$ см, размер 10^{16} см брался в качестве опорного.

Величина среднего расстояния между эпохами наблюдений Δt была взята из Рис. 4 [188] – из него видно, что характерное расстояние в системе отсчёта источника составляет $\Delta t/(1+z_s) \sim (100 - 200)$ дней. Так как среднее значения красного смещения квазаров в обзоре SDSS $z_s \approx 1.5$, то среднее расстояние составляет $\Delta t = 150 \text{ дней} \times 2.5 \approx 3.2 \times 10^7 \text{ с}$.

3.3.4. Заключение

В разделе был разработан метод поиска космических струн по характерному признаку – удвоению потока, вызванному линзированием на струнах. Если бы такой эффект существовал, то в обзорах большого количества источников, проводимых в две и более различные эпохи, мог бы наблюдаться избыток на уровне переменности, который соответствует изменению потока в два раза.

На Рис. 3.12 показаны верхние пределы на среднюю космологическую плотность струн, полученную из наблюдаемой переменности более чем 25 000 квазаров в обзоре SDSS (как функция натяжения $G\mu/c^2$). В зависимости от физического размера источника, область натяжений, где возникают ограничения, простирается на пять порядков величины. Эти ограничения слабо зависят от космологической эволюции плотности струн, так как оба закона эволюции (3.43) и (3.44) начинают заметно отличаться лишь сравнительно недавно, когда “тёмная энергия” становится доминирующей компонентой плотности во Вселенной.

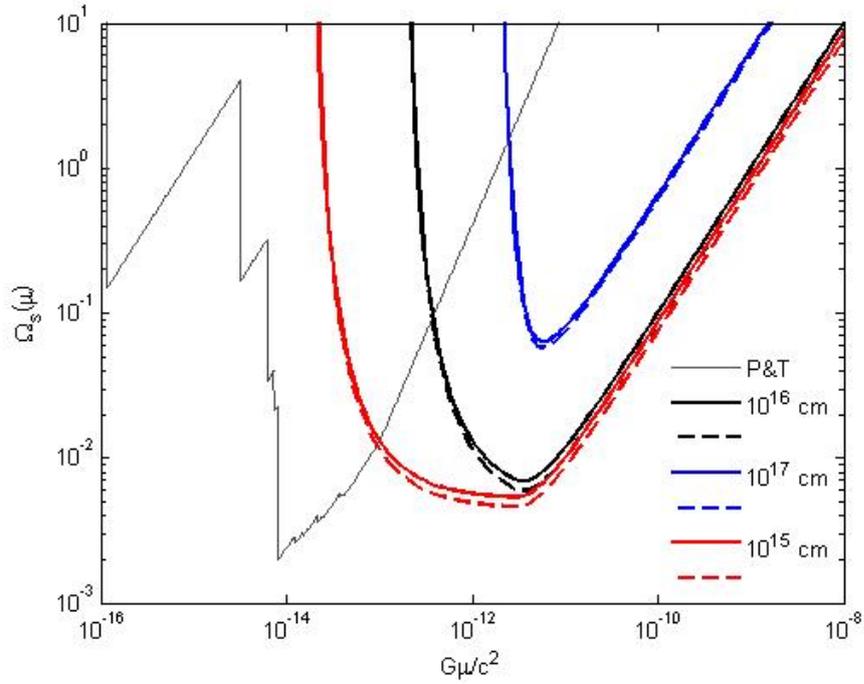


Рис. 3.12 Верхние пределы на среднюю современную космологическую плотность лёгких космических струн в зависимости от их натяжения μ полученные из функции распределения переменности квазаров, показанной на Рис. 3.11. Три пары кривых показаны для различных характерных размеров источников $2R_{\perp}$ of 10^{16} см (чёрный), 10^{17} см (синий, самые слабые ограничения) и 10^{15} см (красный, самые сильные ограничения). Сплошные линии соответствуют “масштабируемой” эволюции плотности струн с красным смещением (3.43), штриховые – закону “пылевидной” материи (3.44); обе кривые достаточно близки. Тонкая серая линия показывает ограничения, полученные в предыдущем разделе из рассмотрения локальных эффектов.

Предложенный метод не зависит от локального увеличения плотности струн и от специфической модели источника, если размер источника достаточно мал по сравнению с размером полосы вокруг струны.

3.4. Выводы к третьей главе

Наблюдения пульсаров могут быть использованы также для исследования нестационарной метрики пространства-времени, создаваемой движущимися массивными телами (раздел 3.1). Прохождение массивного тела на небольшом расстоянии от линии пульсар-наблюдатель вызовет появление остаточных уклонений МПИ. При наблюдении пульсаров расположенных в центральных районах балджа Галактики, уклонения за 20 лет составят величину в несколько микросекунд. Эта величина будет наблюдаемой, анализ ОУ МПИ различных пульсаров, расположенных в окрестности ГЦ позволит изучить распределение масс в центральной области Галактики, которое с трудом может быть получено каким-либо иным методом.

Если во Вселенной существуют космические струны – объекты, теоретически предсказанные в различных вариантах расширения Стандартной модели частиц, то численные симуляции показывают, что они образуют сложную сеть с пересечениями и отдельными петлями. Эти петли будут скапливаться в гравитационном потенциале, таким образом их плотность в Галактике будет повышена по отношению к средней космологической плотности. Наблюдения пульсаров позволяют ограничить распространённость этих объектов в Галактике (раздел 3.2) – пересечение петлей луча зрения на пульсар приведёт к скачку наблюдаемой частоты пульсара, схожему со скачком, вызываемым прохождением ГВ всплеска с памятью (см. раздел 2.3). Этот скачок проявится в ОУ МПИ и анализ данных, полученных при наблюдениях пульсарных ансамблей, позволяет значительно ограничить распространённость лёгких космических струн в Галактике на уровне $\Omega_s \sim 10^{-3}$ (в единицах критической

плотности) для струн с натяжением $G\mu/c^2 = 10^{-14}$. В разделе 3.3 был развит альтернативный подход по ограничению распространённости космических струн во Вселенной. Наблюдения источников на космологических расстояниях позволяют ограничить среднюю плотность струн, вне зависимости от эффекта кластеризации в Галактике. Если имеется обзор большого количества источников, который проводился в две и более различные эпохи, то наличие струн (в определённом диапазоне натяжений) может вызвать изменение яркости некоторых источников в два раза (в различные эпохи). Это может привести к появлению наблюдаемого локального максимума у функции плотности распределения переменности на этих особых точках, соответствующих изменению яркости в два раза. Развитый формализм является достаточно общим и может быть применён для обзоров в любых диапазонах – для иллюстрации были получены ограничения из наблюдений квазаров каталога SDSS на уровне $\Omega_s \sim 5 \times 10^{-3}$ для струн с натяжением $G\mu/c^2 = 10^{-12}$

Глава 4

Ограничения на вклад первичных чёрных дыр в тёмную материю из наблюдений нейтронных звёзд

Иногда целый класс теоретических моделей может быть ограничен просто из факта наблюдения некоторых астрономических объектов, т.е. эти модели ограничиваются самим фактом существования этих объектов. Как будет показано в этой главе, распространённость первичных чёрных дыр (ПЧД) серьезно ограничивается наблюдениями нейтронных звёзд – пульсаров в шаровых скоплениях [21–23].

В данный момент существует большое количество наблюдательных свидетельств в пользу существования дополнительной материи во Вселенной, так называемой “тёмной материи” (ТМ, см., например, обзоры [195, 196]). Наблюдения реликтового излучения позволили установить, что ТМ вносит $\sim 23\%$ в плотность энергии Вселенной, являясь основным видом материи, так как барионное вещество даёт в сумме лишь 4% [197]. Природа ТМ в данный момент неизвестна, масса возможных кандидатов заключена в широчайших пределах от 10^{-20} эВ до миллионов солнечных масс. Хотя сейчас самым популярным типом кандидатов являются новые стабильные частицы за пределами Стандартной модели, другие возможности не исключены¹. Большие сложности в теориях с новыми стабильными частицами возникают из-за того, что необходимо каким-то образом модифицировать Стандартную модель, которая проверена до уровня в 10^{-9} и пока выдержала все испытания². Именно поэтому

¹ Также не исключена возможность, что справедлива не ОТО, а другая теория гравитации, которая и вызывает наблюдаемые эффекты. В данный момент, однако, гипотеза ТМ гораздо лучше объясняет всю совокупность имеющихся наблюдательных данных.

² В декабре 2015 года в экспериментах ATLAS и CMS на ускорителе LHC были получены указания на существование новой частицы с энергией 750 ГэВ, которая не принадлежит к Стандартной модели. На

первичные чёрные дыры, образовывавшиеся в ранней Вселенной, являются такими привлекательными кандидатами на роль ТМ – их существование не требует изменения теории физики частиц.

В ранней Вселенной возмущения плотности достаточно высокой начальной амплитуды могли коллапсировать, образуя чёрные дыры [198]. Если некоторые из этих ЧД существуют до сих пор, то они могут составлять какую-то долю тёмной материи. Их характеристики делают их весьма подходящими кандидатами, так как они не являются релятивистскими и их размер меньше атомного для большого диапазона масс: $r \sim 10^{-8} \text{ см} (m_{\text{ВН}}/10^{20}) \text{ г}$, что приводит к эффективно бесстолкновительному поведению.

Начальная функция масс ПЧД является плоской, если спектр первичных возмущений плотности также плоский и, в отличие от астрофизических сценариев, где массы ЧД начинаются от нескольких солнечных масс, массы ПЧД могут быть абсолютно любыми. Существует большое количество моделей, где спектр масс ПЧД значительно отличается от плоского, например [199], поэтому ограничения для разных масс ПЧД должны рассматриваться независимо.

Из-за хокинговского испарения [200] ПЧД с массами $m_{\text{ВН}} \leq 5 \times 10^{14} \text{ г}$ обладают временами жизни меньше чем текущий возраст Вселенной и, следовательно, не могут быть частью ТМ. ПЧД с слегка большими массами испускают γ -излучение с энергией фотонов $\sim 100 \text{ МэВ}$ [201]. Наблюдения внегалактического диффузного фона гамма-излучения обсерваторией EGRET [202] позволили наложить верхние пределы на космологическую плотность $\Omega_{\text{РВН}}$ таких ПЧД: $\Omega_{\text{РВН}} \leq 10^{-9}$ для $m_{\text{ВН}} = 10^{15} \text{ г}$ [203]. Эти наблюдения указывают на то, что все ПЧД с массами $m_{\text{ВН}} \leq 10^{16} \text{ г}$ не могут составлять более чем 1% ТМ. Эти ограничения быстро ослабевают с ростом массы ПЧД и полностью исчезают для масс $m_{\text{ВН}} \gtrsim 7 \times 10^{16} \text{ г}$.

ПЧД в диапазоне $m_{\text{ВН}} \lesssim 10^{19} - 10^{20} \text{ г}$ могут быть ограничены и с использованием так называемого эффекта “фемто-линзирования” [204]. Он заключа-

момент написания работы неизвестно, будут ли эти указания подтверждены в ходе дальнейших наблюдений.

ется в следующем: линзирование гамма-всплеска чёрной дырой такой массы приведёт к появлению двух изображений, которые не могут быть разрешены, но излучение от которых может интерферировать на детекторе. Для разных энергий фотонов будет происходить конструктивная или деструктивная интерференция, что вызовет у линзированного всплеска появление характерного спектра. Используя наблюдения гамма-всплесков, доля ПЧД в узком диапазоне масс около $m_{\text{ВН}} \sim 10^{18}$ г была ограничена на уровне нескольких процентов ³ [205]. Распространённость более тяжёлых ПЧД может быть ограничена из обзоров микролинзирования – анализ данных телескопа Kepler и обзора EROS исключили заметный вклад ПЧД в гало Галактики в диапазоне масс 4×10^{24} г $< m_{\text{ВН}} < 3 \times 10^{34}$ г [206, 207]. В этом же диапазоне сильные ограничения получаются из эффекта сверхизлучательной неустойчивости взаимодействия вращающихся ПЧД и реликтового излучения [208]. Для ещё больших масс, 10^{33} г $< m_{\text{ВН}} < 10^{40}$ г, сильные ограничения на уровне 10^{-7} получаются из анализа реликтового излучения [209].

ПЧД в диапазоне масс от 10^{17} до 4×10^{24} г остаются практически без ограничений, за исключением вышеупомянутой небольшой области около 10^{18} г. В данной главе показывается, что ПЧД не могут быть основным компонентом ТМ и в этом диапазоне масс.

Общая идея метода очень проста – слабость гравитации как фундаментальной силы выражается, в том числе, и в малости радиуса Шварцшильда $r_s = 2G_N M/c^2$ даже для макроскопических масс M . Мало и геометрическое сечение взаимодействия πr_s^2 . Это крайне затрудняет возможность наблюдений чёрных дыр, в том числе и первичных – они очень слабо взаимодействуют с веществом. С другой стороны, нейтронные звёзды обладают многими уникальными характеристиками, в том числе и сверхвысокой плотностью, которая в центральных областях превышает ядерную – при взаимодействии с веществом

³ Эффект фемтолинзирования может и не возникать, если линейный размер излучающей области всплеска превосходит $\sim 10^{12}$ см, так что полученные ограничения остаются под вопросом.

такой плотности ЧД может испытать значительное изменение импульса и, в итоге, может быть захвачена НЗ. Захваченная ЧД, находясь в центре НЗ, будет с большой скоростью поглощать вещество [210, 211] и через небольшое по астрономическим меркам время ($< 10^6$ лет) вся НЗ будет разрушена⁴. Поэтому просто наблюдения существующих неразрушенных НЗ могут дать сильные ограничения на частоту захвата ЧД и, соответственно, на их распространённость.

4.1. Ограничение на распространённость первичных чёрных дыр из захвата их нейтронными звёздами

В этом разделе выводятся ограничения, которые возникают в результате прямого захвата ПЧД нейтронными звёздами. Принцип был изложен выше: если компактный объект – нейтронная звезда или белый карлик – захватит хоть бы одну ПЧД за время жизни, то звезда будет уничтожена и, следовательно, наблюдение таких компактных объектов требует того, чтобы вероятность захвата была бы много меньше единицы. Это подразумевает определенные ограничения на распространённость ПЧД в окрестностях НЗ или БК и из этого можно вывести ограничения на долю ПЧД в ТМ. Очевидно, что для получения сильных ограничений нужно выбрать области с (предполагаемой) большой концентрацией медленно движущейся ТМ. Такие условия с плотностью ДМ превосходящей несколько сотен ГэВ см⁻³ могут существовать в центральных областях старых и бедных металлами шаровых скоплений, если они образовывались на красных смещениях ~ 10 , на что указывают численные космологические численные симуляции (см. обсуждение в подразделе 4.1.2)

⁴ Также таким образом можно ограничить т.н. асимметричную тёмную материю, которая не аннигилирует сама с собой

4.1.1. Захват ПЧД компактными объектами

Потери энергии

ПЧД будет захвачена, если при пролёте через звезду она потеряет часть своей энергии и станет гравитационно связанной. После этого ПЧД будет пролетать через звезду каждый орбитальный оборот, постоянно теряя энергию, так что после большого количества периодов она потеряет достаточно энергии и будет постоянно находиться внутри звезды, быстро её уничтожая. Критерием захвата ПЧД служит $E_{\text{loss}} > m_{\text{BH}}v_0^2/2$, где E_{loss} энергия, которая теряется при столкновении, а v_0 – это скорость ПЧД на бесконечности. Во время столкновения ПЧД теряет энергию двумя способами: во-первых, она тормозится из-за прямой аккреции вещества звезды, во-вторых, действует так называемый механизм динамического трения [212, 213]. В интересующем диапазоне масс ПЧД первый механизм гораздо менее эффективен для БК, а для НЗ их эффективность сравнима. По мере пролёта ПЧД через звезду, она передаёт часть своего импульса и энергии веществу звезды. В результате и возникает сила динамического трения. Если скорость ПЧД во время столкновения больше собственных скоростей частиц v , которые составляют звезду (что является хорошим приближением в случае компактных объектов), то динамическое трение выражается формулой:

$$\mathbf{f}_{\text{dyn}} = -4\pi G^2 m_{\text{BH}}^2 \rho \ln \Lambda \frac{\mathbf{v}}{v^3}, \quad (4.1)$$

где ρ – плотность вещества звезды, а фактор $\ln \Lambda$ – т.н. кулоновский логарифм [212, 213], чье значение для обычных звёзд составляет ~ 30 . Среднее значение для потери энергии может быть записано как:

$$E_{\text{loss}} = \frac{4G^2 m_{\text{BH}}^2 M}{R^2} \left\langle \frac{\ln \Lambda}{v^2} \right\rangle, \quad (4.2)$$

где M и R – масса и радиус звезды и $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение, взвешенное по плотности по объёму звезды:

$$\langle f(r) \rangle \equiv \frac{1}{M} \int_0^R 4\pi r^2 dr \rho(r) f(r). \quad (4.3)$$

В интеграле заложена возможность того, что скорость v и кулоновский логарифм $\ln \Lambda$ зависят от расстояния от центра r .

Используя значение скорости ПЧД во время столкновения $v = v_{\text{esc}} = \sqrt{2GM/R} \gg v_0$ и принимая некоторое среднее, не зависящее от r значение $\ln \Lambda$, можно получить параметрическую зависимости для изменения энергии $E_{\text{loss}} \propto Gm_{\text{BH}}^2/R$. Так как значение E_{loss} обратно пропорционально радиусу звезды, то потери в НЗ гораздо больше, чем в БК, поэтому в дальнейшем будут рассматриваться только столкновения с НЗ.

В случае торможения в НЗ вычисление E_{loss} осложняются несколькими обстоятельствами. Во-первых, аккреция вещества НЗ значительно участвует в процессе. Это может быть учтено в (4.2) путём введения добавочного члена в кулоновский логарифм $\ln \Lambda \rightarrow \ln \Lambda(r) = \ln \Lambda + c(r)v^4$, где $c(r)$ – коэффициент, зависящий от r , чьё точное значение выведено в Приложении Б.3.

Во-вторых, ядро НЗ состоит из вырожденного нейтронного газа, поэтому возникает вопрос: насколько вообще применимо уравнение (4.1) для величины динамического трения? Во время падения к центру НЗ ПЧД достигает релятивистских скоростей $v \sim 0.6c$, что в несколько раз превосходит скорость звука в среде, так что нейтроны могут считаться свободными частицами и выполняются предпосылки, которые были использованы для вывода уравнения. Обладая такой скоростью, ПЧД может передать нейтронам импульс вплоть до ~ 1.8 ГэВ/с, что в несколько раз выше импульса Ферми (ИФ) нейтронов в центре и во много раз превышает ИФ частиц вдали от центра. Только нейтроны с небольшими прицельными параметрами – такими, что переданный ПЧД импульс превышает ИФ – вносят свой вклад в замедления чёрной дыры. По-

этому верхний предел интегрирования в кулоновском логарифме становится небольшим и при этом зависит от плотности нейтронной материи.

Оба эффекта могут быть включены в (4.2) через зависимость $\ln \Lambda(r)$, а затем выражены в терминах среднего значения $\langle \ln \Lambda/v^2 \rangle$. Эта величина была получена численно с использованием определённого радиального профиля плотности из [214] (см. Приложение Б.3):

$$\left\langle \frac{\ln \Lambda}{v^2} \right\rangle = 14.7. \quad (4.4)$$

Это значение слабо зависит от массы и радиуса НЗ (см. Приложение Б.3). Используя (4.4), можно получить:

$$E_{\text{loss}}/m_{\text{ВН}} = 6.3 \times 10^{-12} \left(\frac{m_{\text{ВН}}}{10^{22}\text{Г}} \right), \quad (4.5)$$

где значения $R = 12$ км и $M = 1.4 M_{\odot}$ были использованы как типичные параметры НЗ.

Также необходимо проверить, что после того, как ПЧД станет гравитационно связанной, последующие столкновения приведут к погружению ПЧД за достаточно короткое время (меньше времени жизни НЗ). Для радиальной орбиты с апоастром r_{max} значение полупериода составляет:

$$\Delta T = \frac{\pi r_{\text{max}}^{3/2}}{\sqrt{GM}}.$$

Потеря энергии за один полупериод (т.е. за одно столкновение) в зависимости от r_{max} даётся (4.2). Деля изменение энергии на время и выражая энергию через r_{max} , можно получить дифференциальное уравнение для эволюции r_{max} :

$$\dot{\xi} = -\frac{1}{\tau} \sqrt{\xi}, \quad (4.6)$$

где $\xi = r_{\text{max}}/R$ и

$$\tau = \frac{\pi R^{5/2}}{4Gm_{\text{ВН}}\sqrt{GM}} \left\langle \frac{\ln \Lambda}{v^2} \right\rangle^{-1} \simeq 8 \times 10^6 \left(\frac{m_{\text{ВН}}}{10^{22}\text{Г}} \right)^{-1}.$$

Соответствующее характерное время потери энергии:

$$t_{\text{loss}} \simeq 2\tau \sqrt{\xi_0},$$

где начальное значение ξ_0 может быть оценено из требования, что начальная энергия ПЧД должна быть порядка E_{loss} . В итоге получается следующее уравнение:

$$t_{\text{loss}} \simeq 4.1 \times 10^4 \text{ лет} \left(\frac{m_{\text{BH}}}{10^{22} \text{ г}} \right)^{-3/2}. \quad (4.7)$$

ПЧД тяжелее, чем $m_{\text{PBH}} \gtrsim 2.5 \times 10^{18} \text{ г}$ в итоге оказываются полностью внутри НЗ за время короче, чем 10^{10} лет.

Темп захвата

Для оценки темпа захвата ПЧД необходимо знать их распределение – в дальнейшем считалось, что скорости ПЧД подчиняются максвелловскому распределению с дисперсией \bar{v} ,

$$dn = n_{\text{BH}} \left(\frac{3}{2\pi\bar{v}^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ \frac{-3v^2}{2\bar{v}^2} \right\} d^3v, \quad (4.8)$$

где $n_{\text{BH}} = \rho_{\text{BH}}/m_{\text{BH}}$, ρ_{BH} – плотность ПЧД в окрестности звезды, которая может быть выражена через плотность ТМ ρ_{DM} :

$$\rho_{\text{BH}} = \frac{\Omega_{\text{PBH}}}{\Omega_{\text{DM}}} \rho_{\text{DM}}. \quad (4.9)$$

В [215] был подсчитан темп захвата:

$$F = \frac{\Omega_{\text{PBH}}}{\Omega_{\text{DM}}} F_0, \quad (4.10)$$

где

$$F_0 = \sqrt{6\pi} \frac{\rho_{\text{DM}}}{m_{\text{BH}} \bar{v} (1 - R_g/R)} \left(1 - \exp \left(-\frac{3E_{\text{loss}}}{m_{\text{BH}} \bar{v}^2} \right) \right) \quad (4.11)$$

это максимальный темп, который достигался бы, если вся ТМ состояла бы из ПЧД, $R_g = 2GM$ –шварцшильдовский радиус ПЧД (считая $c = 1$) и E_{loss} выражается (4.5).

В зависимости от массы ПЧД возможны два режима. Если потери энергии при пролёте малы, $E_{\text{loss}} \ll m_{\text{BH}} \bar{v}^2/3$, экспонента может быть разложена в ряд и в главном порядке получается:

$$F_0 = 3\sqrt{6\pi} \frac{\rho_{\text{DM}}}{m_{\text{BH}}} \frac{R_g R}{\bar{v}^3 (1 - R_g/R)} \frac{E_{\text{loss}}}{m_{\text{BH}}}. \quad (4.12)$$

Учитывая уравнение (4.5), можно видеть, что в этом режиме темп захвата не зависит от m_{BH} . В противоположном режиме, $E_{\text{loss}} \gg m_{\text{BH}} \bar{v}^2/3$, экспонентой в (4.11) можно пренебречь:

$$F_0 = \sqrt{6\pi} \frac{\rho_{\text{DM}}}{m_{\text{BH}}} \frac{R_g R}{\bar{v} (1 - R_g/R)}, \quad (4.13)$$

и темп захвата падает с увеличением массы m_{BH} . В обоих случаях темп обратно пропорционален некоторой степени скорости ТМ, он максимален для областей с высокой плотностью ТМ ρ_{DM} и маленькой дисперсией скорости \bar{v} .

4.1.2. Ограничения

Если НЗ захватывает ПЧД, аккреция вещества звезды на чёрную дыру быстро уничтожает звезду. Поэтому наблюдения НЗ показывают, что темп захвата ПЧД должен быть настолько низок, что вероятность захвата за время жизни звезды много меньше единицы. Используя (4.10), эти ограничения могут быть преобразованы в ограничения на долю ПЧД в ТМ, $\Omega_{\text{PBH}}/\Omega_{\text{DM}}$.

Если возраст НЗ составляет t_{NS} , то вероятность её выживания – это $\exp(-t_{\text{NS}}F)$, F выражается (4.10) и (4.11). Так как она не должна быть мала, то

$$\frac{\Omega_{\text{PBH}}}{\Omega_{\text{DM}}} \leq \frac{1}{t_{\text{NS}} F_0}. \quad (4.14)$$

F_0 может различаться на много порядков в зависимости от области, где расположена НЗ, самые сильные ограничения могут быть получены из регионов с высокими значениями F_0 . Шаровые скопления (ШС) могут быть лучшими кандидатами на эту роль.

ШС – это компактные, практически сферические группы звёзд, они в основном находятся в гало Галактики. Их возраст составляет от 8 до 13.5 миллиардов лет и, следовательно, они являются старейшими подструктурами Галактики. Они состоят из старых звёзд населения II, BK, HЗ и ЧД. Типичное ШС имеет радиус 30 пк, основная масса сосредоточена в ядре радиусом 1 пк и его масса составляет величину (несколько) $\times 10^5 M_{\odot}$ [216]. Количество ТМ в ШС неизвестно и является предметом дискуссии. Распределение металличности в ШС бимодально, что указывает на две подпопуляции, которые, скорее всего, сформировались различными способами [217]. Считается, что ШС с большим содержанием металлов сформировались в ходе слияний в протогалактиках [218, 219]. Такие ШС могут вообще не содержать ТМ. Численные симуляции показывают, что малометаллические ШС могли образовываться в маломассивных гало ТМ на очень больших красных смещениях $z \sim 10 - 15$ [220–223]. Наблюдения современных ШС не нашли признаков наличия гало ТМ [224], что ожидаемо, так как такие гало должны были давно разрушиться при приливном взаимодействии с полем Галактики [225]. Часть ТМ могла сохраниться с ядрах таких ШС, результаты численных N-частичных симуляций высокого разрешения [222, 225] показывают, что свойства симулированных ШС хорошо воспроизводят свойства реально наблюдаемых. В дальнейшем в этой главе будут рассматриваться именно малометаллические ШС, при этом будет считаться что они сформировались в гало ТМ и до сих пор сохранили избыток ТМ в своих ядрах.

В [226] была оценена плотность ТМ в ядре такого ШС: $\rho_{DM} \sim 2 \times 10^3 \text{ ГэВ см}^{-3}$. Результат устойчив к начальной массе гало и совпадает с результатами численных симуляций [222, 225], поэтому именно он будет использован как опорная величина при дальнейших оценках в этом разделе.

Другим важным параметром является дисперсия скоростей. Поведение звёзд в скоплении идентично поведению бесстолкновительной ТМ, поэтому величину дисперсии можно получить из наблюдений. В дальнейших расчётах

использовалась величина $\bar{v} = 7 \text{ км с}^{-1}$ – медианное значение распределения дисперсий в различных скоплениях [227]. Время жизни НЗ принималось равным 10 миллиардам лет.

Ограничения, возникающие из-за наблюдения существующих в ядрах ШС НЗ, показаны на рис. 4.1. При плотности ДМ в ядре $\rho_{\text{DM}} \sim 2 \times 10^3 \text{ ГэВ см}^{-3}$ эти ограничения исключают возможность того, что ПЧД являются главным компонентом ТМ для масс ПЧД $m_{\text{ВН}} \sim (3) \times 10^{24} \text{ г}$. Качественно, форму области исключенных параметров на Рис. 4.1 легко понять из уравнений (4.12), (4.13). Горизонтальная часть возникает из (4.12), когда зависимость от массы ПЧД исчезает (см. (4.5)). Уравнение (4.13) даёт наклонную часть справа. Переход между двумя режимами происходит при массе ПЧД такой, что $E_{\text{loss}} \sim m_{\text{ВН}} \bar{v}^2 / 3$. Так как для лёгких ПЧД время релаксации может превышать время жизни НЗ, возникает крутое обрезание на малых массах. Количество ТМ в ШС неизвестно, поэтому на Рис. 4.1 показана также зависимость ограничений от принимаемой плотности ТМ в ядре ШС. Ограничения тривиально масштабируются с изменением плотности. Зависимость от дисперсии скорости близка, но не идентична: горизонтальная часть масштабируется как $1/\bar{v}^3$, а наклонная в области больших масс как $1/\bar{v}$.

4.1.3. Заключение

В разделе были исследованы ограничения на долю ПЧД в ТМ, возникающие из-за того, что вероятность захвата звездой ЧД за время жизни должна быть много меньше единицы. Высокие плотности ТМ, превышающие несколько сотен ГэВ см^{-3} , а также низкие значения дисперсии скоростей необходимы, чтобы получить содержательные ограничения. Такие условия могут существовать в ядрах малометаллических ШС, если они образовывались в маленьких гало ТМ на высоких красных смещениях $z \sim 10\text{--}15$. Тогда численные симуляции предсказывают, что плотность ТМ может достигать величины $2 \times 10^3 \text{ ГэВ см}^{-3}$ [226]. При такой плотности полученные ограничения исключают ПЧД, как ос-

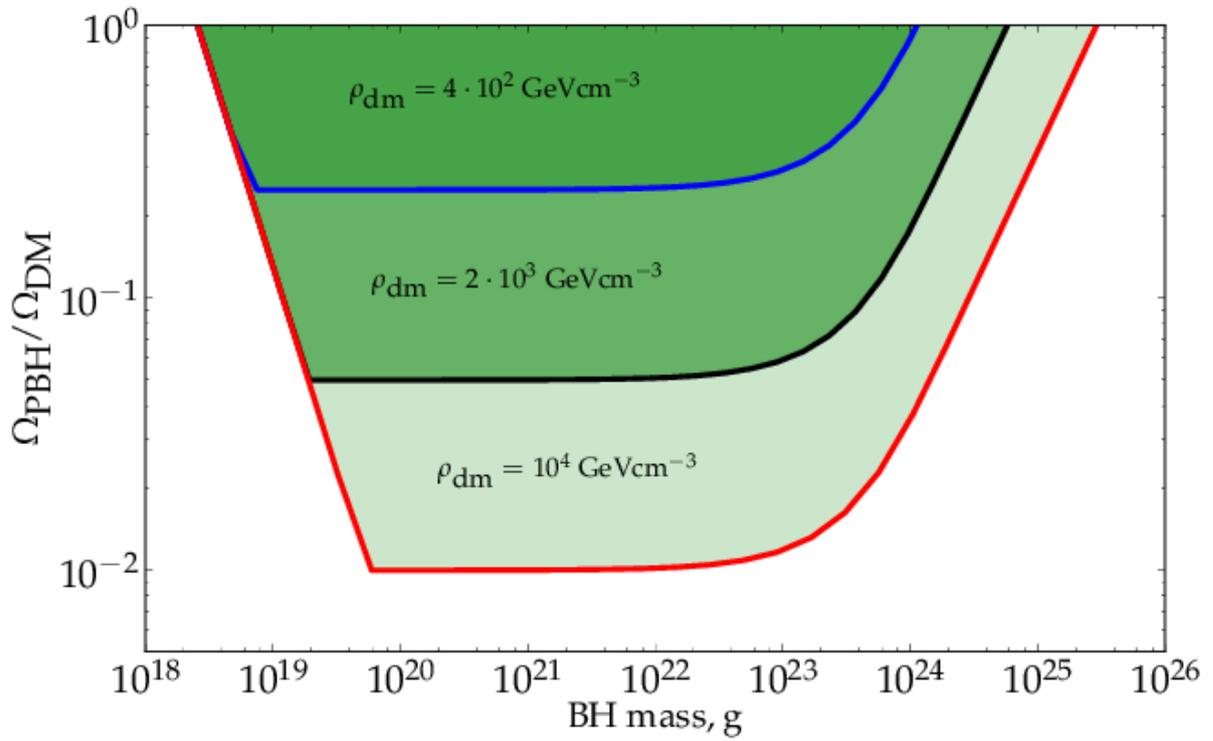


Рис. 4.1 Зависимость ограничений на долю $\Omega_{\text{PBH}}/\Omega_{\text{DM}}$ от принятой плотности ТМ в ядре ШС. Показаны три случая: $\rho_{\text{DM}} = 4 \times 10^2 \text{ ГэВ см}^{-3}$, $\rho_{\text{DM}} = 2 \times 10^3 \text{ ГэВ см}^{-3}$, $\rho_{\text{DM}} = 10^4 \text{ ГэВ см}^{-3}$.

новой компонент ТМ для всего диапазона масс $3 \times 10^{18} \text{ г} \leq m_{\text{ВН}} \leq 5 \times 10^{24} \text{ г}$.

4.2. Ограничение на распространённость первичных чёрных дыр из захвата их звёздами главной последовательности

Чёрная дыра может быть захвачена уже образовавшейся нейтронной звездой (см. предыдущий раздел), а может быть унаследована ей от её прародителя – звезды главной последовательности (ГП), которая в свою очередь захватила ПЧД за время своей жизни на ГП. Образование звезды – это постепенное сжатие всё более и более плотного объекта из гигантского молекулярного облака, а затем из протозвёздного ядра. При сжатии углубляется соответствующий потенциальный колодец и небольшая часть тёмной материи, являющаяся гравитационно связанной с образующейся звездой, будет испытывать всё увеличивающееся притяжение. Медленно протекающий процесс приведёт к так называемому адиабатическому сжатию мини-гало тёмной материи с образованием некоторого избытка в окрестностях звезды. Орбиты частиц в этом мини-гало являются сильно вытянутыми и эти частицы проводят небольшую часть времени внутри звезды. Если частица при каждом пролёте теряет небольшую часть своей энергии, то её орбита становится всё более круговой и в итоге частица в конце концов будет проводить всё время внутри звезды, постоянно теряя энергию и падая в центр. В случае ПЧД торможение происходит из-за сил динамического трения (см. предыдущий раздел и [212, 213]), достаточно массивная ЧД успеет за время существования звезды упасть в её центр. Тогда после финальных стадий эволюции звезды образовавшийся компактный объект (БК или НЗ) унаследует ЧД и поэтому будет быстро разрушен. Малая вероятность такого события и позволяет поставить ограничения на распространённость ПЧД.

4.2.1. Захват тёмной материи на стадии образования звезды

В этом подразделе рассматривается вопрос образования области с увеличенной плотностью ТМ вокруг образующейся звезды, в предположении, что частицы, составляющие ТМ, взаимодействуют только гравитационно – это является наиболее общим подходом и позволяет описывать процесс вне зависимости от конкретной природы ТМ.

Этапы образования звезды

Звёздообразование в основном происходит в гигантских молекулярных облаках (ГМО). ГМО – это плотные области межзвёздной среды, состоящие в основном из молекулярного водорода (H_2) с характерной массой $M \sim 3 \times 10^5 M_\odot$ и средней плотностью $\rho \sim 550 \text{ ГэВ см}^{-3}$. В случае строгой сферической формы радиус такого облака составил бы 17 пк. В ГМО обычно находится большое количество более мелких и более плотных конденсаций. В гравитационно-связанных ядрах внутри этих конденсаций и рождаются звёзды.

Образование звёзд происходит в несколько этапов. На первом – ГМО фрагментируется на гравитационно-связанные области, которые в начале удерживаются от коллапса комбинацией вращения и давления, вызванного присутствием магнитного поля и турбулентных движений [228, 229]. Через какое-то время облако может потерять эту поддержку в результате действия каких-то до сих пор ещё слабоизученных процессов, например, амбиполярной диффузии в плазме [229] – растущая центральная конденсация становится неустойчивой по отношению к гравитационному коллапсу. В начальной стадии коллапса облака оно имеет однородную температуру и медленно вращается, его профиль плотности практически плоский в центральной части. В конце этой стадии в центре облака образуется непрозрачный протозвёздный объект, находящийся в гидростатическом равновесии [230]. После формирования протозвезды она начинает аккрецировать из окружающего её диска, при этом увеличивается

её температура. После того как центральный объект аккумулирует бóльшую часть массы и диск будет в основном рассеян, считается, что объект стал звездой, хотя он ещё не вышел на ГП.

Адиабатическое сжатие

Основной процесс, который приводит в итоге к возможности захвата значительного количества ТМ – это адиабатическое сжатие (АС). В данном разделе будут рассматриваться системы, которые в основном состоят из барионов и примесь ТМ очень невелика. В этом случае легко качественно понять принцип АС: по мере того как барионы сжимаются, теряя энергию с помощью различных негравитационных механизмов, их зависящий от времени гравитационный потенциал тянет частицы ТМ к центру. В результате получается распределение частиц ТМ с пиком в центре.

Если изменение барионного гравитационного потенциала происходит медленно, т.е. характерное время сжатия гораздо больше времени свободного падения $t_{\text{ff}} = (G\rho_0)^{-1/2}$, где ρ_0 – барионная плотность облака, то распределение ТМ задаётся сохраняющимся адиабатическим инвариантом:

$$\oint pdq = ET \quad (4.15)$$

где p и q – это координаты в фазовом пространстве частицы ТМ с энергией E и орбитальным периодом T . Если потенциал является центральным, то сохраняется и угловой момент каждой частицы. Для этих сохраняющихся величин можно получить соотношение между начальным и конечным радиусами [231, 232].

Независимо от того является ли сжатие адиабатическим или нет, фазовая плотность ТМ должна сохраняться в силу теоремы Лиувилля. Для изначально максвелловского распределения ТС с дисперсией скорости \bar{v} максимальная

фазовая плотность достигается для нулевой скорости [233]:

$$\mathcal{Q}_{\max} = \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{3/2} \frac{\bar{\rho}_{\text{DM}}}{m_{\text{DM}}^4 \bar{v}^3} \quad (4.16)$$

где $\bar{\rho}_{\text{DM}}$ – пространственная (обычная) плотность, а m_{DM} – это масса частицы. Эффект АС заключается в том, что весь допустимый фазовый объём заполняется таким образом, что плотность частиц в трёхмерном пространстве близка к максимально допустимой.

В (нереалистичном) случае чисто круговых орбит сохранение углового момента и АИ (4.15) приводит к сохранению величины $rM(r)$, где $M(r)$ – это масса заключённая внутри радиуса r . Пусть облако барионов, изначально имевшее форму шара радиуса \bar{R} , сжимается в объект гораздо меньшего размера. Если все частицы ТМ изначально двигались по круговым орбитам, то начальное однородное распределение плотности $\bar{\rho}_{\text{DM}}$ модифицируется следующим образом [234]:

$$\rho_{\text{DM}}(r) = \frac{1}{4} \bar{\rho}_{\text{DM}} \left(\frac{\bar{R}}{r} \right)^{9/4}, \quad (4.17)$$

если выполняются предпосылки для АС. В реалистичном случае орбиты частиц не являются круговыми и поэтому возникает вопрос: является ли уравнение (4.17) хорошим приближением? Точные вычисления были проведены в другом граничном случае чисто радиальных орбит – результаты оказались совместными [235, 236]. Также отличие может возникать из-за нарушения условий обоснованности АС. Формально АС требует, чтобы время коллапса t_c было бы много больше времени свободного падения t_{ff} . Однако численные симуляции высокого разрешения [237] показали, что АС остаётся хорошим приближением даже в случае $t_c \simeq t_{\text{ff}}$.

ТМ связанная с барионной конденсацией

Только ТМ гравитационно связанная с коллапсирующим облаком будет подвергаться АС по мере коллапса этого облака, поэтому для того, чтобы опре-

M_*/M_\odot	$\rho_0, \text{ГэВ см}^{-3}$	$R_0, \text{а.е.}$
1	10^6	4300
2	1.8×10^6	4450
3	2.4×10^6	4620
4	3.1×10^6	4710
5	3.6×10^6	4780
6	4.2×10^6	4840
7	4.8×10^6	4880
8	5.3×10^6	4930
10	6.4×10^6	5000
12	7.4×10^6	5060
15	8.8×10^6	5130

Таблица 4.1 Параметры дозвёздных ядер, которые использовались в оценках.

делить начальные условия для АС, необходимо оценить количество этой связанной ТМ.

После формирования избытка плотности (дозвёдного ядра, prestellar core) некоторое количество ТМ будет гравитационно связано с этим облаком. Пусть формируется сферическое облако радиуса R_0 с барионной плотностью ρ_0 . Необходимо оценить плотность связанной ТМ $\rho_{\text{DM, bound}}$, если средняя плотность ТМ равна $\bar{\rho}_{\text{DM}}$. Изначально частицы ТМ имели максвелловское распределение по скоростям с дисперсией \bar{v} ,

$$dn = \bar{n}_{\text{DM}} \left(\frac{3}{2\pi\bar{v}^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ \frac{-3v^2}{2\bar{v}^2} \right\} d^3v, \quad (4.18)$$

где $\bar{n}_{\text{DM}} = \bar{\rho}_{\text{DM}}/m$, m – масса частицы ТМ. В интересующем случае скорости связанных частиц будут много меньше, чем \bar{v} , поэтому точный вид распределения не так важен.

После образования барионного облака гравитационный потенциал, в ко-

тором движутся частицы ТМ, станет порядка

$$\phi \sim \phi_0 = 2\pi G \rho_0 R_0^2.$$

Частицы с кинетической энергией меньше, чем ϕ_0 (скоростями $v < v_0 = \sqrt{2\phi_0}$) становятся гравитационно связанными. Их число может быть получено интегрированием (4.18) до $v = v_0$. Умножая на массу частицы ТМ:

$$\rho_{\text{DM, bound}} = \bar{\rho}_{\text{DM}} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{3|\phi_0|}{\pi \bar{v}^2} \right)^{3/2} \quad (4.19)$$

$$= \bar{\rho}_{\text{DM}} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{6G\rho_0 R_0^2}{\bar{v}^2} \right)^{3/2}, \quad (4.20)$$

где было использовано соотношение $v_0 \ll \bar{v}$ и экспонента была приравнена к 1.

Численные симуляции орбит частиц ТМ

Мини-гало частиц ТМ образуется на стадии формирования звезды из дозвёздного ядра. Типичные характеристики этих ядер для различных финальных масс звёзд приведены в таблице 4.1, опорными величинами являются значения $\rho \sim 5 \times 10^6 \text{ ГэВ см}^{-3}$ барионной плотности и радиус $\sim 5000 \text{ а.е.}$

В адиабатическом приближении не важна точная траектория эволюции гравитационного потенциала, играют роль только начальное и конечное состояния системы. Система сжимающихся барионов моделировалась как состоящая из двух компонент: однородное облако и точечная масса в центре. Сумма масс облака и центрального объекта постоянна, последняя линейно растёт от нуля в начале до максимальной величины в $t = T$, масса облака линейно спадает от максимума при $t = 0$ до нуля. Для того чтобы выполнялись требования АС, эволюция проводилась на временном масштабе T , который в несколько раз превышает время свободного падения t_{ff} .

В начале симуляции при $t = 0$ добавлялась частицы ТМ с случайным расположением и скоростью (при $v \ll \bar{v}$ распределение Максвелла переходит

в равномерное). Если частица в итоге оказывалась гравитационно связанной при $t = 0$, то её дальнейшее движение аккуратно рассчитывалось, несвязанные частицы исключались из симуляции. Всего было смоделировано 3×10^7 траекторий. Профиль плотности может быть получен путём считывания положений частиц в любой момент времени $t > T$ после окончания АС. Из радиального распределения по r можно получить распределение плотности $n(r)$. Этой информации, однако, недостаточно для оценки количества частиц, которые могут быть потенциально захвачены, так как многие частицы проходят через звезду, но большую часть времени проводят вне её. Количество таких частиц никак не отражено в $n(r)$, их учёт является главной целью этой симуляции. Для того, чтобы получить полную информацию о каждой траектории, вычисляются и записываются значения периастра r_{\min} и апоафра r_{\max} для орбиты каждой частицы после окончания АС. Распределение r_{\min} определяет количество частиц, которые могут приблизиться к центру на какое-то определённое расстояние.

Для того чтобы вычислить искомое распределение, можно равномерно записывать положение частицы r с достаточно маленьким шагом. Вместо этого можно обойтись без реальной симуляции орбиты и использовать второй закон Кеплера, гласящий, что за равные промежутки времени радиус-вектор частицы заметает равные площади. Поэтому для траектории с значениями r_{\max} и r_{\min} , величина

$$\begin{aligned} \xi(x) = & \frac{1}{2} - \frac{2}{\pi(1 + \mathcal{R})} \sqrt{(\mathcal{R} - x)(x - 1)} \\ & - \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{1 + \mathcal{R} - 2x}{2\sqrt{(\mathcal{R} - x)(x - 1)}} \right) \end{aligned} \quad (4.21)$$

где $x = r/r_{\min}$, $\mathcal{R} = r_{\max}/r_{\min}$ и $\xi = A/A_{\text{tot}}$ (A_{tot} – половина полной площади орбиты), пропорциональна времени. Функция сконструирована таким образом, что $\xi(1) = 0$ и $\xi(\mathcal{R}) = 1$. Поэтому можно сгенерировать равномерную случайную величину $\xi \in [0, 1]$ и решить уравнение (4.21). В итоге получа-

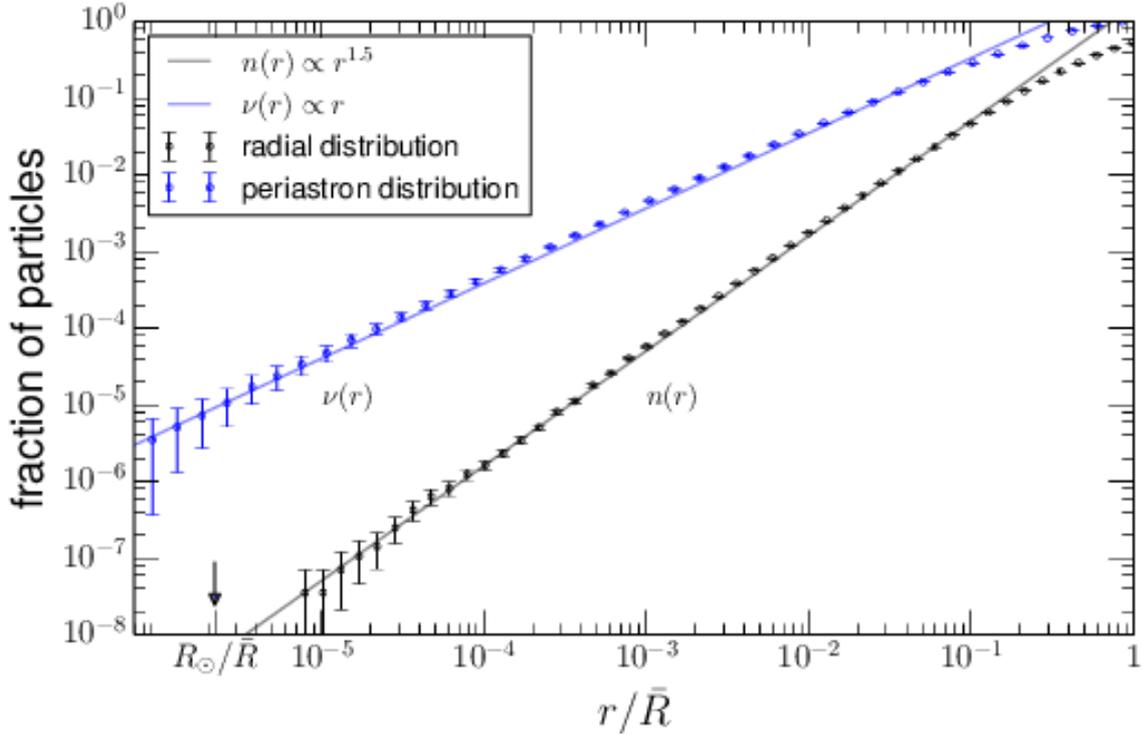


Рис. 4.2 *Нижняя кривая:* Доля частиц $n(r)$, которые находятся внутри радиуса r в конце процесса АС. \bar{R} – начальный радиус дозвёздного ядра. *Верхняя кривая:* Доля частиц $\nu(r)$ периастр орбит которых имеет значение меньше, чем r . Линиями показаны степенные законы: $n(r) \propto r^{1.5}$ и $\nu(r) \propto r$. На графике показаны величины статистических ошибок.

ется величина $r = xr_{\min}$, которая распределена точно также, как бы была распределена величина, получившаяся из пошаговой временной записи. Этот подход вычислительно эффективен и может осуществляться несколько раз для каждой симулированной траектории. Получившееся в результате применения этого метода распределение r согласуется с прямо “измеренным”.

На Рис. 4.2 показаны получающиеся распределения как функции r/\bar{R} , где \bar{R} – начальный радиус облака. Радиус звезды также показан на графике. Нижняя кривая показывает долю частиц $n(r)$, которые в данный момент находятся внутри радиуса r . Прямая линия – это результат фитирования степенной функцией $n(r) \propto r^{1.5}$. Так как $n(r)$ пропорциональна плотности $\rho(r)$, интегрированной до радиуса r , то можно заключить, что $\rho(r) \propto r^{-1.5}$, что совпадает с

результатами [21, 238].

Верхняя кривая показывает долю $\nu(r)$ частиц, чьи периастры лежат внутри радиуса r . Очевидно, что доля таких частиц гораздо больше, чем доля частиц находящихся внутри r в любой заданный момент времени ($n(r)$). Причина этого очевидна – после АС большинство частиц обладает очень вытянутыми орбитами и проводит бóльшую часть своей жизни вне сферы с радиусом r . Более того, $\nu(r)$ масштабируется по-другому, $\nu(r) \propto r$. Отношение этих двух кривых и даёт потенциально достижимый фактор усиления, который зависит от радиуса. На радиусе звезды $r = R_{\odot}$ этот фактор равен $\nu(R_{\odot})/n(R_{\odot}) = 1.84 \times 10^3$.

Несколько замечаний по проведенной симуляции. Во-первых, было симулировано достаточное количество траекторий, чтобы прямо промерить $\nu(r)$ во всём диапазоне. Для измерения $n(r)$ оказалось необходимым лишь провести небольшую экстраполяцию ($\mathcal{O}(1)$). Во-вторых, было показано, что результаты не зависят от продолжительности стадии сжатия вплоть до $T \gtrsim 3t_{\text{ff}}$. Время этой стадии обычно же оценивается как много более продолжительное $T \gg t_{\text{ff}}$ [239]. В-третьих, полученные результаты никак не противоречат теореме Лиувилля и ходе симуляции плотность частиц в фазовом пространстве сохраняется.

Будут ли все или большая часть частиц, которые пересекают звезду, в итоге захвачены, зависит от силы взаимодействия частиц с веществом звезды. Если эта сила окажется слишком малой, то у частиц будет недостаточно времени, чтобы потерять значимое количество энергии.

4.2.2. Ограничения на распространённость ПЧД

Очевидно, что захвачены могут быть только ПЧД, которые теряют энергию, поэтому учитываются только частицы с траекториями, которые проходят через звезду или в непосредственной близости от неё. Для того чтобы подсчитать количество захваченных ПЧД, для каждой такой траектории необходимо

определить, будет ли у ПЧД достаточно времени, чтобы потерять энергию и оказаться внутри области будущего компактного остатка, БК или НЗ. Для вычисления времени захвата необходимо рассматривать две стадии. На первой стадии ПЧД проводит часть времени вне звезды, на орбите, которую можно приближённо считать радиальной, кроме очень малого количества траекторий с апоастром сравнимым с радиусом звезды R_* . В этом приближении время захвата было оценено в предыдущем разделе (4.7) и для звезды ГП составляет:

$$t_{\text{capt}} \simeq 2\tau\sqrt{\xi_0} \sim 2 \times 10^8 \text{ лет} \left(\frac{10^{22} \text{ г}}{m_{\text{ВН}}} \right), \quad (4.22)$$

где

$$\tau = \frac{\pi R_*^{5/2} v^2}{4Gm_{\text{ВН}}\sqrt{GM} \ln \Lambda},$$

$\xi_0 = r_{\text{max}}/R_*$, v – скорость убегания на поверхности звезды, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм [213], который для звёзд ГП $\ln \Lambda \simeq 30$, R_* и M – радиус и масса звезды, соответственно. Для оценок в (4.22) была принята величина $r_{\text{max}}/\bar{R} \simeq 0.1$, которая соответствует значению $\xi_0 \simeq 4.4 \times 10^4$. Таким образом для каждой фиксированной массы ПЧД была определена часть симулированных траекторий, частицы на которых будут захвачены звездой за время её жизни. При выводе ограничений также учитывались орбиты, которые хотя и не пересекают поверхность звезды, но, тем не менее, подходят достаточно близко, чтобы потерять часть энергии в приливных взаимодействиях [240]. Однако оказалось, что количество таких захваченных ПЧД пренебрежимо мало.

Вторая стадия начинается, когда ПЧД уже всё время проводит внутри звезды. Она постоянно теряет энергию из-за динамического трения и постепенно падает в центр. Падение продолжается до тех пор, пока звезда не сбросит бóльшую часть своей массы и не превратится в компактный остаток. Если радиус, до которого ПЧД сможет упасть, меньше, чем радиус компактного остатка, то он унаследует ПЧД (и будет быстро уничтожен). Очевидно, что продолжительность второй стадии будет гораздо меньше, чем первой для по-

давливающего большинства частиц, которые изначально находились на сильно вытянутых орбитах. Расчёт продолжительности этой стадии приведён в Приложении Б.4.

Для непосредственных численных оценок нужно связать число симулированных траекторий с средней физической плотностью ТМ в области формирования звезды. Полученное число захваченных ПЧД $N_{\text{ВН}}$ (в “штуках”) и позволит наложить ограничения: если $N_{\text{ВН}} < 1$, то никаких ограничений не возникает. Если $N_{\text{ВН}} > 1$, то максимально допустимая доля ПЧД в ТМ:

$$\frac{\Omega_{\text{РВН}}}{\Omega_{\text{DM}}} \leq \frac{1}{N_{\text{ВН}}}. \quad (4.23)$$

В диапазоне масс ПЧД, где $N_{\text{ВН}} > 1$, они не могут составлять всю ТМ.

Количество захваченных ПЧД определяется произведением доли захватываемых, которая обсуждалась выше и зависит от свойств взаимодействия ТМ-вещество звезды, на общую массу частиц, орбиты которых пересекают поверхность звезды – она была получена в ходе численных симуляций. Вторым множителем – общая масса – прямо пропорционален плотности ТМ, гравитационно связанной с дозвёздным ядром $\rho_{\text{DM, bound}}$ (уравнения (4.19, 4.20)). Эта плотность пропорциональна полной плотности ТМ ρ_{DM} и обратно пропорциональна кубу дисперсии скорости частиц \bar{v} – эта зависимость позволяет легко перемасштабировать получающиеся ограничения на любые выбранные значения этих параметров и, соответственно, на другие области, где может происходить образование звезды. Самые сильные ограничения получаются, как обсуждалось выше, из наблюдений компактных объектов в областях с высокой плотностью медленно движущейся ТМ. В качестве опорных значений были выбраны величины $\rho_{\text{DM}} = (10^4, 10^3, 10^2) \text{ ГэВ см}^{-3}$ and $\bar{v} = 7 \text{ км с}^{-1}$. Получающиеся ограничения показаны на Рис. 4.3 вместе с другими имеющимися на данный момент времени. Самые сильные ограничения показаны голубым цветом и соответствуют самой высокой плотности ТМ, т.е. $\rho_{\text{DM}} \sim 10^4 \text{ ГэВ см}^{-3}$, и линейно ослабевают для меньших значений плотности. Такие условия мог-

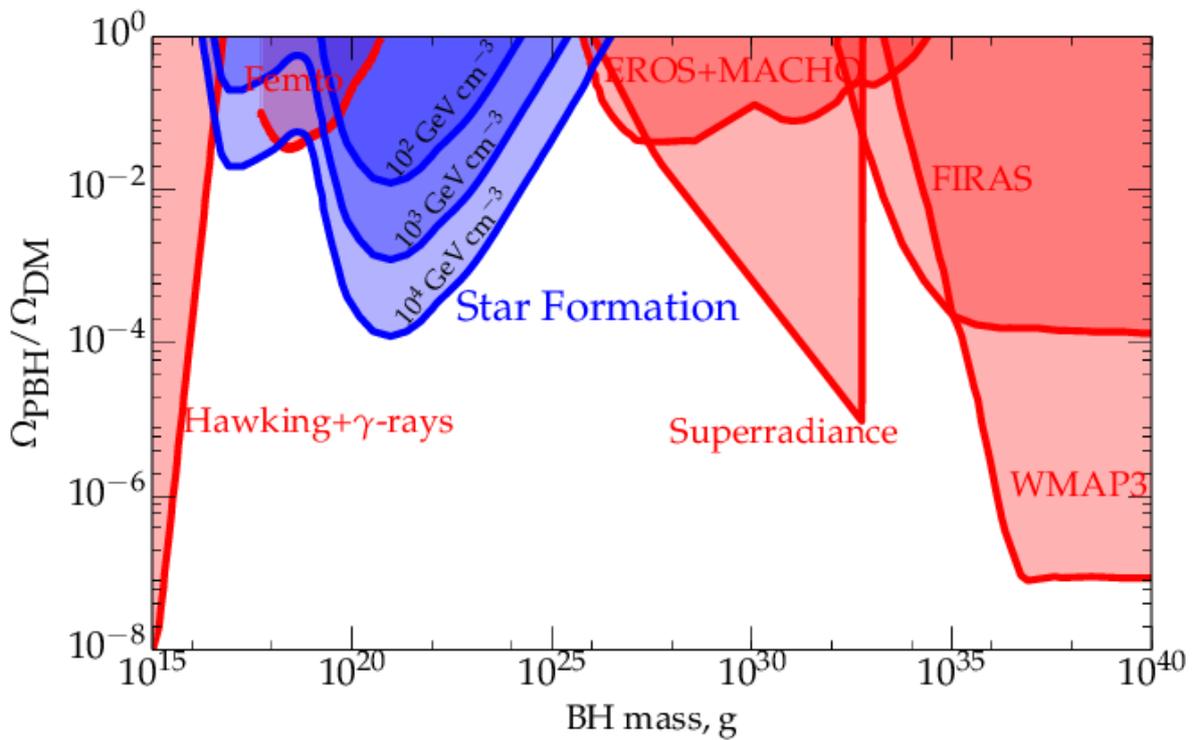


Рис. 4.3 Ограничения на долю ПЧД в ТМ – исключаются закрашенные области пространства параметров. Синим цветом выделены ограничения выведенные в этом разделе для трёх различных значений плотности ТМ (10^4 , 10^3 , 10^2) ГэВ см^{-3} и дисперсии скоростей 7 км/с . Красным цветом выделены другие существующие на данный момент ограничения (см. начало этой главы)

ли быть в ядрах малометаллических ШС в эпоху звездообразования, если они в действительности сформировались на высоких красных смещениях в гало тёмной материи [226] (см. расширенное обсуждение выше в подразделе 4.1.2). Также сходные условия, пусть и с несколько более низкой плотностью ТМ, могут существовать в карликовых сфероидальных галактиках: считается, что плотность ТМ в них значительно превышает плотность обычного вещества и дисперсия скоростей частиц очень мала [241]. Пока ни одного компактного объекта в таких галактиках не наблюдалось, но в ходе поисков пульсаров в радио-диапазоне и рентгеновских двойных систем были получены сильные указания на возможность существования там НЗ [242, 243].

4.2.3. Заключение

В этом разделе рассматривалось АС ТМ во время образования звезды. Была проведена численная симуляция с участием ~ 30 миллионов частиц. Частицы ТМ образуют мини-гало вокруг звезды с профилем плотности $\rho(r) \propto r^{-1.5}$. Орбиты частиц в этом гало очень вытянуты и частицы проводят лишь небольшую часть своего времени вблизи звезды, поэтому их вклад в общую плотность в центральной области сильно подавлен. Для примера, количество частиц иногда приближающихся к центру ближе, чем на $r = R_{\odot}$, превышает количество частиц в любой момент времени находящихся на $r < R_{\odot}$ в 1.8×10^3 раз. Был исследован конкретный пример ТМ – ПЧД. Для каждой частицы было индивидуально вычислено время за которое произойдёт захват и получены ограничения на число захваченных ПЧД и, соответственно, на их распространённость.

Наиболее сильные ограничения получаются из наблюдений компактных объектов в областях с большой концентрацией ТМ. Примеры, соответствующие плотностям $\rho = (10^4, 10^3, 10^2)$ ГэВ см $^{-3}$ и дисперсии скоростей $\bar{v} = 7$ км с $^{-1}$ показаны на Рис. 4.3. Такие условия могли осуществляться в эпоху звездообразования в ядрах малометаллических ШС или карликовых сфероидальных галактиках.

дальных галактиках (с $\rho_{\text{DM}} < 10^3 \text{ ГэВ см}^{-3}$) [226, 241].

4.3. Выводы к четвёртой главе

Сам факт наблюдения нейтронных звёзд может значительно ограничить некоторые классы теорий фундаментальной физики. В этой главе рассматривалось, как использование таких наблюдений позволяет сильно ограничить распространённость первичных чёрных дыр в широком диапазоне масс. Эти объекты могли возникать на самых ранних стадиях эволюции Вселенной, их существование не требует расширения Стандартной модели частиц и по своим свойствам они идеально подходят на роль тёмной материи. Если ПЧД будет окажется внутри плотного компактного объекта – белого карлика или нейтронной звезды – то она быстро уничтожит его. Поэтому наблюдения таких объектов позволяют утверждать, что захваты ПЧД есть событие маловероятное и из этого утверждения уже можно наложить серьёзные ограничения на распространённость ПЧД. Осмысленные ограничения можно поставить из наблюдений компактных объектов в областях с большой плотностью ТМ. Такими областями могут быть ядра малометаллических шаровых скоплений, предположительно образовавшихся на $z = 10 - 15$, и центральные области карликовых сфероидальных галактик. ПЧД могут захватываться НЗ прямо, а могут быть унаследованы ею от звезды-прародителя. Во втором случае захват осуществляется самой звездой до превращения в компактный остаток из мини-гало тёмной материи. Это мини-гало образуется в процессе адиабатического сжатия вокруг звезды во время её формирования. Ограничения, получаемые в двух случаях, дополняют друг друга и позволяют исключить ПЧД как основной компонент тёмной материи в диапазоне масс $10^{17} - 3 \times 10^{24} \text{ г}$, эффективно закрывая последнее разрешённое “окно”.

Магнитное поле в Галактике и за её пределами.

Распространение космических лучей сверхвысоких энергий.

5.1. Введение

Магнитные поля (МП) присутствуют во Вселенной на всех масштабах – от Земли до гигантских космологических пустот – войдов [103, 244–246], включая звёзды, Галактику, другие галактики, скопления галактик и филаменты крупномасштабной структуры Вселенной. Наблюдались поля силой в \sim мкГс (что сравнимо с полями в Галактике) в галактиках на красных смещениях $z > 1$, когда возраст Вселенной составлял лишь несколько миллиардов лет [247, 248]. МП пронизывают крупномасштабную структуру Вселенной, наиболее популярной является точка зрения, что эти поля имеют астрофизическое происхождение, т.е. они были порождены в каких-то астрофизических источниках и лишь затем заполнили крупномасштабную структуру. Признаки существования МП были обнаружены даже на самых больших космологических масштабах в войдах [106]¹, эти поля могут также быть астрофизического происхождения или, что ещё интереснее, они могут быть первичными – образовываться на стадии инфляции, во время фазовых переходов в ранней Вселенной и др. [103, 250–252].

Важной задачей является построение реалистичной модели галактического магнитного поля (ГМП), которая необходима для широкого круга задач, например, непрямых поисков ТМ, изучения космических лучей, поисков аксионов и аксионоподобных частиц и др. [253–255]. ГМП играет определяющую

¹ Это ещё не является точно установленным фактом, так как существуют и альтернативные объяснения [249]

роль в распространении космических лучей сверхвысоких энергий (КЛСВЭ) с энергиями, превышающими 10^{18} эВ. Отклонения этих частиц в ГМП (считая, что они являются заряженными) могут быть настолько велики, что они затруднят идентификацию некоторых, а, возможно, и большинства источников из данных наблюдений КЛСВЭ. Однако, если значительную часть КЛСВЭ составляют протоны, то их отклонения будут достаточно малы и они могут быть в большой мере учтены, если ГМП известно с удовлетворительной точностью. Поэтому перспективы астрономии КЛСВЭ полностью зависят от уровня знаний о ГМП.

Магнитные поля исследуются большим количеством способов: анализ зеемановского расщепления [256], поляризации в ИК [257] и поляризации звёздного света [258], поляризации и интенсивности синхротронного излучения [259, 260], наблюдений фарадеевского вращения плоскости поляризации различных галактических (пульсаров) и внегалактических источников [261, 262] (см. также подраздел А.1.4). По мере того, как исследуются поля на всё больших и больших масштабах, остаётся только два метода – анализ мер вращения и наблюдения поляризованного синхротронного излучения, причём на самых больших масштабах доминирует первый. Оба этих метода по сути своей являются радиоастрономическими, что ещё раз показывает насколько важны радиоастрономические наблюдения для исследования магнитных полей и дальнейших приложений.

5.2. Модель магнитного поля Галактики из мер вращения внегалактических радиоисточников.

Магнитное поле галактики состоит из регулярной и турбулентной (или случайной) компонент (см., например, [263]). Регулярная компонента меньше в несколько раз, но вклад в интегральные характеристики, такие как, например, отклонения КЛСВЭ, в основном вносит именно она. Вклад от регулярной

компоненты растёт когерентно и достаточно быстро начинает доминировать [264]. Регулярная компонента ГМП рассматривалась в многих работах (например, [26, 265, 266], в частности, в контексте распространения КЛСВЭ [267]). В данном разделе строится модель ГМП на основе улучшенных данных по мерам вращения внегалактических источников и улучшенной модели распределения ионизированного газа.

Наблюдения других спиральных галактик выявили в них наличие МП силой несколько мкГс [268, 269]. Наблюдения с ребра и плашмя позволили установить наличие по крайней мере двух пространственных компонент – первая, “диск”, имеет спиральную структуру и концентрирована к гал. плоскости, вторая, “гало”, находится на каком-то расстоянии от гал. плоскости и её размер сравним с размером галактики. Так как Млечный Путь является достаточно типичным представителем класса спиральных галактик, следует ожидать, что в нём также присутствуют МП схожей силы и конфигурации.

Весь анализ построен на исследовании массива мер вращения RM большого количества внегалактических источников. Явление фарадеевского вращения подробно рассматривается в подразделе A.1.4. Мера вращения RM показывает насколько сильно будет вращаться плоскость поляризации ЭМ волны длины λ

$$\Delta\psi = RM \cdot \lambda^2. \quad (5.1)$$

Коэффициент RM зависит от свойств среды

$$RM = 0.81 \int_0^D n_e B_{\parallel} dl, \quad (5.2)$$

где n_e – концентрация свободных электронов (см^{-3}), B_{\parallel} – компонента МП, параллельная линии зрения, МП измеряется в мкГс (считается положительной, когда направлена к наблюдателю), D – расстояние от наблюдателя в пк. Если добавить данные о распределении свободных электронов в Галактике, то эти уравнения позволяют построить модель ГМП, если известны RM большого

количества источников. В данном разделе будут использованы RM внегалактических источников. Использование галактических источников – пульсаров – относительно затруднено их сравнительно небольшим количеством (~ 500), неоднородностью распределения по небесной сфере (пульсары концентрируются к гал. плоскости) и сравнительно большими неопределённостями в определении расстояния до них.

Общая идея метода достаточно проста: было выбрано несколько аналитических моделей ГМП с небольшим количеством параметром. Для каждой модели строилась карта ожидаемых RM и она сравнивалась с наблюдениями с использованием χ^2 -теста. Согласие модели с наблюдениями далее помогало определить лучшие значения для параметров моделей и их допустимые диапазоны.

5.2.1. Данные

Использовались два массива данных RM. Первый – это компиляция [270], полученная из анализа данных NRAO VLA Sky Survey (NVSS). NVSS проводился на двух близких частотах 1364.9 и 1435.1 МГц с идентичными ширинами полос в 42 МГц; наблюдались источники со склонениями $\delta > -40^\circ$ [271]. Одновременное наблюдение в двух полосах позволило оценить RM для сравнительно небольшого количества источников – всего 37,543 из 1.8 миллионов. Средняя ошибка определения составила ~ 11 рад м⁻². Карта каталога NVSS² представлена на Рис. 5.1, где показаны положение и знак RM для каждого источника. Данные имеют большое “слепое пятно”, которое соответствует склонениям ниже -40° .

Достоинством каталога NVSS является большое количество источников, но при наблюдениях в двух близких полосах индивидуальные ошибки могут быть сравнительно велики. Также часто RM зависит от λ , поэтому RM, измеренная в узком диапазоне около 1400 МГц, может быть не полностью репрезен-

² Для краткости далее каталог RM NVSS будет обозначаться как просто каталог NVSS

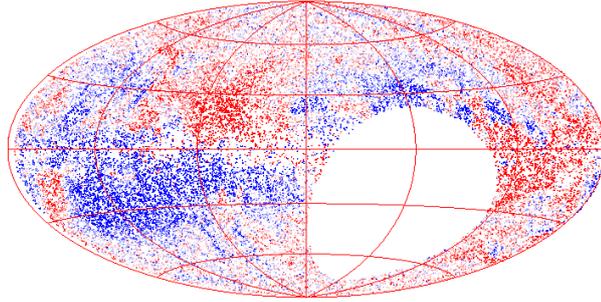


Рис. 5.1 Положения и знаки RM источников NVSS. Красный (синий) цвет соответствует положительному (отрицательному) знаку RM.

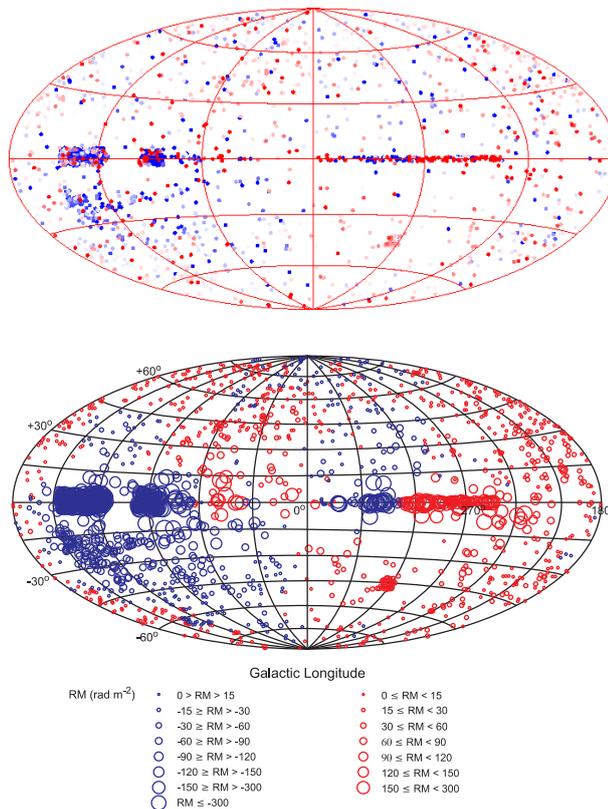


Рис. 5.2 *Верхний рисунок:* Положения и знаки RM 2247 источников из KNM11. Красный (синий) цвет соответствует положительному (отрицательному) знаку RM. *Нижний рисунок:* Те же данные, сглаженные с разрешением 21° (взято из [272]).

тативной. Эти систематические неопределенности увеличат среднюю ошибку в ~ 11 рад м^{-2} примерно до ~ 13 рад м^{-2} (Рис. 5.3). С другой стороны, так как $\lambda_2^2 - \lambda_1^2$ невелика, можно избежать неопределённости $n\pi$, особенно для источников на $|b| > 10^\circ$. Для того чтобы максимально избежать затруднений, связанных с неопределённостью при больших RM , используются данные только для $|b| > 10^\circ$.

Второй массив данных – это компиляция Kronberg&Newton-McGee, KNM11 [272] (2257 источников). Компиляция включает ~ 1500 источников и данные обзоров Canadian Galactic Plane Survey (CGPS) [273], Southern Galactic Plane Survey (SGPS) [274] и меньшие массивы [275] (108 RM) и [276] (68 RM). Внегалактические источники наблюдались на нескольких широко разнесённых частотах и поэтому практически свободны от инструментальных неопределённостей. Ошибки в определении RM в KNM11 составляют ~ 3 рад м^{-2} . Карта RM KNM11 показана на Рис. 5.2, верхняя часть. Нижняя часть показывает сглаженную с радиусом 21° версию карты. Оба массива данных, NVSS и KNM11, совместны, что лучше всего видно, если сравнивать NVSS со сглаженной версией.

Карта имеет сложную структуру. Области с положительными и отрицательными RM более-менее симметричны по отношению к гал. плоскости во внешней Галактике $90^\circ < l < 270^\circ$ и антисимметричны во внутренней Галактике. Граница между положительными и отрицательными RM во внутренней Галактике не совпадает с гал. плоскостью. Общая структура качественно указывает на то, что регулярное ГМП состоит из двух частей, дисковая часть симметрична по b относительно гал. плоскости, поле гало – антисимметрично.

Хотя в KNM11 гораздо меньше источников, этот массив очень полезен. Во-первых, он позволяет независимо оценить качество данных NVSS. Для этого были отождествлены источники, присутствующие в обоих массивах, отдельно в двух областях $|b| > 10^\circ$ и $|b| < 10^\circ$. Было найдено 1338 и 306 пар на расстоянии меньше 0.05° . Для этих источников было построено распределение

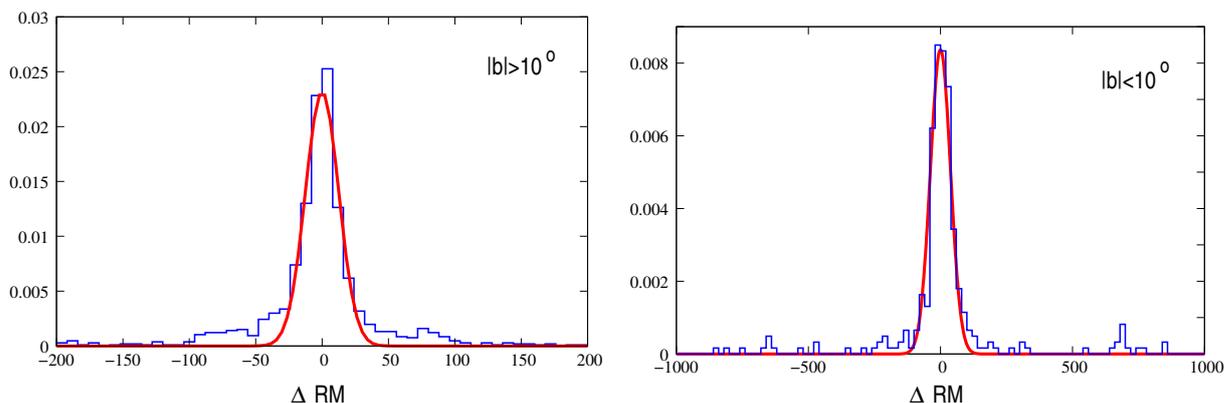


Рис. 5.3 Распределение $\Delta\text{RM} = \text{RM}_{\text{NVSS}} - \text{RM}_{\text{KNM11}}$. Верхняя кривая, для $|b| > 10^\circ$, хорошо описывается гауссианой в диапазоне $(-200, 200)$ рад м^{-2} . Нижняя кривая, для $|b| < 10^\circ$, показывает результаты для полного диапазоне $(-1000, 1000)$ рад м^{-2} .

для разности между значениями RM в KNM11 и NVSS, которое показано на Рис. 5.3.

В обеих областях распределение ΔRM имеет максимум в 0 и хорошо описывается гауссианами с дисперсиями $\sigma \simeq 13$ рад м^{-2} и $\sigma \simeq 36$ рад м^{-2} , соответственно. В области $|b| > 10^\circ$ хвосты содержат $\sim 25\%$ всех точек и ограничены в пределах ± 100 рад м^{-2} . Эффективная ошибка, которую вносят эти хвосты, не превышает дисперсии гауссианы. Это показывает, что в этой области данные NVSS могут быть использованы для построения модели ГМП. Напротив, в области $|b| < 10^\circ$ хвосты, которые содержат сравнимую долю источников, занимают очень широкий диапазон ± 900 рад м^{-2} . Эти хвосты приведут к появлению в этой области настолько больших ошибок, что метод χ^2 станет бесполезным. Исходя из этих соображений, бины с $|b| < 10^\circ$ были исключены из фита (см. ниже подраздел 5.2.4).

Во-вторых, данные KNM11 дают аккуратные измерения RM в области гал. плоскости, в том числе и в “слепом пятне” каталога NVSS. Это позволяет проверить, могут ли модели, хорошо описывающие данные NVSS, также описать наблюдения в плоскости Галактики.

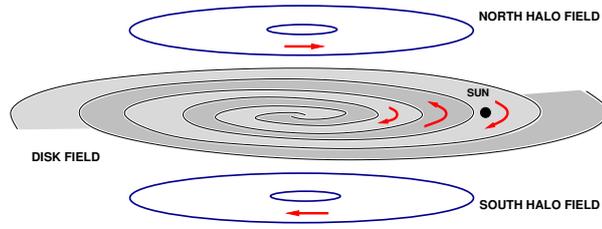


Рис. 5.4 Схематический рисунок структуры ГМП. Поле диска меняет направление в прилегающих рукавах Галактики, оно является симметричным относительно гал. плоскости – направление поля сохраняется при переходе через плоскость $z = 0$. Поле гало плоское (не имеет z -компоненты) и антисимметрично относительно плоскости: в окрестности Солнечной системы направление поля гало противоположно полю в диске над плоскостью и совпадает под ней.

5.2.2. Модели ГМП и распределения свободных электронов

Была принята двухкомпонентная модель ГМП, состоящая из поля диска и гало [266, 277]. Каждая компонента параметризовалась независимо. В основном использовалось параметризации с полем диска, симметричным относительно $b = 0$, и антисимметричным полем гало, но другие варианты обсуждаются в подразделе 5.2.5. Общий вид модели показан на Рис. 5.4.

Поле диска

Рассматривалось несколько моделей. Первая – это широко используемая модель с логарифмической спиралью [26, 267]. Есть два её варианта в зависимости от того, совпадают ли направления поля в прилегающих рукавах (осесимметричная модель, ОСМ) или нет (бисимметричная модель, БСМ). Они задаются следующими выражениями:

$$B_{\theta} = B \cos p, \quad B_r = B \sin p,$$

$$B(r, \theta, z) = B(r) \left| \cos \left(\theta - b \ln \frac{r}{R_\odot} + \phi \right) \right| \exp(-|z|/z_0), \quad (5.3)$$

или

$$B(r, \theta, z) = B(r) \cos \left(\theta - b \ln \frac{r}{R_\odot} + \phi \right) \exp(-|z|/z_0), \quad (5.4)$$

для ОСМ и БСМ, соответственно. Здесь

$$\phi = b \ln \left(1 + \frac{d}{R_\odot} - \frac{\pi}{2} \right) / \tan p,$$

где p – угол наклона (к окружности) и d – расстояние до ближайшей линии перемены направления поля. Отрицательное значение d значит, что ближайшая перемена происходит в направлении на гал. центр, положительное – наоборот. R_\odot – расстояние до гал. центра (было принято значение $R_\odot = 8.5$ кпк). Амплитуда ГМП есть функция радиальной координаты r :

$$B(r) = \begin{cases} B_0 \frac{R_\odot}{r \cos \phi}, & r > R_c, \\ B_0 \frac{R_\odot}{R_c \cos \phi}, & r < R_c, \end{cases} \quad (5.5)$$

где R_c – радиус центральной области, где магнитное поле принимается постоянным. В ходе численных симуляций параметры варьировались в следующих пределах:

параметр	мин	макс
R_c	3 кпк	6 кпк
z_0	0.5 кпк	1.5 кпк
d	-1.4 кпк	1.4 кпк
p	-15°	15°

Второй рассмотренной моделью была простая модель с переменными направлениями поля в концентрических кругах [266]:

$$B(r, \theta, z) = D_1(r, z) D_2(r)$$

$$D_1(r, z) = \begin{cases} B_0 \exp \left(-\frac{r - R_\odot}{R_0} - \frac{|z|}{z_0} \right), & r > R_c \\ B_0 \exp \left(-\frac{|z|}{z_0} \right), & r \leq R_c \end{cases} \quad (5.6)$$

$$D_2(r) = \begin{cases} +1, & r > 7.5 \text{ кпк}, \\ -1, & 6 \text{ кпк} < r \leq 7.5 \text{ кпк}, \\ +1, & 5 \text{ кпк} < r \leq 6 \text{ кпк}, \\ -1, & r \leq 5 \text{ кпк}, \end{cases} \quad (5.7)$$

где R_0 – радиальный масштаб МП. Была исследована следующая область пространства параметров:

параметр	мин	макс
R_c	4.5 кпк	5.5 кпк
R_0	8 кпк	15 кпк
z_0	0.5 кпк	1.5 кпк

Также слегка варьировались размеры внутренних колец (границ областей с различающимся знаком в (5.7)) в диапазоне 4.8 – 5.2 кпк, 5.8 – 6.2 кпк и 7.3 – 8.0 кпк.

Величина дискового поля в окрестностях Солнца B_0 принималась равной 2 мкГс – это служило нормировкой в дальнейших вычислениях.

Модель поля гало

Основа модели была взята из [266, 277]:

$$B_\theta^H(r, z) = B_0^H \left[1 + \left(\frac{|z| - z_0^H}{z_1^H} \right)^2 \right]^{-1} \frac{r}{R_0^H} \exp \left(1 - \frac{r}{R_0^H} \right), \quad (5.8)$$

где направление в южном полушарии меняется [278]. Обозначения сходны с принятыми в [266]: B_0^H – сила поля, R_0^H – радиальный масштаб, z_0^H – определяет вертикальное положение гало, z_1^H – этот параметр задаёт вертикальный масштаб, который может быть различным в направлении “к” и “от” гал. плоскости ($z_{1(1)}^H$ и $z_{1(2)}^H$, соответственно). Везде индекс “H” относится к параметрам гало. В модели [266] их значение были: $B_0^H = 10$ мкГс, $R_0^H = 4$ кпк,

$z_0^H = 1.5$ кпк and $z_1^H = 0.2$ кпк для $|z| < z_0^H$, в обратном случае $z_1^H = 0.4$ кпк ($z_{1(1)}^H = 0.2$ кпк and $z_{1(2)}^H = 0.4$ кпк). Также использовались модели с слегка отличающимся радиальным профилем:

$$B_\theta^H(r, z) = B_0^H \left[1 + \left(\frac{|z| - z_0^H}{z_1^H} \right)^2 \right]^{-1} \exp \left(- \left(\frac{r - R_0^H}{R_0^H} \right)^2 \right), \quad (5.9)$$

и

$$B_\theta^H(r, z) = B_0^H \left[1 + \left(\frac{|z| - z_0^H}{z_1^H} \right)^2 \right]^{-1} \exp \left(- \left| \frac{r - R_0^H}{R_T} \right| \right). \quad (5.10)$$

Для гало была исследована следующая область параметров:

параметр	мин	макс
R_0^H	3.5 кпк	15 кпк
R_T	1 кпк	5 кпк
z_0^H	0.8 кпк	3.5 кпк
$z_{1(1)}^H$	0.2 кпк	0.4 кпк
$z_{1(2)}^H$	0.3 кпк	0.5 кпк

Так как неизвестно, является ли поле гало чисто азимутальным, рассматривались модели с меняющимся углом наклона $-10^\circ < p^H < 10^\circ$.

5.2.3. Модель распределения свободных электронов

Вычисление RM (5.2) требует знания распределения свободных электронов в Галактике, n_e . В этом разделе использовалась общепринятая модель NE2001 [279]. Однако, наблюдается всё больше свидетельств, что оригинальный вертикальный масштаб слишком мал и пульсарные наблюдения совместны лишь с увеличенным масштабом [280]. В предварительных симуляциях использовались обе шкалы: оригинальная ($z_h = 0.95$ кпк, $n_e = 0.03 \text{ см}^{-3}$ при $z = 0$) и модифицированная ($z_h = 1.8$ кпк, $n_e = 0.014 \text{ см}^{-3}$ при $z = 0$). Оригинальная

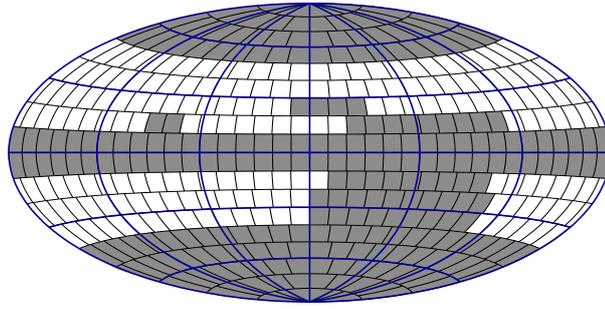


Рис. 5.5 Разбиение небесной сферы. Ячейки, которые обозначены серым, исключены из подгонки (см. Приложение Б.5).

модель показывала систематически худшие результаты, поэтому после этого все симуляции проводились с использованием модифицированной версии. Все остальные параметры NE2001, кроме указанных, были фиксированы на значениях из оригинальной работы [279].

5.2.4. Метод

Пространственное разбиение

RM индивидуальных источников обладают неопределенностью из-за собственных мер вращения и случайного вклада турбулентной компоненты ГМП. Когерентный эффект может быть выделен путём усреднения большого количества близких источников. Размер области усреднения должен быть достаточно мал, чтобы можно было бы пренебречь изменением когерентной компоненты в пределах области; с другой стороны он должен включать достаточное число источников для подавления индивидуальных вариаций. Было выбрано следующее разбиение: небесная сфера делится на 18 полос шириной 10° , от -90° до $+90^\circ$ по гал. широте b . Каждая полоса далее делится на ячейки примерно равной площади, ~ 100 кв. град. (Рис. 5.5). Поэтому в 9-й полосе ($0^\circ < b < 10^\circ$) 36 ячеек, а в первой ($80^\circ < b < 90^\circ$) всего 4. Полное число ячеек равно 422. После усреднения весь каталог NVSS превратился в 422 величины – средние значения в ячейках. Рис. 5.6, 5.7 показывают средние RM в восьми полосах

$10^\circ < b < 50^\circ$, $-50^\circ < b < -10^\circ$. На них отчётливо проявляется когерентная структура.

Модели ГМП обрабатывались таким же образом. Для каждой модели симулировалось 20 тысяч ³ RM в случайно выбранных направлениях, затем применялась схема усреднения, описанная выше. После этого полученные средние значения сравнивались с средними из наблюдений. Несколько отличная процедура применялась для массива данных KNM11. Для проверки модели поля диска были использованы источники, лежащие в одном градусе от плоскости. Так как их число ограничено (всего около 240) и они разбросаны внутри соответствующих ячеек, модельные RM были вычислены точно для их положений, чтобы избежать появления дополнительных ошибок из-за различия пространственных распределений реальных и симулированных источников.

Оценка ошибок

Важной частью этого анализа является взвешивание различных ячеек или, что эквивалентно, оценка ошибок в разных ячейках. Разброс индивидуальных RM внутри ячейки вызывается многими факторами: собственными RM, влиянием внегалактических полей, влиянием турбулентной компоненты ГМП, вариацией регулярной компоненты ГМП в ячейке, флуктуациями плотности электронов n_e , ошибками измерений. Все они вкладывают в отклонение между наблюдаемым и модельным средними и определяют величину ошибки в ячейке. Если бы все эти факторы были бы стохастическими, то ошибку можно было бы определить чисто статистическими методами. Однако, некоторые факторы, например, флуктуации плотности или влияние случайной компоненты поля с длиной когерентности, сравнимой с размером ячейки, могут действовать когерентно во всей ячейке. Поэтому был принят феноменологический подход – ошибка в ячейке пропорциональна СКО RM в ячейке. В Приложении Б.5 такой

³ Проверка показала, что увеличение числа симулированных источников до 40 тысяч не ведёт к каким-либо заметным изменениям

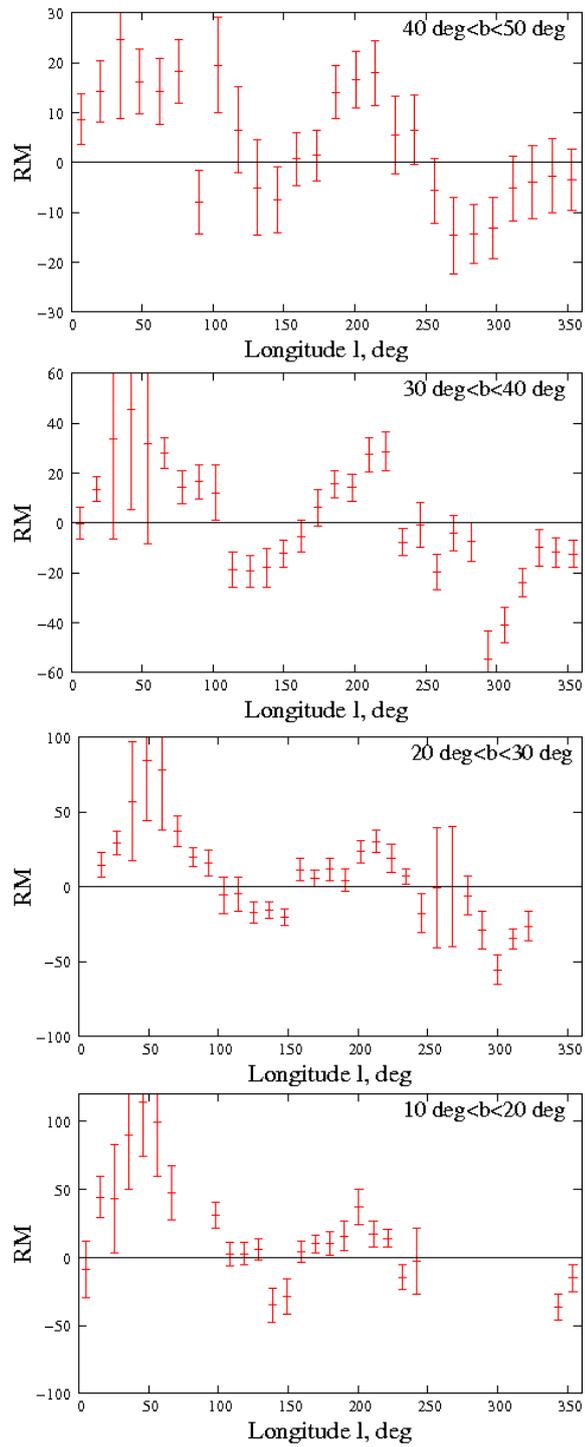


Рис. 5.6 Усреднённые RM в четырёх полосах $10^\circ < b < 50^\circ$. Показанные ошибки идентичны использованным в дальнейшей подгонке.

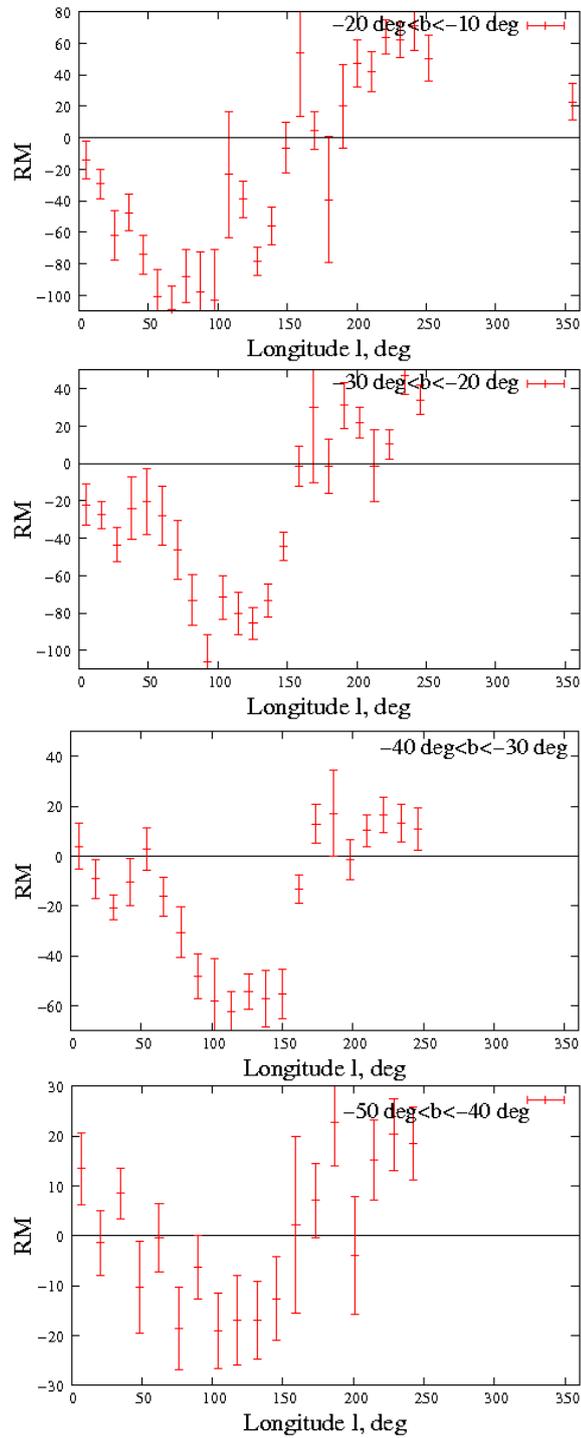


Рис. 5.7 Усреднённые RM в четырёх полосах $-50^\circ < b < -10^\circ$.

подход проиллюстрирован простейшей моделью.

Ошибки в ячейках были оценены следующим образом: рассматривая источники в направлении на галактические полюса, где ожидается, что эффект ГМП будет подавлен, дисперсия в наблюдаемых RM квазаров была оценена как $\sigma_{\text{qso}} = 15 \text{ рад м}^{-2}$ (см. Приложение Б.5). Если СКО σ_i значений RM в i -ой ячейке не превышала эту величину, то ошибка определения среднего RM считалась чисто статистической $\delta_i = \sigma_{\text{qso}}/\sqrt{N_i}$, где N_i – число источников в ячейке. В этом случае нет указаний на когерентные эффекты и поэтому можно считать, что вся ошибка объясняется внутренним стохастическим разбросом.

В противном случае считалось, что разброс (частично) вызван присутствием каких-то неизвестных особенностей, которые действуют когерентно во всей ячейке, но не могут быть аккуратно моделированы. Этим ячейкам приписывались величины ошибок $\sigma_i/3$, где множитель $1/3$ был взят из модели, рассматриваемой в Приложении Б.5. Значения полученных параметров меняются незначительно, если этот множитель варьируется в пределах $1/2 - 1/4$. Дальнейшее уменьшение неопределённостей в абсолютной нормализации ошибок пока, к сожалению, невозможно. Также были увеличены ошибки в ячейках, где есть заметные аномалии в данных (см. список этих ячеек в Приложении Б.5). Такими проблемами считались: i) существование небольших групп источников с мерами вращения резко отличающимися от окружающих ii) сильно нерегулярное распределение источников внутри ячейки (из-за, например, присутствия глубокого обзора в маленькой области), которое может исказить среднее в сравнении с случайно распределёнными источниками iii) присутствие источников с величинами $\text{RM} > 300 \text{ рад м}^{-2}$, так как они могут быть просто артефактами $n\pi$ -неопределённости при нахождении позиционного угла. Количество ячеек, в которых ошибки были увеличены вручную, составляет около 10%. Алгоритм описан в Приложении Б.5.

Некоторые ячейки были полностью выброшены. Во-первых, ячейки в полярных областях $b > 50^\circ$ (50 ячеек) и $b < -40^\circ$ (77 ячеек). В этих областях

модели ГМП дают небольшие значения RM , так как обе компоненты поля параллельны плоскости Галактики. С другой стороны, наблюдения указывают на существование дополнительного “экрана” в направлении высоких гал. широт [281], который может оказывать определяющее влияние в этой области.

Во-вторых, все ячейки с $|b| \leq 10^\circ$ были исключены, так как данные NVSS ненадёжны на таких низких широтах (см. подраздел 5.2.1). Дополнительно были исключены все ячейки с числом источников меньше 30 (прежде всего это касается ячеек в “слепом пятне” и его непосредственных окрестностях). На Рис. 5.5 исключённые ячейки показаны серым цветом.

С небольшими изменениями эта методика была применена при анализе полосы в один градус вдоль гал. плоскости при исследовании массива RM KNM11. Так как площадь ячейки в этом случае в 10 раз меньше (~ 10 кв. град вместо 100 кв. град.), порог был установлен в 3 источника в ячейке. В попытке учесть бóльшую общую неопределённость, существующую в диске, приписываемое значение ошибки было увеличено с $\sigma_i/3$ до σ_i . После проверки было удалено 20 из 259 источников, чьи RM сильно отличались от окружающих.

Процедура подгонки

Наилучшие величины параметров ГМП определялись с использованием метода максимального правдоподобия, что эквивалентно минимизации величины χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{tot}}} \frac{(RM_{\text{obs}} - RM_{\text{sim}})_i^2}{\delta_i^2}, \quad (5.11)$$

где N_{tot} – полное число ячеек, используемое в подгонке, $(RM_{\text{obs}} - RM_{\text{sim}})_i$ – разница между наблюдаемыми и смоделированными средними значениями RM в i -ой ячейке и δ_i – ошибка определения среднего в этой ячейке.

Так как значения RM (5.2) линейно зависят от магнитного поля, то для любого источника его RM будет просто суммой вкладов от гало и от диска. Было вычислено более чем 30 000 RM -карт гало и 10 000 RM -карт диска. Эти

карты соответствуют областям изменения параметров, которые были описаны в подразделе 5.2.2. На этой стадии сила полей гало и диска была фиксирована на значениях из подраздела 5.2.2. После этого каждая конфигурация диска была скомбинирована с каждой конфигурацией гало с двумя произвольными коэффициентами α и β . Для глобальной модели ГМП, полученной таким способом, величина χ^2 в (5.11) есть квадратный полином по α и β , чей минимум по отношению к ним можно найти аналитически. Получающиеся значения α и β и определяют силу поля в диске и гало.

Параметры моделей варьировались в описанных выше диапазонах двумя способами: (i) равномерное покрытие диапазона параметров (сетка) (ii) случайный выбор параметров из равномерного распределения по диапазону (Монте-Карло). Модели диска симулировались первым способом, для симуляций моделей гало оба метода применялись примерно в равных пропорциях.

Из-за неопределённости в абсолютной нормализации χ^2 , которая получается из-за трудностей в оценке ошибок (см. 5.2.4), для каждого полушария была проведена отдельная подгонка, так как слепое пятно в основном расположено в южном полушарии. Была использована следующая стратегия: в начале проводилась подгонка только для северного полушария и получался предварительный набор моделей. После этого подгонялись данные в южном полушарии. Отбирались только модели, которые демонстрировали хорошие результаты в обоих полушариях и имели одинаковую силу поля в диске (сила полей в гало могла быть различной). Также была введено добавочное ограничение, что $|\mathbf{V}|$ должно превышать 1.8 мкГс в обоих полушариях, чтобы не противоречить результатам других наблюдений. Модели считались приемлемыми, если они удовлетворяли следующим требованиям:

$$\chi^2/\chi_{\min}^2 = \chi_{\text{red}}^2/\chi_{\text{red},\min}^2 < 1 + \sqrt{2/N_{\text{d.o.f.}}}, \quad (5.12)$$

где χ_{\min}^2 ($\chi_{\text{red},\min}^2$) есть минимальная из величин χ^2 (χ_{red}^2). Это параметры моделей, которые на $\sim 1\sigma$ отстают от лучшего фита. Критерий (5.12) нечувстви-

телен к абсолютной нормализации ошибок, он был выбран таким образом специально, чтобы уменьшить эффект неопределённости в оценке этих ошибок. Независимо модели подгонялись к данным из компиляции KNM11 в узкой полосе $|b| < 1^\circ$. Это позволило наложить дополнительные ограничения на структуру поля в диске, к которой подгонка по данным NVSS нечувствительна. Окончательно выбирались модели, которые хорошо описывали оба набора данных.

Итак, хорошей признавалась модель, которая проходила три различных теста-подгонки: данных в северном и южном полушариях и данных KNM11 в диске.

5.2.5. Результаты

Рис. 5.8 показывает сравнение между одной из лучших моделей и данными NVSS. Положительные средние значения RM показаны красными кружками, отрицательные – синими квадратиками. Насыщенность цвета показывает абсолютную величину RM . Видно, что лучшая модель достаточно неплохо воспроизводит наблюдаемые результаты.

Результаты подгонки были следующими:

Север: Абсолютный минимум χ^2 равнялся 232 для 104 степеней свободы, $\chi_{\text{red}}^2 = 2.23$. Сравнение между данными и лучшей моделью показано на Рис. 5.9. Диапазон допустимых параметров представлен в Табл. Б.1. Параметром модели (за исключением силы), сильнее всего влияющем на качество подгонки, является угол наклона p . Параметры вертикального масштаба поля диска z_0 и расстояние до границы области перемены направления d влияют слабее. Остальные параметры (R_c , $z_{1(1)}^H$ и $z_{1(2)}^H$) практически никак на фит не влияют, поэтому их значения были зафиксированы на 5, 0.25, и 0.4 кпк, соответственно. Одной дисковой компоненты недостаточно для описания данных, добавление гало уменьшает χ_{min}^2 на фактор 1.5. Из-за меньшего влияния гало его параметры ограничиваются гораздо слабее. Проблемой является и вырожденность

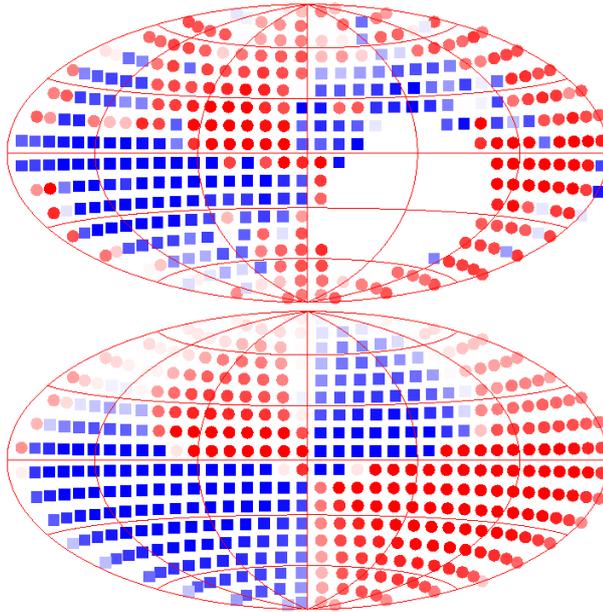


Рис. 5.8 Средние значения RM по ячейкам. Красные кружки (синие квадратики) показывают положительное (отрицательное) значение RM . Насыщенность цвета показывает абсолютную величину. *Вверху*: Данные NVSS. *Внизу*: лучшая модель.

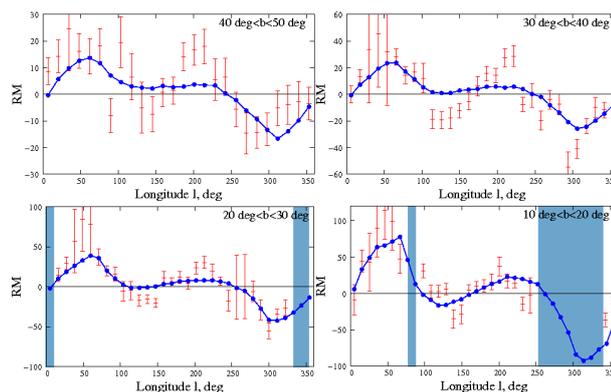


Рис. 5.9 Лучшая модель (синяя сплошная) и данные NVSS (красные точки) в северном полушарии. Ячейки, которые не были включены в фит, показаны светло-голубым цветом.

между высотой гало z_0^H , амплитудой поля в гало и, до некоторой степени, радиального масштаба R_0^H . Даже нефизичные МП силой в десятки мкГс могут хорошо воспроизводить наблюдения, если отнести гало далеко от плоскости Галактики, где плотность электронов резко спадает. Также есть вырожденность между вертикальными масштабами моделей ГМП (для гало и диска) и вертикальным масштабом распределения электронной плотности (это не является такой серьёзной проблемой, так как во время процедуры подгонки последняя величина была зафиксирована).

Силы полей в диске, соответствующих разрешенному диапазону моделей, лежат в диапазоне 1.8-2.8 мкГс, в основном концентрируясь около 2.0 мкГс. Амплитуды разрешённых полей гало лежат в более широком диапазоне 2-12 мкГс. Наблюдения синхротронного излучения от популяции релятивистских электронов в Галактике лучше объясняются, если брать нижнюю часть диапазона: 2-5 мкГс. Кольцевые модели поля в диске плохо воспроизводят данные, независимо от модели поля гало, лучший результат был $\chi_{\min}^2 = 288$ для 101 степени свободы, $\chi_{\text{red}}^2 = 2.85$ (ср. с $\chi_{\text{red}}^2 = 2.23$ для лучшей модели с спиральным полем)

Качество подгонки не улучшается при введение ненулевого угла наклона поля гало и при использовании альтернативных моделей поля (уравнения (5.9), (5.10)).

Юг: Данных в южном полушарии меньше из-за слепого пятна, также они демонстрируют бóльший разброс, поэтому качество подгонки в этом полушарии хуже. Лучшая ОСМ даёт $\chi^2 = 243$ для 65 степеней свободы, что соответствует $\chi_{\text{red}}^2 = 3.74$. Для лучшей БСМ: $\chi^2 = 235$ (65 с.с., $\chi_{\text{red}}^2 = 3.62$). Сравнение между данными и лучшей моделью показано на Рис. 5.10.

Диск: В конце подгонялись RM источников из KNM11, расположенных на очень низких широтах $|b| < 1^\circ$. Лучшая ОСМ даёт $\chi^2 = 30$ (29 с.с., $\chi_{\text{red}}^2 = 1.03$), лучшая БСМ $\chi^2 = 37$ (29 с.с., $\chi_{\text{red}}^2 = 1.28$). Сравнение между данными и лучшей моделью показано на Рис. 5.11. Результаты полностью совместны с ре-

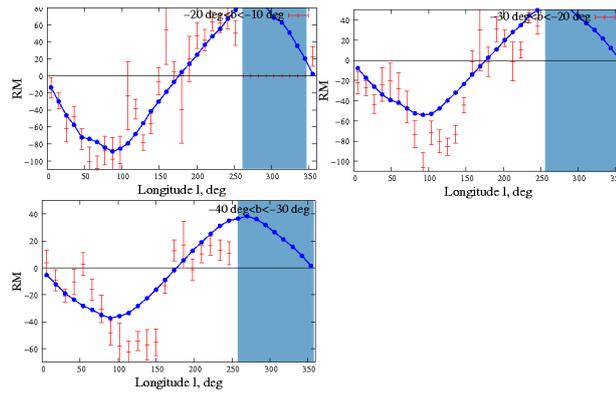


Рис. 5.10 Лучшая модель (синяя сплошная) и данные NVSS (красные точки) в южном полушарии. Ячейки, которые не были включены в фит, показаны светло-голубым цветом.

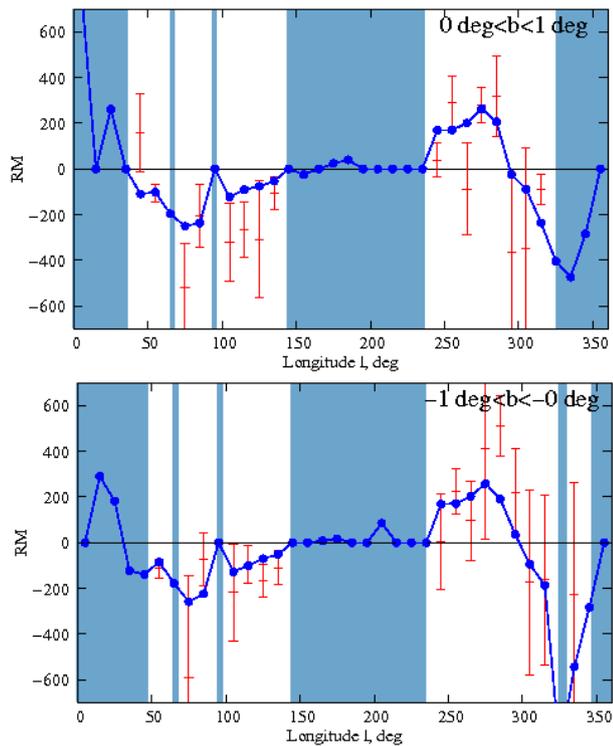


Рис. 5.11 Сравнение между лучшей моделью и данными из KNM11 в полосе $-1^\circ < b < 1^\circ$. Ячейки, которые не были включены в фит, показаны светло-голубым цветом.

зультатами других подгонок. К сожалению, у нас пока недостаточно информации об области близкой к направлению на гал. центр, где предсказания разных моделей максимально отличаются. Тем не менее, этот фит оказался самым чувствительным к силе поля в диске и позволил установить самые сильные ограничения на этот параметр. Также данные KNM11 указывают на значение угла наклона -5.5° , что позволило исключить положительные значения этого параметра – это невозможно, если использовать только данные NVSS.

В подгонках в обоих полушариях значение χ^2 на степень свободы значительно превышает единицу (особенно на юге). Это может быть следствием как недооценки ошибок, так и наличием каких-то особенностей, которые не учитываются моделями. Проверка графиков для результатов подгонок (Рис. 5.9 и 5.10) показывает, что есть систематическое уклонение моделей от данных в внешней Галактике $l \approx 130^\circ - 220^\circ$. Это уклонение присутствует как в северном, так и в южном полушарии. Наблюдаемые вариации во внешней Галактике слишком сильны, чтобы их могла объяснить *любая* модель с толстым диском или гало с преимущественно азимутальным полем, если сила поля падает с удалением от центра. Таким образом, или эти модели полностью ошибочны в этой области, или наблюдаемые вариации вызваны какой-то близкой аномалией в распределении магнитного поля и/или плотности электронов. Этот экран должен быть достаточно близок к нам, чтобы объяснить большой угловой размер, $\sim 90^\circ$. Второй вариант хорошо согласуется с фактом, что отклонения RM не уменьшаются при удалении от гал. плоскости, что случилось бы, если бы они были вызваны дополнительным галактическим рукавом или другой глобальной (и более далёкой) причиной.

Дополнительно это предположение было проверено следующим образом: была проведена отдельная подгонка источников в направлении на внутреннюю Галактику, $-90^\circ < l < 90^\circ$. Исключение возможной аномалии должно было привести к улучшению качества подгонки, также необходимо было проверить устойчивость параметров лучших моделей к присутствию особенности.

Внутренний север: Лучший фит даёт $\chi_{\min}^2 = 43$ для 46 с.с, что значительно лучше значений, полученных при полной подгонке. Значения параметров в основном совпадают с значениями, полученными при подгонке по всему небу, что показывает, что аномальная область внешней Галактики не влияет на результаты полной подгонки. *Внутренний юг:* $\chi_{\min}^2 = 35$ для 22 с.с. Качество подгонки заметно улучшилось, но тем не менее оно хуже, чем на севере. Не удалось отдельно фитировать данные по внешней Галактике ($90^\circ < l < 270^\circ$): даже с добавлением дополнительной компоненты в диске не удалось получить χ_{red}^2 меньше 5. Это подтверждает предположение, что невозможно фитирование данных из этого аномального региона с использованием моделей ГМП, которые рассматривались выше.

Результаты индивидуальных подгонок показаны в Табл. Б.1 в форме допустимых диапазонов параметров. Среди параметров существует взаимное влияние и вырожденность, которые не отражены в таблице. Иными словами, не каждая комбинация допустимых параметров даст хорошую модель. Параметры моделей, которые лучше всего описывают данные, приведены в таблицах 5.1, 5.2.

Также стоит упомянуть и о других сделанных проверках. Во-первых, сначала были проведены симуляции с оригинальным вертикальным масштабом электронной плотности модели NE2001. Для реалистичных значений силы поля в диске $B_0 > 1.8$ мкГс минимальное значение χ^2 составило 390, что гораздо больше минимального значения с модифицированным масштабом, $\chi^2 = 232$. Если снять ограничения на минимальную силу поля в диске, то величина χ^2 приближается к 230 лишь для полей с силой ~ 0.7 мкГс, что является неприемлемо малой величиной. Таким образом, вариант модели NE2001 с исходным вертикальным масштабом входит в противоречие с данными наблюдений. Во-вторых, было проверено могут ли данные NVSS ограничивать комбинацию симметрий компонент (по отношению к гал. плоскости). Проверялись комбинации: 1) симметричное гало/симметричный диск 2) антисимметричное

Table 5.1.

	p °	z_0 кпк	d кпк	B_0^D мкГц
ASS	$[-5, -4] \cup [3, 7]$	$[0.7, 1.2]$	$[-0.7, -0.4]$	$[1.8, 2.2]$
BSS	$[-7, -3] \cup [5, 8]$	$[0.8, 1.2]$	$[-0.9, -0.5]$	$[1.8, 2.4]$

Диапазон параметров поля в диске, который соответствует отклонению $\sim 1\sigma$ от лучшего фита данных NVSS. Модели совместны с данными KNM11 в гал. плоскости. Положительные значения угла наклона p сильно противоречат данным KNM11 [272]

Table 5.2.

	z_0^H кпк	R_0^H кпк	B_0^H мкГц
	North		
vs. ASS	$[1.2, 2.4]$	$[6.0, 15]$	$[4.0, 12]$
vs. BSS	$[1.0, 2.0]$	$[8.0, 15]$	$[3.0, 12]$
	South		
vs. ASS	$[1.0, 2.5]$	$[3.5, 15]$	$[1.5, 6.0]$
vs. BSS	$[1.0, 2.2]$	$[3.5, 12]$	$[2.5, 5.0]$

Аналогично предыдущей таблице, только для гало.

гало/антисимметричный диск. В первом случае минимальная величина χ^2 превысило лучшее значение в 2.5, а во втором – в 4 раза. Это подтверждает, что данные лучше всего описываются сочетанием симметричного (по отношению к b) диска и антисимметричного гало.

5.2.6. Заключение

Данные по фарадеевским мерам вращения внегалактических источников показывают когерентную картину – RM коррелированы по величине и знаку на самых больших угловых масштабах, свойства этой картины зависят от гал. координат. Это свидетельствует в пользу галактического происхождения этой когерентности и существования регулярного ГМП. Распределение RM относительно гал. плоскости во внутренней и внешней Галактике различается – оно симметрично снаружи и антисимметрично внутри (см. Рис. 5.8). Такую картину невозможно объяснить одной компонентой ГМП, необходимо, по крайней мере, две – дисковая и гало (Рис. 5.4). Показано, что комбинация симметричного дискового поля и антисимметричного гало с правильно подобранной амплитудой компонент может воспроизвести наблюдаемые данные.

Также можно сделать несколько замечаний

- i) Существует особенность в области антицентра, которая не может быть учтена в рамках использованных моделей (спадающие от центра поля, близкие к азимутальным). Эта особенность может вызываться пока неизвестной близкой структурой.
- ii) Результаты анализа свидетельствуют в пользу увеличенного вертикального масштаба распределения электронов, как было предложено в [280]. Не удалось воспроизвести данные, используя исходный вертикальный масштаб модели NE2001.

Процедура подгонки не может различить ОСМ и БСМ, так как основной вклад в RM (особенно для $|b| > 15^\circ$) дается близкими окрестностями Солнеч-

Table 5.3. Параметры опорных моделей

	ОСМ	БСМ
Диск:		
p	-5°	-6°
z_0	1.0 кпк	1.0 кпк
d	-0.6 кпк	-0.6 кпк
B_0	$2.0 \mu\text{G}$	$2.0 \mu\text{G}$
R_c	5.0 кпк	5.0 кпк
Гало (север):		
z_0^H	1.3 кпк	1.3 кпк
R_0^H	8 кпк	8 кпк
B_0^H	4 мкГс	4 мкГс
$z_{1(1)}^H$	0.25 кпк	0.25 кпк
$z_{1(2)}^H$	0.4 кпк	0.4 кпк
Гало (юг):		
z_0^H	1.3 кпк	1.3 кпк
R_0^H	8 кпк	8 кпк
B_0^H	2 мкГс	4 мкГс
$z_{1(1)}^H$	0.25 кпк	0.25 кпк
$z_{1(2)}^H$	0.4 кпк	0.4 кпк

ной системы ($<$ кпк), где обе модели ведут себя схожим образом. Углубленный анализ источников в области гал.плоскости может быть более чувствительным к отличиям между моделями.

Две опорных модели (ОСМ и БСМ) представлены в Таблице 5.3. Эти модели хорошо воспроизводят данные NVSS RM и значения параметров не отличаются заметно от результатов других исследований (не слишком маленький угол p , не слишком сильное поле гало, величина поля в окрестности Земли близка к $2 \mu\text{G}$). Эти модели могут быть использованы для, например, исследования распространения космических лучей в Галактике.

5.3. Распространение космических лучей сверхвысоких энергий в случайном галактическом магнитном поле.

Магнитные поля играют важнейшую роль в распространении КЛСВЭ (КЛ с энергией выше $E > 10^{18}$ эВ). Если внегалактические поля слабы (< 1 нГс) (см. следующий раздел и [32, 282]), то определяющим будет влияние ГМП. Если бы поле Галактики имело только регулярную компоненту, то было бы теоретически возможно восстановить истинное положение источников КЛ. Наличие турбулентной (случайной) компоненты делает эту задачу гораздо сложнее – непредсказуемые отклонения складываются в случайные смещения, которые размазывают изображение источника. Очевидно, что перспективы восстановить истинное положение зависят от параметров случайной компоненты ГМП (СГМП).

Случайное поле не только отклоняет КЛ, но также вносит вклад в разброс наблюдаемых величин RM внегалактических источников. Более того, это поле влияет на обе величины схожим образом: они пропорциональны интегралу по лучу зрения перпендикулярной компоненты поля (в случае отклонения) или произведения параллельного поля на плотность электронов (для разброса RM). Предполагая распределение электронов известным, становится возможным вывести ограничения на отклонения в случайных полях прямо из наблюдаемой дисперсии RM . В этом разделе отклонения КЛСВЭ оцениваются по данным RM каталога NVSS.

5.3.1. Данные

Был использован каталог NVSS с 37,543 значениями RM внегалактических источников. Каталог был очищен от выбросов – кружок радиусом 3° описывался вокруг каждого источника и для этой области подсчитывались среднее RM и его дисперсия. Если RM источника отличалась от среднего более, чем на два СКО, источник считался “выбросом”. Всего было удалено 1974

источника, а для дальнейшего анализа осталось 35,569.

Было использовано пространственное разбиение данных с применением пакета HEALPix ⁴ [283] в карту в гал. координатах разрешения $N_{\text{side}} = 8$ с упорядочиванием типа 'RING'. Полное количество ячеек составляет 768, площадь каждой – 53 кв. град. В каждой ячейке в среднем находится порядка ~ 50 RMs, с другой стороны, размер ячеек достаточно мал, чтобы можно было бы пренебречь изменением регулярного ГМП в ней.

5.3.2. Метод

Дисперсия из-за собственных RM

Наблюдаемая дисперсия RM $\langle RM^2 \rangle \equiv \sigma$ состоит из двух частей⁵: σ_{ISM} из-за МЗС и σ_{QSO} , вызванная другими факторами, в том числе и собственными RM в источниках. Член σ_{QSO} может быть оценен, если учесть, что он не зависит от направления, в то время как σ_{ISM} должна меняться с широтой как $1/\sin b$ из чисто геометрических соображений. Использованный метод был впервые разработан в [284], он был адаптирован для целей работы и все релевантные дисперсии были рассчитаны заново.

Величины σ_{QSO} были оценены следующим образом: в северном полушарии наблюдаемые функции $\sigma(b)$ в 36 равномерно распределённых направлениях $l = 0^\circ, 10^\circ, \dots, 350^\circ$ фитировались функцией $f(b) = (A^2/\sin^2 b + \sigma_{\text{QSO}}^2)^{1/2}$, A и σ_{QSO} рассматривались как свободные параметры. Ячейки с $b < 10^\circ$ исключались из фита. После этого вычислялись среднее и СКО для полученного распределения 36 величин σ_{QSO} .

Затем эта процедура проводилась для южного полушария. В обоих случаях получались сходные величины: $\sigma_{\text{QSO}} = (12 \pm 3)$ рад м⁻². В последующих вычислениях использовалась величина $\sigma_{\text{QSO}} = 12$ рад м⁻², которая в основном вызвана инструментальной ошибкой каталога $\sigma_{\text{NVSS}} = 10.4 \pm 0.4$ рад м⁻².

⁴ <http://healpix.jpl.nasa.gov>

⁵ Только в этом подразделе используется обозначение $\langle RM^2 \rangle \equiv \sigma$ для уменьшения громоздкости

Величина σ_{ISM} в каждой ячейке оценивалась тогда, как:

$$\sigma_{\text{ISM}} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{\text{QSO}}^2}, \quad \sigma > 12 \text{ рад м}^{-2}. \quad (5.13)$$

Обе величины σ и σ_{QSO} определены с ошибками. Ошибка σ_{QSO} – это $\delta\sigma_{\text{QSO}} = 3 \text{ рад м}^{-2}$. Ошибка σ зависит от количества n источников в ячейке $\delta\sigma = \sigma/\sqrt{2n}$. Таким образом ошибка $\delta\sigma_{\text{ISM}}$ в определении σ_{ISM} равна

$$\delta\sigma_{\text{ISM}} = \sqrt{\delta\sigma_{\text{QSO}}^2 + \delta\sigma^2}.$$

В тех ячейках, где величина σ_{ISM} полученная из уравнения (5.13) была меньше, чем $\delta\sigma_{\text{ISM}}$, ошибка задавалась как $\sigma_{\text{ISM}} = \delta\sigma_{\text{ISM}}$. В число этих ячеек вошли 29, где $\sigma < \sigma_{\text{QSO}}$.

В конце были выброшены ячейки с общим числом источников меньше 10 (всего 130 ячеек) расположенных в слепом пятне NVSS ($\delta < -40^\circ$) и его окрестностях.

RM и отклонения

Мера вращения RM выражается через свойства среды и магнитного поля. Это же магнитное поле отклоняет КЛСВЭ, поэтому оба процесса описываются похожими выражениями (в зависимости от направления \hat{r}):

$$RM(\hat{r}) = c_1 \int_0^D dz n_e B_{\parallel}, \quad (5.14)$$

$$\vartheta_i(\hat{r}) = c_2 \int_0^D dz \epsilon_{ij} B_j, \quad (5.15)$$

где n_e – концентрация электронов, B_{\parallel} и B_i , $i = (1, 2)$ – компоненты МП параллельная и перпендикулярные направлению \hat{l} , соответственно, D – расстояние до источника, c_1 , c_2 – нормализационные константы: $c_1 = 0.81 \text{ рад см}^3/(\text{м}^2 \text{ пк мкГс}) \approx 2.7 \times 10^{-23} \text{ рад/мкГс}$, $c_2 = Ze/(E \text{ мкГс})$, Z и E – заряд и энергия КЛСВЭ. В

дальнейших оценках принималось, что КЛСВЭ – это протоны ($Z = 1$) с энергией 40 ЭэВ, $c_2 = 7.5 \times 10^{-24}$ рад/(мкГс см). Также полезно выписать значение отношения:

$$\frac{c_2}{c_1} = 0.28 \text{ см}^{-1}. \quad (5.16)$$

Эти оценки могут быть легко перемасштабированы для любого заряда и энергии частиц КЛСВЭ.

Присутствие случайной компоненты вызывает появление дисперсии в наблюдаемых RM и углах отклонения КЛСВЭ. В обоих случаях средние значения равны нулю, но дисперсии от нуля отличны. Дисперсия в RM вызывается флуктуациями магнитного поля u и концентрации электронов, а дисперсия ϑ возникает только из-за влияния СГМП. Поэтому связь между двумя величинами может быть достаточно непрозрачной.

Флуктуации в дальнейшем будут обозначаться буквой δ , $n_e = \langle n_e \rangle + \delta n_e$ и $B_i = \langle B \rangle_i + \delta B_i$, $B_z \equiv B_{\parallel}$. Используя эти обозначения, можно записать связь между $\langle RM^2 \rangle$ и $\langle \vartheta^2 \rangle \equiv \sum \langle \vartheta_i \vartheta_i \rangle$.

В Приложении Б.7 показано, что для некоторых положительных коэффициентов α , β можно записать:

$$\langle RM^2 \rangle = c_1^2 \langle n \rangle^2 \langle \mathcal{I}^2(\delta B) \rangle + \alpha \langle \mathcal{I}^2(\delta B) \rangle + \beta, \quad (5.17)$$

$$\langle \vartheta^2 \rangle = c_2^2 \langle \mathcal{I}^2(\delta B) \rangle, \quad (5.18)$$

см. (5.14) and (5.15). Также была использована сокращённое обозначение $\mathcal{I}(\star) \equiv \int dz \star$. В уравнении (5.17), первый член вызывается только флуктуациями δB , второй зависит от δB и δn_e (второе слагаемой входит через коэффициент α), третий член зависит только от δn_e . Оба коэффициента α и β пропорциональны $\langle \delta n_e^2 \rangle$.

Возможны два сценария. Если свойства δn_e таковы, что α и β малы, то соответствующими членами можно пренебречь, магнитные флуктуации можно

вынести и в итоге получается:

$$\langle \vartheta^2 \rangle = \frac{c_2^2}{c_1^2 \langle n \rangle^2} \langle RM^2 \rangle. \quad (5.19)$$

В этом пределе меры вращения прямо связаны с величиной отклонений.

В противном случае, когда α и β пренебречь нельзя, возникают дополнительные, заведомо положительные вклады в $\langle RM^2 \rangle$. Теперь уравнение (5.19) остаётся справедливым как верхний предел.

Необходимо упомянуть о потенциальной проблеме этого подхода – если регулярные поля настолько сильны, что КЛСВЭ отклоняются на угол, значительно больший размера ячейки, то эффективно будут сравниваться две разных траектории (RM и КЛСВЭ) и, в общем случае, нельзя делать выводы о свойствах одной из знания свойств другой. Проверка с использованием модели развитой в разделе 5.2 показала, что приближение малости отклонений выполняется и, таким образом, подход обоснован.

Простая модель случайных блужданий

Дисперсия отклонений КЛСВЭ может быть оценена в рамках простой модели: случайное поле силы B_r разделено на одинаковые области размера l_{cell} ; в каждой области поле однородно и имеет какую-то случайную ориентацию. Электронная концентрация n_e считается постоянной. RM будет испытывать случайные блуждание при интегрированию по лучу зрения:

$$RM = k_1 RM_0 \sqrt{N}, \quad (5.20)$$

где k_1 – численный коэффициент, N – полное число областей по лучу зрения, RM_0 – средний вклад одной области (уравнение (5.14) с $\int dz \rightarrow l_{\text{cell}}$).

Отклонения описываются похожей формулой:

$$\vartheta = k_2 \vartheta_0 \sqrt{N}, \quad (5.21)$$

где k_2 – другой коэффициент, ϑ_0 – отклонение в области (уравнение (5.15) с $\int dz \rightarrow l_{\text{cell}}$).

Точные значения коэффициентов k_1, k_2 были подсчитаны численно. В начале было симулировано случайное блуждание для RM. Вклад вносит только продольная компонента пропорционально $\cos \phi_i$, где ϕ_i – угол между случайным направлением магнитного поля и направлениям луча зрения, k_1 записывается как:

$$k_1 = \frac{\left| \sum_{i=1}^N \cos \phi_i \right|}{\sqrt{N}}, \quad (5.22)$$

ϕ_i – случайная величина в диапазоне $[0, \pi]$. Количество шагов N было взято равным 100,000, всего было осуществлено 10,000 реализаций, которые в итоге дали

$$k_1 = 0.56.$$

Коэффициент k_2 получается похожим образом, только сейчас это двумерное случайное блуждание и необходимо учитывать ортогональные компоненты МП:

$$k_2 = \frac{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \sin \phi_i \cos \psi_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin \phi_i \sin \psi_i \right)^2}}{\sqrt{N}}, \quad (5.23)$$

ϕ_i – случайная величина ($[0, \pi]$), а величина ψ_i распределена в диапазоне $[0, 2\pi]$.

В итоге получается

$$k_2 = 0.63.$$

RM и отклонения при распространении по одному и тому же пути связаны следующим соотношением:

$$\vartheta \approx 0.31 \text{ см}^{-1} \frac{k_2 RM}{k_1 \langle n \rangle} \approx 0.35 \text{ см}^{-1} \frac{RM}{\langle n \rangle}. \quad (5.24)$$

Этот результат можно сравнить с более точным выражением (5.19) где для $E = 40$ ЭэВ и $Z = 1$ (протоны), коэффициент равняется $c_2/c_1 \approx 0.28 \text{ см}^{-1}$, см. уравнение (5.16). Видно, что оба выражения похожи и простая модель качественно очень хорошо описывает ситуацию.

Общий случай

Для определённости используется простая модель хорошо подтверждённая наблюдениями [285, 286], где флуктуации электронной плотности описываются колмогоровским спектром:

$$\begin{aligned} \langle RM^2 \rangle \simeq c_1^2 \langle n \rangle^2 \langle \mathcal{I}^2(\delta B) \rangle & \quad (5.25) \\ + c_1^2 \left[3.1 C_n^2 l_0^{2/3} \langle \mathcal{I}^2(\delta B) \rangle + 1.1 C_n^2 D l_0^{5/3} \langle B \rangle^2 \right], & \end{aligned}$$

где C_n^2 – амплитуда спектра, спектр обрезается снизу на $q_0 = 2\pi/l_0$, l_0 – максимальный масштаб турбулентности; D – длина отрезка пути, где существуют заметные возмущения электронной плотности. Подробно детали вычисления показаны в Приложении Б.7.

Как было сказано выше, возможны два сценария. Если в выражении доминирует дисперсия магнитного поля, то существует простое прямое соотношение $\langle RM^2 \rangle \propto \langle \mathcal{I}(\delta B)^2 \rangle$. Если же основным является член $\langle B \rangle^2$, то в этом случае измеренные вариации RM возникают из-за взаимодействия флуктуаций электронной концентрации и магнитного поля, которые невозможно разделить; вклад $\langle \delta B^2 \rangle$ в отклонения КЛСВЭ будет ниже, чем в выражении (5.19) и оно будет служить верхним пределом на отклонения.

Рассмотрим параметры, которые входят в уравнение (5.25). Во-первых, необходимо зафиксировать используемую длину пути D . Только области с значительными магнитным полем и концентрацией электронов дают вклад в эффект. Обе эти величины быстро падают с высотой h над гал. плоскостью: $\propto \text{sech}^2(h/d)$ [279] или $\propto \exp(-h/d)$ [280], вертикальные масштабы могут различаться. Для описания распределения электронов использовалась модель NE2001 [279] с увеличенным вертикальным масштабом ($n(h=0) \approx 0.014 \text{ см}^{-3}$, $d = 1.8 \text{ кпк}$, см. раздел 5.2). Таким образом все интегралы обрезаются на верхнем пределе $D = d/\sin(b)$. Так как все три члена в уравнении (5.25) в первом приближении пропорциональны D , их относительные величины слабо зависят от конкретного принятого значения. Также считается

что вертикальный масштаб турбулентной части ГМП не превышает ~ 2 кпк, т.е. что области МП и заметной концентрации электронов совпадают.

Среднее магнитное поле $\langle B \rangle$ в выражении (5.25) может быть вычислено из имеющихся моделей ГМП, например, из модели, которая была развита в разделе 5.2 [28]. Статистические характеристики δn известны недостаточно хорошо. Результатом анализа в работах [285, 286] стали величины $C_n^2 = 10^{-3} \text{ м}^{-20/3}$ и внешний масштаб $l_0 = 100$ пк (при больших b), они были использованы как опорные. С этими величинами при характерной величине среднего поля 1 мкГс и $b = 90^\circ$, третий член в уравнении (5.25) составляет 17 рад м^{-2} , что ненамного превышает наблюдаемую вариацию RM в большой части неба. Таким образом, можно утверждать, что третий член доминирует и поэтому уравнение (5.19) должно служить верхним пределом.

При уменьшении вертикального масштаба электронной плотности до 1.3 кпк, как предлагается в [287], отклонения меняются максимум на 20% в некоторых частях неба, что не является значимым в свете точности принятого приближения.

Турбулентность также может не описываться колмогоровской зависимостью на всех масштабах вплоть до $l_0 = 100$ пк, возможно, что спектр становится более плоским на больших масштабах. Есть указания на такое поведение спектра для *турбулентного магнитного поля* [288], но пока неясно, есть ли между двумя явлениями связь. Эффект изменения в спектре легко оценить: если взять спектральный индекс $\alpha = 3$ от 1 до 100 пк, то это подавит вклад третьего члена в уравнении (5.25) на множитель $100^{-1/3}$, что уменьшит его до 4 рад м^{-2} . В этом случае (5.19) служит гораздо более лучшей оценкой угла отклонения.

Необходимо также упомянуть и второй член в (5.25). Его зависимость от $\langle \delta B^2 \rangle$ совпадает с первым, так что, в принципе, они могут быть скомбинированы, что изменит (уменьшит) коэффициент в уравнении (5.19). Хотя это усилит ограничения на угол отклонения при данных наблюдаемых RM, это

также внесёт зависимость от плохо изученных свойств флуктуаций электронной плотности. При использовании опорных значений [285, 286] получается $1.76C_n l_0^{1/3} \sim 0.080 \text{ см}^{-3}$, что выше среднего модели NE2001, $\langle n \rangle \approx 0.012 \text{ см}^{-3}$. При использовании модифицированного спектрального индекса $\alpha = 3$ от 1 до 100 пк подавляет и этот вклад до 0.017 см^{-3} , делая его сравнимым с средним значением NE2001. При существующем уровне неопределенности в параметрах флуктуаций плотности электронов, второй и третий члены в уравнении (5.25) могут быть велики, но их величину пока невозможно надёжно определить. Из-за этого ограничения будут основываться на выражении (5.19), которое рассматривается как верхний предел на отклонения $\langle \vartheta^2 \rangle$.

5.3.3. Результаты и заключение

Отклонения КЛСВЭ в случайном магнитном поле могут быть связаны с экспериментально наблюдаемыми смещениями истинных положений источников $\langle \Theta^2 \rangle$ (это две различные, хотя и родственные величины) [289]:

$$\langle \Theta^2 \rangle = \langle \vartheta^2 \rangle / 3. \quad (5.26)$$

На Рис. 5.12 показана карта смещений $\sqrt{\langle \Theta^2 \rangle}$ для КЛСВЭ-протонов энергии $E = 4 \times 10^{19}$ эВ из-за действия случайной компоненты ГМП. Смещения подсчитывались с использованием уравнения (5.19), где было использовано отношение $c_2/c_1 = 0.28 \text{ см}^{-1}$. Эта карта показывает верхние пределы на смещения, которые могут стать оценкой, если будет доказано, что вклад флуктуаций электронной плотности мал. Смещения $\sqrt{\langle \Theta^2 \rangle}$ ограничены величинами в 1-2 градус для большинства направлений, лишь вблизи гал. плоскости они вырастают до $\sim 5^\circ$. Эта карта и является главным результатом раздела.

Из Рис. 5.12 видно, что ограничения на смещения не зависят систематически от гал. долготы, даже направление на гал. центр ничем не выделяется. Напротив, существует выраженная регулярная зависимость от гал. широты b . Эта зависимость хорошо описывается феноменологической функцией

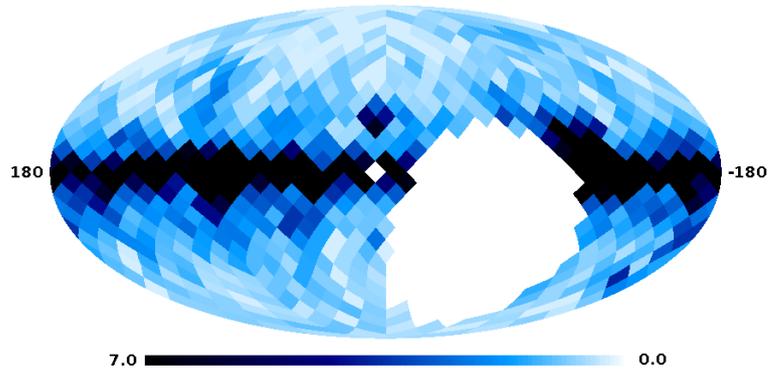


Рис. 5.12 Карта смещений $\sqrt{\langle\Theta^2\rangle}$ источников протонов энергии $E = 4 \times 10^{19}$ эВ из-за влияния случайного ГМП (уравнение (5.19)). Карта построены в галактических координатах, смещения указаны в градусах. Эта карта представляет верхние пределы и может служить оценкой смещений, если вклад флуктуаций электронной плотности окажется мал, как объясняется в тексте

$A/(\sin^2(b) + B)$ с параметрами $A = 0.5$, $B = 0.13$, хотя флуктуации велики. Для целей описания верхнего предела ограничения Рис. 5.12 практически везде могут быть мажорированы простой аналитической функцией

$$\sqrt{\langle\Theta^2\rangle} < \frac{1^\circ}{\sin^2(b) + 0.15}. \quad (5.27)$$

Необходимо упомянуть о возможных путях обхода выведенных ограничений – хотя эти ограничения, представленные на Рис. 5.12, являются консервативными в том смысле, что все неопределённости трактовались таким образом, чтобы они увеличивали отклонения (и ослабляли ограничения), они приложимы лишь к области ± 2 кпк вокруг гал. диска, где плотность электронов велика и сравнительно хорошо ограничена наблюдениями. Нельзя исключить возможность того, что могут существовать протяженные области с сильным магнитным полем, но с небольшой плотностью электронов (см., например, [290]). Тогда вклад таких областей в РМ будет мал, в отличие от вклада в отклонения, который будет больше, чем показано в выражении (5.19).

В заключение можно кратко сформулировать три вывода раздела: 1) отклонения КЛСВЭ не обладают сильной зависимостью от гал. долготы, центр

не отличается от антицентра; 2) отклонения сильно зависят от гал. широты, выше приведена простая аналитическая функция (5.27), которая описывает эту зависимость и может быть использована для целей исследования анизотропии направлений прихода КЛСВЭ; 3) Для источников протонов энергии $E \gtrsim 40$ ЭэВ смещения не превосходят 5° ; чаще всего они меньше, особенно вдали от гал. плоскости

5.4. Внегалактические магнитные поля: ограничения из NVSS

Важность исследования внегалактических магнитных полей обсуждалась выше в разделе 5.1. Открытие (или даже ограничение на их силу) будет иметь большое значение для широкого круга задач фундаментальной физики и астрофизики – теории инфляции, фазовых переходов в ранней Вселенной, распространения космических лучей и др. Основным методом исследования на самых больших масштабах является анализ фарадеевских мер вращения далёких источников⁶.

Свидетельством присутствия МП на самых крупных масштабах может служить эволюция RM с красным смещением z для ансамбля внегалактических источников. В работе [292] были представлены признаки такой эволюции, полученные из данных каталога [293]: меры вращения росли с увеличением z ; характер роста был совместен с влиянием поля силой $\sim \text{нГс}$ в филаментах крупномасштабной структуры.

5.4.1. Данные и методы

Данные. Было использовано 4002 источника NVSS с известными красными смещениями из каталога [293]. Также были наложены следующие ограни-

⁶ Существуют и косвенные методы, основанные на особенностях развития каскада от частиц высоких энергий при распространении во Вселенной [106, 291]

чения: чтобы уменьшить влияние ГМП, были отброшены источники $|b| < 20^\circ$ и источники с $|RM| > 300$ рад m^{-2} , из-за того, что при наблюдении всего на двух частотах может возникать ошибка в определении таких больших RM (см. выше). В итоге в списке осталось 3647 источников.

Учёт ГМП Каждая полученная RM есть сумма нескольких членов: RM_{gal} , вызванного влиянием регулярного ГМП, члена, возникающего из-за СГМП, собственной RM источника, инструментальных ошибок, вклада от внегалактических полей. Только первый член, RM_{gal} , может, в принципе, быть оценен и вычтен для индивидуального источника:

$$RRM = RM - RM_{gal}.$$

где вводится понятие остаточной меры вращения (RRM). Очевидно, что любая эволюция с красным смещением будет более выражена для RRM , чем для RM . Вклад RM_{gal} может быть оценен с использованием самих наблюдаемых RM . Для начала полный каталог был очищен от выбросов (см. раздел 5.3) – было удалено 1974 источника, осталось 35 569. Затем для каждого источника с известным z (из 3647) были усреднены RM из вычищенного каталога внутри кружка радиусом 3° (обычно около 30 величин). Полученное среднее – это оценка RM_{gal} для этого источника. В этом же самом кружке также вычисляется СКО RM σ_{RM} , которое измеряет дисперсию, вызванную СГМП и другими факторами.

Светимость источников. Использовались спектральные индексы из [294]: в начале были отождествлены источники из [293], а затем им были приписаны соответствующие α . Это оказалось возможным сделать для 3051 источника из 3647.

Далее можно вычислить светимость, используя выражение:

$$L_{1.4 \text{ ГГц}} = \frac{4\pi D_L^2 S_{1.4\text{GHz}}}{(1+z)^{\alpha+1}}, \quad (5.28)$$

где D_L – фотометрическое расстояние, $S_{1.4\text{ГГц}}$ – плотность потока на 1.4 ГГц [295]. При вычислении D_L использовались следующие значения релевантных космологических параметров: $\Omega_m = 0.73$, $\Omega_\Lambda = 0.27$, and $H = 71 \text{ км}/(\text{с Мпк})$.

5.4.2. Результаты

Все оставшиеся источники были распределены по ячейкам (красного смещения или гал. широты). Вычисляются средние $\langle \text{RRM} \rangle \equiv \sum_{\text{bin}} \text{RRM}/N$, где N – число источников в ячейке, т.е. средние RRM в ячейке. Аналогично, $\langle \sigma_{\text{RM}} \rangle \equiv \sum_{\text{bin}} \sigma_{\text{RM}}/N$. Для анализа были выбраны средние (а не, для примера, дисперсии), так как в [296] было показано, что они являются более чувствительными к наличию внегалактического МП.

Величины $\langle \sigma_{\text{RM}} \rangle$ использовались для оценки общего вклада СГМП, собственных RM источников, инструментальных ошибок и эффектов от внегалактических полей на RRM анализируемых источников.

Ошибки в ячейках везде определяются как $\sigma(|\text{RRM}|)_{\text{bin}}/\sqrt{N}$ (для σ_{RM} : $\sigma(\sigma_{\text{RM}})_{\text{bin}}/\sqrt{N}$), где $\sigma(X)$ – СКО X , N – число источников в ячейке. Во всех рисунках в этом разделе, где присутствуют меры вращения, они выражаются в единицах рад м². На Рис. 5.13 показано (зелёными ромбиками), что наблюдается видимая эволюция $\langle |\text{RRM}| \rangle$; эти результаты находятся в хорошем согласии с результатами [292].

Это согласие, однако, полностью исчезает после того как массив источников разбивается на две группы в зависимости от их светимости. Если установить границу на светимости $L_0 = 10^{27.8} \text{ Вт Гц}^{-1}$, то в группе низкой светимости (HC – low power, lp) будет 2593 источника, а в группе высокой светимости (BC – high power, hp) – 457. При таком выборе границы разбиения, источников во второй группе достаточно, чтобы иметь 6 ячеек на больших z . Было про-

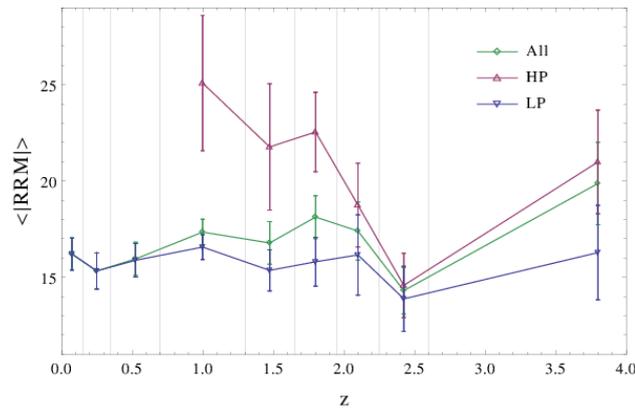


Рис. 5.13 Зависимость от красного смещения величины $\langle |RRM| \rangle$ для всего массива, и отдельно для *НС* (lp, low power) и *ВС* (hp, high power) массивов. Все величины выражаются в рад m^{-2} .

тестировано несколько других комбинаций разбиения и величины граничной светимости, но была выбрана такая, которая позволяет иметь достаточно большие выборки в каждой ячейке по красному смещению и гал. широте, вместе с тем обладая достаточным разрешением для проверки различных трендов с z и b . Ограниченное число источников не позволяет дальнейшее разбиение массива *ВС* источников на меньшие подгруппы, например, источников с разными физическими свойствами.

Процедура разбиения проводилась следующим образом:

- Определяющим была группа *ВС*. Начиная с максимального z , границы ячеек определялись таким образом, чтобы в каждой ячейке было около 80 *ВС* источников. Всего получилось 6 ячеек с нижней границей $z = 0.7$.
- При $z < 0.7$ существует всего 5 *ВС* источников, поэтому на низких z разбиение проводилось, следуя группе *НС*. Всего эта область была разбита на три ячейки с примерно равным количеством источников в каждой.

Получающиеся средние значения красного смещения ячеек z_m и количество *НС* - *ВС* - источников в каждой ячейке показаны в Табл. 5.4.

z_m	0.075	0.25	0.525	1.0	1.475	1.8	2.1	2.425	3.8
<i>HC</i>	418	418	501	677	291	137	76	50	25
<i>BC</i>	0	0	5	68	83	72	70	79	80

Таблица 5.4

Число источников *HC* и *BC* групп в ячейке с средним красным смещением z_m . Общее число источников составляет 3050, а не 3051, так как один источник расположен на $z > 5$ и не попадает в разбиение.

Результаты разбиения показаны на Рис. 5.13, треугольники вверх (вниз) показывают $\langle |RRM| \rangle$ в *HC* (*BC*) группах. Существует систематическая разница между $\langle |RRM| \rangle$ в обеих группах; эта разница невелика (5 рад м⁻²), но присутствует в большинстве ячеек. В то же самое время отдельно ни *HC*, ни *BC* источники не демонстрируют статистически значимую эволюцию $\langle |RRM| \rangle$ с z .

Самой очевидной интерпретацией является следующая: (i) никакой значимой эволюции с z не наблюдается; (ii) бóльшие значения $\langle |RRM| \rangle$ коррелированы с более высокой светимостью.

Отсутствие особенностей для *HC* источников на различных z также вступает в некоторое противоречие с моделью [297]. В этой работе утверждалось, что эволюция галактик приведёт к образованию протяжённых сильно замагниченных гало, которые вызовут появление собственных RM, достигающих величин 1000 рад м⁻² на $2 < z < 4$; если б такие галактики составляли значительное число выборки, то $\langle |RRM| \rangle$ увеличивалось бы вплоть до 300 рад м² на этих смещениях, чего в анализе не наблюдается.

Чтобы проверить обоснованность заключений, было проведено несколько тестов. На Рис. 5.14 показаны $\langle |RRM| \rangle$ и $\langle \sigma_{RM} \rangle$ для *HC* и *BC* массивов. Практически нет разницы в $\langle \sigma_{RM} \rangle$ в обоих массивах, чего и следовало ожидать, так как $\langle \sigma_{RM} \rangle$ вычисляется из полного каталога NVSS RM. Во-вторых, $\langle \sigma_{RM} \rangle$ не показывают никакого очевидного тренда с z . В-третьих, для группы *HC* вели-

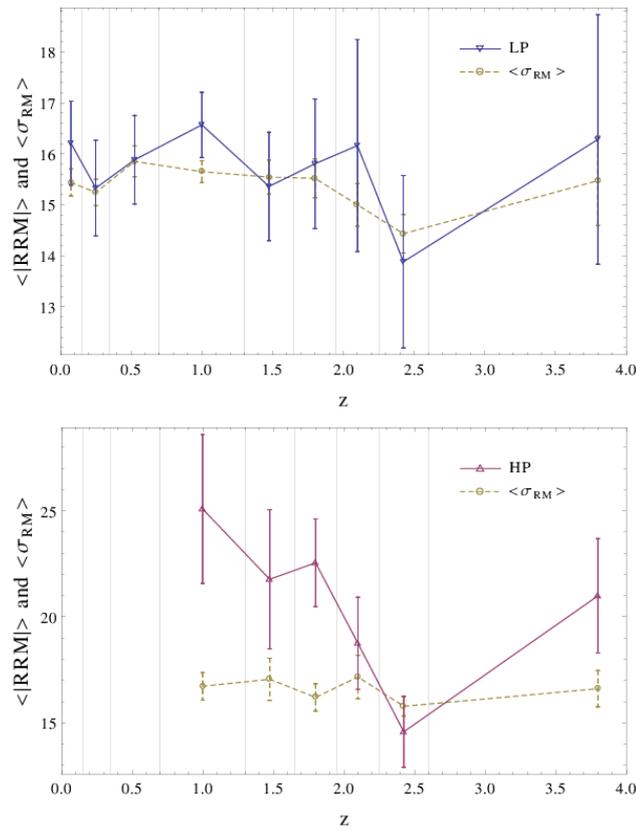


Рис. 5.14 Зависимость $\langle |RRM| \rangle$ и $\langle \sigma_{RM} \rangle$ от z для источников *HC* (верхний рисунок) и *BC* (нижний рисунок) групп. Все величины выражаются в рад m^{-2} . Величины $\langle |RRM| \rangle$ полностью совместны с $\langle \sigma_{RM} \rangle$, но для *BC* $\langle |RRM| \rangle$ значительно превышает $\langle \sigma_{RM} \rangle$.

На Рис. 5.15 показаны результаты при разбиении по гал. широте b вместо z . Величина $\langle \sigma_{RM} \rangle$ демонстрирует сильную зависимость от широты, которая может быть представлена как сумма зависящего от b члена и постоянной величины 13 рад m^{-2} (см. предыдущий раздел и [298]). Величины $\langle |RRM| \rangle$ *HC* источников совместны с $\langle \sigma_{RM} \rangle$, но у источников высокой светимости существует систематическая разница между $\langle |RRM| \rangle$ и $\langle \sigma_{RM} \rangle$ величиной около 5 рад m^{-2} .

Рис. 5.15 также показывает, что величины ошибок были оценены в целом правильно. Если бы ошибки были недооценены, то данные бы были разбросаны вокруг кривой на гораздо большем расстоянии, чем следовало бы из величины ошибок; обратное было бы справедливо, если бы ошибки были бы переоценены.

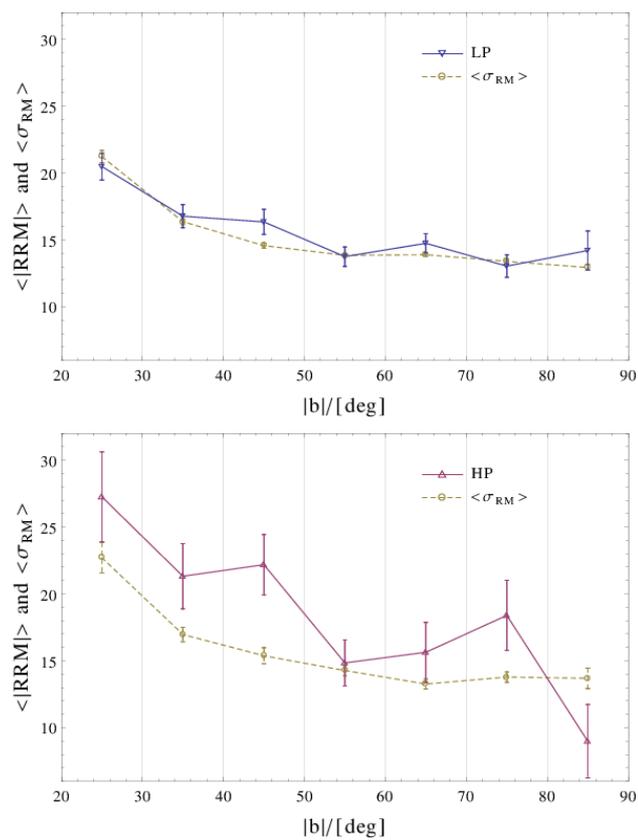


Рис. 5.15 b -зависимость $\langle |RRM| \rangle$ and $\langle \sigma_{RM} \rangle$ в HC (верхний рис.) and BC (нижний рис.) группах.

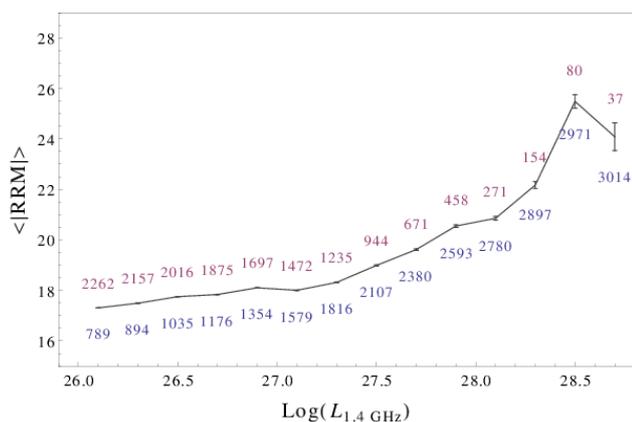


Рис. 5.16 Общее среднее $|RRM|$ для BC источников в зависимости от порога светимости L_0 . Величины над и под кривой есть число событий в BC и HC группах для выбранного значения L_0 , соответственно.

Отсутствие значимой наблюдаемой эволюции в HC группе показывает, что наблюдаемые остаточные RM возникают близко к нам, скорее всего в случайном ГМП. Свой вклад вносят и ошибки измерений, которые, в отличие от вклада СГМП, не зависят от b .

Наблюдаемое поведение источников BC группы может отличаться из-за их специфического распределения в Галактике, т.е. сконцентрированность к гал.плоскости могла бы привести к возникновению избытка. Однако, разбиение по широтным ячейкам показывает, что наблюдаемый избыток не может возникать из-за этого и положительная корреляция между $|RRM|$ и радиосветимостью действительно существует, скорее всего возникая в области вблизи источника.

Была проведена проверка влияния на эффект величины порога светимости L_0 . На Рис. 5.16 показаны средние значения $|RRM|$ для полной BC выборки как функция L_0 . Очевиден тренд на увеличение $|RRM|$ с ростом L_0 – если бы анализ не был бы ограничен статистикой числа источников, то полученные выше результаты были бы ещё более значимыми.

На Рис. 5.17 показана сумма разностей между $\langle |RRM| \rangle$ и $\langle \sigma_{RM} \rangle$ для HC и BC групп в каждой широтной ячейке. Вычисление было также проведено для

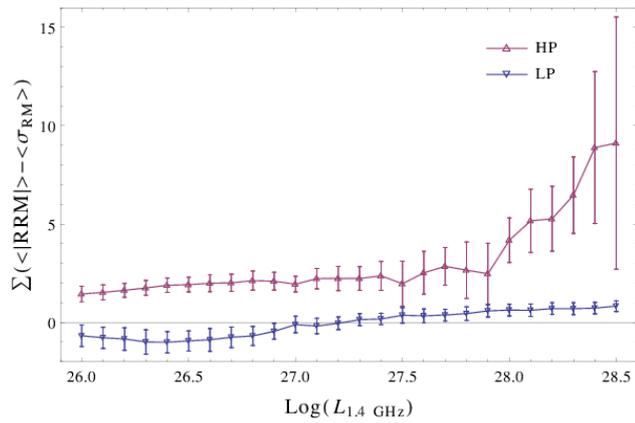


Рис. 5.17 Сумма разностей $\langle |RRM| \rangle - \langle \sigma_{RM} \rangle$ для *НС* и *ВС* групп в каждой широтной ячейке в зависимости от выбранного порогового значения L_0

различных значений L_0 . Вне зависимости от выбора порогового значения, в *НС* группе величина $\langle |RRM| \rangle$ сравнима $\langle \sigma_{RM} \rangle$, в отличие от группы источников *ВС*. Это подтверждает заключение, следующее из анализа Рис. 5.15, которое было получено для одного выбранного порогового значения.

Положительная корреляция между *RRM* и светимостью может возникать из-за влияния небольшого количества источников, например, из-за маленькой популяции источников с отличающимися собственными характеристиками. Для проверки этой гипотезы из *ВС* массива были удалены источники с большими $|RRM|$. Эффект остаётся, но из-за увеличения величины ошибок уже невозможно сказать, может ли $\langle \sigma_{RM} \rangle$ объяснить всю величину $\langle |RRM| \rangle$ в этом случае. Также не удалось обнаружить различные популяции источников, используя спектральный индекс как дискриминатор – никакой корреляции α с *RRM* не было обнаружено. В работах [299, 300] было предложено, что эффект может быть вызван не влиянием филаментов, а меньшими системами, например, галактиками с линиями $Mg II$ – излучение от источников на больших z встречает больше таких систем и поэтому наблюдаемые *RM* растут. Очевидно, что и в этом сценарии нелегко объяснить отсутствие эволюции для *НС* группы.

5.4.3. Ограничение на силу космологических полей

Если бы существовали космологические магнитные поля значительной силы, то собственные RM источников бы увеличивались с ростом z . Отсутствие эволюции у HC источников позволяет поставить ограничения сверху на их силу. В настоящий момент самые сильные ограничения получены из наблюдений реликтового излучения спутником “Планк” [301]: $\hat{B} \lesssim 3$ нГс для длины когерентности $l_c = 1$ Мпк. Для специального случая масштабно-инвариантного спектра получаются гораздо более сильные ограничения: 0.7 нГс (если учитывать влияние таких полей на ионизационную историю Вселенной). Эти ограничения применимы только для первичных магнитных полей, вернее для полей, которые уже существовали на $z \sim 1000$, космологические же поля могли генерироваться и на гораздо более поздних стадиях различными астрофизическими механизмами (см., например, [302, 303]). Существующий анализ данных по мерам вращения далёких источников даёт более слабые ограничения: поля с длиной когерентности около Мпк должны быть слабее $\lesssim 6$ нГс [296]

Численные симуляции. Для того, чтобы построить модель RRMx – RM, которые вызваны влиянием внегалактических полей, необходимо определить их свойства, а также свойства электронной плотности n_e . Последняя может быть получена из наблюдений лаймановских- α ($Ly\alpha$) линий поглощения нейтрального водорода [296, 304]. Для целей анализа удобно использовать аналитическое приближение [305], в котором *избыток* электронной плотности δ_e описывается логнормальным распределением с параметрами:

$$\sigma_e(z) = 0.08 + \frac{5.37}{(1+z)} - \frac{4.21}{(1+z)^2} + \frac{1.44}{(1+z)^3},$$

и $\mu_e(z) = -\sigma_e^2(z)/2$:

$$P(\delta_e) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_e(1+\delta_e)} \exp \left\{ -\frac{[\ln(1+\delta_e) - \mu_e(z)]^2}{2\sigma_e^2} \right\}. \quad (5.29)$$

Это распределение достаточно хорошо описывает флуктуации на масштабе, сравнимом с джинсовским $\lambda_J(z) \simeq 2.3(1+z)^{-3/2}$ Мпк [305] ($H_0 = 71$ км/с/ Мпк – современное значение постоянной Хаббла, $\Omega_M = 0.27$ – доля материи в полной плотности энергии Вселенной). Тогда концентрация электронов записывается как: $n_e(z) = n_e(0)(1 + \delta_e)(1 + z)^3$, $n_e(0) = 1.8 \times 10^{-7}$ см $^{-3}$.

МП характеризуются двумя параметрами – силой \hat{B} и длиной когерентности l_c . В численной симуляции проверялись две характерных длины: джинсовская λ_J и хаббловский масштаб $1/H_0$. Так как проводимость плазмы очень высока, а диффузия МП неэффективна на масштабах, заметно превышающих а.е., поле можно считать замороженным в плазму [103]; для сгущений сферической формы оно будет зависеть от плотности как $B(z) = \hat{B} [n_e(z)/n_e(0)]^{2/37}$.

В ходе симуляций генерировалось большое количество траекторий до заданного красного смещения с шагом в λ_J , на каждом шаге записывалось значение RRMx. Электронная плотность генерировалась также на каждом шаге из распределения (5.29); для того, чтобы учесть то, что ориентация МП случайна, она выбиралась случайным образом из однородного распределения $[-1, 1]$ каждый раз, как траектория проходила целое число корреляционных длин⁸.

Для начала, путём усреднения 10^5 траекторий до красного смещения $z = 5$, была получена ожидаемая теоретическая кривая эволюции $|\text{RRMx}|$, вызванной влиянием внегалактического МП. Результат показан на Рис. 5.18 для опорной величины МП $\hat{B} = 1$ нГс: очевидно быстрое увеличение $|\text{RRMx}|$ с z . Более того, ясно виден чёткий переход примерно между $z = 0.5$ и $z = 1$: для $l_c = 1/H_0$ рост RM значительно замедлен на больших красных смещениях, а для $l_c = \lambda_J$ рост практически прекращается. Этот переход также виден

⁷ Все результаты для монохроматического (с единственной длиной когерентности) МП также применимы для МП, описываемого гладким спектром, так как обычно основной вклад вносит какой-то выделенный масштаб. Даже в случае почти плоского спектра результат просто перемасштабируется, если известны спектральные параметры

⁸ Полученное таким образом поле не является бездивергентным, но так как учёт этого эффекта лишь незначительно увеличивает эффективную корреляционную длину, то им можно пренебречь

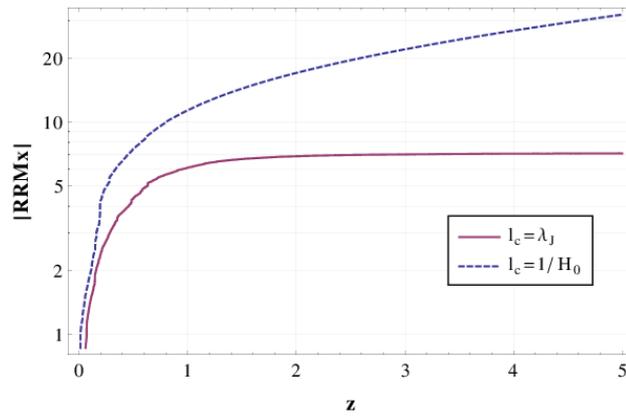


Рис. 5.18 Теоретическая эволюция $|\text{RRMx}|$ с z для $l_c = \lambda_J$ (красная сплошная), $l_c = 1/H_0$ (синяя штрихованная), которая была получена из усреднения 10^5 траекторий.

в разных формах распределений $|\text{RRMx}|$ на разных z , он совпадает с более ранними результатами [296, 304].

В этой симуляции можно генерировать только вклады от внегалактического поля. В то же время, при сравнении с данными наблюдений необходимо учесть и другие эффекты – СГМП, ошибки измерений, собственные РМ. Основной вклад вносят два первых эффекта, которые не зависят от z . Таким образом можно использовать данные на малых z , чтобы оценить их амплитуду. Затем можно сравнить комбинацию влияния этих эффектов и воздействия внегалактических полей, которое было оценено выше, с данными на больших z .

Весь диапазон красных смещений разбивается на три интервала: первый интервал совпадает с ячейками 1 и 2 Таблицы 5.4, $z = [0, 0.35]$, верхний интервал $z \geq 1.3$ (ячейки 5-9), и переходный — который не использовался — соответствует ячейкам 3 и 4, или $z = [0.35, 1.3]$. Три интервала содержат 836, 1178, 579 источников, соответственно. Уменьшение размера промежуточного интервала не усиливает ограничения, несмотря на большое количество источников внутри него, так как увеличение числа источников уравнивается гораздо меньшим вкладом от внегалактических полей, сравнительно с други-

ми компонентами RRM.

Необходимое *симулированное* распределение $|\text{RRM}|$ на больших z строится следующим образом: во-первых, одно RRM выбирается случайным образом из “локального” набора (первый интервал по z): это служит оценкой независимого от z вклада, который невозможно симулировать; это возможно, потому что в первом интервале $|\text{RRM}_x| \ll |\text{RRM}|$. Для того чтобы получить полную величину $|\text{RRM}|$, генерируется второй набор значений RRM_x путём симуляции 100 траекторий для каждого источника в третьем интервале, т.е. RRM_x каждого источника в этом интервале симулируется 100 раз вплоть до его красного смещения, что в итоге даёт 57,900 RRM_x. Эти RRM_x генерируются для опорной силы поля $\hat{B} = 1$ нГц и затем могут быть линейно перемасштабированы для любой другой величины \hat{B} . Две случайно выбранные величины из двух наборов затем некогерентно складываются (каждая с случайным знаком) 10^5 раз для того, чтобы произвести окончательное теоретическое распределение $|\text{RRM}|$ как функции силы МП и его корреляционной длины; это распределение теперь можно сравнивать с данными наблюдений.

Распределения сравниваются с применением критерия согласия Колмогорова-Смирнова, что позволяет использовать всю информацию, которая содержится в распределениях в отличие от сравнения только первых моментов. На Рис. 5.19 показано сравнение плотностей вероятности и функций двух сравниваемых распределений: данных и симулированных $|\text{RRM}|$ с $\hat{B} = 3$ нГц и $l_c = \lambda_J$, видно, что такое поле противоречит наблюдениям, так как два распределения статистически несовместны.

На Рис. 5.20 показаны p -значения для критерия КС как функция \hat{B} для случаев $l_c = \lambda_J$ и $l_c = 1/H_0$. Для поля с $l_c = \lambda_J$ p -значениям 1σ , 2σ , и 3σ соответствуют поля $\hat{B} = 0.65$ нГц, $\hat{B} = 1.2$ нГц, и $\hat{B} = 1.7$ нГц. Для поля с хаббловской длиной когерентности получаются более сильные ограничения: 2σ на $\hat{B} = 0.5$ нГц.

На Рис. 5.21 анализ обобщён на произвольные масштабы длины коге-

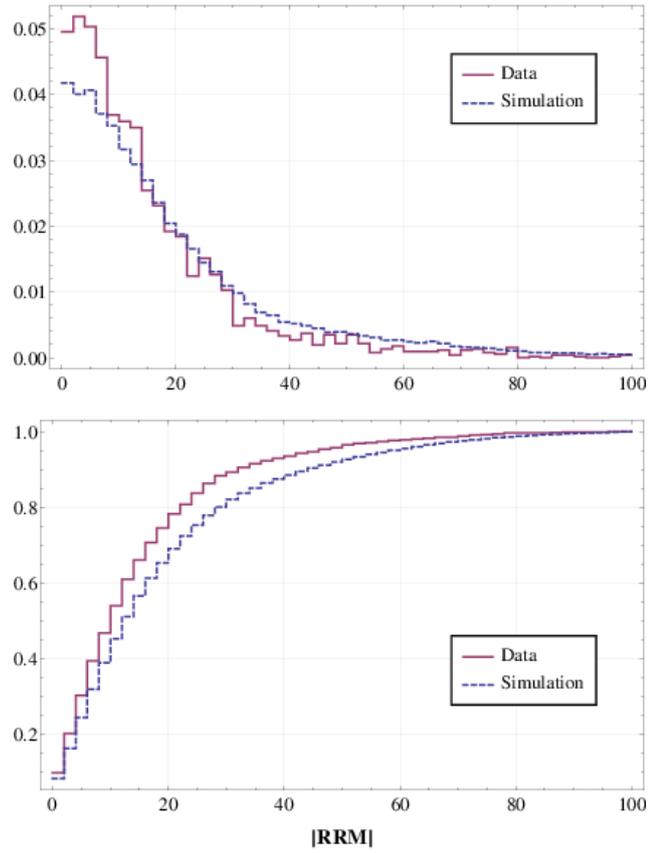


Рис. 5.19 Плотность вероятности и функция распределения $|\text{RRM}|$ для данных (синяя штрихованная) и симулированных $|\text{RRM}|$ с $\hat{B} = 3$ нГс и $l_c = \lambda_J$ (красная сплошная).

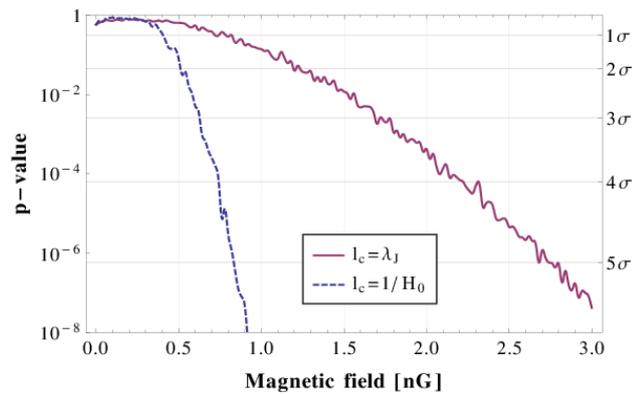


Рис. 5.20 p -значения из КС теста как функции \hat{B} для $l_c = \lambda_J$ (красная сплошная) и $l_c = 1/H_0$ (синяя штрихованная).

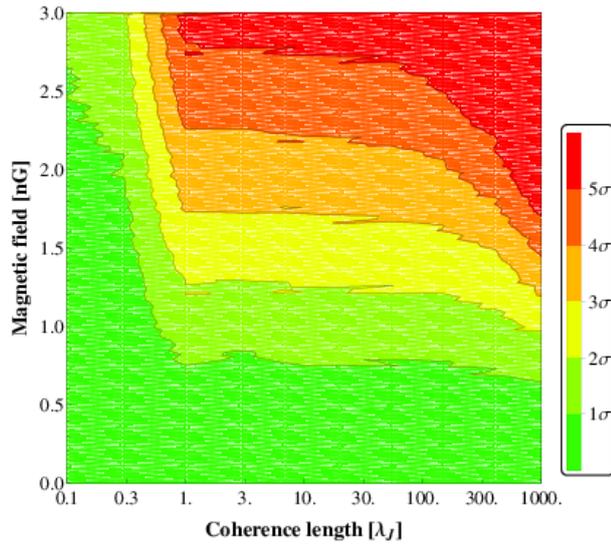


Рис. 5.21 Доверительные области, полученные для p -значений критерия КС как функции \hat{B} (ось y) и l_c (ось x).

рентности; показаны доверительные области, полученные с использованием p -значений критерия КС как функции \hat{B} (ось y) и l_c (ось x). Пределы могут быть автоматически пересчитаны для $l_c < \lambda_J$, так как в флуктуации n_e основной вклад вносит масштаб λ_J : ограничения на силу поля становятся примерно в $(\lambda_J/l_c)^{1/2} > 1$ раз слабее (допустимое поле в $(\lambda_J/l_c)^{1/2} > 1$ раз сильнее).

5.4.4. Распространение КЛСВЭ во внегалактических магнитных полях. Анизотропия КЛСВЭ.

Внегалактические поля даже столь малой амплитуды из-за космологических масштабов длин распространения (сотни Мпк) могут оказывать заметное влияние на распространения КЛ даже на самых высоких энергиях около 10^{20} эВ. В предыдущем разделе были рассмотрены отклонения в СГМП и показано, что они для большинства направлений ограничены сверху не слишком большим значением в несколько градусов. Внегалактические МП также являются стохастическими, отклонения в них являются полностью деструктивными, затрудняя идентификацию источников. Из ограничений на силу маг-

нитных полей, которые были получены выше, можно легко получить оценку верхних пределов на отклонения КЛСВЭ. Были повторены симуляции, с помощью которых вычислялись RRMx (см. предыдущий подраздел), только теперь на каждом шаге вместо инкремента RM вычислялось приращение отклонения, которое записывалось. В итоге медианное отклонение протона даже самой высокой энергии, 10^{20} эВ составило 9° при распространении с расстояния 200 Мпк. Учёт неоднородного распределения магнитного поля, которое тоже следует распределению $L\alpha$ для n_e , приводит к небольшому увеличению ожидаемых отклонений по сравнению с простой моделью однородного случайного поля в ячейках размером Мпк ($5 - 6^\circ$).

При распространении КЛСВЭ в МП с радиуса Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК) [306, 307] 100-150 Мпк можно, таким образом, ожидать отклонений около 5° . Такая амплитуда отклонений может значительно затруднить идентификацию источников, даже если их космологическая плотность невелика и они встречаются редко. Более того, если источники КЛСВЭ имеют вспышечную природу [308], то их индивидуальная идентификация невозможна в принципе. С другой стороны, источники КЛСВЭ в подавляющем большинстве моделей следуют крупномасштабному распределению масс. Неважно, что служит источником – активные ядра галактик, новорожденные магнитары, гамма-всплески или даже распад сверхтяжёлых частиц ТМ – все эти классы источников распределены в локальной Вселенной схожим образом. На масштабах ГЗК-объёма Вселенная ещё в большой степени неоднородна, так что следует ожидать значительной анизотропии направлений приходов космических лучей. Углы отклонения в случайных полях тогда дадут масштаб “размазывания” ожидаемого сигнала, а модель ГМП может быть использована для восстановления истинных (центральных) положений источников зафиксированных КЛСВЭ. В работе [309] было исследовано распределение направлений прихода КЛ с энергиями выше 57 ЭэВ в данных наблюдений эксперимента

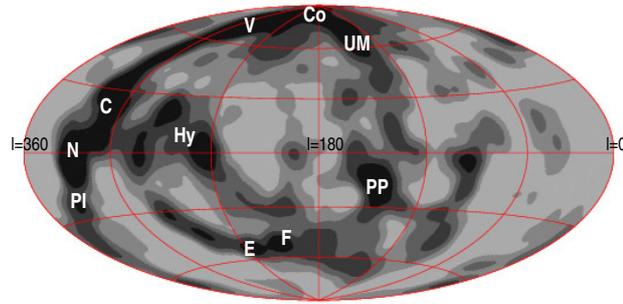


Рис. 5.22 Карта ожидаемого потока на $E > 57$ ЭэВ (гал. координаты) из [309]. Угол размазывания – 6° . Буквами показаны ближайшие структуры: С: сверхскопление Центавра (60 Мпк); Со: скопление Волос Вероники (90 Мпк); Е: скопление Эридана (30 Мпк); F: скопление Печи (20 Мпк); Ну: сверхскопление Гидры (50 Мпк); N: скопление Наугольника (65 Мпк); PI: сверхскопление Павлина-Индейца (70 Мпк); PP: сверхскопление Персея-Рыбы (70 Мпк); UM: скопление Большой Медведицы (20 Мпк); V: скопления Девы (20 Мпк).

Telescope Array за 40 месяцев наблюдений (25 событий)⁹. Основным методом поиска крупномасштабной анизотропии был поиск корреляций с крупномасштабной структурой – используя каталог ближайших (< 250 Мпк) галактик, вычислялся ожидаемый поток космических лучей с применением некоторого значения угла размазывания (см. Рис. 5.22).

Для КЛ самых высоких энергий практически весь поток приходит из этого объёма ($> 99\%$), поэтому вклад изотропной компоненты пренебрежимо мал. После этого путём симуляций проводилось сравнение распределений событий из данных и из теоретически ожидаемого потока [310]. Распределение самых энергичных событий оказалось совместно с теоретическими ожиданиями сигнала от источников, распределённых в крупномасштабной структуре¹⁰.

⁹ Также исследовалась анизотропия КЛСВЭ с меньшими пороговыми энергиями 10 и 40 ЭэВ. Количество событий на более низких энергиях быстро растёт, но растёт также и горизонт распространения, который для 10 ЭэВ превышает Гпк, из-за этого резко падает контраст карты, вызванный вкладом близким источникам

¹⁰ То же самое можно сказать и о наборе событий с $E > 40$ ЭэВ, а для набора событий $E > 10$ ЭэВ

Ограниченность статистики не позволила сделать однозначное утверждение, так как распределение совместно и с изотропным. Однако, добавление новых наблюдений (в данный момент 7 полных лет) и рост количества событий уже привели к тому, что тест показывает *одновременно* совместность с гипотезой “источники в структуре” и низкие p -значения ($\sim 10^{-3}$) гипотезы “источники распределены изотропно” [311], что является одним из первых свидетельств связи крупномасштабной анизотропии КЛСВЭ с структурой локальной Вселенной.

5.4.5. Заключение

Анализ данных каталога 4 тысяч RM с известными расстояниями до источников позволил достаточно аккуратно изучить эволюцию RM и её зависимость от мощности источников. Основные результаты кратко изложены в следующих пунктах:

- Собственные $|RRM|$ положительно коррелированы с $L_{1.4}$ ГГц, более мощные источники обладают большими собственными мерами вращения (Рис. 5.16)
- Для слабых источников $|RRM|$ в основном вызываются ошибками измерений и влиянием СГМП (Рис. 5.14 и 5.15, верхняя часть). В случае мощных источников $|RRM|$ систематически превышают вклады от этих эффектов (Рис. 5.14 и 5.15, нижняя часть)
- Если игнорировать зависимость от светимости и анализировать весь каталог, то появляется слабая зависимость от z , которая вызвана смещённостью выборки – с более далёких расстояний наблюдается всё больше и больше сверхмощных источников.

Отсутствие эволюции собственных RM источников меньшей светимости позволяет ограничить силу космологических магнитных полей. Такие поля с дли-

ной когерентности в 1 Мпк не могут быть сильнее 1.2 нГц (на уровне 2σ), если же длина сравнима с горизонтом, то поля ограничиваются сверху величиной 0.5 нГц. Эти пределы справедливы независимо от того, как были сгенерированы поля и применимы в очень широком классе моделей полей и приблизительно в пять раз сильнее полученных ранее ограничений. Они превосходят последние ограничения, получающиеся из наблюдений реликтового излучения, которые, однако, применимы лишь к первичным магнитным полям.

5.5. Выводы к пятой главе

Наблюдения в радиодиапазоне служат основным средством исследования такого важного компонента Вселенной как магнитное поле. Большая часть информации о магнитных полях, начиная с масштаба примерно \sim пк получены при анализе данных синхротронного радиоизлучения и фарадеевских мер вращения поляризованных радиоисточников. По данным обзора NVSS были измерены RM для почти 40 тысяч источников [270] – столь большой массив данных был использован в этой Главе для исследования поля Галактики и внегалактических полей. Во-первых, достаточно частое покрытие – \sim один источник на квад. град.– позволяет провести проверку различных моделей ГМП и выбрать наиболее точно описывающую наблюдения (раздел 5.2). ГМП играет очень важную роль при распространении космических лучей, его регулярная часть когерентно смещает положение источников, а случайная – вызывает “дрожание” источников. Если это “дрожание” очень сильное, то это значительно ухудшит перспективы астрономии КЛСВЭ. В разделе 5.3 из данных каталога NVSS RM были получены ограничения на отклонения КЛ в случайном поле Галактики – для большинства направлений отклонения протонов с энергией $E = 4 \times 10^{19}$ эВ не превосходят $1 - 2^\circ$, увеличиваясь лишь к гал. плоскости. Каталог NVSS RM был проанализирован в [293], где для $\sim 10\%$ источников были определены красные смещения. Выборка из 4 тысяч источников позволила

изучить эволюцию собственных RM источников и ограничить силу космологических МП в разделе 5.4. Поведение источников оказалась совместным с отсутствием эволюции, однако, как выяснилось, источники разных светимостей обладают разными собственными RM, более мощные источники, соответственно, бóльшими RRM. Увеличение доли таких источников при наблюдениях на больших z приводит к кажущейся эволюции. Собственные RM “слабых источников” ($L_{1.4 \text{ ГГц}} < 10^{27.8} \text{ Вт Гц}^{-1}$) не меняются во всём диапазоне $0 < z < 5$, что говорит о том, что космологические магнитные поля не могут быть слишком сильными. Для корреляционной длины $l_c = 1 \text{ Мпк}$ получено ограничение $\hat{B} < 1.2 \text{ нГс}$ (2σ), что превосходит последние ограничения, полученные из наблюдений реликтового излучения, и, в отличие от них, приложимо не только к первичным магнитным полям.

Заключение

Наблюдения в радиодиапазоне достигают самого высокого уровня чувствительности во всей астрономии, что делает их незаменимыми для исследования широкого круга объектов и явлений, которые, в свою очередь, могут быть использованы в области фундаментальной физики для уточнения имеющихся теорий и проверки новых гипотез. Одними из главных объектов радионаблюдений являются пульсары, изучение их уникальных свойств очень важно для многих задач фундаментальной физики и астрофизики.

Хронометрирование миллисекундных пульсаров и прецизионная астрометрия позволяют эффективно искать гравитационные волны и, тем самым, могут устанавливать сильные ограничения на альтернативные теории гравитации, основным отличием которых от ОТО может быть меняющееся поведение гравитационных волн. Современные пульсарные наблюдения позволяют ограничить различие в скорости распространения ГВ и ЭМ волн на относительном уровне $\epsilon < 4 \times 10^{-3}$. Также эти наблюдения способны исключить возможность того, что тёмная материя полностью состоит из массивных гравитонов – преимущество этого кандидата заключается в том, что становится возможным *одновременно* объяснить одним теоретическим механизмом и тёмную энергию, и тёмную материю.

Наблюдения в радиодиапазоне, преимущественно пульсарные, служат для поиска гравитационных волн в очень широких диапазонах частот: 10^{-12} — 10^{-7} Гц, 10^8 — 10^{11} Гц. Для поиска волн в сверхнизком диапазоне частот может быть использован анализ вращательных параметров пульсаров, который, в принципе, может проверить плотность гравитационно-волнового фона вплоть до уровней, где некоторыми теориями уже предсказывается наличие сигнала космологического происхождения. Наличие значительного стохастического гравитационно-волнового фона на высоких частотах (>100 МГц) может вызвать искажения в наблюдаемом спектре реликтового излучения, что позво-

ляет ограничивать плотность такого фона на уровне на много порядков меньше, чем существующие сейчас прямые ограничения (раздел 2.2). Пульсарное хронометрирование также может использоваться при поиске одиночных сигналов: при слиянии сверхмассивных чёрных дыр возникают специфические гравитационно-волновые сигналы, так называемые "всплески с памятью". Такие всплески также будут влиять на пульсарные наблюдения, позволяя обнаруживать слияния СМЧД в локальной Вселенной. Наблюдения с помощью пульсарных ансамблей могут стать полезным дополнением к будущим наблюдениям космического лазерного интерферометра. Для наземных лазерных интерферометров основным потенциальным источником сигнала считаются сливающиеся нейтронные звёзды. При слиянии на короткое время может образовываться "суперпульсар", который может излучать в радиодиапазоне на много порядков сильнее обычного. Такой объект может наблюдаться как радиотранзиент на новейшем радиотелескопе LOFAR. Эти наблюдения могут с большой пользой дополнять наблюдения наземных гравитационно-волновых детекторов.

Наблюдения пульсаров могут быть использованы также для исследования нестационарной метрики, отличной от гравитационно-волновой, например, метрики, создаваемой движущимися массивными телами. Прохождение сигнала от пульсара по такой метрике вызовет появление остаточных отклонений моментов прихода импульса характерной формы, из которых можно получить информации о тяготеющем теле. Интереснее всего будут наблюдения пульсаров из центральной области Галактики, для них ОУ МПИ могут достигать значения в несколько мкс, что можно будет уверенно детектировать. Это позволит изучить распределение масс в центре Галактики, где использование других методов приводит к большим неопределённостям. Если во Вселенной существуют космические струны – объекты, предсказываемые в различных вариантах расширения Стандартной модели, то они будут образовывать сложную сеть с длинными прямыми сегментами, пересечениями и большим количеством замкнутых петель. В гравитационном поле Галактики эти петли будут себя ве-

сти как тёмная материя, их концентрация будет повышена по сравнению со средней космологической. Если такая петля пересечёт луч зрения на пульсар, то возникнут характерные ОУ МПИ. Анализ данных пульсарных ансамблей позволил установить сильные ограничения на распространённость петель в галактике и, следовательно, на общую распространённость космических струн (в широком диапазоне натяжений) во Вселенной: $\Omega_s \sim 10^{-3}$ (в единицах критической плотности) для струн с натяжением $G\mu/c^2 = 10^{-14}$. Альтернативно эта плотность может быть ограничена из наблюдений источников на космологических расстояниях, теперь уже без введения дополнительных предположений о кластеризации петель. Прохождение струны по источнику приведёт к временному увеличению потока от него ровно в два раза. Если струны существуют в достаточном количестве, то при анализе крупных обзоров неба, в которых источники наблюдались два и более раз, возможен статистически значимый скачок в функции плотности распределения переменности в особых точках, соответствующих изменению потока в два раза. Этот формализм может быть применён для обзоров в любых диапазонах: для примера, из наблюдений квазаров каталога SDSS получаются ограничения на уровне $\Omega_s \sim 5 \times 10^{-3}$ для струн с натяжением $G\mu/c^2 = 10^{-12}$. Вместе эти подходы ставят ограничение $\Omega_s < 1$ в широком диапазоне натяжений $10^{-16} < G\mu/c^2 < 10^{-9}$.

Сам факт наблюдения нейтронных звёзд может значительно ограничить некоторые классы теорий фундаментальной физики. Например, наблюдения этих объектов в областях, предположительно богатых тёмной материей, позволяют сильно ограничить распространённость первичных чёрных дыр в широком диапазоне масс. Первичные чёрные дыры по своим свойствам идеально подходят на роль тёмной материи и не требуют расширения Стандартной модели частиц, что делает их очень интересными кандидатами. Если ПЧД окажется внутри плотного компактного объекта – белого карлика или нейтронной звезды – то она быстро уничтожит его. Поэтому наблюдения таких объектов позволяют утверждать, что захваты ПЧД есть событие маловероятное, и из

этого утверждения уже можно наложить серьёзные ограничения на распространённость ПЧД. Областями с высокой плотностью тёмной материи могут быть ядра малометаллических шаровых скоплений, предположительно образовавшихся на $z = 10 - 15$, и центральные области карликовых сфероидальных галактик. Ограничения позволяют исключить первичные чёрные дыры как основной компонент тёмной материи в широком диапазоне масс $10^{17} - 3 \times 10^{24}$ г, в котором раньше единственным практически не существовало ограничений.

Наблюдения в радиодиапазоне синхротронного излучения и фарадеевских мер вращений поляризованных источников служат основным средством исследования магнитного поля во Вселенной. Особенно эти методы важны для исследования полей на крупных масштабах. С использованием почти 40 тысяч мер вращений RM каталога NVSS была построена модель регулярного галактического магнитного поля, которая хорошо описывает данные. Построение модели ГМП особенно важно для исследования распространения космических лучей сверхвысоких энергий. Дальнейший анализ этого массива данных позволил получить ограничения на свойства случайной части ГМП, было показано, что отклонения в них КЛСВЭ протонной композиции в интересующем диапазоне энергий невелико и не превышает $1 - 2$ градусов для большинства направлений. Добавление третьей пространственной координаты, красного смещения z , в каталог NVSS, позволило изучить эволюцию собственных мер вращений источников вплоть до $z = 5$. Оказалось, что поведение источников совместно с отсутствием какой-либо эволюции, но источники разной мощности обладают, в среднем, разными собственными мерами вращения. Так как доля более мощных источников растёт на больших красных смещениях, то это приводит к появлению видимой эволюции. Отсутствие эволюции в группе "слабых источников" ($L_{1.4 \text{ ГГц}} < 10^{27.8} \text{ Вт Гц}^{-1}$) в диапазоне $0 < z < 5$ позволяет ограничить силу космологических магнитных полей. Для корреляционной длины $l_c = 1$ Мпк получено ограничение $\hat{B} < 1.2 \text{ нГс}$ (2σ), что заметно превосходит последние ограничения, полученные из наблюдений реликтового излучения те-

лескопом "Планк".

Список сокращений и условных обозначений

АС	—	адиабатическое сжатие
БК	—	белый карлик
БСМ	—	бисимметричная модель (галактического магнитного поля)
ГВ	—	гравитационная волна
ВЧ	—	высокочастотный
ГВФ	—	гравитационно-волновой фон
ГМО	—	гигантское молекулярное облако
ГП	—	главная последовательность
ИФ	—	импульс Ферми
КЛ (СВЭ)	—	космические лучи (сверхвысоких энергий)
(С)(Г)МП	—	(случайное)(галактическое) магнитное поле
МЗС	—	межзвёздная среда
МСП	—	миллисекундный пульсар
НЗ	—	нейтронная заезда
ОСМ	—	осесимметричная модель (ГМП)
ОУ МПИ	—	остаточные уклонения моментов приходов импульсов
ПЧД	—	первичная чёрная дыра
РСДБ	—	радиоинтерферометрия с сверхдлинной базой
ЧД	—	чёрная дыра
ШС	—	шаровое скопление
ЭМ	—	электромагнитный
ЭэВ	—	эксаэлектронвольт, 10^{18} эВ
NVSS	—	NRAO VLA Sky Survey
RM	—	rotation measure

Список литературы

1. Kellermann K. I., Cordes J. M., Ekers R. D. et al. The Exploration of the Unknown // *astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*. Vol. 2010 of Astronomy. 2009. P. 154. [0912.4441](#).
2. Lorimer D. R., Kramer M. *Handbook of Pulsar Astronomy*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2004.
3. Жаров В. Е. *Сферическая астрономия*. Фрязино: Век-2, 2006.
4. Il'in V. G., Isaev L. K., Pushkin S. B. et al. LETTER TO THE EDITOR: Pulsar Time Scale - PT // *Metrologia*. 1986. Vol. 22. P. 65–67.
5. Илясов Ю. П., Кузьмин А. Д., Шабанова Т. В., Шитов Ю. П. Пульсарная шкала времени // *Труды ФИАН*. 1989. Т. 199. С. 149.
6. Rodin A. E. Optimal filters for the construction of the ensemble pulsar time // *MNRAS*. 2008. Vol. 387. P. 1583–1588. [0807.1255](#).
7. Hobbs G., Coles W., Manchester R. N. et al. Development of a pulsar-based time-scale // *MNRAS*. 2012. Vol. 427. P. 2780–2787. [1208.3560](#).
8. Ревнивцев М. Г., Гаджилы О. Э., Лутовинов А. А. и др. О возможности уточнения орбиты спутников по данным наблюдений одиночных рентгеновских пульсаров // *Письма в Астрономический журнал*. 2015. Т. 41. С. 490.
9. Stairs I. H. Testing General Relativity with Pulsar Timing // *Living Reviews in Relativity*. 2003. Vol. 6. P. 5. [astro-ph/0307536](#).
10. Will C. M. The Confrontation between General Relativity and Experiment // *Living Reviews in Relativity*. 2006. Vol. 9. P. 3. [gr-qc/0510072](#).
11. Сажин М. В. Возможность обнаружения сверхдлинноволновых гравитационных волн // *Астрономический журнал*. 1978. Т. 55. С. 36–38.
12. Detweiler S. Pulsar timing measurements and the search for gravitational waves // *ApJ*. 1979. Vol. 234. P. 1100–1104.
13. Jenet F. A., Hobbs G. B., Lee K. J., Manchester R. N. Detecting the Stochastic

- Gravitational Wave Background Using Pulsar Timing // *ApJ*. 2005. Vol. 625. P. L123–L126. [astro-ph/0504458](#).
14. Arzoumanian Z., Brazier A., Burke-Spolaor S. et al. The NANOGrav Nine-year Data Set: Limits on the Isotropic Stochastic Gravitational Wave Background // ArXiv e-prints. 2015. [1508.03024](#).
 15. Lentati L., Taylor S. R., Mingarelli C. M. F. et al. European Pulsar Timing Array limits on an isotropic stochastic gravitational-wave background // *MNRAS*. 2015. Vol. 453. P. 2576–2598. [1504.03692](#).
 16. Zhu X.-J., Hobbs G., Wen L. et al. An all-sky search for continuous gravitational waves in the Parkes Pulsar Timing Array data set // *MNRAS*. 2014. Vol. 444. P. 3709–3720. [1408.5129](#).
 17. Пширков М. С., Сажин М. В., Илясов Ю. П. Влияние эффекта слабого гравитационного микролинзирования на хронометрирование пульсаров // Письма в *Астрономический журнал*. 2008. Т. 34. С. 437–445.
 18. Siegel E. R., Hertzberg M. P., Fry J. N. Probing dark matter substructure with pulsar timing // *MNRAS*. 2007. Vol. 382. P. 879–885. [astro-ph/0702546](#).
 19. Baghran S., Afshordi N., Zurek K. M. Prospects for detecting dark matter halo substructure with pulsar timing // *Phys. Rev. D*. 2011. Vol. 84, no. 4. P. 043511. [1101.5487](#).
 20. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Гипотеза замедлившихся ядер во время расширения и горячая космологическая модель // *Астрономический журнал*. 1966. Т. 43. С. 758.
 21. Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P. Constraints on primordial black holes as dark matter candidates from star formation // *Phys. Rev. D*. 2013. Vol. 87, no. 2. P. 023507. [arXiv:astro-ph.CO/1209.6021](#).
 22. Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P. Constraints on primordial black holes as dark matter candidates from capture by neutron stars // *Phys. Rev. D*. 2013. Vol. 87, no. 12. P. 123524. [arXiv:astro-ph.CO/1301.4984](#).
 23. Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P. Adiabatic contraction revisited: Impli-

- cations for primordial black holes // [Phys. Rev. D](#). 2014. Vol. 90, no. 8. P. 083507. [1403.7098](#).
24. Capela F., Pshirkov M., Tinyakov P. A comment on "Exclusion of the remaining mass window for primordial black holes ...", [arXiv:1401.3025](#) // [ArXiv e-prints](#). 2014. [arXiv:astro-ph.CO/1402.4671](#).
 25. Kouvaris C., Tinyakov P. Excluding Light Asymmetric Bosonic Dark Matter // [Physical Review Letters](#). 2011. Vol. 107, no. 9. P. 091301. [arXiv:astro-ph.CO/1104.0382](#).
 26. Simard-Normandin M., Kronberg P. P. Rotation measures and the galactic magnetic field // [ApJ](#). 1980. Vol. 242. P. 74–94.
 27. Taylor A. R., Stil J. M., Sunstrum C. A Rotation Measure Image of the Sky // [ApJ](#). 2009. Vol. 702. P. 1230–1236.
 28. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Kronberg P. P., Newton-McGee K. J. Deriving the Global Structure of the Galactic Magnetic Field from Faraday Rotation Measures of Extragalactic Sources // [ApJ](#). 2011. Vol. 738. P. 192. [1103.0814](#).
 29. Jansson R., Farrar G. R. The Galactic Magnetic Field // [ApJ](#). 2012. Vol. 761. P. L11. [arXiv:astro-ph.GA/1210.7820](#).
 30. Kronberg P. P. Extragalactic magnetic fields // [Reports on Progress in Physics](#). 1994. Vol. 57. P. 325–382.
 31. Blasi P., Burles S., Olinto A. V. Cosmological magnetic fields limits in an inhomogeneous universe // [Astrophys.J.](#) 1999. Vol. 514. P. L79–L82. [arXiv:astro-ph/9812487](#).
 32. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. New limits on extragalactic magnetic fields from rotation measures // [ArXiv e-prints](#). 2015. [1504.06546](#).
 33. Beck R. [Future Observations of Cosmic Magnetic Fields with LOFAR, SKA and Its Precursors](#) // [Astrophysics and Space Science Library](#) / Ed. by A. Lazarian, E. M. de Gouveia Dal Pino, C. Melioli. Vol. 407 of [Astrophysics and Space Science Library](#). 2015. P. 3–662.
 34. Letessier-Selvon A. Highlights from the Pierre Auger Observatory // [Brazilian](#)

- Journal of Physics*. 2014. Vol. 44. P. 560–570. [arXiv:astro-ph.HE/1310.4620](#).
35. Kawai H., Yoshida S., Yoshii H. et al. Telescope Array Experiment // *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*. 2008. Vol. 175. P. 221–226.
36. Kostunin D., Budnev N. M., Gress O. A. et al. Tunka-Rex: Status and results of the first measurements // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2014. Vol. 742. P. 89–94. [arXiv:astro-ph.HE/1310.8477](#).
37. Planck Collaboration, Ade P. A. R., Aghanim N. et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters // *A&A*. 2014. Vol. 571. P. A16. [1303.5076](#).
38. Rubakov V. A., Tinyakov P. G. Infrared-modified gravities and massive gravitons // *Physics Uspekhi*. 2008. Vol. 51. P. 759–792. [arXiv:hep-th/0802.4379](#).
39. Lattimer J. M., Prakash M. The Physics of Neutron Stars // *Science*. 2004. Vol. 304. P. 536–542. [astro-ph/0405262](#).
40. Abbasi R. U., Abe M., Abu-Zayyad T. et al. Measurement of the proton-air cross section with Telescope Array’s Middle Drum detector and surface array in hybrid mode // *Phys. Rev. D*. 2015. Vol. 92, no. 3. P. 032007. [arXiv:astro-ph.HE/1505.01860](#).
41. Arzoumanian Z., Brazier A., Burke-Spolaor S. et al. NANOGrav Constraints on Gravitational Wave Bursts with Memory // *ApJ*. 2015. Vol. 810. P. 150. [1501.05343](#).
42. Wang J. B., Hobbs G., Coles W. et al. Searching for gravitational wave memory bursts with the Parkes Pulsar Timing Array // *MNRAS*. 2015. Vol. 446. P. 1657–1671. [1410.3323](#).
43. Baskaran D., Polnarev A. G., Pshirkov M. S., Postnov K. A. Limits on the speed of gravitational waves from pulsar timing // *Phys. Rev. D*. 2008. Vol. 78, no. 4. P. 044018. [0805.3103](#).
44. Dubovsky S. L., Tinyakov P. G., Tkachev I. I. Massive Graviton as a Testable Cold-Dark-Matter Candidate // *Physical Review Letters*. 2005. Vol. 94, no. 18. P. 181102. [hep-th/0411158](#).
45. Pshirkov M., Tuntsov A., Postnov K. A. Constraints on Massive-Graviton

- Dark Matter from Pulsar Timing and Precision Astrometry // [Physical Review Letters](#). 2008. Vol. 101, no. 26. P. 261101. [0805.1519](#).
46. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физик. Том 2. Теория поля. Москва: Наука, 1988.
 47. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Д. Гравитация. Москва: Мир, 1973.
 48. Грищук Л. П., Сажин М. В. Излучение гравитационных волн электромагнитным резонатором // [Журнал экспериментальной и теоретической физики](#). 1973. Т. 65. С. 441–454.
 49. Braginsky V. B., Kardashev N. S., Polnarev A. G., Novikov I. D. Propagation of electromagnetic radiation in a random field of gravitational waves and space radio interferometry. // [Nuovo Cimento B Serie](#). 1990. Vol. 105. P. 1141–1158.
 50. Polnarev A. G., Baskaran D. Surfing effect in the interaction of electromagnetic and gravitational waves: Limits on the speed of gravitational waves // [Phys. Rev. D](#). 2008. Vol. 77, no. 12. P. 124013. [arXiv:gr-qc/0802.3821](#).
 51. Will C. M. The Confrontation between General Relativity and Experiment // [Living Reviews in Relativity](#). 2014. Vol. 17. P. 4. [arXiv:gr-qc/1403.7377](#).
 52. Kopeikin S. M. The speed of gravity in general relativity and theoretical interpretation of the Jovian deflection experiment // [Classical and Quantum Gravity](#). 2004. Vol. 21. P. 3251–3286. [gr-qc/0310059](#).
 53. Гольдштейн Г. Классическая механика. Москва: Наука, 1975.
 54. Baskaran D., Grishchuk L. P. Components of the gravitational force in the field of a gravitational wave // [Classical and Quantum Gravity](#). 2004. Vol. 21. P. 4041–4061. [gr-qc/0309058](#).
 55. Allen B. The Stochastic Gravity-Wave Background: Sources and Detection // [Relativistic Gravitation and Gravitational Radiation](#) / Ed. by J.-A. Marck, J.-P. Lasota. 1997. P. 373. [gr-qc/9604033](#).
 56. Грищук Л. П., Липунов В. М., Постнов К. А. и др. Гравитационно-волновая астрономия: в ожидании первого зарегистрированного источника // [Успехи физических наук](#). 2001. Т. 171, № 1. С. 3–59. URL:

<http://ufn.ru/ru/articles/2001/1/a/>.

57. Grishchuk L. P. Update on Gravitational wave Research // *Astrophysics Update*. Topical and Timely Reviews on Astrophysics, Ed. by J. Mason. 2004. P. 281.
58. Wyithe J. S. B., Loeb A. Low-Frequency Gravitational Waves from Massive Black Hole Binaries: Predictions for LISA and Pulsar Timing Arrays // *ApJ*. 2003. Vol. 590. P. 691–706. [astro-ph/0211556](#).
59. Грищук Л. П. Усиление гравитационных волн в изотропном мире // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1974. Т. 67. С. 825–837.
60. Сергеева Н. Ю., Пширков М. С., Илясов Ю. П. Влияние радиометрического шума на точность хронометрирования пульсаров // *Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия*. 2013. Т. 2. С. 72–75.
61. Maggiore M. Gravitational wave experiments and early universe cosmology // *Phys. Rep.*. 2000. Vol. 331. P. 283–367. [gr-qc/9909001](#).
62. Jaffe A. H., Backer D. C. Gravitational Waves Probe the Coalescence Rate of Massive Black Hole Binaries // *ApJ*. 2003. Vol. 583. P. 616–631. [astro-ph/0210148](#).
63. Enoki M., Inoue K. T., Nagashima M., Sugiyama N. Gravitational Waves from Supermassive Black Hole Coalescence in a Hierarchical Galaxy Formation Model // *ApJ*. 2004. Vol. 615. P. 19–28. [astro-ph/0404389](#).
64. Sesana A., Vecchio A., Colacino C. N. The stochastic gravitational-wave background from massive black hole binary systems: implications for observations with Pulsar Timing Arrays // *MNRAS*. 2008. Vol. 390. P. 192–209. [0804.4476](#).
65. Milgrom M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis // *ApJ*. 1983. Vol. 270. P. 365–370.
66. Логунов А. А. Теория классического гравитационного поля // *УФН*. 1995. Т. 165. С. 187–203.
67. Bekenstein J. D. Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm // *Phys. Rev. D*. 2004. Vol. 70, no. 8. P. 083509. [astro-ph/0302158](#).

- [tro-ph/0403694](#).
68. Dvali G., Gabadadze G., Porrati M. 4D gravity on a brane in 5D Minkowski space // [Physics Letters B](#). 2000. Vol. 485. P. 208–214. [hep-th/0005016](#).
 69. Rubakov V. Lorentz-violating graviton masses: getting around ghosts, low strong coupling scale and VDVZ discontinuity // [ArXiv High Energy Physics - Theory e-prints](#). 2004. [hep-th/0407104](#).
 70. Hamed N. A., Cheng H. S., Luty M. A., Mukohyama S. Ghost Condensation and a Consistent IR Modification of Gravity // [Journal of High Energy Physics](#). 2004. Vol. 5. P. 074. [hep-th/0312099](#).
 71. Dubovsky S. L. Phases of massive gravity // [Journal of High Energy Physics](#). 2004. Vol. 10. P. 076. [hep-th/0409124](#).
 72. Berezhinsky V. S., Gurevich A. V., Zybin K. P. Distribution of dark matter in the galaxy and the lower limits for the masses of supersymmetric particles // [Physics Letters B](#). 1992. Vol. 294. P. 221–228.
 73. Armstrong J. W., Iess L., Tortora P., Bertotti B. Stochastic Gravitational Wave Background: Upper Limits in the 10^{-6} to 10^{-3} Hz Band // [ApJ](#). 2003. Vol. 599. P. 806–813.
 74. Linder E. V. Relativistic scattering coherence // [Phys. Rev. D](#). 1986. Vol. 34. P. 1759–1763.
 75. Kaiser N., Jaffe A. Bending of Light by Gravity Waves // [ApJ](#). 1997. Vol. 484. P. 545–554. [astro-ph/9609043](#).
 76. Shao M. SIM: the space interferometry mission // [Astronomical Interferometry](#) / Ed. by R. D. Reasenberg. Vol. 3350 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. 1998. P. 536–540.
 77. Lindegren L., Babusiaux C., Bailer-Jones C. et al. [The Gaia mission: science, organization and present status](#) // [IAU Symposium](#) / Ed. by W. J. Jin, I. Platais, M. A. C. Perryman. Vol. 248 of IAU Symposium. 2008. P. 217–223.
 78. Ma C., Arias E. F., Eubanks T. M. et al. The International Celestial Reference Frame as Realized by Very Long Baseline Interferometry // [AJ](#). 1998. Vol.

116. P. 516–546.
79. Pshirkov M. S., Baskaran D. Limits on high-frequency gravitational wave background from its interplay with large scale magnetic fields // *Phys. Rev. D*. 2009. Vol. 80, no. 4. P. 042002. [arXiv:gr-qc/0903.4160](#).
80. Pshirkov M. S. Search for ultra-long gravitational waves in pulsars' rotational parameters // *Highlights of Astronomy*. 2010. Vol. 15. P. 231–231.
81. Pshirkov M. S., Baskaran D., Postnov K. A. Observing gravitational wave bursts in pulsar timing measurements // *MNRAS*. 2010. Vol. 402. P. 417–423. [arXiv:astro-ph.CO/0909.0742](#).
82. Pshirkov M. S., Postnov K. A. Radio precursors to neutron star binary mergings // *Ap&SS*. 2010. Vol. 330. P. 13–18. [arXiv:astro-ph.HE/1004.5115](#).
83. Kasliwal M. M., Nissanke S. On Discovering Electromagnetic Emission from Neutron Star Mergers: The Early Years of Two Gravitational Wave Detectors // *ApJ*. 2014. Vol. 789. P. L5. [arXiv:astro-ph.HE/1309.1554](#).
84. Bertotti B., Carr B. J., Rees M. J. Limits from the timing of pulsars on the cosmic gravitational wave background // *MNRAS*. 1983. Vol. 203. P. 945–954.
85. Kopeikin S. M. Binary pulsars as detectors of ultralow-frequency gravitational waves // *Phys. Rev. D*. 1997. Vol. 56. P. 4455–4469.
86. Potapov V. A., Ilyasov Y. P., Oreshko V. V., Rodin A. E. Timing Results for the Binary Millisecond Pulsar J1640+2224 Obtained on the RT-64 Radio Telescope in Kalyazin // *Astronomy Letters*. 2003. Vol. 29. P. 241–245.
87. Witten E. Cosmic separation of phases // *Phys. Rev. D*. 1984. Vol. 30. P. 272–285.
88. Damour T., Vilenkin A. Gravitational radiation from cosmic (super)strings: Bursts, stochastic background, and observational windows // *Phys. Rev. D*. 2005. Vol. 71, no. 6. P. 063510. [hep-th/0410222](#).
89. Vilenkin A., Shellard E. Cosmic strings and other topological defects. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1994.
90. Hobbs G., Lyne A. G., Kramer M. et al. Long-term timing observations of

- 374 pulsars // [MNRAS](#). 2004. Vol. 353. P. 1311–1344.
91. Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue // [AJ](#). 2005. Vol. 129. P. 1993–2006. [astro-ph/0412641](#). URL: <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/> (дата обращения: 10.10.2015).
 92. Hellings R. W., Downs G. S. Upper limits on the isotropic gravitational radiation background from pulsar timing analysis // [ApJ](#). 1983. Vol. 265. P. L39–L42.
 93. Kaspi V. M., Taylor J. H., Ryba M. F. High-precision timing of millisecond pulsars. 3: Long-term monitoring of PSRs B1855+09 and B1937+21 // [ApJ](#). 1994. Vol. 428. P. 713–728.
 94. Jenet F. A., Hobbs G. B., van Straten W. et al. Upper Bounds on the Low-Frequency Stochastic Gravitational Wave Background from Pulsar Timing Observations: Current Limits and Future Prospects // [ApJ](#). 2006. Vol. 653. P. 1571–1576. [astro-ph/0609013](#).
 95. Bisnovaty-Kogan G. S., Rudenko V. N. Very high frequency gravitational wave background in the universe // [Classical and Quantum Gravity](#). 2004. Vol. 21. P. 3347–3359. [gr-qc/0406089](#).
 96. Grishchuk L. P. Discovering Relic Gravitational Waves in Cosmic Microwave Background Radiation // ArXiv e-prints. 2007. [arXiv:gr-qc/0707.3319](#).
 97. Cruise A. M., Ingleby R. M. J. A prototype gravitational wave detector for 100 MHz // [Classical and Quantum Gravity](#). 2006. Vol. 23. P. 6185–6193.
 98. Nishizawa A., Kawamura S., Akutsu T. et al. Laser-interferometric detectors for gravitational wave backgrounds at 100MHz: Detector design and sensitivity // [Phys. Rev. D](#). 2008. Vol. 77, no. 2. P. 022002. [arXiv:gr-qc/0710.1944](#).
 99. Akutsu T., Kawamura S., Nishizawa A. et al. Search for a Stochastic Background of 100-MHz Gravitational Waves with Laser Interferometers // [Physical Review Letters](#). 2008. Vol. 101, no. 10. P. 101101. [arXiv:gr-qc/0803.4094](#).
 100. Герценштейн М. Е. Волновой резонанс световых и гравитационных

- волн // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 161. Т. 41. С. 113.
101. Beck R., Brandenburg A., Moss D. et al. Galactic Magnetism: Recent Developments and Perspectives // [ARA&A](#). 1996. Vol. 34. P. 155–206.
 102. Grasso D., Rubinstein H. R. Magnetic fields in the early Universe // [Phys. Rep.](#). 2001. Vol. 348. P. 163–266. [astro-ph/0009061](#).
 103. Durrer R., Neronov A. Cosmological Magnetic Fields: Their Generation, Evolution and Observation // [Astron.Astrophys.Rev.](#) 2013. Vol. 21. P. 62. [arXiv:astro-ph.CO/1303.7121](#).
 104. Dar A., de Rújula A. Magnetic field in galaxies, galaxy clusters, and intergalactic space // [Phys. Rev. D](#). 2005. Vol. 72, no. 12. P. 123002. [astro-ph/0504480](#).
 105. Xu Y., Kronberg P. P., Habib S., Dufton Q. W. A Faraday Rotation Search for Magnetic Fields in Large-scale Structure // [ApJ](#). 2006. Vol. 637. P. 19–26. [astro-ph/0509826](#).
 106. Neronov A., Vovk I. Evidence for Strong Extragalactic Magnetic Fields from Fermi Observations of TeV Blazars // [Science](#). 2010. Vol. 328. P. 73. [arXiv:astro-ph.HE/1006.3504](#).
 107. Planck Collaboration, Ade P. A. R., Aghanim N. et al. Planck 2015 results. XIX. Constraints on primordial magnetic fields // [ArXiv e-prints](#). 2015. [1502.01594](#).
 108. Durrer R., Ferreira P. G., Kahniashvili T. Tensor microwave anisotropies from a stochastic magnetic field // [Phys. Rev. D](#). 2000. Vol. 61, no. 4. P. 043001. [astro-ph/9911040](#).
 109. Mack A., Kahniashvili T., Kosowsky A. Microwave background signatures of a primordial stochastic magnetic field // [Phys. Rev. D](#). 2002. Vol. 65, no. 12. P. 123004. [astro-ph/0105504](#).
 110. Cillis A. N., Harari D. D. Photon-graviton conversion in a primordial magnetic field and the cosmic microwave background // [Phys. Rev. D](#). 1996. Vol. 54. P. 4757–4759. [astro-ph/9609200](#).

111. Fargion D. Radio Bangs at KiloHertz by SN 1987A: a Test for Graviton-Photon Conversion // *Gravitation and Cosmology*. 1995. Vol. 1. P. 301–310. [astro-ph/9604047](#).
112. Peebles P. J. E. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton, NJ, USA: Princeton University Press, 1993.
113. Zwart J. T. L., Barker R. W., Biddulph P. et al. The Arcminute Microkelvin Imager // *MNRAS*. 2008. Vol. 391. P. 1545–1558. [0807.2469](#).
114. The Planck Collaboration. The Scientific Programme of Planck // *ArXiv Astrophysics e-prints*. 2006. [astro-ph/0604069](#).
115. Gasperini M., Giovannini M., Veneziano G. Primordial magnetic fields from string cosmology // *Physical Review Letters*. 1995. Vol. 75. P. 3796–3799. [hep-th/9504083](#).
116. Rephaeli Y. Cosmic microwave background comptonization by hot intracluster gas // *ApJ*. 1995. Vol. 445. P. 33–36.
117. Hinshaw G., Nolte M. R., Bennett C. L. et al. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Temperature Analysis // *ApJS*. 2007. Vol. 170. P. 288–334. [astro-ph/0603451](#).
118. Brustein R., Gasperini M., Veneziano G. Peak and end point of the relic graviton background in string cosmology // *Phys. Rev. D*. 1997. Vol. 55. P. 3882–3885. [hep-th/9604084](#).
119. Sesana A., Vecchio A., Volonteri M. Gravitational waves from resolvable massive black hole binary systems and observations with Pulsar Timing Arrays // *MNRAS*. 2009. Vol. 394. P. 2255–2265. [0809.3412](#).
120. Зельдович Я. Б., Полнарёв А. Излучение гравитационных волн скоплением сверхплотных звезд // *Астрономический журнал*. 1974. Т. 51. С. 30.
121. Braginskii V. B., Thorne K. S. Gravitational-wave bursts with memory and experimental prospects // *Nature*. 1987. Vol. 327. P. 123–125.
122. Christodoulou D. Nonlinear nature of gravitation and gravitational-wave experiments // *Physical Review Letters*. 1991. Vol. 67. P. 1486–1489.

123. Thorne K. S. Gravitational-wave bursts with memory: The Christodoulou effect // [Phys. Rev. D](#). 1992. Vol. 45. P. 520–524.
124. Nazin S. N., Postnov K. A. High Neutron star birth velocities and gravitational radiation during supernova explosions. // [A&A](#). 1997. Vol. 317. P. L79–L81. [astro-ph/9701073](#).
125. Favata M. Gravitational-wave memory revisited: Memory from the merger and recoil of binary black holes // [Journal of Physics Conference Series](#). 2009. Vol. 154, no. 1. P. 012043. [0811.3451](#).
126. Reisswig C., Husa S., Rezzolla L. et al. Gravitational-wave detectability of equal-mass black-hole binaries with aligned spins // [Phys. Rev. D](#). 2009. Vol. 80, no. 12. P. 124026. [arXiv:gr-qc/0907.0462](#).
127. Sathyaprakash B. S., Schutz B. F. Physics, Astrophysics and Cosmology with Gravitational Waves // [Living Reviews in Relativity](#). 2009. Vol. 12. [arXiv:gr-qc/0903.0338](#).
128. Sesana A., Haardt F., Madau P., Volonteri M. Low-Frequency Gravitational Radiation from Coalescing Massive Black Hole Binaries in Hierarchical Cosmologies // [ApJ](#). 2004. Vol. 611. P. 623–632. [astro-ph/0401543](#).
129. Conselice C. J., Yang C., Bluck A. F. L. The structures of distant galaxies - III. The merger history of over 20000 massive galaxies at $z < 1.2$ // [MNRAS](#). 2009. Vol. 394. P. 1956–1972. [0812.3237](#).
130. Verbiest J. P. W., Bailes M., Coles W. A. et al. Timing stability of millisecond pulsars and prospects for gravitational-wave detection // [MNRAS](#). 2009. Vol. 400. P. 951–968. [arXiv:astro-ph.GA/0908.0244](#).
131. Caramete L. I., Biermann P. L. The mass function of nearby black hole candidates // [A&A](#). 2010. Vol. 521. P. A55. [0908.2764](#).
132. Woosley S. E. Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes // [ApJ](#). 1993. Vol. 405. P. 273–277.
133. Blinnikov S. I., Novikov I. D., Perevodchikova T. V., Polnarev A. G. Exploding Neutron Stars in Close Binaries // [Soviet Astronomy Letters](#). 1984. Vol. 10.

- P. 177–+.
134. Eichler D., Livio M., Piran T., Schramm D. N. Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars // *Nature*. 1989. Vol. 340. P. 126–128.
 135. Nakar E. Short-hard gamma-ray bursts // *Phys. Rep.*. 2007. Vol. 442. P. 166–236. [arXiv:astro-ph/0701748](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701748).
 136. Sengupta A. S., for the LIGO Scientific Collaboration, the Virgo collaboration. LIGO-Virgo searches for gravitational waves from coalescing binaries: a status update // *ArXiv e-prints*. 2009. [0911.2738](https://arxiv.org/abs/0911.2738).
 137. Ruffert M., Janka H., Takahashi K., Schaefer G. Coalescing neutron stars - a step towards physical models. II. Neutrino emission, neutron tori, and gamma-ray bursts. // *A&A*. 1997. Vol. 319. P. 122–153. [arXiv:astro-ph/9606181](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9606181).
 138. Nysewander M., Fruchter A. S., Pe'er A. A Comparison of the Afterglows of Short- and Long-duration Gamma-ray Bursts // *ApJ*. 2009. Vol. 701. P. 824–836. [0806.3607](https://arxiv.org/abs/0806.3607).
 139. Hurley K., Sari R., Djorgovski S. G. Cosmic gamma-ray bursts, their afterglows, and their host galaxies // *Compact stellar X-ray sources*, Ed. by Lewin, W. H. G. & van der Klis, M. 2006. P. 587–622. [arXiv:astro-ph/0211620](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0211620).
 140. Burlon D., Ghirlanda G., Ghisellini G. et al. Precursors in Swift Gamma Ray Bursts with Redshift // *ApJ*. 2008. Vol. 685. P. L19–L22. [0806.3076](https://arxiv.org/abs/0806.3076).
 141. Lipunov V. M., Panchenko I. E. Pulsars revived by gravitational waves. // *A&A*. 1996. Vol. 312. P. 937–940. [arXiv:astro-ph/9608155](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9608155).
 142. Hansen B. M. S., Lyutikov M. Radio and X-ray signatures of merging neutron stars // *MNRAS*. 2001. Vol. 322. P. 695–701. [arXiv:astro-ph/0003218](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003218).
 143. Moortgat J., Kuijpers J. Indirect Visibility of Gravitational Waves in Magneto-hydrodynamic Plasmas // *ArXiv General Relativity and Quantum Cosmology e-prints*. 2005. [arXiv:gr-qc/0503074](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0503074).
 144. Lipunova G. V., Panchenko I. E., Lipunov V. M. The radioastronomical "time machine" effect can help the solution of the gamma ray bursts mystery //

- New Astronomy*. 1997. Vol. 2. P. 555–558. [arXiv:astro-ph/9706074](#).
145. van Leeuwen J., Stappers B. W. Finding pulsars with LOFAR // *A&A*. 2010. Vol. 509, no. 26. P. A260000–+. [0910.5118](#).
146. Regimbau T., de Freitas Pacheco J. A., Spallicci A., Vincent S. Expected coalescence rate of double neutron stars for ground-based interferometers // *Classical and Quantum Gravity*. 2005. Vol. 22. P. 935–+. [arXiv:gr-qc/0506058](#).
147. Postnov K. A., Yungelson L. R. The Evolution of Compact Binary Star Systems // *Living Reviews in Relativity*. 2006. Vol. 9. P. 6–+. [arXiv:astro-ph/0701059](#).
148. Shibata M., Taniguchi K., Uryū K. Merger of binary neutron stars with realistic equations of state in full general relativity // *Phys. Rev. D*. 2005. Vol. 71, no. 8. P. 084021–+. [arXiv:gr-qc/0503119](#).
149. Duez M. D. Numerical relativity confronts compact neutron star binaries: a review and status report // *ArXiv e-prints*. 2009. [0912.3529](#).
150. Spruit H. C. [Origin of neutron star magnetic fields](#) // *40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More* / Ed. by C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, V. M. Kaspi. Vol. 983 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. P. 391–398. [0711.3650](#).
151. Duez M. D., Liu Y. T., Shapiro S. L. et al. Evolution of magnetized, differentially rotating neutron stars: Simulations in full general relativity // *Phys. Rev. D*. 2006. Vol. 73, no. 10. P. 104015–+. [arXiv:astro-ph/0605331](#).
152. Usov V. V. Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of gamma-ray bursts // *Nature*. 1992. Vol. 357. P. 472–474.
153. Kluźniak W., Ruderman M. The Central Engine of Gamma-Ray Bursters // *ApJ*. 1998. Vol. 505. P. L113–L117. [arXiv:astro-ph/9712320](#).
154. Kiuchi K., Sekiguchi Y., Shibata M., Taniguchi K. Long-term general relativistic simulation of binary neutron stars collapsing to a black hole // *Phys. Rev. D*. 2009. Vol. 80, no. 6. P. 064037–+. [0904.4551](#).
155. Postnov K. A., Kuranov A. G. Magnetic fields of coalescing neutron stars and

- the luminosity function of short gamma-ray bursts // *Astronomy Letters*. 2009. Vol. 35. P. 816–827. [0909.2502](#).
156. Lyubarsky Y. *Pulsar emission mechanisms* // 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More / Ed. by C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi. Vol. 983 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. P. 29–37.
157. Lorimer D. R., Bailes M., McLaughlin M. A. et al. A Bright Millisecond Radio Burst of Extragalactic Origin // *Science*. 2007. Vol. 318. P. 777–. [0709.4301](#).
158. Nijboer R. J., Pandey-Pommier M. LOFAR imaging capabilities and system sensitivity // e-prints. 2009. http://www.astron.nl/sites/astron.nl/files/cms/2009-07-15_twg_doc_lofar_imaging_system_sensitivity_v1.2.pdf.
159. Meegan C., Hurley K., Connors A. et al. *A review of gamma ray bursts* // Proceedings of the Fourth Compton Symposium / Ed. by C. D. Dermer, M. S. Strickman, & J. D. Kurfess. Vol. 410 of American Institute of Physics Conference Series. 1997. P. 407–417.
160. Guetta D., Piran T. The BATSE-Swift luminosity and redshift distributions of short-duration GRBs // *A&A*. 2006. Vol. 453. P. 823–828. [arXiv:astro-ph/0511239](#).
161. Chernoff D. F. Clustering of Superstring Loops // ArXiv e-prints. 2009. [arXiv:astro-ph.CO/0908.4077](#).
162. Pshirkov M. S., Tuntsov A. V. Local constraints on cosmic string loops from photometry and pulsar timing // *Phys. Rev. D*. 2010. Vol. 81, no. 8. P. 083519. [arXiv:astro-ph.CO/0911.4955](#).
163. Tuntsov A. V., Pshirkov M. S. Quasar variability limits on cosmological density of cosmic strings // *Phys. Rev. D*. 2010. Vol. 81, no. 6. P. 063523. [arXiv:astro-ph.CO/1001.4580](#).
164. Larchenkova T. I., Doroshenko O. V. Pulsars as a tool for detection of dark matter in the Galaxy. // *A&A*. 1995. Vol. 297. P. 607.

165. Ohnishi K., Hosokawa M., Fukushima T., Takeuti M. MACHO Detection by Pulsar Timing Observation // IAU Colloq. 160: Pulsars: Problems and Progress / Ed. by S. Johnston, M. A. Walker, M. Bailes. Vol. 105 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1996. P. 125.
166. Hosokawa M., Ohnishi K., Fukushima T. Uncertainty of pulsar time scale due to the gravitational time delay of intervening stars and MACHOs // A&A. 1999. Vol. 351. P. 393–397.
167. Wex N., Gil J., Sendyk M. Microlensing of pulsar radiation in the Galactic Center. // A&A. 1996. Vol. 311. P. 746–757. [astro-ph/9511023](#).
168. Bahcall J. N. Star counts and galactic structure // ARA&A. 1986. Vol. 24. P. 577–611.
169. Калинина Т. А., Пширков М. С. Моделирование движения изображений внегалактических источников под влиянием эффекта слабого гравитационного микролинзирования // Астрономический журнал. 2006. Т. 83. С. 483–488.
170. Dehnen W., Binney J. Mass models of the Milky Way // MNRAS. 1998. Vol. 294. P. 429. [astro-ph/9612059](#).
171. Diemand J., Moore B., Stadel J. Earth-mass dark-matter haloes as the first structures in the early Universe // Nature. 2005. Vol. 433. P. 389–391. [astro-ph/0501589](#).
172. Cordes J. M., Kramer M., Lazio T. J. W. et al. Pulsars as tools for fundamental physics and astrophysics // New Astronomy Reviews. 2004. Vol. 48. P. 1413–1438. [astro-ph/0505555](#).
173. Dwek E., Arendt R. G., Hauser M. G. et al. Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations // ApJ. 1995. Vol. 445. P. 716–730.
174. Copeland E. J., Kibble T. W. B. Cosmic strings and superstrings // Proceedings of the Royal Society of London Series A. 2009. Vol. 466. P. 623–657. [arXiv:hep-th/0911.1345](#).

175. Polchinski J. Cosmic Superstrings Revisited // [International Journal of Modern Physics A](#). 2005. Vol. 20. P. 3413–3415. [hep-th/0410082](#).
176. Firouzjahi H., Tye S.-H. H. Brane inflation and cosmic string tension in superstring theory // [JCAP](#). 2005. Vol. 3. P. 009. [hep-th/0501099](#).
177. Vachaspati T. Cosmic rays from cosmic strings with condensates // [Phys. Rev. D](#). 2010. Vol. 81, no. 4. P. 043531. [0911.2655](#).
178. Allen B., Shellard E. P. S. Cosmic-string evolution - A numerical simulation // [Physical Review Letters](#). 1990. Vol. 64. P. 119–122.
179. Sakellariadou M. The revival of cosmic strings // [Annalen der Physik](#). 2006. Vol. 518. P. 264–276. [hep-th/0510227](#).
180. Morganson E., Marshall P., Treu T. et al. Direct observation of cosmic strings via their strong gravitational lensing effect - II. Results from the HST/ACS image archive // [MNRAS](#). 2010. Vol. 406. P. 2452–2472. [0908.0602](#).
181. Sazhin M., Longo G., Capaccioli M. et al. CSL-1: chance projection effect or serendipitous discovery of a gravitational lens induced by a cosmic string? // [MNRAS](#). 2003. Vol. 343. P. 353–359. [astro-ph/0302547](#).
182. Depies M. R., Hogan C. J. Stochastic gravitational wave background from light cosmic strings // [Phys. Rev. D](#). 2007. Vol. 75, no. 12. P. 125006. [astro-ph/0702335](#).
183. Vilenkin A. Cosmic strings as gravitational lenses // [ApJ](#). 1984. Vol. 282. P. L51–L53.
184. Kaiser N., Stebbins A. Microwave anisotropy due to cosmic strings // [Nature](#). 1984. Vol. 310. P. 391–393.
185. Hobbs G. B., Edwards R. T., Manchester R. N. TEMPO2, a new pulsar-timing package - I. An overview // [MNRAS](#). 2006. Vol. 369. P. 655–672. [astro-ph/0603381](#).
186. Hobbs G. B., Bailes M., Bhat N. D. R. et al. Gravitational-Wave Detection Using Pulsars: Status of the Parkes Pulsar Timing Array Project // [PASA](#). 2009. Vol. 26. P. 103–109. [0812.2721](#).

187. Lommen A. N. New Limits on Gravitational Radiation using Pulsars // Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants / Ed. by W. Becker, H. Lesch, J. Trümper. 2002. P. 114. [astro-ph/0208572](#).
188. Vanden Berk D. E., Wilhite B. C., Kron R. G. et al. The Ensemble Photometric Variability of ~25,000 Quasars in the Sloan Digital Sky Survey // *ApJ*. 2004. Vol. 601. P. 692–714. [arXiv:astro-ph/0310336](#).
189. de Vries W. H., Becker R. H., White R. L. Long-Term Optical Quasar Variability // Astronomical Society of the Pacific Conference Series / Ed. by C. M. Gaskell, I. M. McHardy, B. M. Peterson, & S. G. Sergeev . Vol. 360 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2006. P. 29–+.
190. Kozlowski S., Kochanek C. S., Udalski A. et al. Quantifying Quasar Variability As Part of a General Approach To Classifying Continuously Varying Sources // ArXiv e-prints. 2009. [0909.1326](#).
191. York D. G., Adelman J., Anderson J. E., Jr. et al. The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary // *AJ*. 2000. Vol. 120. P. 1579–1587. [arXiv:astro-ph/0006396](#).
192. Schneider D. P., Hall P. B., Richards G. T. et al. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog. III. Third Data Release // *AJ*. 2005. Vol. 130. P. 367–380. [astro-ph/0503679](#).
193. Melnikov A. V., Shevchenko I. I. On reverberation and cross-correlation estimates of the size of the broad-line region in active galactic nuclei // *MNRAS*. 2008. Vol. 389. P. 478–488. [0705.0583](#).
194. Kochanek C. S. Quantitative Interpretation of Quasar Microlensing Light Curves // *ApJ*. 2004. Vol. 605. P. 58–77. [arXiv:astro-ph/0307422](#).
195. Bertone G., Hooper D., Silk J. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints // *Phys.Rept.* 2005. Vol. 405. P. 279–390. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0404175](#).
196. Bergstrom L. Dark Matter Evidence, Particle Physics Candidates and Detection Methods. 2012. [arXiv:astro-ph.HE/1205.4882](#).

197. Komatsu E. et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation // [Astrophys.J.Suppl.](#) 2011. Vol. 192. P. 18. [arXiv:astro-ph.CO/1001.4538](#).
198. Hawking S. Gravitationally collapsed objects of very low mass // [Mon.Not.Roy.Astron.Soc.](#) 1971. Vol. 152. P. 75.
199. Dolgov A., Silk J. Baryon isocurvature fluctuations at small scales and baryonic dark matter // [Phys.Rev.](#) 1993. Vol. D47. P. 4244–4255.
200. Hawking S. Black hole explosions // [Nature.](#) 1974. Vol. 248. P. 30–31.
201. Page D. N., Hawking S. Gamma rays from primordial black holes // [Astrophys.J.](#) 1976. Vol. 206. P. 1–7.
202. Sreekumar P. et al. EGRET observations of the extragalactic gamma-ray emission // [Astrophys.J.](#) 1998. Vol. 494. P. 523–534. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9709257](#).
203. Carr B., Kohri K., Sendouda Y., Yokoyama J. New cosmological constraints on primordial black holes // [Phys.Rev.](#) 2010. Vol. D81. P. 104019. [arXiv:astro-ph.CO/astro-ph/0912.5297](#).
204. Gould A. Femtolensing of gamma-ray bursters // [ApJ.](#) 1992. Vol. 386. P. L5–L7.
205. Barnacka A., Glicenstein J.-F., Moderski R. New constraints on primordial black holes abundance from femtolensing of gamma-ray bursts // [Phys. Rev. D.](#) 2012. Vol. 86, no. 4. P. 043001. [arXiv:astro-ph.CO/1204.2056](#).
206. Griest K., Cieplak A. M., Lehner M. J. Experimental Limits on Primordial Black Hole Dark Matter from the First 2 yr of Kepler Data // [ApJ.](#) 2014. Vol. 786. P. 158. [1307.5798](#).
207. Tisserand P. et al. Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds // [Astron.Astrophys.](#) 2007. Vol. 469. P. 387–404. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0607207](#).
208. Pani P., Loeb A. Constraining primordial black-hole bombs through spectral distortions of the cosmic microwave background // [Phys. Rev. D.](#) 2013.

- Vol. 88, no. 4. P. 041301. [arXiv:astro-ph.CO/1307.5176](#).
209. Ricotti M., Ostriker J. P., Mack K. J. Effect of Primordial Black Holes on the Cosmic Microwave Background and Cosmological Parameter Estimates. 2007. [arXiv:astro-ph/0709.0524](#).
210. Kouvaris C., Tinyakov P. Excluding Light Asymmetric Bosonic Dark Matter // *Phys.Rev.Lett.* 2011. Vol. 107. P. 091301. [arXiv:astro-ph.CO/1104.0382](#).
211. Kouvaris C. Limits on Self-Interacting Dark Matter // *Phys.Rev.Lett.* 2012. Vol. 108. P. 191301. [arXiv:astro-ph.CO/1111.4364](#).
212. Chandrasekhar S. Brownian Motion, Dynamical Friction, and Stellar Dynamics // *Reviews of Modern Physics*. 1949. Vol. 21. P. 383–388.
213. Binney J., Tremaine S. Galactic dynamics. 1987.
214. Belvedere R., Pugliese D., Rueda J. A. et al. Neutron star equilibrium configurations within a fully relativistic theory with strong, weak, electromagnetic, and gravitational interactions // *Nucl.Phys.* 2012. Vol. A883. P. 1–24. [arXiv:astro-ph.SR/1202.6500](#).
215. Kouvaris C. WIMP Annihilation and Cooling of Neutron Stars // *Phys.Rev.* 2008. Vol. D77. P. 023006. [arXiv:astro-ph/0708.2362](#).
216. Dotter A., Sarajedini A., Anderson J. et al. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. IX. Horizontal Branch Morphology and the Second Parameter Phenomenon // *ApJ.* 2010. Vol. 708. P. 698–716. [arXiv:astro-ph.SR/0911.2469](#).
217. Brodie J. P., Strader J. Extragalactic Globular Clusters and Galaxy Formation // *ARA&A.* 2006. Vol. 44. P. 193–267. [astro-ph/0602601](#).
218. Fall S. M., Rees M. J. A theory for the origin of globular clusters // *ApJ.* 1985. Vol. 298. P. 18–26.
219. Kravtsov A. V., Gnedin O. Y. Formation of Globular Clusters in Hierarchical Cosmology // *ApJ.* 2005. Vol. 623. P. 650–665. [astro-ph/0305199](#).
220. Peebles P. J. E. Dark matter and the origin of galaxies and globular star

- clusters // [ApJ](#). 1984. Vol. 277. P. 470–477.
221. Bromm V., Clarke C. J. The Formation of the First Globular Clusters in Dwarf Galaxies before the Epoch of Reionization // [ApJ](#). 2002. Vol. 566. P. L1–L4. [astro-ph/0201066](#).
222. Mashchenko S., Sills A. Globular Clusters with Dark Matter Halos. I. Initial Relaxation // [ApJ](#). 2005. Vol. 619. P. 243–257. [astro-ph/0409605](#).
223. Moore B., Diemand J., Madau P. et al. Globular clusters, satellite galaxies and stellar haloes from early dark matter peaks // [MNRAS](#). 2006. Vol. 368. P. 563–570. [astro-ph/0510370](#).
224. Moore B. Constraints on the Global Mass-to-Light Ratios and on the Extent of Dark Matter Halos in Globular Clusters and Dwarf Spheroidals // [ApJ](#). 1996. Vol. 461. P. L13. [astro-ph/9511147](#).
225. Mashchenko S., Sills A. Globular Clusters with Dark Matter Halos. II. Evolution in a Tidal Field // [ApJ](#). 2005. Vol. 619. P. 258–269. [astro-ph/0409606](#).
226. Bertone G., Fairbairn M. Compact Stars as Dark Matter Probes // [Phys.Rev.](#) 2008. Vol. D77. P. 043515. [arXiv:astro-ph/0709.1485](#).
227. Pryor C., Meylan G. Velocity Dispersions for Galactic Globular Clusters // *Structure and Dynamics of Globular Clusters* / Ed. by S. G. Djorgovski, G. Meylan. Vol. 50 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1993. P. 357.
228. Mouschovias T. C., Morton S. A. Ambipolar diffusion, cloud cores, and star formation: Two-dimensional, cylindrically symmetric contraction. I - The issues, formulation of the problem, and method of solution // [ApJ](#). 1991. Vol. 371. P. 296–316.
229. Shu F. H., Adams F. C., Lizano S. Star formation in molecular clouds - Observation and theory // [ARA&A](#). 1987. Vol. 25. P. 23–81.
230. Larson R. B. Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star // [MNRAS](#). 1969. Vol. 145. P. 271.
231. Blumenthal G. R., Faber S., Flores R., Primack J. R. Contraction of Dark

- Matter Galactic Halos Due to Baryonic Infall // [Astrophys.J.](#) 1986. Vol. 301. P. 27.
232. Gnedin O. Y., Kravtsov A. V., Klypin A. A., Nagai D. Response of dark matter halos to condensation of baryons: Cosmological simulations and improved adiabatic contraction model // [Astrophys.J.](#) 2004. Vol. 616. P. 16–26. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0406247](#).
233. Tremaine S., Gunn J. Dynamical Role of Light Neutral Leptons in Cosmology // [Phys.Rev.Lett.](#) 1979. Vol. 42. P. 407–410.
234. Steigman G., Sarazin C. L., Quintana H., Faulkner J. Dynamical interactions and astrophysical effects of stable heavy neutrinos // [AJ.](#) 1978. Vol. 83. P. 1050–1061.
235. Spolyar D., Freese K., Gondolo P. Dark matter and the first stars: a new phase of stellar evolution // [Phys.Rev.Lett.](#) 2008. Vol. 100. P. 051101. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0705.0521](#).
236. Bambi C., Spolyar D., Dolgov A. D. et al. Implications of primordial black holes on the first stars and the origin of the super-massive black holes // [Mon.Not.Roy.Astron.Soc.](#) 2009. Vol. 399. P. 1347–1356. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0812.0585](#).
237. Jesseit R., Naab T., Burkert A. The Validity of the Adiabatic Contraction Approximation for Dark Matter Halos // [ApJ.](#) 2002. Vol. 571. P. L89–L92. [astro-ph/0204164](#).
238. Ullio P., Zhao H., Kamionkowski M. A Dark matter spike at the galactic center? // [Phys.Rev.](#) 2001. Vol. D64. P. 043504. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0101481](#).
239. Wong T. On the Timescale for Star Formation in Galaxies // [ApJ.](#) 2009. Vol. 705. P. 650–658. [arXiv:astro-ph.GA/0909.2243](#).
240. Press W. H., Teukolsky S. A. On formation of close binaries by two-body tidal capture // [ApJ.](#) 1977. Vol. 213. P. 183–192.
241. Strigari L. E., Koushiappas S. M., Bullock J. S. et al. The Most Dark-Matter-

- dominated Galaxies: Predicted Gamma-Ray Signals from the Faintest Milky Way Dwarfs // *ApJ*. 2008. Vol. 678. P. 614–620. [0709.1510](#).
242. Rubio-Herrera E., Maccarone T. [Pulsar searches in nearby dwarf spheroidal galaxies](#) // IAU Symposium. Vol. 291 of IAU Symposium. 2013. P. 111–114.
243. Maccarone T. J., Kundu A., Zepf S. E. et al. The discovery of X-ray binaries in the Sculptor dwarf spheroidal galaxy // *MNRAS*. 2005. Vol. 364. P. L61–L65. [arXiv:astro-ph/0509427](#).
244. Kronberg P. P. Extragalactic magnetic fields // *Rept.Prog.Phys.* 1994. Vol. 57. P. 325–382.
245. Vallée J. P. Cosmic magnetic fields - as observed in the Universe, in galactic dynamos, and in the Milky Way // *New Astron.Rev.* 2004. Vol. 48. P. 763–841.
246. Widrow L. M., Ryu D., Schleicher D. R. et al. The First Magnetic Fields // *Space Sci.Rev.* 2012. Vol. 166. P. 37–70. [arXiv:astro-ph.CO/1109.4052](#).
247. Kronberg P., Bernet M., Miniati F. et al. A Global Probe of Cosmic Magnetic Fields to High Redshifts // *Astrophys.J.* 2008. Vol. 676. P. 7079. [arXiv:astro-ph/0712.0435](#).
248. Bernet M. L., Miniati F., Lilly S. J. et al. Strong magnetic fields in normal galaxies at high redshifts // *Nature*. 2008. Vol. 454. P. 302–304. [arXiv:astro-ph/0807.3347](#).
249. Broderick A. E., Chang P., Pfrommer C. The Cosmological Impact of Luminous TeV Blazars I: Implications of Plasma Instabilities for the Intergalactic Magnetic Field and Extragalactic Gamma-Ray Background // *Astrophys.J.* 2012. Vol. 752. P. 22. [arXiv:astro-ph.CO/1106.5494](#).
250. Grasso D., Rubinstein H. R. Magnetic fields in the early universe // *Phys.Rept.* 2001. Vol. 348. P. 163–266. [arXiv:astro-ph/astro-ph/0009061](#).
251. Dolgov A. D. Magnetic fields in cosmology // [arXiv:astro-ph/0306443](#). 2003.
252. Kandus A., Kunze K. E., Tsagas C. G. Primordial magnetogenesis // *Phys.Rept.* 2011. Vol. 505. P. 1–58. [arXiv:astro-ph.CO/1007.3891](#).
253. Bringmann T., Vollmann M., Weniger C. Updated cosmic-ray and radio con-

- straints on light dark matter: Implications for the GeV gamma-ray excess at the Galactic Center // *Phys. Rev. D*. 2014. Vol. 90, no. 12. P. 123001. [arXiv:astro-ph.HE/1406.6027](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1406.6027).
254. Giacinti G., Kachelrieß M., Semikoz D. V. Escape model for Galactic cosmic rays and an early extragalactic transition // *Phys. Rev. D*. 2015. Vol. 91, no. 8. P. 083009. [arXiv:astro-ph.HE/1502.01608](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/1502.01608).
255. Fairbairn M., Rashba T., Troitsky S. Photon-axion mixing and ultra-high energy cosmic rays from BL Lac type objects: Shining light through the Universe // *Phys. Rev. D*. 2011. Vol. 84, no. 12. P. 125019. [arXiv:astro-ph.HE/0901.4085](https://arxiv.org/abs/astro-ph.HE/0901.4085).
256. Crutcher R. M. Magnetic Fields in Molecular Clouds: Observations Confront Theory // *ApJ*. 1999. Vol. 520. P. 706–713.
257. Nishiyama S., Hatano H., Tamura M. et al. Magnetic Field Configuration at the Galactic Center Investigated by Wide-field Near-infrared Polarimetry: Transition from a Toroidal to a Poloidal Magnetic Field // *ApJ*. 2010. Vol. 722. P. L23–L27. [arXiv:astro-ph.GA/1009.0584](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/1009.0584).
258. Heiles C. The Local Direction and Curvature of the Galactic Magnetic Field Derived from Starlight Polarization // *ApJ*. 1996. Vol. 462. P. 316.
259. Jaffe T. R., Leahy J. P., Banday A. J. et al. Modelling the Galactic magnetic field on the plane in two dimensions // *MNRAS*. 2010. Vol. 401. P. 1013–1028. [arXiv:astro-ph.GA/0907.3994](https://arxiv.org/abs/astro-ph.GA/0907.3994).
260. Jansson R., Farrar G. R. A New Model of the Galactic Magnetic Field // *ApJ*. 2012. Vol. 757. P. 14. [1204.3662](https://arxiv.org/abs/1204.3662).
261. Simard-Normandin M., Kronberg P. P., Button S. The Faraday rotation measures of extragalactic radio sources // *ApJS*. 1981. Vol. 45. P. 97–111.
262. Han J. L., Manchester R. N., Lyne A. G. et al. Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field // *ApJ*. 2006. Vol. 642. P. 868–881. [astro-ph/0601357](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601357).
263. Beck R. Galactic and Extragalactic Magnetic Fields // *Space Sci. Rev.*. 2001.

- Vol. 99. P. 243–260. [arXiv:astro-ph/0012402](#).
264. Tinyakov P. G., Tkachev I. I. Deflections of cosmic rays in a random component of the Galactic magnetic field // [Astroparticle Physics](#). 2005. Vol. 24. P. 32–43. [astro-ph/0411669](#).
265. Vallée J. P. Pulsar-based Galactic Magnetic Map: A Large-Scale Clockwise Magnetic Field with an Anticlockwise Annulus // [ApJ](#). 2005. Vol. 619. P. 297–305.
266. Sun X. H., Reich W., Waelkens A., Ensslin T. A. Radio observational constraints on Galactic 3D-emission models // [A&A](#). 2008. Vol. 477. P. 573–592. [0711.1572](#).
267. Tinyakov P. G., Tkachev I. I. Tracing protons through the Galactic magnetic field: a clue for charge composition of ultra-high-energy cosmic rays // [Astroparticle Physics](#). 2002. Vol. 18. P. 165–172. [arXiv:astro-ph/0111305](#).
268. Beck R. [Galactic and Extragalactic Magnetic Fields](#) // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger. Vol. 1085 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. P. 83–96. [0810.2923](#).
269. Braun R., Heald G., Beck R. The Westerbork SINGS survey. III. Global magnetic field topology // [A&A](#). 2010. Vol. 514. P. A42. [1002.1776](#).
270. Taylor A. R., Stil J. M., Sunstrum C. A Rotation Measure Image of the Sky // [ApJ](#). 2009. Vol. 702. P. 1230–1236.
271. Condon J. J., Cotton W. D., Greisen E. W. et al. The NRAO VLA Sky Survey // [AJ](#). 1998. Vol. 115. P. 1693–1716.
272. Kronberg P. P., Newton-McGee K. J. Remarkable Symmetries in the Milky Way Disc’s Magnetic Field // [PASA](#). 2011. Vol. 28. P. 171–176. [0909.4753](#).
273. Brown J. C., Taylor A. R., Jackel B. J. Rotation Measures of Compact Sources in the Canadian Galactic Plane Survey // [ApJS](#). 2003. Vol. 145. P. 213–223.
274. Brown J. C., Haverkorn M., Gaensler B. M. et al. Rotation Measures of Extragalactic Sources behind the Southern Galactic Plane: New Insights into the

- Large-Scale Magnetic Field of the Inner Milky Way // *ApJ*. 2007. Vol. 663. P. 258–266. [0704.0458](#).
275. Klein U., Mack K., Gregorini L., Vigotti M. Multi-frequency study of the B3-VLA sample. III. Polarisation properties // *A&A*. 2003. Vol. 406. P. 579–592.
276. Mao S. A., Gaensler B. M., Stanimirović S. et al. A Radio and Optical Polarization Study of the Magnetic Field in the Small Magellanic Cloud // *ApJ*. 2008. Vol. 688. P. 1029–1049. [0807.1532](#).
277. Prouza M., Šmída R. The Galactic magnetic field and propagation of ultra-high energy cosmic rays // *A&A*. 2003. Vol. 410. P. 1–10. [arXiv:astro-ph/0307165](#).
278. Han J. L., Manchester R. N., Berkhuijsen E. M., Beck R. Antisymmetric rotation measures in our Galaxy: evidence for an A0 dynamo. // *A&A*. 1997. Vol. 322. P. 98–102.
279. Cordes J. M., Lazio T. J. W. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations // ArXiv Astrophysics e-prints. 2002. [arXiv:astro-ph/0207156](#).
280. Gaensler B. M., Madsen G. J., Chatterjee S., Mao S. A. The Vertical Structure of Warm Ionised Gas in the Milky Way // *PASA*. 2008. Vol. 25. P. 184–200. [0808.2550](#).
281. Stil J. M., Taylor A. R., Sunstrum C. Structure in the Rotation Measure Sky // *ApJ*. 2011. Vol. 726. P. 4–+. [arXiv:astro-ph.GA/1010.5299](#).
282. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. Constraints on the extragalactic magnetic fields from the NVSS Faraday rotation measures // Proceedings of 34th International Cosmic Ray Conference, The Hague, 2015. Proceedings of Science, 2015. P. 544.
283. Górski K. M., Hivon E., Banday A. J. et al. HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere // *ApJ*. 2005. Vol. 622. P. 759–771. [arXiv:astro-ph/0409513](#).

284. Schnitzeler D. H. F. M. The latitude dependence of the rotation measures of NVSS sources // *MNRAS*. 2010. Vol. 409. P. L99–L103. [arXiv:astro-ph.GA/1011.0737](#).
285. Armstrong J., Rickett B., Spangler S. Electron density power spectrum in the local interstellar medium // *Astrophys.J.* 1995. Vol. 443. P. 209–221.
286. Haverkorn M., Brown J., Gaensler B., McClure-Griffiths N. The outer scale of turbulence in the magneto-ionized Galactic interstellar medium. 2008. [arXiv:astro-ph/0802.2740](#).
287. Schnitzeler D. Modelling the Galactic distribution of free electrons. 2012. [arXiv:astro-ph.GA/1208.3045](#).
288. Regis M. Galactic Magnetic Turbulence from Radio data // *Astropart.Phys.* 2011. Vol. 35. P. 170–176. [arXiv:astro-ph.HE/1101.5524](#).
289. Harari D., Mollerach S., Roulet E., Sánchez F. Lensing of ultra-high energy cosmic rays in turbulent magnetic fields // *Journal of High Energy Physics*. 2002. Vol. 3. P. 45. [arXiv:astro-ph/0202362](#).
290. Biermann P. L., Ahn E.-J., Medina-Tanco G., Stanev T. Origin of the highest energy cosmic rays // *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*. 2000. Vol. 87. P. 417–419. [astro-ph/0008063](#).
291. Chen W., Buckley J. H., Ferrer F. Search for GeV γ -Ray Pair Halos Around Low Redshift Blazars // *Physical Review Letters*. 2015. Vol. 115, no. 21. P. 211103. [arXiv:astro-ph.HE/1410.7717](#).
292. Neronov A., Semikoz D., Banafsheh M. Magnetic Fields in the Large Scale Structure from Faraday Rotation measurements // [arXiv:1305.1450 \[astro-ph.CO\]](#). 2013.
293. Hammond A. M., Robishaw T., Gaensler B. M. A New Catalog of Faraday Rotation Measures and Redshifts for Extragalactic Radio Sources // [arXiv:1209.1438 \[astro-ph.CO\]](#). 2012.
294. Farnes J., Gaensler B., Carretti E. A Broadband Polarization Catalog of Extragalactic Radio Sources // *Astrophys.J.Suppl.* 2014. Vol. 212. P. 15. [arXiv:1305.1450](#).

- [iv:astro-ph.GA/1403.2391](#).
295. Hogg D. W. Distance measures in cosmology // [arXiv:astro-ph/9905116](#). 1999.
296. Blasi P., Burles S., Olinto A. V. Cosmological magnetic fields limits in an inhomogeneous universe // [Astrophys.J.](#) 1999. Vol. 514. P. L79–L82. [arXiv:astro-ph/astro-ph/9812487](#).
297. Beck A. M., Dolag K., Lesch H., Kronberg P. P. Strong magnetic fields and large rotation measures in protogalaxies from supernova seeding // [MNRAS](#). 2013. Vol. 435. P. 3575–3586. [arXiv:astro-ph.GA/1308.3440](#).
298. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. Mapping ultrahigh energy cosmic rays deflections through the turbulent galactic magnetic field with the latest rotation measure data // [MNRAS](#). 2013. Vol. 436. P. 2326–2333. [1304.3217](#).
299. Farnes J., O’Sullivan S., Corrigan M., Gaensler B. Faraday Rotation from Magnesium II Absorbers towards Polarized Background Radio Sources. 2014. [arXiv:astro-ph.GA/1406.2526](#).
300. Banfield J. K., Schnitzeler D. H. F. M., George S. J. et al. Radio galaxies and their magnetic fields out to $z \leq 3$ // [arXiv:1404.1638 \[astro-ph.GA\]](#). 2014.
301. Planck Collaboration, Ade P. A. R., Aghanim N. et al. Planck 2015 results. XIX. Constraints on primordial magnetic fields // [ArXiv e-prints](#). 2015. [1502.01594](#).
302. Kronberg P. P., Dufton Q. W., Li H., Colgate S. A. Magnetic Energy of the Intergalactic Medium from Galactic Black Holes // [ApJ](#). 2001. Vol. 560. P. 178–186. [astro-ph/0106281](#).
303. Miniati F., Bell A. R. Resistive Magnetic Field Generation at Cosmic Dawn // [ApJ](#). 2011. Vol. 729. P. 73. [arXiv:astro-ph.CO/1001.2011](#).
304. Akahori T., Ryu D. Faraday Rotation Measure due to the Intergalactic Magnetic Field II: the Cosmological Contribution // [Astrophys.J.](#) 2011. Vol. 738. P. 134. [arXiv:astro-ph.CO/1107.0142](#).
305. Bi H., Davidsen A. F. Evolution of structure in the intergalactic medium and the nature of the Ly-alpha forest // [Astrophys.J.](#) 1997. Vol. 479. P. 523.

- [arXiv:astro-ph/astro-ph/9611062](#).
306. Greisen K. End to the Cosmic-Ray Spectrum? // [Physical Review Letters](#). 1966. Vol. 16. P. 748–750.
307. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. О верхней границе спектра космических лучей // [Письма в ЖЭТФ](#). 1966. Т. 4. С. 114–117.
308. Farrar G. R., Gruzinov A. Giant AGN Flares and Cosmic Ray Bursts // [ApJ](#). 2009. Vol. 693. P. 329–332. [0802.1074](#).
309. Abu-Zayyad T., Aida R., Allen M. et al. Search for Anisotropy of Ultrahigh Energy Cosmic Rays with the Telescope Array Experiment // [ApJ](#). 2012. Vol. 757. P. 26. [arXiv:astro-ph.HE/1205.5984](#).
310. Koers H. B. J., Tinyakov P. Testing large-scale (an)isotropy of ultra-high energy cosmic rays // [JCAP](#). 2009. Vol. 4. P. 003. [0812.0860](#).
311. Tinyakov P., Sagawa H., Troitsky S. et al. TA Anisotropy Summary // [Proceedings of 34th International Cosmic Ray Conference, The Hague, 2015. Proceedings of Science, 2015. P. 326.](#)
312. Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H. et al. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source // [Nature](#). 1968. Vol. 217. P. 709–713.
313. Demorest P. B., Pennucci T., Ransom S. M. et al. A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay // [Nature](#). 2010. Vol. 467. P. 1081–1083. [arXiv:astro-ph.HE/1010.5788](#).
314. Bednarek I., Haensel P., Zdunik J. L. et al. Hyperons in neutron-star cores and a $2 M_{\odot}$ pulsar // [A&A](#). 2012. Vol. 543. P. A157. [arXiv:astro-ph.SR/1111.6942](#).
315. Itoh N. Hydrostatic Equilibrium of Hypothetical Quark Stars // [Progress of Theoretical Physics](#). 1970. Vol. 44. P. 291–292.
316. Faucher-Giguère C.-A., Kaspi V. M. Birth and Evolution of Isolated Radio Pulsars // [ApJ](#). 2006. Vol. 643. P. 332–355. [astro-ph/0512585](#).
317. Pons J. A., Viganò D., Geppert U. Pulsar timing irregularities and the imprint of magnetic field evolution // [A&A](#). 2012. Vol. 547. P. A9. [arXiv:astro-ph.SR/1209.2273](#).

318. Pacini F. Energy Emission from a Neutron Star // [Nature](#). 1967. Vol. 216. P. 567–568.
319. Бескин В. С. Радиопульсары // УФН. 1999. Т. 169. С. 1169–1198.
320. Mereghetti S. The strongest cosmic magnets: soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars // [A&A Rev.](#). 2008. Vol. 15. P. 225–287. [0804.0250](#).
321. Nagase F. Accretion-powered X-ray pulsars // [PASJ](#). 1989. Vol. 41. P. 1–79.
322. Goldreich P., Julian W. H. Pulsar Electrodynamics // [ApJ](#). 1969. Vol. 157. P. 869.
323. Sturrock P. A. A Model of Pulsars // [ApJ](#). 1971. Vol. 164. P. 529.
324. Ginzburg V. L., Zhelezniakov V. V. On the pulsar emission mechanisms // [ARA&A](#). 1975. Vol. 13. P. 511–535.
325. Spitkovsky A. Time-dependent Force-free Pulsar Magnetospheres: Axisymmetric and Oblique Rotators // [ApJ](#). 2006. Vol. 648. P. L51–L54. [astro-ph/0603147](#).
326. Бескин В. С., Истомина Я. Н., Филиппов А. А. Радиопульсары — поиски истины // УФН. 2013. Т. 183. С. 179–194.
327. Cheng K. S., Ho C., Ruderman M. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab // [ApJ](#). 1986. Vol. 300. P. 500–539.
328. Popov S. B., Pons J. A., Miralles J. A. et al. Population synthesis studies of isolated neutron stars with magnetic field decay // [MNRAS](#). 2010. Vol. 401. P. 2675–2686. [arXiv:astro-ph.HE/0910.2190](#).
329. Papitto A., Ferrigno C., Bozzo E. et al. Swings between rotation and accretion power in a binary millisecond pulsar // [Nature](#). 2013. Vol. 501. P. 517–520. [arXiv:astro-ph.HE/1305.3884](#).
330. Lorimer D. R. Binary and Millisecond Pulsars // [Living Reviews in Relativity](#). 2008. Vol. 11. P. 8. [0811.0762](#).
331. Malofeev V. M., Malov O. I., Shchegoleva N. V. Flux Densities of 235 Pulsars at 102.5 MHz // [Astronomy Reports](#). 2000. Vol. 44. P. 436–445.

332. Bates S. D., Lorimer D. R., Verbiest J. P. W. The pulsar spectral index distribution // [MNRAS](#). 2013. Vol. 431. P. 1352–1358. [arXiv:astro-ph.SR/1302.2053](#).
333. Малов И. Ф. Радиопульсары. Москва: Наука, 2004.
334. Kuzmin A. D. Giant pulses of pulsar radio emission // [Ap&SS](#). 2007. Vol. 308. P. 563–567. [astro-ph/0701193](#).
335. Hankins T. H., Kern J. S., Weatherall J. C., Eilek J. A. Nanosecond radio bursts from strong plasma turbulence in the Crab pulsar // [Nature](#). 2003. Vol. 422. P. 141–143.
336. Lorimer D. R. The Galactic Population and Birth Rate of Radio Pulsars // [Young Neutron Stars and Their Environments](#) / Ed. by F. Camilo, B. M. Gaensler. Vol. 218 of IAU Symposium. 2004. P. 105. [astro-ph/0308501](#).
337. Popov S. B., Colpi M., Treves A. et al. The Neutron Star Census // [ApJ](#). 2000. Vol. 530. P. 896–903. [astro-ph/9910114](#).
338. Scheuer P. A. G. Amplitude Variations in Pulsed Radio Sources // [Nature](#). 1968. Vol. 218. P. 920–922.
339. Lee L. C., Jokipii J. R. Strong scintillations in astrophysics. II - A theory of temporal broadening of pulses // [ApJ](#). 1975. Vol. 201. P. 532–543.
340. Hankins T. H., Rickett B. J. Pulsar signal processing. // [Methods in Computational Physics](#). 1975. Vol. 14. P. 55–129.
341. Taylor J. H., Weisberg J. M. Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR 1913 + 16 // [ApJ](#). 1989. Vol. 345. P. 434–450.
342. Taylor J. H. Pulsar Timing and Relativistic Gravity // [Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A](#). 1992. Vol. 341. P. 117–134.
343. Дорошенко О. В., Копейкин С. М. Алгоритм высокоточного фазового анализа наблюдений одиночных пульсаров // [Астрономический журнал](#). 1990. Т. 67. С. 986.
344. Folkner W. M., Williams J. G., Boggs D. H. The Planetary and Lunar Ephemeris DE 421 // [Interplanetary Network Progress Report](#). 2009. Vol.

178. P. C1.
345. Shapiro I. I. Fourth Test of General Relativity // *Physical Review Letters*. 1964. Vol. 13. P. 789–791.
346. Шкловский И. С. Замечания о возможных причинах векового увеличения периодов пульсаров // *Астрономический журнал*. 1969. Т. 46. С. 715.
347. Manchester R. N., Hobbs G., Bailes M. et al. The Parkes Pulsar Timing Array Project // *PASA*. 2013. Vol. 30. P. 17. [arXiv:astro-ph.IM/1210.6130](https://arxiv.org/abs/1210.6130).
348. Caballero R. N., Lee K. J., Lentati L. et al. The noise properties of 42 millisecond pulsars from the European Pulsar Timing Array and their impact on gravitational wave searches // *ArXiv e-prints*. 2015. [arXiv:astro-ph.IM/1510.09194](https://arxiv.org/abs/1510.09194).
349. URL: <http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/observing/progs/psertime.html> (дата обращения: 30.10.2015).
350. Edwards R. T., Hobbs G. B., Manchester R. N. TEMPO2, a new pulsar timing package - II. The timing model and precision estimates // *MNRAS*. 2006. Vol. 372. P. 1549–1574. [astro-ph/0607664](https://arxiv.org/abs/0607664).
351. Pshirkov M. S. Investigating ultra-long gravitational waves with measurements of pulsar rotational parameters // *MNRAS*. 2009. Vol. 398. P. 1932–1935. [arXiv:astro-ph.IM/0902.0598](https://arxiv.org/abs/0902.0598).
352. Will C. M. *Theory and Experiment in Gravitational Physics*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1993. ISBN: [0521439736](https://www.amazon.com/dp/0521439736).
353. Taylor J. H., Weisberg J. M. A new test of general relativity - Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16 // *ApJ*. 1982. Vol. 253. P. 908–920.
354. Damour T., Taylor J. H. Strong-field tests of relativistic gravity and binary pulsars // *Phys. Rev. D*. 1992. Vol. 45. P. 1840–1868.
355. Nordtvedt K. Equivalence Principle for Massive Bodies. II. Theory // *Physical Review*. 1968. Vol. 169. P. 1017–1025.
356. Will C. M., Nordtvedt K., Jr. Conservation Laws and Preferred Frames in

- Relativistic Gravity. I. Preferred-Frame Theories and an Extended PPN Formalism // [ApJ](#). 1972. Vol. 177. P. 757.
357. Bertotti B., Iess L., Tortora P. A test of general relativity using radio links with the Cassini spacecraft // [Nature](#). 2003. Vol. 425. P. 374–376.
358. Wex N. Small-eccentricity binary pulsars and relativistic gravity // IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond / Ed. by M. Kramer, N. Wex, R. Wielebinski. Vol. 202 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2000. P. 113. [gr-qc/0002032](#).
359. Blandford R., Teukolsky S. A. Arrival-time analysis for a pulsar in a binary system. // [ApJ](#). 1976. Vol. 205. P. 580–591.
360. Damour T., Deruelle N. General relativistic celestial mechanics of binary systems. I. The post-Newtonian motion. // [Ann. Inst. Henri Poincaré Phys. Théor.](#), Vol. 43, No. 1, p. 107 - 132. 1985. Vol. 43. P. 107–132.
361. Damour T., Deruelle N. General relativistic celestial mechanics of binary systems. II. The post-Newtonian timing formula. // [Ann. Inst. Henri Poincaré Phys. Théor.](#), Vol. 44, No. 3, p. 263 - 292. 1986. Vol. 44. P. 263–292.
362. Kramer M., Stairs I. H., Manchester R. N. et al. Tests of General Relativity from Timing the Double Pulsar // [Science](#). 2006. Vol. 314. P. 97–102. [astro-ph/0609417](#).
363. Freire P. C. C., Wex N., Esposito-Farèse G. et al. The relativistic pulsar-white dwarf binary PSR J1738+0333 - II. The most stringent test of scalar-tensor gravity // [MNRAS](#). 2012. Vol. 423. P. 3328–3343. [arXiv:astro-ph.GA/1205.1450](#).
364. Rubakov V. A., Sazhin M. V., Veryaskin A. V. Graviton creation in the inflationary universe and the grand unification scale // [Physics Letters B](#). 1982. Vol. 115. P. 189–192.
365. Grishchuk L. P. REVIEWS OF TOPICAL PROBLEMS: Relic gravitational waves and cosmology // [Physics Uspekhi](#). 2005. Vol. 48. P. 1235–1247. [gr-qc/0504018](#).

366. Estabrook F. B., Wahlquist H. D. Response of Doppler spacecraft tracking to gravitational radiation // [General Relativity and Gravitation](#). 1975. Vol. 6. P. 439–447.
367. Грищук Л. П. Гравитационно-волновая астрономия // [Успехи физических наук](#). 1988. Т. 156. С. 297–322.
368. Foster R. S., Backer D. C. Constructing a pulsar timing array // [ApJ](#). 1990. Vol. 361. P. 300–308.
369. Cordes J. M., Lazio T. J. W. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations // [ArXiv Astrophysics e-prints](#). 2002. [astro-ph/0207156](#).
370. Pshirkov M. S., Tinyakov P. G., Urban F. R. The rotation measures of high-luminosity sources as seen from the NVSS // [MNRAS](#). 2015. Vol. 452. P. 2851–2857. [1407.3909](#).
371. Pyne T., Gwinn C. R., Birkinshaw M. et al. Gravitational Radiation and Very Long Baseline Interferometry // [ApJ](#). 1996. Vol. 465. P. 566. [astro-ph/9507030](#).
372. Wolleben M., Fletcher A., Landecker T. L. et al. Antisymmetry in the Faraday Rotation Sky Caused by a Nearby Magnetized Bubble // [ApJ](#). 2010. Vol. 724. P. L48–L52. [arXiv:astro-ph.GA/1011.0341](#).

Приложение А

Пульсарные наблюдения в радиоастрономии

А.1. Пульсары: краткий обзор

А.1.1. История

Нейтронные звёзды, существование которых было предсказано в 1930-х годах, более 30 лет считались скорее теоретической абстракцией – объектами, которые практически невозможно наблюдать. Все изменилось в 1967-м году, когда в ходе исследования сцинтилляций радиоисточников на неоднородностях межпланетной плазмы, был открыт первый пульсар CP 1919, который сегодня обычно обозначается как PSR J1921+2153 [312]. На многих обсерваториях мира сразу начались активные поиски объектов нового типа, которые в течение нескольких лет привели к открытию нескольких десятков пульсаров. На октябрь 2015 известно более двух с половиной тысяч пульсаров [91], и, хотя многие пульсары наблюдаются в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах, большинство их было открыто именно в радио.

Первые же наблюдения продемонстрировали основное отличительное свойство пульсаров – очень высокую регулярность приходящих от них импульсов, из-за которой новые объекты и получили название “*Pulsating stars*” или, сокращенно, “Pulsars”. Эта регулярность даже заставила рассматривать версию искусственного происхождения сигналов и потребовалось открытие второго пульсара, чтобы это отвергнуть. Сразу было очевидно, что сигналы исходят от очень компактных и массивных объектов – белых карликов (БК) или нейтронных звезд (НЗ). Периодичность импульсов могла быть вызвана: а) вращением НЗ (вращение БК с периодом в 0.033 секунды, как у пульсара в Крабовидной туманности, обнаруженного уже в 1968, невозможно, так как его предел прочности лежит гораздо ниже); б) обращением компонент в двойной системе

или в) пульсациями БК (собственные частоты НЗ гораздо выше, чем $\sim \Gamma$). Вторая версия была отвергнута почти сразу, так как два массивных тела с столь тесной орбитой очень быстро бы слились из-за потери системой энергии на излучение гравитационных волн. После того, как было измерено, что период пульсаций всё-таки не является постоянным, а медленно растёт, пришлось расстаться и с третьей гипотезой, так как при затухании собственных колебаний период пульсаций должен был бы уменьшаться. Таким образом была установлено, что пульсары – это нейтронные звезды.

А.1.2. Свойства пульсаров

Нейтронные звезды образуются при взрывах сверхновых типов SNIb/c, SNII в которых происходит коллапс ядра массивной звезды в объект радиусом около 10 км. При коллапсе материя сжимается до сверхвысоких плотностей, в центре НЗ плотность может в несколько раз превышать ядерную $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14} \text{ г см}^{-3}$. Неизвестен даже состав ядра нейтронной звезды: возможно, что вместо самого простого варианта смеси нейтронов с небольшим количеством протонов и электронов реализуется вариант с гиперонным ядром, где из-за очень высокого давления барионы перешли в гиперонную фазу [313, 314] или даже фазовый переход с образованием “странной” кварковой материи, то есть материи где кроме u- и d- кварков присутствуют в тех же концентрациях и s- (“strange”) кварки [87, 315]. Для того чтобы выбрать правильное уравнение состояния материи внутри НЗ, необходимо получить кривую зависимости массы от радиуса $M(R)$ для НЗ различных масс [39] с достаточно высокой точностью.

Кроме сверхвысоких плотностей и высоких скоростей вращения, многие пульсары также обладают сильными магнитными полями, которые при рождении превышают 10^{12} Гс [316]. Самый простой способ получить столь сильное поле – это использование сохранения потока звездного магнитного поля ($\sim 10 \text{ Гс}$) при коллапсе звезды радиусом 1 000 000 км в НЗ радиусом 10 км. У этой

простой схемы есть очевидные сложности, например, объяснение ещё более сильных полей (до 10^{15} Гс) так называемых магнитаров. Скорее всего, необходимо добавление дополнительных механизмов, например, динамо-механизма, превращающего энергию дифференциального вращения коллапсирующего ядра звезды в энергию магнитного поля [150].

В первом приближении магнитное поле пульсаров имеет дипольную структуру, но есть указания на значительный вклад и мультиполей более высоких порядков [317], чье влияние важно на небольшом расстоянии от поверхности пульсара, так как они быстро затухают при его увеличении. Если ось магнитного диполя не совпадает с осью вращения пульсара, то вращающееся тело теряет энергию на излучение и постепенно затормаживается [46]. Этот механизм потери энергии вращающимися нейтронными звездами был предложен еще до обнаружения пульсаров [318]. Мощность магнитодипольного излучения может быть записана как [319]:

$$W_{\text{rad}} = \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6 \sin^2 \chi}{6c^3} = 9.6 \times 10^{30} \text{ эрг/с} \left(\frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{-4} \left(\frac{B_0 \sin \chi}{10^{12} \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^6, \quad (\text{A.1})$$

где B_0 – магнитное поле на полюсе пульсара, R – его радиус, Ω – циклическая частота вращения и χ – угол между осью вращения и диполем. Эта мощность равна темпу потери энергии вращения:

$$W_{\text{rad}} = -I\Omega\dot{\Omega}, \quad (\text{A.2})$$

$I \sim 10^{45}$ г см² – момент инерции НЗ. Таким образом, измеряя период P и первую производную периода \dot{P} пульсара, можно оценить магнитное поле пульсара на полюсе:

$$\begin{aligned} (B_0 \sin \chi) &= \sqrt{\frac{3Ic^2 P \dot{P}}{(2\pi^2 R^6)}} = \\ &= 2 \times 10^{12} \text{ Гс} \left(\frac{I}{10^{45} \text{ г см}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^{-3} \left(\frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{1/2} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15}} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Небольшая часть энергии, выделяющейся при торможении пульсара, идёт на излучение в различных диапазонах. В радио выделяется очень малая часть, $< 10^{-5}$, однако из-за очень высокой чувствительности радиотелескопов этот диапазон является основным для исследования пульсаров. Излучение от пульсаров имеет высокую степень направленности и происходит в узком конусе — импульсы от пульсара наблюдаются, когда Земля попадает в этот конус при вращении пульсара. Больше всего энергии, до 10%, выделяется в гамма-диапазоне на энергиях выше 100 МэВ. Следует отметить, что хотя источником энергии излучения большинства (около 90%) пульсаров является именно вращение, также существуют пульсары излучающие в рентгеновском диапазоне за счет энергии своего магнитного поля (АХР — Anomalous X-ray Pulsars [320]) или за счет энергии вещества, аккрецирующего на них (АРР — Accretion-powered pulsars [321]). Несмотря на почти 50 лет активных исследований и значительный достигнутый прогресс (см., например, [322–325]), на сегодняшний день не существует полной теории пульсарной магнитосферы и пульсарного излучения [319, 326]. В существующих моделях предсказывается существование т.н. “зазора” в магнитосфере пульсара, где возможно ускорение лептонов до ультрарелятивистских энергий. Изначально постулировалось наличие такого зазора у поверхности пульсара над полюсами, но затем были развиты модели, где зазор смещен выше в магнитосферу [327]. Первичные ультрарелятивистские лептоны взаимодействуют с магнитным полем пульсара, порождая электрон-позитронные пары, вторичные лептоны затем также ускоряются и возникает каскад. Вторичные лептоны быстро заполняют магнитосферу, экранируя зазор, что и ограничивает его размеры (и максимальную энергию, до которой могут быть ускорены лептоны). Наблюдаемое радиоизлучение от пульсаров имеет огромную яркостную температуру $T_b > 10^{25}$ К, что указывает на нетепловой когерентный механизм излучения, антенный или мазерный [324]. По мере того как пульсар стареет и его период возрастает, а также, возможно, ослабевает его магнитное поле [328], разность потенциалов в зазоре падает до тех пор, пока

образование электрон-позитронных пар уже становится невозможным и пульсар перестает излучать. Удобным средством представления свойств пульсаров служит диаграмма $P - \dot{P}$ (см. Рис. A.1). На ней заметно отсутствие пульсаров с большими периодами и малыми производными периода (правый нижний угол) – эта область диаграммы как раз соответствует НЗ в магнитосферах которых уже невозможно каскадное рождение пар, они уже перешли т.н. “линию смерти” пульсаров. Однако, это еще может быть не полное окончание пульсарной активности. На диаграмме чётко выделяются два кластера пульсаров, с периодами группирующимися около секунды и около несколько миллисекунд. Второй класс, так называемые миллисекундные пульсары (МСП), особенно важны для многих задач которые рассматривались в работе. В отличие от “нормальных” пульсаров с возрастными до нескольких миллионов лет, это обычно очень старые объекты, которые могут иметь возраст больше миллиарда лет. Больше 10% всех пульсаров (332 из 2500 на 10.10.2015) принадлежат к этому классу. Образовываются они только в двойных системах, когда вещество с звезды-компаньона перетекает на старую нейтронную звезду, раскручивая её до периодов вращения в несколько мс. В конце процесса образуется миллисекундный пульсар со сравнительно слабым магнитным полем ($B \sim 10^8$ Гс), периодом $P \sim$ мс и производной периода $\dot{P} \sim 10^{-19}$ с характерным временем жизни в миллиарды лет. Недавно эта модель была подтверждена прямыми наблюдениями процесса переключения излучения из режим аккрецирующего пульсара в режим миллисекундного радио-пульсара [329].

Спектр пульсаров в достаточно широкой полосе 0.1-1 ГГц представляется в виде степенной функции $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, где спектральный индекс может меняться в широких пределах $\langle \alpha \rangle \sim 1.5 \pm 0.8$ [331, 332], ниже ~ 100 МГц и выше ~ 1 ГГц спектр у большинства пульсаров заваливается, хотя наблюдаются пульсары с пиками спектра в области выше ГГц [333]. Эти спектральные особенности приводят к тому, что пульсары в основном наблюдают на частотах 0.1-2 ГГц, прежде всего на частоте 1.4 ГГц. Наблюдения на этой частоте

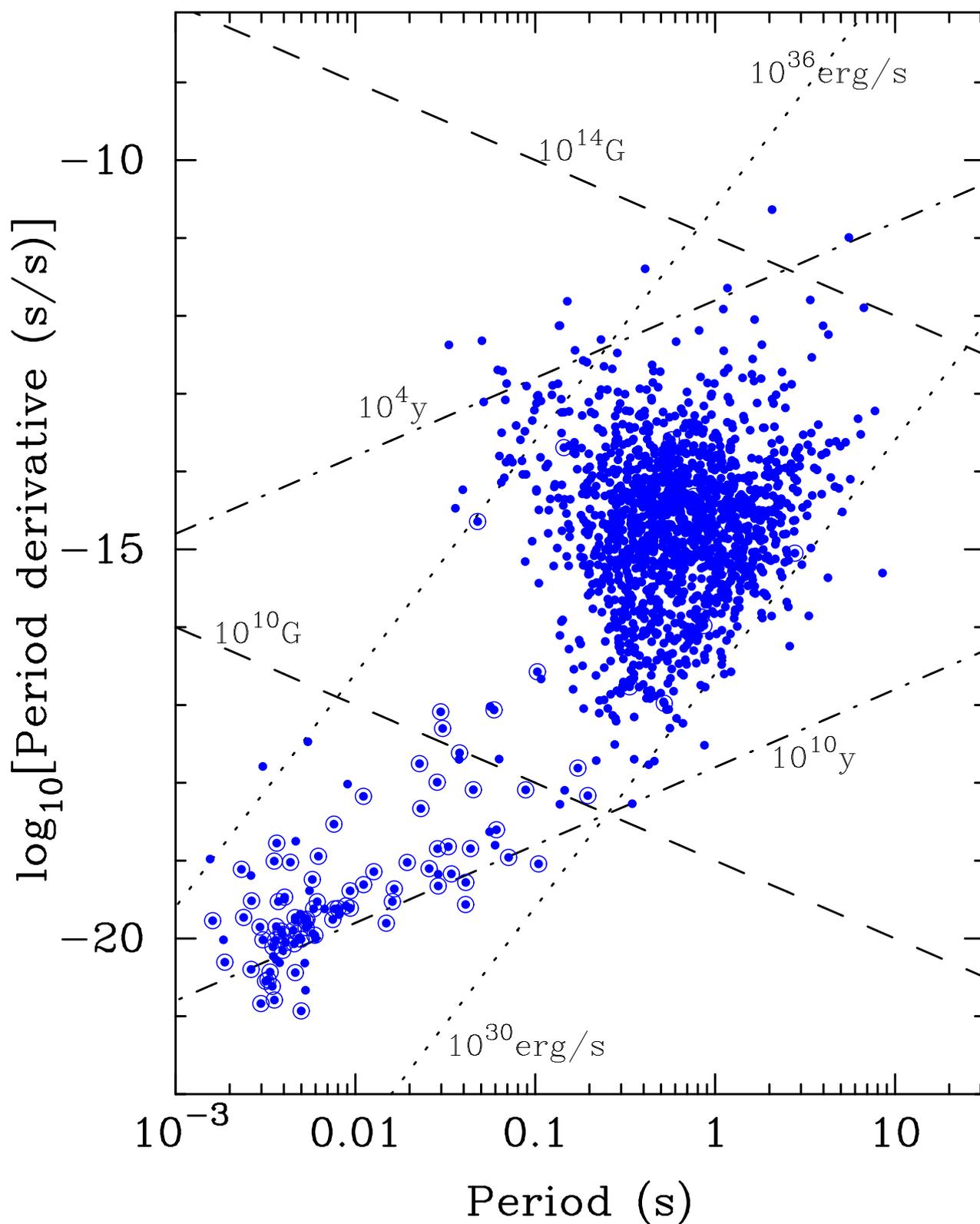


Рис. А.1 Диаграмма $P - \dot{P}$ из [330]. Пульсары в двойных системах показаны незаполненными кружками. Также линиями на диаграмме показаны фиксированные значения магнитного поля (штрих), возраста (штрих-пунктир) и потери энергии (пунктир). Четко выделяются два кластера – обычные и миллисекундные пульсары.

являются в своем роде компромиссом – поток излучения от пульсара еще достаточно велик, а влияние среды (см. ниже), которое часто нужно максимально исключить, уже ослабло. Так как излучение происходит в сильном магнитном поле, оно поляризовано. Средняя степень линейной поляризации p превышает 20%, хотя существуют пульсары, например PSR 0833-45, излучение которых практически полностью поляризовано.

Индивидуальные импульсы можно наблюдать только для самых сильных пульсаров и на больших радиотелескопах. Как уже было сказано выше, индивидуальные импульсы заметно варьируются по форме и по интенсивности, но при сложении большого количества (больше тысячи) получается стабильный интегральный импульс. Каждый индивидуальный импульс состоит из коротких суб-импульсов, которые возникают в огибающем среднем профиле. У некоторых пульсаров эти суб-импульсы возникают более упорядоченно, дрейфуя в пределах профиля от импульса к импульсу. Если еще увеличивать временное разрешение, то будет наблюдаться микроструктура импульсов с характерными длительностями до мкс. У некоторых пульсаров, например, у пульсара в Крабовидной туманности и первого обнаруженного МСП В1937+21 также наблюдаются гигантские импульсы – короткие всплески излучения с яркостью много превосходящей среднюю [334]. Самые короткие импульсы, которые наблюдались от Краба имели длительность около нескольких нс и яркость превосходящую МЯн с соответствующей яркостной температурой достигавшей 10^{40} К [335].

Стабильность среднего профиля связана с относительной стабильностью глобальной конфигурации магнитосферы, тем интереснее тот факт, что многие пульсары обладают несколькими (обычно двумя) модами излучения – у пульсара есть два различных стабильных средних профиля, время от времени происходит переключение между двумя модами. Было показано, что темп потери энергии различен для разных мод, что подтверждает гипотезу, что смена мод связана с перестройкой конфигурации магнитосферы. Родственным фено-

меном является т.н. “нуллинг”, т.е. выключение пульсара на некий промежуток времени от нескольких десятков периодов до недель. Это явление обычно также объясняется переключением между двумя модами, причем излучение в одной из них ориентировано так, что оно не попадает на Землю и для нас пульсар перестает излучать.

А.1.3. Демография пульсаров

Несколько слов необходимо сказать о “демографии” пульсаров. Согласно оценкам, в Галактике всего $\sim 150\,000$ обычных пульсаров и $30\,000 - 40\,000$ миллисекундных, и из времени жизни обычных пульсаров в 10^7 лет можно заключить, что пульсары рождаются примерно раз в 60 лет, что не противоречит современным оценкам частоты взрывов сверхновых соответствующих типов [330]. Самый близкий известный пульсар – PSR J0437+4715 находится в 150 пк от Земли, самые далекие – в Магеллановых облаках на расстоянии ~ 60 кпк. Пока не известно ни одного внегалактического пульсара, оценки чувствительности телескопов следующего поколения показывают, что они возможно будут в состоянии наблюдать самые яркие пульсары в ближайшей большой спиральной галактике М31. Распределение в Галактике пульсаров со светимостью на частоте 1.4 ГГц больше чем 0.3 мЯн кпк $^{-2}$ может быть записано в следующей форме [336]:

$$\rho(R) = AR^n \exp -R/\sigma, \quad (\text{A.4})$$

$A = 64.6$ кпк $^{-4.35}$, $n = 2.35$, $\sigma = 1.53$ кпк, $\rho(8.5 \text{ кпк}) = 38$ кпк. Широкий максимум распределения пульсаров лежит на галактоцентрических радиусах около 4 кпк.

В вертикальной плоскости распределение достаточно хорошо описывается экспоненциальным законом:

$$\rho(z) \propto \exp -|z|/z_0, \quad (\text{A.5})$$

где $z_0 \sim 400$ пк – вертикальный масштаб распределения. Величина z_0 гораздо больше, чем характерный масштаб распределения родительской популяции – ОВ-звезд, $z_{ОВ} \sim 50$ пк, что объясняется большими скоростями пульсаров при рождении $v_0 \sim 300$ км/с [337].

В Галактике есть и области с повышенной концентрацией пульсаров. Это прежде всего шаровые скопления – в таких шаровых скоплениях, как, например 47 Тус или Terzan 5 по оценкам должно быть более сотни МСП. Из-за высокой концентрации звезд в скоплениях, процесс образования двойных систем и раскрутки старых пульсаров (см. выше) протекает в них очень эффективно. Всего в скоплениях Галактики может быть по оценкам до 10 000 МСП.

А.1.4. Пульсары и межзвёздная среда

Сигналы от пульсара распространяются в ионизированной неоднородной среде, где также присутствует магнитное поле. Учёт эффектов, возникающих при распространении, необходим для проведения наблюдений пульсаров. Основными действующими эффектами являются: дисперсия пульсарного сигнала, фарадеевское вращение плоскости поляризации, рассеяние, сцинтилляции. Для целей работы более релевантными являлись три первых эффекта, поэтому они будут вкратце описаны ниже.

Дисперсия. Первый эффект, дисперсия сигнала, наиболее важен для пульсарных наблюдений. Он заключается в том, что скорость распространения электромагнитных волн в плазме зависит от их частоты: волны с большей частотой распространяются быстрее. Дисперсионное соотношение $\omega = \omega(k)$ в плазме без магнитного поля записывается как:

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2, \quad (\text{А.6})$$

где малая поправка $\omega_p = 2\pi \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e}}$ появляется из-за наличия в плазме свободных электронов с концентрацией n_e . Также вместо циклической частоты ω_p

можно ввести частоту $f_p \equiv \omega_p/(2\pi) = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e}} \sim 9 \text{ кГц} \left(\frac{n_e}{1 \text{ см}^{-3}}\right)^{1/2}$. Для характерной для Галактики концентрации электронов $n_e = 0.02 \text{ см}^{-3}$, $f_p \sim 1.3 \text{ кГц}$.

Уравнение A.6 не имеет действительных решений при частоте электромагнитной волны ниже плазменной $f < f_p$, это значит, что такие волны не могут свободно распространяться в плазме. Очевидно, что это делает невозможным простейший сценарий, где энергия вращения пульсара теряется на излучение ЭМ волн на частоте вращения.

При распространении сигнала в среде важнейшей величиной является т.н. групповая скорость $v_g \equiv d\omega/dk$, с которой сигнал переносит энергию (и информацию). В плазме групповая скорость зависит от частоты следующим образом:

$$v_g = \frac{kc}{\sqrt{k^2 c^2 + \omega_p^2}} \approx \frac{\omega c}{\sqrt{\omega^2 + \omega_p^2}} \approx c \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \approx \left(1 - \frac{f_p^2}{2f^2}\right) c, \quad (\text{A.7})$$

где был использован факт малости плазменной частоты по сравнению с частотой ЭМ волны, $f_p \ll f$. Для очень большой частоты $f \rightarrow \infty$ групповая скорость сигнала стремится к скорости света c , сигналы на других частотах будут приходить с задержкой относительно “бесконечной частоты”.

$$dt = dl \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c}\right) = \frac{dl}{c} \frac{f_p^2}{2f^2}. \quad (\text{A.8})$$

$$\tau = \int_0^L dt = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \int_0^L n_e dl \frac{1}{f^2} = \frac{\mathcal{D}DM}{f^2}, \quad (\text{A.9})$$

где L – расстояние до источника в пк, $\mathcal{D} = 4.1488 \times 10^3 \text{ МГц}^2 \text{ пк}^{-1} \text{ см}^3$ – численный коэффициент, а распределение концентрации плазмы до источника даёт меру дисперсии $DM = \int_0^L n_e dl$, выражаемую в пк · см⁻³. Из этого уравнения легко получить разность во временах прихода на различных частотах f_1 и f_2 (выраженных в МГц):

$$\tau(f_1, f_2) \approx 4150 \text{ с} \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}\right) DM. \quad (\text{A.10})$$

Для примера, разность прихода внутри канала на частоте $f = 600$ МГц с шириной $\Delta f = 0.1$ МГц составит $\Delta t = 4 DM$ мкс, что может составлять значимую величину при хронометрировании далеких миллисекундных пульсаров. Ниже будет подробно описано как производится учёт этого эффекта при пульсарных наблюдениях.

Фарадеевское вращение. Если в плазме присутствует магнитное поле, то возникает дополнительный эффект – вращение плоскости поляризации линейно-поляризованной волны. Это можно видеть, исследуя дисперсионное соотношение. По сравнению с дисперсионным соотношением ненамагниченной плазмы (A.6), добавляется новый член следующего порядка малости:

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2 \pm \frac{\omega_p^2 \omega_B}{\omega}, \quad (\text{A.11})$$

где $\omega_B = \frac{eB_{\parallel}}{m_e c} \sim 17.5$ МГц $\left(\frac{B_{\parallel}}{\text{Гс}}\right)$ – циклотронная частота и B_{\parallel} – продольная компонента магнитного поля по лучу зрения. Разные знаки соответствуют разным круговым поляризациям ЭМ волны. В Галактике в среднем сила магнитного поля составляет $\mathcal{O}(\text{мкГс})$, поэтому третий член на много порядков меньше второго и разность во времени прихода волн с различной поляризацией будет ничтожна, меньше наносекунды. Разность фаз двух компонент $\Delta\Psi$, однако, будет составлять конечную величину [336]:

$$\Delta\Psi = \int_0^L (k_+ - k_-) dl = \frac{e^3}{\pi m_e^2 c^2 f^2} \int_0^L n_e B_{\parallel} dl. \quad (\text{A.12})$$

Так как направление поляризации не определено и позиционный угол поляризации имеет периодичность π (не 2π , как фаза), то изменение позиционного угла будет в два раза меньше:

$$\Delta\Psi_{PA} = \Delta\Psi/2 \equiv RM\lambda^2, \quad (\text{A.13})$$

где λ – это длина ЭМ волны, а коэффициент $RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e$ называется *мерой вращения*, в нём содержится информация о магнитном поле на луче зрения

источник-наблюдатель. Меры вращения измеряются в рад · м⁻². При одновременном определении RM и DM можно сделать оценку среднего продольного магнитного поля:

$$\langle B_{\parallel} \rangle = RM/DM = 1.23 \text{ мкГс } RM/DM, \quad (\text{A.14})$$

следует отметить, что систематическая ошибка такой оценки велика – области с значительно повышенной концентрацией электронов и часто встречающиеся изменения направления магнитного поля B будут сильно на неё влиять.

Рассеяние. Первые два эффекта, дисперсия сигнала и фарадеевское вращение, присутствуют в намагниченной плазме всегда. Эффект рассеяния добавляется, когда мы переходим к рассмотрению более реалистичной модели неоднородной МЗС, где в широком диапазоне пространственных масштабов присутствуют неоднородности электронной плотности [285, 286]. Рассмотрим упрощенную модель – в МЗС присутствует один масштаб неоднородности a , на котором электронная плотность флуктуирует на Δn_e : $n = n_0 + \Delta n_e$. При распространении через каждую “ячейку” размера a , фаза Φ флуктуирует относительно однородного случая на небольшую величину $\delta\Phi = \delta k a$, где δk – добавка к величине волнового числа k , вызванная флуктуацией электронной плотности Δn_e . Из дисперсионного соотношения (A.6) легко вывести $\delta k = \frac{e^2 \Delta n_e}{m_e c f}$ и $\delta\Phi = \frac{e^2 \Delta n_e a}{m_e c f}$. Отклонения в соседних областях независимы и поэтому общий сдвиг фазы будет в $\sqrt{N} = \sqrt{L/a}$ раз больше:

$$\Delta\Phi = \frac{e^2}{m_e c} \frac{\sqrt{L a} \Delta n_e}{f}. \quad (\text{A.15})$$

Этот сдвиг в фазе эквивалентен отклонению плоского волнового фронта на угол θ_0 тонким экраном с толщиной a , расположенным на середине пути до пульсара $L/2$ [338]:

$$\theta_0 \simeq (\lambda/2\pi) \Delta\Phi/a = \frac{e^2 \Delta n_e \sqrt{L}}{2\pi m_e \sqrt{a} f^2}. \quad (\text{A.16})$$

В результате такого отклонения наблюдатель вместо точечного источника видит изображение конечного размера – диск вокруг положения пульсара с ха-

рактёрным угловым радиусом θ_0 и распределением яркости

$$I(\theta) \propto \exp(-\theta^2/\theta_0^2). \quad (\text{A.17})$$

Что ещё более важно, из-за отклонения пути распространения от прямолинейного фотоны приходят с задержкой:

$$\Delta t(\theta) = \frac{\theta^2 L}{c}. \quad (\text{A.18})$$

Это соотношение позволяет получить из (A.17) временную зависимость наблюдаемой интенсивности:

$$I(\Delta t) \propto \exp(-c\Delta t/(\theta_0^2 L)) \equiv \exp(-\Delta t/\tau_s), \quad (\text{A.19})$$

$$\tau_s = \frac{\theta_0^2 L}{c} = \frac{e^4 \Delta n_e^2 L^2}{4\pi^2 m_e^2 a f^4}, \quad (\text{A.20})$$

τ_s – характерный временной масштаб рассеяния. Даже самый короткий импульс при распространении подвергнется размыванию и будет наблюдаться как экспоненциально затухающий с характерным временем затухания τ_s . Из (A.20) видно, что эффект выражен гораздо сильнее на низких частотах ($\propto f^{-4}$), направлений проходящих через значительные флуктуации электронной концентрации (Δn_e^2) (и для далеких пульсаров, $\propto L^2$). Применение более реалистичных моделей МЗС, например, с спектром турбулентности, описываемым колмогоровским распределением, дает близкие результаты $\tau_s \propto f^{-4.4}$ [339].

A.2. Пульсарное хронометрирование

Пульсары являются достаточно слабыми источниками, лишь один, V0833-45 (Vela), имеет плотность потока на частоте 1.4 ГГц больше 1 Ян и всего лишь четыре – больше 0.1 Ян. Для сравнения, самый яркий радиоисточник на небе за пределами Солнечной системы, Кассиопея А, имеет на этой частоте плотность потока ~ 1500 Ян. Отношение сигнала к шуму S/N в пульсарных наблюдениях записывается следующим образом [336]:

$$S/N = \frac{GS\sqrt{n_p t_{int} \Delta f}}{T_{sys}} \sqrt{\frac{P-W}{W}}, \quad (\text{A.21})$$

где G – это антенный выигрыш, зависящий от параметров антенны, прежде всего её площади, T_{sys} – антенная температура, оба этих параметра характеризуют качество радиотелескопа. S – плотность потока от пульсара, n_p – число поляризаций, в которых ведутся наблюдения, одна или две, Δf – частотная ширина полосы, P – период пульсара, а W – эффективная ширина импульса, которая может быть вычислена как отношение площади под сигналом к его максимальному уровню, t_{int} – время накопления. Из формулы (A.21) очевидна стратегия наблюдений – нужно наблюдать как можно дольше и как в можно более широкой частотной полосе, также очевидно, что лучше наблюдаются пульсары с узкими импульсами W . Длительное накопление может вызывать дополнительные сложности при наблюдениях двойных пульсаров в тесных системах с малым периодом обращения и при сильных сцинтилляционных и дифракционных эффектах, однако основную проблему представляет дисперсия в межзвездной среде – для успешных наблюдений необходимо как можно более широкая полоса, дисперсия же (см. (A.10)) будет замывать сигнал. Эта становится особенно важно при наблюдении миллисекундных пульсаров, где дисперсионная задержка может быть сравнимой с периодом пульсара даже в узкой полосе. Очевидно, что для того, чтобы можно было проводить наблюдения пульсаров, необходимо произвести процедуру *дедисперсии*.

Исторически первым методом дедисперсии был аппаратный – некогерентная дедисперсия. Этот метод заключается в том, что широкая полоса Δf разделяется на большое количество каналов с шириной $\delta f \ll \Delta f$, затем к сигналу от каждого канала добавляется соответствующая задержка (A.9), задержка может добавляться как аппаратными, так и программными средствами. Для примера, пульсарный комплекс Калязинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН (КРАО АКЦ ФИАН) на радиотелескопе РТ-64, работающий

на частоте 600 МГц, имеет общую ширину полосы 3.2 МГц, которая делится на 80 каналов по 40 КГц. Задержка в каждом канале составляет $\Delta t = 0.1DM$ мкс, что позволяет уверенно производить наблюдения даже миллисекундных пульсаров с $DM > 100$.

Аппаратное решение, к сожалению, плохо масштабируется – количество каналов невозможно бесконечно увеличивать, что, в свою очередь, ограничивает общую ширину полосы наблюдений. Метод когерентной дедисперсии позволяет обойти эту сложность и получить, теоретически, ширину полосы сравнимую с самой частотой на которой ведутся наблюдения: $\Delta f \sim f_0$. Этот метод был предложен еще в 1970-х [340], однако из-за того, что для его применения необходимо использовать большие вычислительные мощности, его внедрение произошло лишь в конце 1990-х.

Метод когерентной дедисперсии основан на простом факте, что диспергирующая среда работает как простой фазовый фильтр, характеризующийся некой передаточной функцией H [336]. Задачу учета удобнее решать в частотном представлении, а затем уже переходить с помощью преобразования Фурье в временную область. Ниже представлено краткое описание алгоритма процедуры когерентной дедисперсии. В дальнейшем обсуждении используются следующие обозначения: сигналы во временной области обозначаются строчными буквами, их Фурье-образы – заглавными. Для сигнала в полосе частот Δf с центром на частоте f_0 Фурье-преобразования имеют следующую форму:

$$v(t) = \int_{f_0 - \Delta f/2}^{f_0 + \Delta f/2} V(f) e^{i2\pi ft} df$$

$$v_{int}(t) = \int_{f_0 - \Delta f/2}^{f_0 + \Delta f/2} V_{int}(f) e^{i2\pi ft} df,$$
(A.22)

v, V относятся к наблюдаемому сигналу и v_{int}, V_{int} к сигналу непосредственно

на пульсаре, в частотном представлении они связаны как:

$$V(f_0 + f) = V_{int}(f + f_0)H(f + f_0). \quad (\text{A.23})$$

Набег фазы $\Delta\Phi$, возникающий при распространении от пульсара, вычисляется по простой формуле $\Delta\Phi = -kd$, и передаточная функция выражается как

$$H(f) = e^{-i\Delta\Phi}. \quad (\text{A.24})$$

Эффект дисперсии заключается в том, что в плазме волновое число k зависит от частоты волны нетривиальным образом (см. (A.6)):

$$k(f_0 + f) = \frac{2\pi(f_0 + f)}{c} \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{(f_0 + f)^2}} \approx \frac{2\pi(f_0 + f)}{c} \left(1 - \frac{f_p^2}{2(f_0 + f)^2} \right),$$

где очень малым влиянием магнитного поля (A.11) можно в данном случае пренебречь.

Передаточная функция тогда записывается:

$$H(f_0 + f) = e^{\frac{i2\pi d}{c} \left(f_0 + f + \frac{f_p^2}{2(f_0 + f)^2} \right)} = e^{-\frac{i2\pi d}{c} \left[\left(f_0 - \frac{f_p^2}{2f_0} \right) + \left(1 + \frac{f_p^2}{f_0^2} \right) f - \frac{f_p^2}{2(f_0 + f)f_0^2} f^2 \right]}, \quad (\text{A.25})$$

где было использовано тождество $\frac{1}{f_0 + f} = \frac{1}{f_0} - \frac{f}{f_0^2} + \frac{f^2}{(f_0 + f)f_0^2}$. Первый член в скобках экспоненты даёт постоянную добавку к фазе, которой можно пренебречь. Второй член эквивалентен сдвигу на постоянную величину во временной области, он учитывается введением постоянного сдвига на эту величину. Влияние дисперсионной задержки описывается третьим членом в экспоненте:

$$H(f_0 + f) = e^{\frac{i2\pi d}{c} \frac{f_p^2}{2(f_0 + f)f_0^2} f^2}. \quad (\text{A.26})$$

Это соотношение может быть переписано с использованием величин DM и \mathcal{D} введённых выше:

$$H(f_0 + f) = e^{\frac{i2\pi DDM}{(f_0 + f)f_0^2} f^2}. \quad (\text{A.27})$$

Таким образом, исходный пульсарный сигнал v_{int} восстанавливается путем применения функции H^{-1} , обратной к передаточной, к наблюдаемому сигналу $V(f_0 + f)$ в частотном представлении:

$$V_{int}(f_0 + f) = V(f_0 + f)H^{-1}(f_0 + f). \quad (\text{A.28})$$

Как неоднократно упоминалось, пульсары являются очень слабыми радиоисточниками и для надежных наблюдений необходимо свернуть большое количество, $> 10^3$ импульсов. Эта свёртка осуществляется очевидным образом: пусть известен с какой-то точностью период пульсара P . Сигнал записывался промежутком времени $t_{int} \gg P$ с постоянной дискретизации t_{samp} и был подвергнут процедуре дедисперсии (когерентной или некогерентной). Импульс разбивается на большое количество бинов $n_{bins} \gg 1$ с длительностью $t_{bin} = P/n_{bins}$. Для сигнала в i -м интервале дискретизации t_{samp} определяется соответствующий бин:

$$n_i = [it_{samp}/P] \times n_{bins}, \quad (\text{A.29})$$

где в квадратных скобках – остаток от целочисленного деления на P . В итоге после нормирования получается суммированный профиль сигнала. Качество полученного профиля определяется отношением сигнала к шуму $(S/N)_{prof}$:

$$(S/N)_{prof} = \frac{1}{\sigma W} \sum_{j=1}^{n_{bins}} (s_j - n), \quad (\text{A.30})$$

где n – уровень шумовой дорожки (вне импульса), σ – её дисперсия, W – эффективная ширина сигнала, определённая выше, и s_j – уровень сигнала в j -м бине. Не всегда период P известен заранее с высокой точностью и это вызовет искусственное расплывание суммарного профиля. Период уточняется путём максимизации отношения $(S/N)_{prof}$.

Суммарный профиль необходим для получения *моментов прихода импульсов* (МПИ) – основной наблюдаемой величины метода пульсарного хронометрирования. Формально МПИ определяется как момент прихода импульса,

ближайшего к какой-то выбранной точке в сеансе наблюдений (начало, конец или, чаще всего, середина). Математически этот момент определяется путем корреляции суммарного профиля с шаблонным, полученным путем сложения очень большого количества импульса и последующей аппроксимации гладкими функциями и считающегося эталонным и свободным от шума. Сигнал $S(t)$ ищется как сумма неизвестного нуль-уровня и сдвинутого перемасштабированного шаблона $\mathcal{T}(t)$ [341]:

$$S(t) = c_0 + c_1 \mathcal{T}(t - \tau), \quad (\text{A.31})$$

сдвиг τ и определяет в итоге МПИ. Корреляция может быть проведена как во временном, так и в частотном представлении. Если в первом случае предельная точность определения МПИ составляет примерно 10% от ширины бина, то используя процедуру χ^2 минимизации в частотном представлении можно получать и более высокую точность, ограниченную лишь качеством суммарного импульса $(S/N)_{prof}$ [342].

Хронометрирование пульсаров – это длительный процесс, некоторые пульсары регулярно наблюдаются уже десятки лет. Результатами этих наблюдений (и исходными объектами для всех последующих применений) являются ряды МПИ. Наиболее “интересные” пульсары наблюдаются раз в несколько недель, таким образом в их рядах может быть более сотни точек.

Высокая точность, которая может быть достижима с помощью этого метода, выдвигает серьезные требования к метрологическому обеспечению наблюдений. Во-первых, МПИ привязываются к стандарту времени с погрешностью не более нескольких нс, обычно водородному мазеру обсерватории. Затем полученные *топоцентрические* МПИ переводятся в какую-нибудь из универсальных шкал времени – сейчас это обычно делается с применением универсальных шкал времени UTC (Coordinated Universal Time), реализованных на спутниках глобальных навигационных систем GPS или ГЛОНАСС. После этого по стандартным алгоритмам, предоставляемым Международным Бюро Мер и Весов

(Bureau International des Poids et Mesures—BIPM), МПИ переводятся в максимально равномерную шкалу ТТ (Time Terrestrial).

Однако геоцентрическая система с шкалой времени ТТ не приспособлена для анализа МПИ и необходим перевод в как можно более инерциальную систему координат. Для целей пульсарного хронометрирования достаточно СК с нуль-точкой в барицентре Солнечной системы (барицентрическая система координат, БСК). МПИ в итоге приводятся к барицентрическому времени TDB (Barycentric Dynamical Time).

Основным принципом хронометрирования (или, как его иногда называют, тайминга) пульсаров является максимально точное восстановление регулярно процесса испускания импульсов пульсаром по наблюдаемым рядам МПИ.

Пульсар с течением времени замедляется¹ и его мгновенная частота вращения $\nu(t)$ может быть представлена в виде разложения в ряд Тейлора, обычно выписывают несколько первых членов:

$$\nu(t) = \nu_0 + \dot{\nu}_0(t - t_0) + \frac{\ddot{\nu}_0(t - t_0)^2}{2} + \frac{\dddot{\nu}_0(t - t_0)^3}{6} + \dots, \quad (\text{A.32})$$

для большинства пульсаров, кроме самых молодых и “шумных”, уже вторая производная $\ddot{\nu}$ очень мала и не измеряется на нынешнем уровне точности пульсарных наблюдений. Уравнение (A.32) может быть связано с номером импульса пришедшего в момент времени t :

$$N(t) = N_0 + \nu_0(t - t_0) + \frac{\dot{\nu}_0(t - t_0)^2}{2} + \frac{\ddot{\nu}_0(t - t_0)^3}{6} + \dots, \quad (\text{A.33})$$

где N_0 — это номер импульса пришедшего в эпоху t_0 . При условии, что точная модель вращения пульсара ($\nu, \dot{\nu}, \dots$) известна, становится возможным предсказать моменты прихода N -го импульса. В инерциальной системе, такой как барицентрическая, эти импульсы должны приходить максимально равномерно (пока вопрос ускоренного движения самого пульсара не рассматривается).

¹ за исключением редких ускорений, так называемых глитчей, которые характерны, в основном, для молодых пульсаров. Вращение миллисекундных пульсаров, о которых в основном и идёт речь, характеризуется регулярным замедлением.

Для сравнения модели и наблюдений топоцентрические МПИ t_{topo} переводятся в барицентр t_{SSB} (детальный формализм рассмотрен в [343]):

$$t_{SSB} = t_{topo} + \Delta t_{clock} + \Delta t_{DM} + \Delta t_{R\odot} + \Delta t_{S\odot} + \Delta t_{E\odot}, \quad (\text{A.34})$$

где Δt_{clock} – рассмотренные выше поправки к МПИ, необходимые для перехода к ТТ, $\Delta t_{DM} = \mathcal{D}DM/f^2$ – поправка на меру дисперсии DM , МПИ приводятся к бесконечной частоте, $\Delta t_{R\odot}$ – рёмеровская поправка, связанная с конечным размером орбиты Земли. $\Delta t_{S\odot}$, $\Delta t_{E\odot}$ – релятивистские поправки, а именно поправка на эффект Шапиро и поправки на разность хода часов движущихся в различном гравитационном поле. Дополнительный значок \odot показывает, что расчет поправок происходит в Солнечной системе, он необходим так как практически идентичные по характеру поправки возникают при хронометрировании пульсаров в двойных системах. Ниже приводится краткое обсуждение поправок $\Delta t_{R\odot}$, $\Delta t_{S\odot}$, $\Delta t_{E\odot}$. Поправка Рёмера $\Delta t_{R\odot}$ – это чисто геометрическая поправка, учитывающая разность во времени распространения сигнала от пульсара до радиотелескопа и до барицентра:

$$\Delta t_{R\odot} = -\frac{1}{c}\mathbf{r}\mathbf{n} = -\frac{1}{c}(\mathbf{r}_{\oplus} + \mathbf{r}_{obs})\mathbf{n}, \quad (\text{A.35})$$

где \mathbf{n} – единичный вектор в направлении на пульсар (все вычисления теперь ведутся в барицентрической системе координат), а $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{\oplus} + \mathbf{r}_{obs}$ – это радиус-вектор положения радиотелескопа в барицентрической системе координат, который в свою очередь представляет из себя сумму двух векторов: \mathbf{r}_{\oplus} – положение геоцентра Земли и \mathbf{r}_{obs} – вектор, задающий положение телескопа на вращающейся Земле. Для получения необходимой точности в вычислении \mathbf{r}_{\oplus} сейчас используются детальные эфемериды Солнечной системы выпускаемые Лабораторией реактивного движения (JPL) DE405 и, для анализов требующих самой высокой чувствительности, DE421 [344]. Для точного вычисления положения телескопа на неравномерно вращающейся Земле применяют поправки UT1, предоставляемые Международной службой вращения Земли (IERS).

При распространении сигнала в гравитационном поле он испытывает небольшую задержку [345]:

$$\Delta t_{S\odot} = -2\Sigma_i \frac{GM_i}{c^3} \ln(1 + \cos(\theta_{PiE})), \quad (\text{A.36})$$

где M_i – масса i -го тяготеющего тела, θ_{PiE} – угол пульсар-центр тяготеющего тела-наблюдатель. Положения всех тел берутся на момент максимального сближения сигнала с тяготеющим телом. Максимальная величина эффекта достигается если сигнал распространяется в непосредственной близости от лимба Солнца – тогда величина задержки будет составлять ~ 100 мкс. Эффект вызываемый другими телами Солнечной системы гораздо меньше, но тем не менее задержки от планет-гигантов также включаются в новые программные пакеты обработки. Для Юпитера максимальная задержка составляет 180 нс, для Сатурна величину в три раза меньшую, а задержки от Урана и Нептуна не превышают ~ 10 нс.

Появление последней поправки, поправки Эйнштейна $\Delta t_{E\odot}$, вызвано тем, что Земля движется со скоростью $v_E(t)$ вокруг барицентра Солнечной системы в изменяющемся гравитационном поле других тел системы и часы, находящиеся на ней, идут со скоростью отличной от той, которая была бы у часов помещённых в барицентр [3]. Поправка описывается интегралом от следующего выражения:

$$\Delta t_{E\odot} = \int \left[\frac{v_E^2}{2c^2} + \Sigma_i \frac{GM_i}{c^2 r_i^E} \right] dt, \quad (\text{A.37})$$

суммирование ведётся по всем телам Солнечной системы (на практике в модель включается Солнце, все планеты (за исключением Земли), крупнейшие астероиды), r_i^E – расстояние от тела до центра Земли и v_E – скорость Земли в БСК.

Поправки в выражении (A.34) описывают простейший случай одиночного покоящегося пульсара. Чисто радиальное движение никак не может быть

обнаружено, так как из-за эффекта Доплера оно просто переопределит наблюдаемое значение периода P . Это может быть проиллюстрировано следующим образом: пусть N -ый импульс в случае покоящегося пульсара прибывал бы в БЦ в момент времени $t_N = NP_i$, P_i – собственный период пульсара. Из-за движения пульсара со скоростью v_R возникает дополнительная задержка $\Delta t_R = (v_R t_N)/c$ (для определенности, $v_R > 0$) и N -ый импульс достигнет барицентра в момент времени $t_N + \Delta t_R$. В простейшей модели тайминга уравнения (A.33), где удерживаются только первый член, это будет записано как $NP_{obs} = t_N + \Delta t_R = NP_i + (v_R NP_i)/c$. В итоге наблюдаемое значение периода пульсара P_{obs} будет отличаться от истинного: $P_{obs} = (1 + v_R/c)P_i$.

Если пульсар обладает заметной поперечной скоростью v_T , то может быть необходимо введение поправки Шкловского [346] – из-за квадратичного изменения расстояния между БЦСС и пульсаром со временем растёт величина задержки:

$$\Delta t_{Shklovskii}(t) = \frac{V_T^2 t^2}{2cd}, \quad (\text{A.38})$$

где d – расстояние от пульсара.

Как линейно растущая задержка переопределяет наблюдаемое значение периода P , так и задержка, растущая квадратично, переопределит наблюдаемое значение первой производной периода \dot{P} :

$$\dot{P}_{obs} - \dot{P}_i = \frac{Pv_T^2}{cd} = 2.4 \times 10^{-21} \left(\frac{P}{\text{с}} \right) \left(\frac{d}{\text{кпк}} \right) \left(\frac{\mu}{\text{мкс дуги год}^{-1}} \right)^2, \quad (\text{A.39})$$

μ – собственное движение пульсара. Эта поправка особенно важна при изучении различных теорий тяготения методом пульсарного хронометрирования (см. ниже). Также любое радиальное движение пульсара с ускорением a_R будет вызывать изменение значения первой производной на величину $a_R P/c$. Чаще всего заметное влияние этого эффекта проявляется в шаровых скоплениях, где велики ускорения пульсаров во внешнем гравитационном поле. Хронометрирование пульсаров в двойных системах является гораздо более сложной задачей

– это легко видеть из того факта, что скорости и ускорения пульсаров в них велики и быстро меняются. Также учёт релятивистских эффектов, возникающих при распространении в двойной системе, аналогичный (A.34), приводит к значительному усложнению алгоритма. С другой стороны, именно прецизионное хронометрирование таких систем с учетом эффектов ОТО (или альтернативных теорий гравитации) и позволяет производить столь большое количество проверок теорий тяготения.

Теперь, наконец, можно изложить сам принцип пульсарного хронометрирования. Оно основано на уравнениях (A.33) и (A.34). С помощью (A.34) наблюдаемые топоцентрические МПИ переводятся в БЦСС с вкладом многих первоначально неизвестных параметров – на выходе получается ряд МПИ $t_i(p_k)$. Параметры, необходимые для этой редукции, описывают вращение пульсара (период, производные периода), положение пульсара (координаты, собственное движение) и, в случае если пульсар находится в двойной системе, параметры этой двойной. Этот ряд должен сводиться к регулярному ряду МПИ – для каждого момента времени t_i по модели (A.33) определяется номер импульса N_i . Этот измеренный номер импульса был бы целым в случае идеальной модели, но в реальности это какое-то действительное число. Процедура фитирования заключается в χ^2 -минимизации:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{N_i - n_i}{\sigma_i^{TOA}} \right)^2, \quad (\text{A.40})$$

n_i – ближайшее целое число, σ_i^{TOA} – ошибка определения МПИ:

$$\sigma_i^{TOA} \approx \frac{W}{(S/N)_i}, \quad (\text{A.41})$$

W –ширина импульса, S/N определяется по формуле (A.21). Ищется комбинация параметров, минимизирующая (A.40). Целью фитирования является получение устойчивого по фазе решения т.е. должен быть учтён каждый импульс на всём протяжении ряда. Для миллисекундных пульсаров общее число импульсов может превышать сотни миллиардов и ни один из них не может быть

“потерян” при построении решения. Другой важнейшей характеристикой метода являются так называемые остаточные уклонения (ОУ МПИ) – разности между предвычисленными МПИ и реально наблюдаемыми. В случае качественного фита эти величины будут иметь гауссово распределение, его амплитуда будет показывать с какой точностью хронометрирован пульсар. Например, для пульсара J0437-4715 ОУ МПИ для ряда с продолжительностью больше 5 лет составляют величину меньше 200 нс [347], что позволяет говорить об относительной точности пульсаров как часов, превышающей 10^{-15} на столь длительном интервале времени. Также это можно выразить следующим образом: абсолютная точность с которой определяется вращательная фаза пульсара составляет 10^{-4} после 10^{11} оборотов с начальной эпохи наблюдений. Если значения параметров, принятые для редукции и фита отличаются от истинных, ОУ МПИ будут иметь уже негауссово распределение и по их форме зачастую можно оценить какой параметр требует внимания. Многие параметры имеют большую степень вырожденности в процедуре подгонки, что создаёт дополнительные сложности, также, как уже было показано выше, вращательные параметры могут иногда “поглощать” некоторые физические эффекты и чувствительность метода к этим эффектам тогда значительно понижается. “Шум” ОУ МПИ и его свойства имеют большое значение для возможности использования метода пульсарного хронометрирования в различных приложениях [348]

Описанный выше алгоритм реализован в различных программных пакетах: PSRTIME (Jodrell Bank) [349], TIMAPR (ПРАО ПКЦ ФИАН) и наиболее часто используемый в настоящий момент времени TEMPO/TEMPO2 (ATNF) [185, 350].

А.3. Приложение наблюдений пульсаров к тестам теорий тяготения.

Наблюдения пульсаров играют большую роль для очень широкого круга задач фундаментальной физики – от исследования состояния вещества с плотностями превышающими ядерные [39] до, например, поиска аксионов – гипотетических частиц за пределами Стандартной модели [351]. В данной работе наибольшее внимание уделялось исследованию с помощью пульсарных наблюдений гравитационных теорий – ОТО и её различных альтернатив. Общая методология исследования проста: если эффект сравнительно сильный, то его влияние параметризуется и вставляется в модель хронометрирования, затем проводится χ^2 -минимизация и в итоге получается оценка на величину эффекта и соответствующую физическую теорию. Если же эффект слабый и целью является установление верхних пределов на его величину, то определяется предельная величина, еще совместная с уже наблюдаемыми ОУ МПИ пульсаров. Последний способ часто используется для ограничения параметров альтернативных теорий гравитации. Использование тайминга для проверки теории гравитации описано в обзорных работах [9, 51, 352].

Самым известным результатом этого метода является проверка предсказания ОТО об испускании гравитационных волн двойной системой. Впервые это было подтверждено при наблюдениях двойной системы пульсара B1913+16 (J1915+1606) и за наблюдательное подтверждение данного явления [353] Дж. Тэйлору и Р. Халсу была присуждена Нобелевская премия по физике в 1993.

Подавляющее большинство тестов теорий гравитации осуществляется при наблюдениях пульсаров, находящихся в двойных системах, поэтому необходимо краткое изложение особенностей их хронометрирования. Как и в случае одиночного пульсара, необходимо связать наблюдаемые топоцентрические МПИ с моментами времени, когда эти импульсы испускались пульсаром, но если в случае одиночного пульсара основной редукцией был переход в БЦСС, то в

двойной системе появляются дополнительные поправки и барицентрические МПИ t_b связаны с временем на пульсаре T следующим образом:

$$t_b - t_0 = T + \Delta t_R + \Delta t_S + \Delta t_E + \Delta t_A, \quad (\text{A.42})$$

t_0 – некая константа, поправки $\Delta t_R, \Delta t_S, \Delta t_E$ – это те же самые поправки Рёмера, Шапиро и Эйнштейна, что и рассмотренные чуть ранее, но теперь для двойной системы пульсара. Абберационная поправка Δt_A связана с тем, что пульсар быстро вращается и наблюдаемая область излучения всегда обладает значительной трансверсальной скоростью, что вызывает возникновение релятивистской поправки. Эта поправка не может быть использована для целей проверок, так как показано, что она не может наблюдаться независимо, а вместо этого переопределяет параметры двойной системы [354]. Это аналогично рассмотренному выше случаю радиального движения одиночного пульсара, которое не наблюдается в явном виде, вместо этого переопределяя его наблюдаемый период.

Большинство пульсаров в двойных системах адекватно описывается без учета релятивистских поправок, т.е. необходимо добавить только поправку Рёмера в двойной системе. Для описания движения пульсара достаточно пяти стандартных кеплеровских элементов: периода обращения P_b , проекции большой полуоси орбиты $x \equiv a \sin i$, долготы и эпохи периастра ω и T_0 , и эксцентриситета e . Движение тела по этой орбите описывается уравнениями, связывающими эксцентрическую аномалию E , среднюю аномалию M , и истинную аномалию A_T :

$$E - e \sin E = M, \quad (\text{A.43})$$

$$M(t) = \frac{2\pi}{T_b}(t - T_0), \quad (\text{A.44})$$

$$A_T(E) = 2 \arctan \left[\sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \frac{E}{2} \right]. \quad (\text{A.45})$$

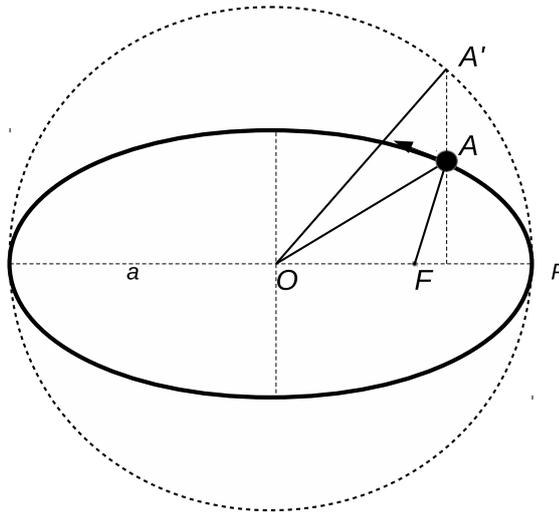


Рис. А.2 Средняя и эксцентрическая аномалии. Движение происходит по эллипсу с большой полуосью a и эксцентриситетом e , с центром в точке O и одним из фокусов в F . Эксцентрическая аномалия E есть угол $\angle A'OF$, истинная аномалия A_T – угол $\angle AFP$

Геометрический смысл аномалий E , A_T показан на Рис. А.2, средняя аномалия M – это угловое расстояние от периастра гипотетического тела движущегося с угловой скоростью $\Omega_b = 2\pi/T_b$.

Количество альтернативных теорий гравитации очень велико, поэтому проверки возможны только если развит определенный формализм: в режиме слабого поля эту роль выполняет PPN – *параметризованный пост-ньютоновский формализм* [355, 356]. В этом пределе легче всего сравнивать различные теории гравитации – метрический тензор теорий будет представлять из себя обычный диагональный тензор Минковского ($\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$) с небольшими добавками, величина которых зависит от распределения материи в системе и от самой теории. Эти безразмерные потенциалы, аналогичные ньютоновскому потенциалу, являются первыми членами разложения полной теории по малому параметру $\epsilon \sim (v/c)^2$, различные компоненты метрического тензора требуют разной точности: g^{00} до $\mathcal{O}(\epsilon^2)$, g^{0i} до $\mathcal{O}(\epsilon^3/2)$, g^{ij}

до $\mathcal{O}(\epsilon)$ [352]. Всё многообразие *метрических* теорий гравитации отличается только численными коэффициентами перед вычисленными потенциалами – альтернативные теории будут предсказывать различные численные коэффициенты. В данный момент самый популярный ППН-формализм использует 10 параметров $\gamma_{PPN}, \beta, \xi, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4$, описывающих, в том числе, и эффекты вызванные возможным существованием выделенной системы отсчёта, выделенных положений в пространстве и возможных нарушений в законах сохранения (см. Табл. 2 в [51] для детального описания параметров). В ОТО ППН-параметры имеют простой вид: $\gamma_{PPN} = \beta = 1$, остальные равны 0, в других же теориях параметры могут заметно отличаться от этих значений. Наблюдение поведения небесных тел позволяет получать ограничения на значения параметров и, соответственно, на жизнеспособность альтернативных теорий гравитации. В режиме медленных движений и слабых полей, тесты в Солнечной системе на многие ППН-параметры обладают большей чувствительностью и ставят более сильные ограничения. Например, самые сильные ограничения на параметр γ_{PPN} , показывающий как тяготеющая масса M влияет на кривизну пространства времени на расстоянии R , $g_{ij} = (1 + 2\gamma_{PPN} (\frac{GM}{c^2 R})) \delta_{ij}$, $\gamma_{PPN}(GR) = 1$, были получены с помощью космического аппарата “Кассини”: $|\gamma_{PPN} - \gamma_{PPN}(GR)| < 2 \times 10^{-5}$ [357]. С другой стороны, пульсары в двойных системах являются очень чувствительными к теориям предсказывающим существование выделенной системы отсчета и/или выделенного положения, ограничения накладываемые наблюдениями таких двойных систем находятся на уровне или превосходят ограничения из наблюдений в Солнечной системе [358]. Существование выделенной системы отсчета вводит некоторый вектор, который вызывает поляризацию орбиты системы и секулярный рост эксцентриситета. Громадное время жизни таких систем ($>$ миллиарда лет) и высокая точность измерения эксцентриситета позволяет значительно ограничить величину эффекта.

Наблюдения пульсаров позволяет получать очень сильные ограничения

на нарушение *сильного принципа эквивалентности* (СПЭ), гласящего, что все тела, в том числе и самогравитирующие, движутся во внешнем гравитационном поле одинаково, независимо от их состава и внутренней структуры. В ОТО этот принцип выполняется и вся информация о структуре и составе тела не важна, если нас интересует гравитационное поле вдали от тела. Единственными параметрами, задающими это поведение, являются масса тела M и его угловой момент J – поле вдали от чёрной дыры массы M никак не будет отличаться от поля, создаваемого планетой той же массы. В других теориях этот принцип может нарушаться и для его проверки естественно использовать нейтронные звёзды, в которых энергия гравитационной связи составляет значительную долю (~ 0.2) массы покоя всей звезды. Для проверки используют поведение двойной системы нейтронной звезды и белого карлика ($E_g/mc^2 \sim 10^{-4}$) в внешнем гравитационном поле Галактики – если СПЭ нарушается, то БК и НЗ будут падать немного по-разному в этом поле и в итоге орбита будет поляризовываться так, что большая полуось орбиты будет стремиться принять направление на центр Галактики и возникнет ненулевой эксцентриситет e_F [9]:

$$|e_F| = \frac{3\Delta_{net}g_{\perp}}{\dot{\omega}a(2\pi/P_b)}, \quad (\text{A.46})$$

$\Delta_{net} = \Delta_{Psr} - \Delta_{WD}$ учитывает разность вкладов гравитационной энергии для обоих компаньонов, $\Delta_i = \eta \left(\frac{E_{grav}}{mc^2} \right)_i$, а коэффициент η представляет из себя сложную комбинацию пост-ньютоновских параметров: $\eta = 4\beta - \gamma - 3 - \frac{10}{3}\xi - \alpha_1 + \frac{2}{3}\alpha_2 - \frac{2}{3}\zeta_1 - \frac{1}{3}\zeta_2$, $\eta_{GR} = 0$.

Вне конкуренции пульсары оказываются, когда необходимо произвести проверку теории тяготения в режиме сильного поля/быстрых движений или излучения гравитационных волн. Многие теории могут обладать очень близким поведением, когда поля слабы и тогда ППН параметры оказываются неразличимыми в пределах экспериментальной ошибки, однако при увеличении силы

поля предсказания теорий начинают резко различаться и пульсарные наблюдения тогда позволяют отсеять неверные теории.

Разработка алгоритма для наблюдения пульсаров в тесных двойных системах, где релятивистскими эффектами уже невозможно пренебречь, началась практически сразу после обнаружения PSR B1913+16 [359], в данный момент чаще всего применяется элегантный формализм, развитый Дамуром и Дерюэль [341, 354, 360, 361]. Движение тела по орбите теперь включает в себя и пост-кеплеровские параметры \dot{P}_b и $\dot{\omega}$ – производную орбитального периода и долготы периастра:

$$E - e \sin E = 2\pi \left[\left(\frac{T - T_0}{P_b} \right) - \frac{\dot{P}_b}{2} \left(\frac{T - T_0}{P_b} \right)^2 \right], \quad (\text{A.47})$$

$$\omega = \omega_0 + \left(\frac{P_b \dot{\omega}}{2\pi} \right) T, \quad (\text{A.48})$$

вид уравнения (A.45) остаётся неизменным.

Задержки в двойной системе зависят от её параметров следующим образом:

$$\Delta t_R = x \sin \omega (\cos E - e(1 + \delta_r)) + x \sqrt{1 - e^2(1 + \delta_\theta)^2} \cos \omega \sin E, \quad (\text{A.49})$$

$$\Delta t_E = \gamma \sin E, \quad (\text{A.50})$$

$$\Delta t_S = -2r \ln \{ 1 - e \cos E - s [\sin \omega (\cos E - e) + \sqrt{1 - e^2} \cos \omega \sin E] \}, \quad (\text{A.51})$$

$$\Delta t_A = A \{ \sin(\omega + A_T(E)) + e \sin \omega \} + B \{ \cos(\omega + A_T(E)) + e \cos \omega \}, \quad (\text{A.52})$$

$\delta_r, \delta_\theta \sim O((v/c)^2)$ – поправки на релятивистскую деформацию орбиты $O(v^2/c^2)$, только δ_θ в принципе может быть измерена, пусть и в редких случаях. Параметр γ (не надо путать с ППН параметром γ_{PPN}) учитывает эффекты гравитационного красного смещения и замедления времени на движущейся системе отсчёта, параметры r (“range”) и s (“shape”) описывают амплитуду и форму задержки, вызванной эффектом Шапиро. Эта задержка может быть измерена не при всех ориентациях орбиты – излучение от пульсара должно проходить в непосредственной близости от массивного компаньона, что означает, что орбита должна составлять значительный угол с картиной плоскостью, $i \sim 90^\circ$; первая же наблюдавшаяся система, В1913+16 обладала малым наклоном i и задержка Шапиро не могла быть там измерена. A, B параметризуют эффекты аберрации, вызванной вращением пульсара, они могут наблюдаться лишь в редких случаях.

Параметры $\gamma, r, s, \dot{\omega}, \dot{P}_b$ составляют набор *пост-кеплеровских* параметров чаще всего используемых при хронометрировании пульсаров в двойных системах. Все эти ПК параметры являются функциями двух масс – m_1 пульсара и m_2 компаньона, эти функции в общем виде зависят от теории гравитации. На плоскости m_1 – m_2 параметры задают некоторые кривые, которые характеризуют теорию гравитации. Измерение каких-то двух ПК параметров позволяет определить массы пульсара и компаньона по точке пересечения двух кривых. Теперь измерение добавочных параметров переопределяет систему уравнений и становится возможным проверка теории – все кривые должны пересекаться в одной точке (с учетом погрешностей наблюдения, см. Рис. А.3).

Наиболее очевидным кандидатом на проверку является ОТО, в которой ПК параметры имеют следующий вид [9]:

$$\dot{\omega} = 3 \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} (T_\odot M)^{2/3} (1 - e^2)^{-1}, \quad (\text{A.53})$$

$$\gamma = e \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{1/3} T_\odot^{2/3} M^{-4/3} m_2 (m_1 + 2m_2), \quad (\text{A.54})$$

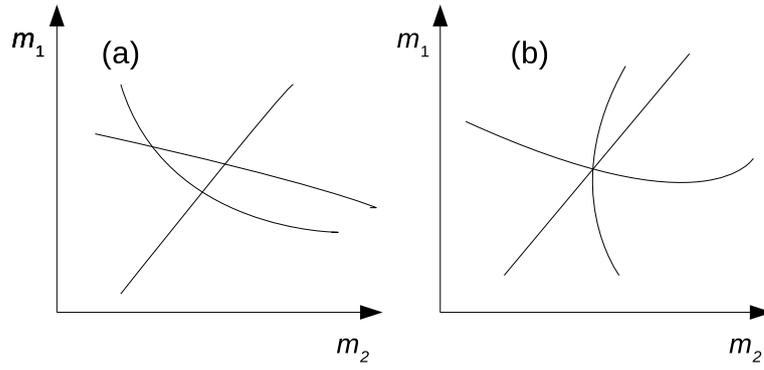


Рис. А.3 Проверка теорий гравитации. Наблюдения не подтверждают модель (а), так как три кривых ПК параметров не пересекаются в одной точке. Правая модель (b) не противоречит наблюдениям.

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} \left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{-5/3} \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4\right) (1 - e^2)^{-7/2} T_\odot^{5/3} m_1 m_2 M^{-1/3}, \quad (\text{A.55})$$

$$r = T_\odot m_2, \quad (\text{A.56})$$

$$s = x \left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{-2/3} T_\odot^{-1/3} M^{2/3} m_2^{-1}, \quad (\text{A.57})$$

где $T_\odot \equiv GM_\odot/c^3 = 4.92549$ мкс, $s \equiv \sin i$, $M = m_1 + m_2$. , все массы выражаются в единицах солнечных масс.

Для сравнения наблюдаемых ПК параметров с предсказываемыми ОТО используют DD-формализм (DDGR, [354]) – в нём производится фитирование наблюдаемых данных в предположении, что ОТО является истинной теорией гравитации (A.53-A.57) и получаются оценки для масс пульсара m_1 и компаньона m_2 . Эти значения используются для расчета значения ПК параметров, затем рассчитанные параметры сравниваются с наблюдаемыми. Разность вычисленных и наблюдаемых параметров и дает оценку точности, с которой проверена ОТО. На данный момент лучшие результаты получаются из наблюдений двойного пульсара J0737-3039A/B – наблюдаемое значение ПК параметра s согласуется с предсказаниями ОТО на уровне 5×10^{-4} [362].

Самосогласованность ОТО в режиме сильного поля также лучше всего

была проверена в ходе наблюдений этой системы: удалось получить значения всех 5 ПК параметров и на плоскости m_1-m_2 кривые этих параметров в ОТО пересекаются в области, размер которой меньше ошибок наблюдений (см. (рис. А.4).

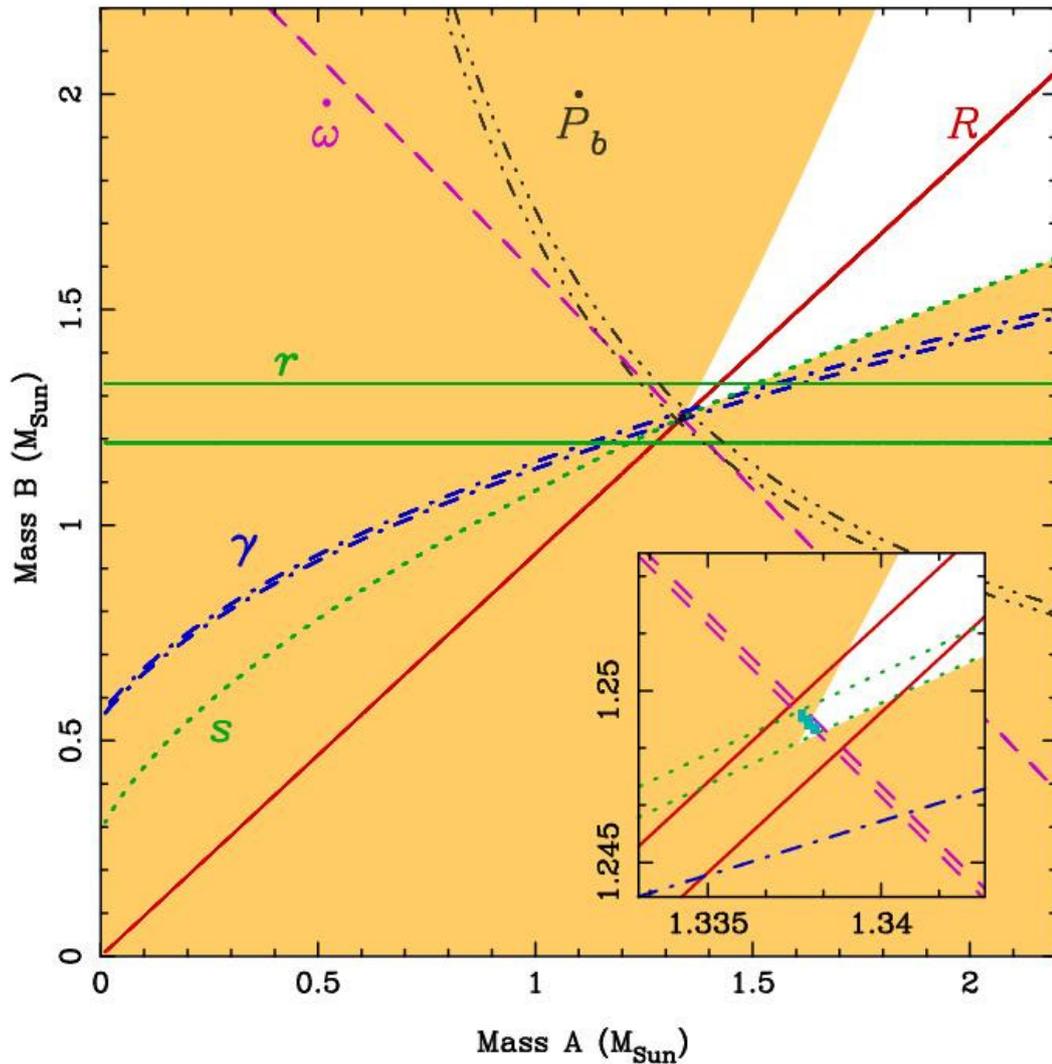


Рис. А.4 Проверка ОТО с помощью наблюдений двойного пульсара J0737-3039A/B[362]. Пост-Кеплеровские параметры позволяют определить массы нейтронных звёзд в системе. Поведение кривых в данной теории совместно с тем, что они пересекаются в одной точке: на врезке показана область пересечения с увеличенным в 80 раз масштабом.

Обнаружение уменьшения периода обращения двойной системы $\dot{P}_b < 0$, которое совпало с предсказаниями ОТО, стало триумфом метода. Отсутствие

отличий от ОТО, где возможен только квадрупольный механизм излучения ГВ [46], ставит мощные ограничения на все альтернативные теории, где разрешено также и дипольное гравитационное излучение² [363].

А.4. Поиск гравитационных волн с помощью метода пульсарного хронометрирования.

Уменьшение периода обращения пульсаров в двойных системах до сих пор служит единственным *непрямым* свидетельством существования гравитационных волн³. Однако пульсарные наблюдения могут быть использованы и для поиска гравитационных волн в широком диапазоне частот $10^{-12} - 10^{-7}$ Гц, который не может быть исследован другими методами. Основными астрофизическими источниками ГВ в этом диапазоне являются системы двойных сверхмассивных чёрных дыр во Вселенной, существование которых предсказывается современными теориями формирования структуры [58, 62, 64]. Также в этом диапазоне могут наблюдаться реликтовые гравитационные волны, сгенерированные в Ранней Вселенной [364, 365] и волны от более экзотических объектов, таких как, например, космические струны [88].

Детектирование гравитационных волн с помощью пульсарного тайминга возможно так как при распространении сигнала частоты ν в поле гравитационной волны с частотой f_{gw} и амплитудой h_0 возникает доплеровская модуляция наблюдаемой частоты сигнала с глубиной $\Delta\nu/\nu \sim h_0$, которая в принципе может быть наблюдаена. Впервые использование этого эффекта было предложено для поиска гравитационных волн при помощи наблюдений за КА – если на борту КА установлен высококачественный стандарт частоты, то модуляция принятого от него сигнала может служить детектором ГВ [366]. В

² Например, к такому классу теорий относятся теории с дополнительным скалярным полем в гравитационном секторе.

³ 11 февраля 2016 года коллаборация LIGO объявила о детектировании гравитационно-волнового сигнала от слияния двух чёрных дыр с массами $\sim 30 M_{\odot}$.

данный момент, такой эксперимент с стандартом на борту КА “Кассини” позволил получить самые строгие ограничения на амплитуду ГВ в полосе частот $10^{-6} - 10^{-3}$ Гц [73].

Пульсары являются природными стандартами частоты и обладают высокой стабильностью, поэтому уже в конце 1970-х было предложено использовать их для поиска гравитационных волн на более низких частотах $10^{-8} - 10^{-7}$ Гц [11, 12]. Влияние ГВ будет проявляться в появлении ОУ МПИ с периодом равным периоду ГВ и амплитудой, которая пропорциональна амплитуде h_0 .

Рассмотрим простейший случай распространения плоской слабой монохроматической ГВ в z -направлении. Метрика будет представлять из себя метрику Минковского с малыми добавками:

$$ds^2 = dt^2 + (1 + h)dx^2 + (1 - h)dy^2 + dz^2, \quad (\text{A.58})$$

где $h \ll 1$ и мы рассматриваем только одну поляризацию. Общий формализм для произвольного спектра и произвольной поляризации был развит в разделе 1.1. ГВ описывается обычным уравнением:

$$h(t, z) = h_0 e^{-i(\omega_{gw}t - kz)} \quad (\text{A.59})$$

где h_0 – амплитуда волны, $\omega_{gw} = 2\pi f_{gw}$ и $k = \omega_{gw}/c$ – её частота и волновой вектор соответственно. Относительное отклонение частоты вызванное распространением в пространстве-времени с нестационарной метрикой ГВ описывается следующим образом [17, 367]

$$\frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{1}{2c} \int_0^D ds \left(e^i e^j \frac{\partial h_{ij}}{\partial t} \right) \Big|_{\text{путь}}, \quad (\text{A.60})$$

e^i – компоненты единичного вектора \mathbf{e} в направлении распространения сигнала (от пульсара к наблюдателю, D – расстояние от пульсара до наблюдателя. В простейшем случае метрики (A.58) уравнение (A.60) принимает форму:

$$\frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = -\frac{i((e^1)^2 - (e^2)^2)h_0\omega_{gw}}{2c} \int_0^D e^{-i(\omega_{gw}t - kz)} ds, \quad (\text{A.61})$$

пользуясь очевидными соотношениями $t(s) = t - s/c$, $z = -se^3$ (центр СК совпадает с положением наблюдателя), предыдущее уравнение переписывается как:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} &= -\frac{i((e^1)^2 - (e^2)^2)h_0\omega_{gw}}{2c} e^{-i\omega_{gw}t} \int_0^D e^{i(\omega_{gw}s/c - e^3s)} ds = \\ &= \frac{((e^1)^2 - (e^2)^2)h_0}{2} e^{-i\omega_{gw}t} \left[\frac{1 - e^{i(1-e^3)kD}}{1 - e^3} \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.62})$$

Если обозначить угол между направлениями на пульсар и направлением распространения ГВ θ , то $e^3 \equiv \cos \theta$ и можно определить СК так, что $(e^1)^2 = 1 - (e^3)^2 = \sin^2 \theta$, а $e^2 \equiv 0$. Уравнение (A.62) тогда записывается как:

$$\frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{h_0 \sin^2 \theta}{2} e^{-i\omega_{gw}t} \left[\frac{1 - e^{i(1-\cos \theta)kD}}{1 - \cos \theta} \right]. \quad (\text{A.63})$$

Видно, что максимальный эффект достигается когда направление распространения ГВ ортогонально направлению на пульсар, если же эти направления совпадают, то эффект отсутствует. Пульсарные наблюдения, в отличие от метода доплеровского слежения за КА, не могут определять мгновенные значения частоты $\delta\nu/\nu_0$, измеряемыми величинами являются ОУ МПИ $\mathcal{R}(t)$:

$$\mathcal{R}(t) = \int_0^t \frac{\Delta\nu(t')}{\nu_0} dt'. \quad (\text{A.64})$$

В рассмотренном выше простейшем случае (A.62) ОУ МПИ будут изменяться по следующему закону:

$$\mathcal{R}(t) = \frac{h_0 P_{gw} \sin^2 \theta}{4\pi} [1 - \cos(\omega_{gw}t)] \left[\frac{1 - e^{i(1-\cos \theta)kD}}{1 - \cos \theta} \right], \quad (\text{A.65})$$

где $P_{gw} = 2\pi/\omega_{gw}$ – период ГВ. Анализ простого уравнения (A.65) позволяет вычлениить основные свойства метода пульсарного тайминга:

- Метод обладает максимальной чувствительностью к гравитационным волнам с периодом сравнимым с продолжительностью программы наблюдений: $T_{gw} \sim T_{obs}$
- Чувствительность резко уменьшается для ГВ более низкой частоты, если $\omega_{gw}T_{obs} \ll 1$, то амплитуда ОУ МПИ гораздо меньше максимально возможной:

$$\mathcal{R}(T_{obs}) \sim \mathcal{R}_{max} \frac{\omega_{gw}^2 T_{obs}^2}{2}. \quad (\text{A.66})$$

Более того, ОУ МПИ вызванные этими низкочастотными волнами будут поглощаться при проведении процедуры фитирования и, в основном, вызовут лишь переопределение наблюдаемых вращательных параметров пульсара. Подробнее это рассмотрено в разделе 2.1

- Отклик каждого пульсара зависит от его положения и направления распространения ГВ, эти отклики скоррелированы между разными пульсарами.
- ОУ МПИ каждого пульсара разбиваются на две части: одну, зависящую от поля в окрестностях Солнечной системы и вторую, которая зависит от поля ГВ в окрестностях источника – пульсара ($\sim e^{iKD}$). В коррелированный отклик между различными пульсарами будет вносить вклад лишь первая часть, вторая будет выступать как шум.

Последний пункт показывает, что для поиска гравитационных волн необходимо наблюдение нескольких пульсаров [92, 368]. Корреляция между ОУ МПИ разных пульсаров будут задаваться “кривой Хеллингса-Даунса”⁴ [92] (см. рис. A.5)

⁴ Данная формула была выведена для более общего случая стохастического гравитационно-волнового фона

$$C(\theta_{ij}) = \frac{3}{2}x \ln x - \frac{x}{4} + \frac{1}{2}, \quad (\text{A.67})$$

$$x = (1 - \cos \theta_{ij})/2.$$

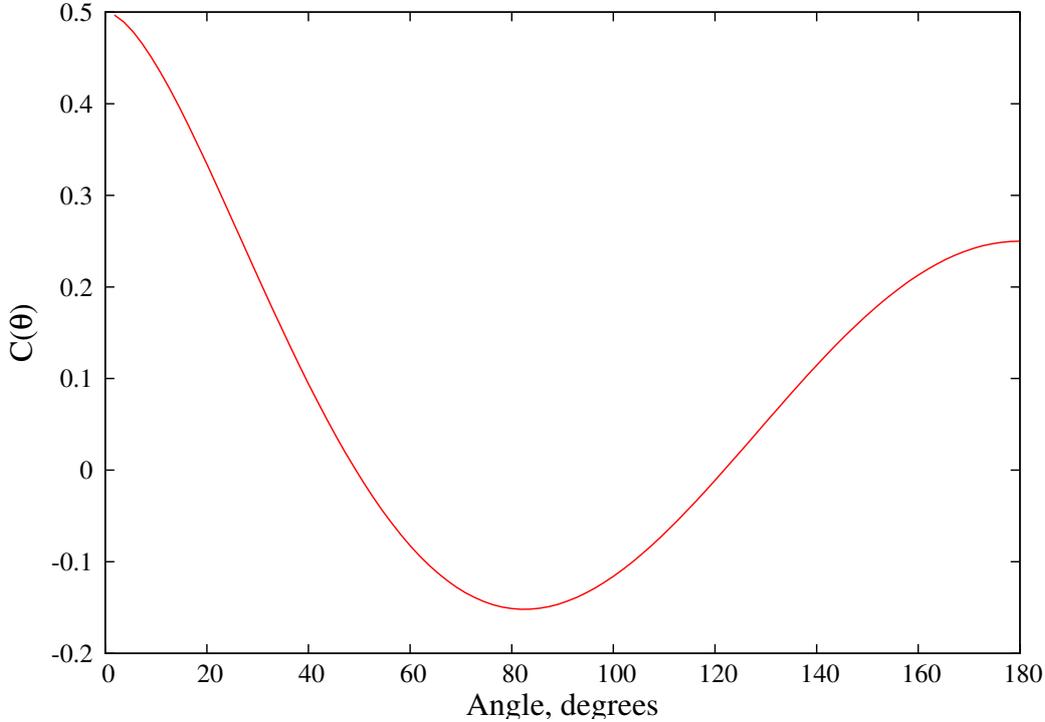


Рис. А.5 Зависимость коэффициента корреляции C между рядами ОУ МПИ, вызванными стохастическим гравитационно-волновым фоном (ГВФ), от углового расстояния между пульсарами θ . Коэффициент корреляции для нулевого углового расстояния не равен 1 ($C(0) = 1/2$) так как в ОУ МПИ каждого пульсара вносит вклад случайное ГВ поле у источника.

Выведенные выше уравнения (A.61-A.63, A.65) относятся к простейшему случаю монохроматической ГВ. Вероятность того, что сравнительно близко от Галактики находится мощный источник ГВ-излучения, например, очень тесная пара сверхмассивных ЧД с массами близкими к миллиарду M_{\odot} , невелика [119]. Поэтому считается, что основным источником сигнала будет стохастический ГВ фон (ГВФ), производимый всеми двойными СМЧД во Вселенной [64].

Этот космологический фон должен быть изотропным, стационарным и неполяризованным, для его описания достаточно только вида частотного спектра [61]. Чаще всего используют величины $\Omega_{gw}(f)$ и $h_c(f)$. Первая определяет-

ся как отношение плотности ГВ фона в логарифмическом интервале частот к критической плотности Вселенной ρ_c :

$$\Omega_{gw}(f) = \frac{1}{\rho_c} \frac{d\rho_{gw}}{d \ln f}, \quad (\text{A.68})$$

$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$, H_0 – постоянная Хаббла. Неточность в определении H_0 будет влиять на значение Ω_{gw} , поэтому для того чтобы это учесть, значение плотности часто формулируют в терминах $h_0^2 \Omega_{gw}$, $H_0 = h_0 \times 100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Другой часто используемой величиной является характеристическая амплитуда $h_c(f)$:

$$\langle h_{ij}(t) h^{ij}(t) \rangle = 2 \int_{f=0}^{f=\infty} d(\ln f) h_c^2(f), \quad (\text{A.69})$$

фактор 2 появляется из-за двух состояний поляризации гравитационных волн. Характеристическая амплитуда связана с введённой раньше плотностью энергии Ω_{gw} следующим образом:

$$\Omega_{gw}(f) = \frac{2\pi^2}{3H_0^2} f^2 h_c^2(f). \quad (\text{A.70})$$

Следует заметить, что в разных работах используют слегка отличные друг от друга величины: так, например, в [56] исходной величиной является спектральная амплитуда $h(f)$, которая в $\sqrt{2}$ раз больше h_c и Ω_{gw} уже выводится из $h(f)$.

Большинство моделей предсказывает степенную зависимость характеристической амплитуды $h_c(f)$ от частоты:

$$h_c(f) = A_{gw} f^\alpha. \quad (\text{A.71})$$

ОУ МПИ вызванные таким фоном теперь не будут иметь вид простой синусоиды, как в случае монохроматической волны. Вместо этого они будут представлять из себя блуждания с большим временным масштабом, так называемый “красный шум” (спектральная мощность растёт к низким частотам). Надо отметить, что красные шумы, вызванные источниками отличными от ГВФ, как,

например, внутренней эволюцией магнитосферы пульсара, представляют из себя основную проблему в поиске ГВ. ОУ МПИ вызванные ГВФ, будучи стохастическими по природе, описываются частотным односторонним спектром $P(f)$, который связан со спектром фона [94]:

$$P(f) = \frac{1}{12\pi^2} \frac{1}{f^3} h_c(f)^2. \quad (\text{A.72})$$

Спектральная плотность $P(f)$ определяется так, что

$$\int_0^{\infty} P(f) df = \sigma^2, \quad (\text{A.73})$$

где σ – это вариация ОУ МПИ, являющаяся удобной характеристикой, которая описывает влияние эффекта. Коррелируя ОУ МПИ разных пульсаров [13, 94], можно поставить строгие ограничения (или обнаружить) гравитационно-волновой фон при наблюдениях достаточно большого (≥ 20) количества пульсаров. На данный момент лучшие ограничения полученные проектом NANOgrav [14] исключают на уровне достоверности 95% $A_{gw} < 1.5 \times 10^{-15}$ для спектрального индекса $\alpha = -2/3$ на частоте $f_0 = 1 \text{ год}^{-1}$. Это соответствует $\Omega_{gw} < 4.2 \times 10^{-10}$. Эти результаты уже серьёзно ограничивают ряд моделей формирования сверхмассивных чёрных дыр. В ближайшем будущем чувствительность метода ещё возрастет, а значительного увеличения (более чем на порядок) следует ожидать после нескольких лет наблюдений на радиотелескопе следующего поколения SKA, где поиск гравитационных волн методом пульсарного хронометрирования является одним из ключевых научных проектов.

А.5. Пульсары как средство исследования межзвёздной среды.

Уникальные свойства пульсаров также делают их незаменимыми зондами межзвёздной среды Галактики. Наблюдение дисперсии пульсарного сигнала

(раздел A.1.4) позволяет получить значение меры дисперсии $DM = \int_0^D ds n_e$. Также расстояния до значительного количества пульсаров были определены различными способами: методом радиоинтерферометрических наблюдений, по отождествлению с остатками сверхновых, наблюдениям линии поглощения HI, с использованием метода пульсарного хронометрирования и пр. Большое количество измеренных мер дисперсии позволило построить детальную модель распределения свободных электронов в Галактике [369], более того, теперь эта модель используется для того, чтобы оценить расстояние до пульсара для которого известна только измеренная мера дисперсии DM . Знание распределения концентрации свободных электронов необходимо и для изучения магнитного поля в Галактике и за её пределами [28, 32, 370]. Измеренные меры вращения пульсаров (раздел A.1.4) были использованы для построения трёхмерной модели галактического магнитного поля [262], пульсарные наблюдения позволили определить, что в некоторых направлениях магнитное поле в плоскости диска испытывает обращение на 180° , что, скорее всего, связано со спиральной структурой диска. Также изучение сцинтилляций и рассеяния пульсаров является самым мощным средством исследования неоднородностей межзвёздной и межпланетной среды – если измерение меры дисперсии даёт важную интегральную характеристику среды на пути от пульсара к наблюдателю, то изучение временной и спектральной переменности позволяет изучить спектр турбулентной среды на всех масштабах [285].

Приложение Б

Б.1. Вычисление передаточных функций в пульсарном тайминге

Необходимо оценить интеграл в выражении (1.21)

$$I(k) = \int_{-1}^{+1} d\mu (1 - \mu^2)^2 \left[\frac{\sin^2 \left\{ \frac{kD}{2} (1 - \epsilon - \mu) \right\}}{(1 - \epsilon - \mu)^2} \right], \quad (\text{Б.1})$$

в интересующем регионе $\epsilon \rightarrow 0$ и $kD \gg 1$. Интеграл разделяется на два различных вклада

$$I(k) = I_{NR}(k) + I_R(k), \quad (\text{Б.2})$$

где $I_{NR}(k)$ – нерезонансный вклад,

$$I_{NR}(k) = \int_{-1}^{1-\epsilon-\Delta\mu} d\mu (1 - \mu^2)^2 \left[\frac{\sin^2 \left\{ \frac{\pi D}{\lambda_{gw}} (1 - \epsilon - \mu) \right\}}{(1 - \epsilon - \mu)^2} \right] + \int_{1-\epsilon+\Delta\mu}^{+1} d\mu (1 - \mu^2)^2 \left[\frac{\sin^2 \left\{ \frac{\pi D}{\lambda_{gw}} (1 - \epsilon - \mu) \right\}}{(1 - \epsilon - \mu)^2} \right], \quad (\text{Б.3})$$

и $\Delta\tilde{\alpha}_R^2(k)$ – вклад от области резонанса (или, говоря другими словами, “сёрфинг-эффект”):

$$\Delta\tilde{\alpha}_R^2(k) = \int_{1-\epsilon-\Delta\mu}^{1-\epsilon+\Delta\mu} d\mu (1 - \mu^2)^2 \left[\frac{\sin^2 \left\{ \frac{\pi D}{\lambda_{gw}} (1 - \epsilon - \mu) \right\}}{(1 - \epsilon - \mu)^2} \right]. \quad (\text{Б.4})$$

Величина $\Delta\mu$, возникающая в пределах интегрирования в выражениях выше, задаётся условием возникновения резонанса. Резонанс возникает в окрестности $\mu = 1 - \epsilon$, где гармоническая функция испытывает несколько осцилляций. Поэтому $\Delta\mu = N\lambda_{gw}/D = 2\pi N/kD$, где N – число осцилляций функции около точки $\mu = 1 - \epsilon$, которые учитываются при расчёте эффекта резонанса. Это

число N ограничено условием $\Delta\mu = 2\pi N/kD \ll \epsilon$, из которого следует $N \ll \epsilon kD/2\pi$. Так как во всех расчётах параметр ϵ считается малым, $\epsilon \ll 1$, и выполняется условие $\epsilon^2 kD \gg 1$, то условие, наложенное на N , совместно с дополнительным условием $N \gg 1$, которое будет использовано ниже.

При оценке (Б.3) вторым интегралом можно пренебречь по сравнению с первым, так как $\epsilon \ll 1$. При вычислении оставшегося интеграла правомерно пренебречь отличием скорости ГВ от скорости света, $\epsilon = 0$:

$$\begin{aligned} I_{NR}(k) &\approx \int_{-1}^1 d\mu (1 + \mu)^2 \sin^2 \left(\frac{kD}{2} (1 - \mu) \right) \\ &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu (1 + \mu)^2 \left(1 - \cos(kD(1 - \mu)) \right) \\ &\approx \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu (1 + \mu)^2 = \frac{4}{3}, \end{aligned} \quad (\text{Б.5})$$

где, учитывая, что $kD \gg 1$, быстрая осциллирующая часть была отброшена.

В выражении (Б.4) в случае $\epsilon \ll 0$ и $kD \gg 1$ множитель $(1 - \mu^2)^2$ в правой части (Б.4) является медленно меняющейся функцией внутри интервала интегрирования. Этот множитель, оцениваемый в точке $\mu = 1 - \epsilon$, можно вынести наружу и получить следующее приближение для резонансного вклада:

$$\begin{aligned} I_R(k) &\approx 4\epsilon^2 \int_{1-\epsilon-\Delta\mu}^{1-\epsilon+\Delta\mu} d\mu \left[\frac{\sin^2 \left\{ \frac{kD}{2} (1 - \epsilon - \mu) \right\}}{(1 - \epsilon - \mu)^2} \right] = 2\epsilon^2 kD \int_{-N\pi}^{+N\pi} dx \frac{\sin^2 x}{x^2} \\ &\approx 2\pi\epsilon^2 kD \left(1 - O\left(\frac{1}{N^2}\right) \right) \approx 2\pi\epsilon^2 kD. \end{aligned} \quad (\text{Б.6})$$

В итоге передаточная функция, которая является суммой нерезонансной (Б.5) и резонансной (Б.6) частей, записывается как:

$$I(k) = I_{NR}(k) + I_R(k) \approx \frac{4}{3} \left[1 + \frac{3}{2}\pi\epsilon^2 kD \right]. \quad (\text{Б.7})$$

Б.2. Влияние узкополосного сигнала на пульсарный тайминг и прецизионные астрометрические наблюдения.

Для расчёта влияния узкополосного ГВФ можно использовать формализм развитый в разделе (1.1), начиная с выражения (1.8), описывающего сдвиг наблюдаемой частоты f пульсара, расположенного в направлении $\hat{\mathbf{e}}$, под влиянием ГВ с волновым вектором $\tilde{\mathbf{k}}'$ и поляризационным тензором p_{ij} . Интегрируя по всем модам s и \mathbf{k}' ,

$$\Delta f(t)/f = \int d\mathbf{k}' \left[h_s(\mathbf{k}', t) g^s(p_{ij}, \hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{e}}) + \text{с.с.} \right], \quad (\text{Б.8})$$

где $g(p_{ij}, \hat{\mathbf{e}}, \hat{\mathbf{k}}')$ даются (1.8) (полагая $\epsilon \rightarrow 0$) и зависят от взаимной ориентации $\hat{\mathbf{e}}, \hat{\mathbf{k}}'$ и выбора поляризационной калибровки; в формуле выше подразумевается суммирование по независимым круговым поляризациям $s = 1, 2$, 'с.с.' обозначает комплексное сопряжение.

ОУ МПИ $R(t)$ получаются в результате интегрирования $\Delta f(t)/f$:

$$R(t) = \int_0^t dt \Delta f(t)/f \quad (\text{Б.9})$$

и их автокорреляционная функция задаётся как:

$$R_2(\tau) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} T^{-1} \int_0^T dt R(t) R(t + \tau). \quad (\text{Б.10})$$

Подставляя эти выражения друг в друга и используя свойства $h_s(\mathbf{k}, t)$ (1.17), можно получить СКО ОУ МПИ:

$$r^2 = R_2(0) = (3c^2)^{-1} \int dk' P_h(k') k'^{-3} \quad (\text{Б.11})$$

При подстановке узкополосного спектра (1.41) это сразу даёт:

$$P_0 \delta k = 3r^2 k^3 c^2 \quad (\text{Б.12})$$

и соответствующие ограничения (1.44) на плотность энергии в ГВ.

Этот же формализм можно использовать при нахождении флуктуации $\Delta \mathbf{n}$ положения $\hat{\mathbf{n}}$ источника:

$$\Delta \mathbf{n}(t) = \mathbf{f}^s(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{n}}) h_s(\mathbf{k}, t) + \text{c.c.}, \quad (\text{Б.13})$$

$\mathbf{f}^s(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{n}})$ могут быть найдены путём вращения результатов, полученных в [371]:

$$\mathbf{f}^{1,2}(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{n}}) = \frac{1}{2} \left\{ \left[\hat{\mathbf{n}}, \left[\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{n}} \right] \right] \pm i \left[\hat{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{k}} \right] \right\}. \quad (\text{Б.14})$$

Так как $\Delta \mathbf{n} \perp \hat{\mathbf{n}}$, только две компоненты независимы. Для двух источников $\hat{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{n}}'$ естественно выбрать эти компоненты вдоль большой круга, который их соединяет, и перпендикулярно ему. Используя выражения выше и статистические свойства ГВФ (1.17), можно выписать корреляционную матрицу:

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \Delta n^{\parallel}(\hat{\mathbf{n}}, t) \Delta n^{\parallel}(\hat{\mathbf{n}}', t') & \Delta n^{\parallel}(\hat{\mathbf{n}}, t) \Delta n^{\perp}(\hat{\mathbf{n}}', t') \\ \Delta n^{\perp}(\hat{\mathbf{n}}, t) \Delta n^{\parallel}(\hat{\mathbf{n}}', t') & \Delta n^{\perp}(\hat{\mathbf{n}}, t) \Delta n^{\perp}(\hat{\mathbf{n}}', t') \end{pmatrix} = \\ & = \frac{1}{6} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cos^2 \frac{\Psi}{2} P_c(\tau) + \frac{1}{6} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \sin^2 \frac{\Psi}{2} P_c(2T) \end{aligned} \quad (\text{Б.15})$$

где $\Psi = \angle(\hat{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{n}}')$, $\tau = t' - t$, $2T = t' + t$ и $P_c(t)$ фурье-образ спектра ГВ (введённого в (1.17)):

$$P_c(t) \equiv \int dk k^{-1} P_h(k) \cos ckt; \quad (\text{Б.16})$$

для δ -образного спектра (1.41), $P_c(t) = k^{-1} P_0 \delta k \cos ckt$.

Автокорреляционная функция наблюдаемой величины, вариации $\Delta \Psi$, даётся следующим выражением:

$$\langle \Delta \Psi(t) \Delta \Psi(t') \rangle = \frac{1}{3} \sin^2 \frac{\Psi}{2} [P_c(\tau) - P_c(2T)]. \quad (\text{Б.17})$$

Среднее значение второго члена при независимых наблюдениях равно нулю из-за стационарности задачи. СКО ($\tau = 0$) в данном случае равно:

$$\langle \Delta \Psi^2 \rangle = \frac{1}{3} \sin^2 \frac{\Psi}{2} P_c(0) = \frac{P_0 \delta k}{3k} \sin^2 \frac{\Psi}{2}, \quad (\text{Б.18})$$

что и приводит к оценке (1.45).

ГВФ гауссово по своей природе и поэтому гауссовым же является его линейное отображение $\Delta\Psi(t)$. Поэтому (Б.15) сразу позволяет выписать соответствующие функции распределения. Этот результат естественным образом обобщается на случай нескольких переменных. Для набора m угловых расстояний $\Psi_i(t_i) = \Psi_i + \Delta\Psi_i(t_i)$ между парами источников $(\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{n}}_i)$ плотность вероятности $\varphi(\Delta\Psi)$ вектора записывается как:

$$\Delta\Psi \equiv (\Delta\Psi_1(t_1), \dots, \Delta\Psi_{m-1}(t_{m-1}), \Delta\Psi_m(t_m))^T$$

$$\varphi(\Delta\Psi) = \frac{\exp\left[-\frac{1}{2}\Delta\Psi^T \mathbf{M}^{-1} \left(\hat{\mathbf{n}}_1, \dots, \hat{\mathbf{k}}_m; t_1, \dots, t_m\right) \Delta\Psi\right]}{\sqrt{(2\pi)^m \det \mathbf{M}}}$$

элементы матрицы \mathbf{M} даются ($\Phi_{ij} = \angle(\hat{\mathbf{n}}_i + \hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{n}}_j + \hat{\mathbf{k}}_j)$):

$$M_{ij} = \frac{1}{3} \sin \frac{\Psi_i}{2} \sin \frac{\Psi_j}{2} \cos \Phi_{ij} P_c(t_i - t_j).$$

Б.3. Расчёт величины силы трения внутри нейтронной звезды

При движении ЧД внутри НЗ дыра испытывает силу трения в результате рассеяния и поглощения нуклонов. В подразделе 4.1.1 эта сила была выписана (4.2) аналогично силе динамического трения [212], где все действующие эффекты были заключены в единственный множитель $\langle \ln \Lambda / v^2 \rangle$. В приложении вычисляется этот множитель.

Для упрощения вычислений было сделано несколько предположений: (i) движение ПЧД внутри НЗ рассматривается в приближении ньютоновской механики, пренебрегая эффектами ОТО; (ii) учитываются эффекты СТО, так как в центре скорость ЧД достигает 0.6c; (iii) так как скорость движения ЧД превышает скорость звука, нуклоны звезды можно рассматривать как свободные частицы и учитывать лишь их индивидуальные взаимодействия с ЧД; (iv)

для того чтобы определить какие нейтроны в вырожденном веществе НЗ могут взаимодействовать с ЧД, применяется простой критерий: переданный от ЧД в гравитационном соударении импульс должен превышать импульс Ферми для нейтрона k_F .

В системе отсчёта, связанной с ЧД, рассеяние описывается следующим выражением [46]:

$$\phi(b) = -\pi + 2\tilde{b} \int_0^{x_{\max}} \frac{dx}{\sqrt{\gamma^2 - (1 + \tilde{b}^2 x^2)(1 - x)}}, \quad (\text{Б.19})$$

где γ – лоренц-фактор нейтрона, $\tilde{b} = bv\gamma/R_g$ – приведённый прицельный параметр, R_g – гравитационный радиус ЧД и x_{\max} – наименьший корень в знаменателе (Б.19). Переменная x – это обратное расстояние между нейтроном и ЧД в единицах R_g , так что интегрирование в (Б.19) осуществляется от бесконечности до точки наибольшего сближения. Уравнение (Б.19) включает все учитываемые эффекты ОТО.

Рассеяние невозможно ниже некоторого критического значения прицельного параметра b_{crit} , которое определяется системой уравнений

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= U(x), \\ \frac{\partial U}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (\text{Б.20})$$

где $U(x) = (1 + \tilde{b}^2 x^2)(1 - x)$. При меньших значениях $b < b_{\text{crit}}$ нейтроны поглощаются ЧД, значение b_{crit} зависит только от относительной скорости ЧД и нейтрона; при $v = 0.6$ $b_{\text{crit}} = 3.79R_g$.

При большем значении параметра $b > b_{\text{crit}}$ может происходить рассеяние. В системе отсчёта НЗ нейтроны первоначально находятся в покое, а после столкновения они получают импульс:

$$\Delta p = (mv\gamma^2(-1 + \cos \phi), mv\gamma \sin \phi, 0), \quad (\text{Б.21})$$

m – масса нейтрона, ЧД летит вдоль оси x . Нейтроны участвуют в трении

только до некоторого прицельного параметра b_{\max} :

$$\begin{aligned} k_F^2 &\equiv \left(3\pi^2 \frac{\rho}{m_n} \right)^{2/3} \\ &= m^2 v^2 \gamma^2 \{ (1 - \cos \phi(b))^2 \gamma^2 + \sin^2 \phi(b) \}, \end{aligned} \quad (\text{Б.22})$$

где ρ – плотность материи НЗ. Величина b_{\max} зависит от плотности материи через первое равенство в (Б.22).

После столкновения с большим количеством нейтронов среднее значение y -компоненты переданного момента равно 0, а x -компонента накапливается, что в итоге приводит к появлению силы трения, действующей на ЧД. Эффект поглощения нейтронов может быть также включен в выражение для силы трения:

$$\frac{dE}{dr} = 4\pi\rho \frac{G^2 m_{\text{BH}}^2}{v^2} \ln \Lambda(r), \quad (\text{Б.23})$$

где

$$\begin{aligned} \ln \Lambda(r) &= v^4 \gamma^2 \frac{b_{\text{crit}}^2}{R_g^2} \\ &+ v^4 \gamma^2 \frac{2}{R_g^2} \int_{b_{\text{crit}}}^{b_{\max}} b db (1 - \cos \phi(b)). \end{aligned} \quad (\text{Б.24})$$

Первый член в этом выражении возникает из-за аккреции, второй – из-за рассеяния нейтронов. В нерелятивистском пределе и если вещество невырождено (т.е. допускает расширение пределов интегрирования до размеров звезды), второй член доминирует и просто переходит в стандартное выражение для кулоновского логарифма. Используя (Б.24) взвешенное с плотностью среднее (4.2) записывается как:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\ln \Lambda}{v^2} \right\rangle &= \frac{4\pi}{MR_g^2} \int_0^{R_{\text{NS}}} r^2 dr \rho(r) v^2 \gamma^2 \left\{ b_{\text{crit}}^2 \right. \\ &+ \left. 2 \int_{b_{\text{crit}}}^{b_{\max}} b db (1 - \cos \phi(b)) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{Б.25})$$

Здесь v , γ , b_{crit} и b_{max} зависят от r . Из уравнений (Б.19), (Б.20), (Б.22) можно видеть, что это уравнение не зависит от массы ЧД $m_{\text{ВН}}$.

Это выражение было посчитано численно – профиль плотности НЗ был взят из [214], он соответствует НЗ с массой $1.8M_{\odot}$ и радиусом 13.5 км. Были вычислены v и γ для разных r в ньютоновском приближении, затем из уравнения (Б.20) определен критический прицельный параметр b_{crit} (это уравнение может быть решено аналитически), из (Б.19) вычислена функция $\phi(b)$ и максимальный прицельный параметр b_{max} . Вещество НЗ считалось вырожденным при плотности выше $\rho = 10^{14}$ г/см³, эта плотность задавала границу коры НЗ [214]. После этого был подсчитан интеграл в (Б.25) и в результате получилось значение 14.7, которое и было подставлено в уравнение (4.4). Вклады аккреции и динамического трения (первые и второй члены в (Б.25)) приблизительно равны.

Хотя подсчёты делались для конкретной массы НЗ, результаты слабо зависят от неё. Это было проверено путём перемасштабирования профиля плотности [214] таким образом, что новые масса и радиус НЗ равны $1.4M_{\odot}$ и 12 км, соответственно. Среднее в (Б.25) меняется менее чем на 4%, так что везде использовалась величина, данная в (4.4).

Б.4. Падение ПЧД в центр звезды главной последовательности

В этом разделе вычисляются потери энергии ПЧД по мере того, как она постепенно падает в центр звезды. Плотность звезды $\rho(r)$ и её температура $T(r)$ зависят от радиуса r . Необходимо вывести уравнения, описывающие эволюцию орбиты ЧД под действием силы динамического трения [212, 213]. Орбита считается круговой и медленно меняющейся.

ЧД, движущаяся через звезду, испытывает динамическое трение [213]:

$$\frac{\mathbf{f}}{m_{\text{ВН}}} = -\gamma(v)\mathbf{v}, \quad (\text{Б.26})$$

где

$$\begin{aligned} \gamma(v) &= 4\pi G^2 \rho(r) m_{\text{ВН}} \ln(\Lambda) \frac{F(X)}{v^3}, \\ F(X) &= \text{erf}(X) - 2X \exp(-X^2)/\sqrt{\pi}, \\ X &= v/(\sqrt{2}\sigma), \end{aligned} \quad (\text{Б.27})$$

$\rho(r)$ – плотность барионного газа звезды, σ – дисперсия скоростей частиц; $\sigma = \sqrt{T/m}$ при температуре T и среднем молекулярном весе частиц m ($m \simeq 1.6$ ГэВ для звезды ГП) и $\ln(\Lambda) \simeq \ln(M_*/m_{\text{ВН}}) \simeq 30$ – кулоновский логарифм [213]. Умножение (Б.26) на \mathbf{v} даёт полную скорость потери удельной энергии ЧД на единицу массы $dE/dt = -\gamma(v)v^2$. Используя соотношение

$$v^2 = GM(r)/r, \quad (\text{Б.28})$$

эта скорость может быть выражена через изменение радиуса r орбиты ЧД:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2}v^2 + U(r) \right) = \frac{dr}{dt} \frac{v^2}{2r} \left\{ \frac{4\pi r^3}{M(r)} \rho(r) + 1 \right\}, \quad (\text{Б.29})$$

где $U(r)$ – гравитационный потенциал. Приравнивая обе величины и сокращая на v^2 :

$$\frac{dr}{dt} \frac{1}{2r} \left\{ \frac{4\pi r^3}{M(r)} \rho(r) + 1 \right\} = -\gamma(v). \quad (\text{Б.30})$$

Если использовать (Б.28), то из последнего уравнения можно получить замкнутое дифференциальное уравнения для радиуса орбиты $r(t)$ как функции времени.

Уравнение может быть приведено к безразмерным переменным, что удоб-

но для численного решения:

$$\begin{aligned}x &= r/R_*, \\ \tau &= t/t_0, \\ \tilde{\rho}(r) &= \rho(r)/\rho(0), \\ \tilde{M}(r) &= M(r)/M_*, \\ \tilde{T}(r) &= T(r)/T(0),\end{aligned}$$

где

$$t_0 = \frac{M_*^{3/2}}{2\pi\sqrt{G}\rho(0)m_{\text{ВН}}R_*^{3/2}\ln\Lambda} \quad (\text{Б.31})$$

$$\simeq 4.2 \times 10^3 \text{ yr} \left(\frac{m_{\text{ВН}}}{10^{22}\text{g}}\right)^{-1} \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^{3/2}. \quad (\text{Б.32})$$

Профили $\tilde{\rho}(r)$ и $\tilde{T}(r)$ определяются моделью строения звезды. Параметры нормализации $\rho(0)$, $T(0)$, M_* и R_* не являются независимыми и подчиняются следующим двум соотношениям:

$$\begin{aligned}\frac{GM_*m}{R_*T(0)} &= 1.17 \\ \frac{\rho(0)R_*^3}{M_*} &= 12.9,\end{aligned}$$

где m опять обозначает средний молекулярный вес. Масштабирование в (Б.32) учитывает эти соотношения.

В безразмерных величинах уравнение (Б.30) переписывается как:

$$\frac{dx}{d\tau} = -\frac{x^{5/2}\tilde{\rho}(x)}{f(x)\tilde{M}^{3/2}(x)}F(X). \quad (\text{Б.33})$$

Здесь вводится функция

$$f(x) = \frac{1}{4} \left\{ 4\pi \frac{r^3 \rho(r)}{M(r)} + 1 \right\} = \frac{1}{4} \left\{ 163 \frac{x^3 \tilde{\rho}(x)}{\tilde{M}(x)} + 1 \right\}$$

значение которой меняется от 1 в центре звезды $x = 0$ до $1/4$ на поверхности звезды $x = 1$. X тоже является функцией x :

$$X = \left(\frac{GmM(r)}{2rT(r)} \right)^{1/2} = 0.765 \left(\frac{\tilde{M}(x)}{x\tilde{T}(x)} \right)^{1/2},$$

функция $F(X)$ определяется в (Б.27). При малых значениях X эта функция ведёт себя как $4X^3/(3\sqrt{\pi})$; при больших X она асимптотически стремится к 1.

Интересно поведение (Б.33) в двух граничных случаях. При малых x параметры звезды могут быть приближённо описываться их значениями в центре звезды:

$$X \simeq 5.62x.$$

При таких x , что $X \ll 1$ (Б.33) становится:

$$\frac{dx}{d\tau} = -0.337x,$$

с решением $x(t) = \exp(-0.337t/t_0)$, где t_0 даётся (Б.31). В этом режиме, применимом на финальной стадии падения ЧД к радиусу будущего компактного объекта r_f , характерный временной масштаб составляет:

$$(\Delta t)_2 \simeq 3 \ln(r_0/r_f) t_0,$$

где r_0 – это некий начальный радиус.

При сравнительно малых x , таких что $X \gtrsim 1$, (Б.31) превращается в

$$\frac{dx}{d\tau} = -\frac{1}{397x^2},$$

что позволяет оценить время эволюции $(\Delta t)_1$ от x_1 до x_2 :

$$(\Delta t)_1 = 132 t_0 (x_1^3 - x_2^3) \simeq 10^2 \times t_0,$$

где $x_1^3 \sim 1$ и $x_2^3 \sim 0$. Первая стадия обычно продолжается дольше второй, $(\Delta t)_1 > (\Delta t)_2$.

Б.5. Оценка ошибок среднего RM в ячейках.

Исключенные ячейки и ячейки с присвоенными вручную величинами ошибок.

В рассмотренной процедуре каждая ячейка, включенная в анализ, характеризуется средним значением RM её источников и его ошибкой δ . Ниже описан алгоритм присваивания этих ошибок.

Сначала находится собственная дисперсия RM источников. Для этого были взяты источники на которых слабее всего влияет ГМП – источники в полярных областях с $|b| > 80^\circ$. В этих областях дисперсия составила $\sigma_{qso} = 15 \text{ рад м}^{-2}$. Сравнивая с калибровочными данными KNM11 (Рис. 5.3), можно видеть, что основной вклад в эту величину вносят ошибки измерения. В алгоритме присвоения ошибок величина σ_{qso} использовалась как индикатор того, присутствуют ли в данной ячейке эффекты, отличные от простого стохастического разброса.

Если дисперсия RM σ_i в ячейке меньше чем σ_{qso} , то такая ячейка считалась невозмущённой и её ошибка вычислялась обычным статистическим методом. Среднее выборки N элементов отклоняется от истинного среднего с дисперсией отклонения σ/\sqrt{N} , где σ^2 – дисперсия распределения, поэтому таким ячейкам приписывалась ошибка $\delta_i = \sigma_{qso}/\sqrt{N_i}$, N_i – число источников в ячейке. В основном такая ситуация реализуется для ячеек на высоких широтах.

В обратном случае, т.е., когда $\sigma_i > \sigma_{qso}$, считалось, что в данной ячейке присутствуют некие когерентные эффекты (например, флуктуации плотности электронов и т.д.). В данном случае статистический подход неприменим и точное определение ошибок затруднительно. В этом случае ячейке приписывалась ошибка, являющаяся долей дисперсии σ_i , коэффициент пропорциональности брался 1/3: $\delta_i = \sigma_i/3$. Этот коэффициент не может быть строго обоснован (он

был мотивирован простой моделью, рассмотренной ниже). Эта неопределённость напрямую влияет на нормализацию абсолютного значения χ^2 , но отношения χ^2 , важные для сравнения качества моделей, гораздо меньше подвержены этому влиянию.

Следующая простая модель показывает как может возникнуть пропорциональность между ошибкой и дисперсией в ячейке. Пусть случайная часть ГМП состоит из областей типичного размера $d \sim 100$ пк, средний вклад в RM от неё равен нулю, а дисперсия – σ_0 . Если области статистически независимы, то индивидуальные источники будут обладать дисперсией RM $\sigma = \sigma_0 \sqrt{N_{\text{tot}}}$, где N_{tot} – число областей на луче зрения (пренебрегая собственными RM). Для источников в одной ячейке несколько N_{coh} ближайших областей дают *когерентный* вклад. Если $N_{\text{coh}} \ll N_{\text{tot}}$ это не изменит дисперсию σ в ячейке. Ошибка же, напротив, будет в основном определяться когерентным членом, $\delta = \sigma_0 \sqrt{N_{\text{coh}}} = \sigma \sqrt{N_{\text{coh}}/N_{\text{tot}}}$. Таким образом ошибка и дисперсия будут пропорциональны друг другу с коэффициентом пропорциональности $\sqrt{N_{\text{coh}}/N_{\text{tot}}}$, являющимся чисто геометрическим. Если $N_{\text{coh}} \sim 1/\theta$, где θ – размер ячейки, и $N_{\text{tot}} \sim L/d$, где L – длина пути внутри ГМП, $\delta \sim \sigma/3$.

В конце все ячейки были просмотрены и некоторые из них полностью удалены из процедуры анализа. Эти ячейки обладали очевидными патологиями – маленьким количеством источников, неравномерным распределением источников в ячейке (например, на границе слепого пятна NVSS), наличием кластера источников с сильно отличающимися RM и др. Некоторым таким ячейкам присваивались большие ошибки (в 2-3 раза больше, чем следовало бы из алгоритма). Эти ячейки сохранялись, так как даже с большими ошибками они могли бы служить хорошим дискриминатором различных моделей. Использовалась постоянная величина 40 рад м^{-2} , она была выбрана таким образом, чтобы эти ячейки не вносили заметного вклада в χ^2 , по крайней мере около точек локального минимума. Результаты подгонки не зависят от точной величины этих ошибок. Количество таких бинов составляет примерно 10% от

общего; их легко идентифицировать на Рис. 5.6 и 5.7.

Ниже приведён полный список исключённых ячеек и ячеек с вручную приписанными ошибками:

Северное полушарие. Ошибка 40 рад м^{-2} была приписана ячейкам в области $30^\circ < l < 60^\circ$, $10^\circ < b < 40^\circ$ (локальная структура, описанная в [372]); в области $-115^\circ < l < -90^\circ$, $20^\circ < b < 30^\circ$ (область с сильно выделяющимися положительными RM, предположительно связанная с туманностью Гама); ячейке, с координатами $\sim (15^\circ, 25^\circ)$ (сильная неравномерность: только 12 источников имеет $10^\circ < b < 15^\circ$, в то время как $38 - 15^\circ < b < 20^\circ$). Из анализа были исключены ячейки в области $-10^\circ < l < 30^\circ$, $20^\circ < b < 30^\circ$ (структура в RM, большое положительное пятно в направлении на $(-10^\circ, 25^\circ)$); ячейки в области $70^\circ < l < 90^\circ$, $10^\circ < b < 20^\circ$ (большое отрицательное пятно с центром в $(80^\circ, 15^\circ)$); ячейка в центре туманности Гама ($l = -100^\circ, b < 20^\circ$); ячейка с центром в $(-30^\circ, 15^\circ)$ (сильно неоднородное распределение источников).

Южное полушарие. Ошибка в 40 рад м^{-2} была приписана ячейке $(105^\circ, -15^\circ)$ (локальная структура, вызывающая положительный избыток); ячейке $(165^\circ, -15^\circ)$ (положительное пятно); ячейке с центром $(180^\circ, -15^\circ)$ (отрицательное пятно рядом с антицентром); ячейке $(170^\circ, -25^\circ)$ (большое положительное пятно).

Б.6. Диапазон параметров в допустимых моделях ГМП

Допустимые значения параметров представлены в Табл. Б.1.

Б.7. Связь дисперсий RM и отклонений

В этом разделе описывается вывод соотношения (5.19) между дисперсиями RM и отклонениями

Table Б.1. Диапазон параметров диска и гало в допустимых моделях

	χ^2	χ_{red}^2	p °	z_0 кпк	d (кпк)	α	z_0^H кпк	R_0^H кпк	β
North									
A	240	2.30	[-10, -3]	[0.5, 1.3]	[-1.1, -0.3]	[0.9, 2.0]	[1.0, 1.4]	[4, 15]	[0.4, 0.7]
B	232	2.23	[-6, -10]	[0.5, 1.3]	[-1.1, -0.5]	[0.9, 1.5]	[1.0, 1.4]	[6, 15]	[0.3, 1.0]
South									
A	243	3.74	[-10, 10]	[0.5, 1.5]	[-1.1, 1.1]	[0.9, 2.0]	[1.0, 3.5]	[3.5, 15]	[0.2, 2.0]
B	235	3.62	[-10, 10]	[0.5, 1.1]	[-1.0, 1.0]	[0.2, 2.0]	[1.0, 3.5]	[3.5, 15]	[0.2, 2.0]
Plane									
A	30	1.03	[-7, 10]	[0.5, 1.4]	[-1.4, 1.4]	[0.9, 1.1]			
B	37	1.27	[-8, -3] ∪ [5, 8]	[0.5, 1.5]	[-0.8, 1.2]	[1.0, 1.2]			
North-inner									
A	43	0.93	[-5, 6]	[0.5, 1.2]	[-1.0, 0.9]	[0.9, 3.0]	[1.2, 2.4]	[6.0, 8.0]	[0.4, 1.2]
B	45	0.98	[-7, 9]	[0.5, 1.4]	[-0.6, 1.1]	[0.9, 1.1]	[1.0, 2.0]	[8.0, 15]	[0.4–1.2]
South-inner									
A	40	1.81	[-7, 11]	[0.5, 1.3]	[-0.2, -0.9]	[0.9, 3.5]	[1.0, 2.5]	[8.5, 15]	[0.1, 0.6]
B	35	1.59	[-5, 9]	[0.5, 1.2]	[-0.3, -0.8]	[0.9, 1.2]	[1.2, 2.2]	[3.5, 5.5]	[0.2, 0.5]

А и В обозначают ОСМ и БСМ, соответственно. Параметры α и β определяют силу поля в диске и гало, как объясняется в Подразделе 5.2.4.

Определения

Величины, дисперсии которых необходимо вычислить:

$$RM(\hat{r}) = c_1 \int_0^D dz n B_{\parallel},$$

$$\vartheta_i(\hat{r}) = c_2 \int_0^D dz \epsilon_{ij} B_j;$$

Варьируется и магнитное поле, и электронная плотность: $n = \langle n_e \rangle + \delta n_e$, $B_i = \langle B \rangle_i + \delta B_i$, где $i = (1, 2)$ обозначает две компоненты поля, перпендикулярные лучу зрения, $B_3 \equiv B_{\parallel}$.

В вычислениях используется следующее приближение – плотность и поле описываются простыми ступенчатыми функциями, воспроизводящими резкое падение после расстояния от плоскости D . Это приближение хорошо описывает функции $\text{sech}^2(x)$ [279], or $\exp(-x)$ [280] (x вертикальное расстояние, нормированное на d); обе функции не сильно меняются до $x \sim 1$ и резко спадают после – ошибка вносимая приближением не превышает 30%. Таким образом можно определить:

$$I_{ij} = \langle \delta B_i(\bar{r}_0) \delta B_j(\bar{r}_0 + \bar{r}) \rangle$$

$$= \int d^3 q e^{-i\bar{r}\bar{q}} \frac{P_B(q)}{2q^3} \left(\vartheta_{ij} - \frac{q_i q_j}{q^2} \right),$$

где использовалось преобразование Фурье

$$\delta B_i(\bar{r}) = \int d^3 q e^{i\bar{r}\bar{q}} \delta B_i(\bar{q}),$$

со спектром

$$\langle \delta B_i(\bar{q}) \delta B_j^*(\bar{p}) \rangle = \frac{P_B(q)}{2q^3} \left(\vartheta_{ij} - \frac{q_i q_j}{q^2} \right) \delta^3(\bar{q} - \bar{p}).$$

Похоже определяется и δn_e :

$$\delta n_e(\bar{r}) = \int d^3 q e^{i\bar{r}\bar{q}} \delta n_e(\bar{q}),$$

и

$$\langle \delta n_e(\bar{q}) \delta n_e^*(\bar{p}) \rangle = \frac{P_n(q)}{q^3} \delta^3(\bar{q} - \bar{p}).$$

Величины $I_{ij} \propto \vartheta_{ij}$, так как иначе из-за чётности они равны 0. Если выписать все интегралы явно, то они все примут шаблонный вид:

$$I_i = \int d \cos \vartheta d \vartheta d q q^2 e^{-i r q \cos \vartheta} \frac{P_B(q)}{2 q^3} \left(1 - \frac{q_i^2}{q^2} \right),$$

где z здесь – это параметр интегрирования по лучу зрения. Интегрирование по углу даёт:

$$I_1 = I_2 = 2\pi \int \frac{dq}{q} P_B(q) \left(\frac{\sin qr}{qr} + \frac{\cos qr}{q^2 r^2} - \frac{\sin qr}{q^3 r^3} \right),$$

$$I_3 = I_{\parallel} = 4\pi \int \frac{dq}{q} P_B(q) \left(\frac{\cos qr}{q^2 r^2} - \frac{\sin qr}{q^3 r^3} \right).$$

Затем проводится интегрирование по лучу зрения:

$$\begin{aligned} \langle \vartheta_i \vartheta_i \rangle &= c_2^2 \int_0^D dz dz' \epsilon_{ij} \epsilon_{ik} \langle \delta B_j(z) \delta B_k(z') \rangle \\ &= 2c_2^2 \int_0^D du \int_0^u dr (I_1 + I_2) \\ &= 4\pi c_2^2 \int \frac{dq}{q} P_B(q) \left(q D Si(qD) + \cos qD - \frac{\sin qD}{qD} \right); \end{aligned}$$

$r = z' - z$, $u = z' + z$, $Si(x)$ – интегральный синус.

Схожий результат может быть записан для RM:

$$\begin{aligned} \langle RM^2 \rangle &= c_1^2 \int_0^D dz dz' \left[\langle n_e \rangle^2 \langle \delta B_{\parallel}(z) \delta B_{\parallel}(z') \rangle \right. \\ &\quad \left. + \langle \delta n_e(z) \delta n_e(z') \rangle \langle B \rangle_{\parallel}^2 + \langle (\delta B_{\parallel} \delta n_e)(z) (\delta B_{\parallel} \delta n_e)(z') \rangle \right]. \end{aligned} \quad (\text{Б.34})$$

где член $\langle \delta B_{\parallel}^2 \rangle$ – это вклад случайной части ГМП, второй член, $\langle \delta n^2 \rangle$, вклад флуктуаций электронной плотности, а третий член получается из-за свёртки двух эффектов.

Упрощённый результат

Если дисперсия флуктуаций электронной плотности мала, то в уравнении (Б.34) остаётся единственный значимый член, первый:

$$\begin{aligned} \langle RM^2 \rangle &= c_1^2 \langle n_e \rangle^2 \int_0^D dz dz' \langle \delta B_{\parallel}(z) \delta B_{\parallel}(z') \rangle \\ &= 4\pi c_1^2 \int \frac{dq}{q} P_B(q) \left(qD Si(qD) + \cos qD - 2 + \frac{\sin qD}{qD} \right). \end{aligned}$$

Для больших расстояний и малых длин когерентности $qD \gg 1$ выражение упрощается:

$$\begin{aligned} \langle \vartheta^2 \rangle &= 4\pi c_2^2 \int \frac{dq}{q^3} P_B(q) \left(\frac{\pi}{2} qD + \dots \right), \\ \langle RM^2 \rangle &= 4\pi c_1^2 \langle n_e \rangle^2 \int \frac{dq}{q^3} P_B(q) \left(\frac{\pi}{2} qD + \dots \right). \end{aligned}$$

Этим демонстрируется как две величины, прямо связаны в первом приближении и как можно оценить отклонения КЛСВЭ *не зная ничего о спектре МП*. Этот результат был получен в приближении, что нет значительных флуктуаций электронной плотности.

Свёртка

Теперь необходимо определить вклад свёртки

$$\begin{aligned} &\langle (\delta B_{\parallel} \delta n_e)(z) (\delta B_{\parallel} \delta n_e)(z') \rangle \\ &= \int d^3 k d^3 k' e^{-i\bar{k}z - i\bar{k}'z'} \langle (\delta B_{\parallel} \delta n_e)(\bar{k}) (\delta B_{\parallel} \delta n_e)(\bar{k}') \rangle \\ &= \int d^3 p d^3 q e^{-i(\bar{q}+\bar{p})(z'-z)} \frac{P_n(p)}{p^3} \frac{P_B(q)}{2q^3} \left(\vartheta_{\parallel} - \frac{q_{\parallel}^2}{q^2} \right) \\ &= (4\pi)^2 \int \frac{dp}{p} \frac{dq}{q} P_n(p) P_B(q) \frac{\sin pr}{pr} \left(\frac{\sin qr}{q^3 r^3} - \frac{\cos qr}{q^2 r^2} \right). \end{aligned}$$

Выражение необходимо дважды интегрировать по z и z' , или r и u . Значительно упрощает вычисление предположение, что значение интеграла определяется

значением функции на нижнем пределе, так как наблюдения указывают, что спектры флуктуаций – “красные”. Интеграл может быть разбит на две части, для $p \ll q$ и $p \gg q$ в зависимости от того, какой предел важнее. Результат может быть теперь разложен для больших qD (или pD):

$$\langle RM^2 \rangle \subset (2\pi)^3 c_1^2 \int \frac{dp}{p} \frac{dq}{q} P_n(p) P_B(q) \begin{cases} \frac{2}{3} \frac{D}{q} & p \ll q, \\ \frac{D}{p} & p \gg q. \end{cases}$$

Это можно сравнить с интегрированным $\langle \delta n_e^2 \rangle$ и $\langle \delta B^2 \rangle$ в том же самом пределе больших pD и qD , учитывая, что $\mathcal{I}(\star) \equiv \int dz \star$:

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{I}(\delta n_e)^2 \rangle &= -4\pi^2 \int \frac{dp}{p} P_n(p) \frac{D}{p}, \\ \langle \mathcal{I}(\delta B)^2 \rangle &= -2\pi^2 \int \frac{dq}{q} P_B(q) \frac{D}{q} : \end{aligned}$$

часть свёртки может быть записана как член пропорциональный тому или другому. Пределы отличаются только на фактор $2/3$, так что это максимальная величина ошибки. С физической точки зрения, первый вариант кажется более обоснованным – внешний масштаб турбулентности плотности электронов превышает такой масштаб для магнитного поля; в дальнейшем для определённости будет использоваться именно этот вариант. Основной результат тогда может быть записан как:

$$\langle \mathcal{I}(\delta n_e \delta B)^2 \rangle = -\frac{8\pi}{3} \langle \mathcal{I}(\delta B)^2 \rangle \int \frac{dp}{p} P_n(p).$$

Результаты

Для того чтобы получить отклонения из данных по RM, не зная точный спектр случайного магнитного поля, необходимо знать среднюю плотность электронов $\langle n \rangle$ и регулярного ГМП $\langle B \rangle$, и спектр флуктуаций электронной плотности $P_n(q)$.

Спектр P_n записывается как:

$$\langle \delta n_e^2 \rangle(\bar{r}) = \int d^3q \frac{C_n^2 e^{-i\bar{r}\bar{q}}}{(q_0^2 + q^2)^{\alpha/2}},$$

где C_n^2 – амплитуда колмогоровского спектра флуктуаций плотности, обрезание на низких частотах происходит на $q_0 = 2\pi/l_0$, где l_0 – внешний масштаб турбулентности. Интеграл может быть решён аналитически:

$$\langle \delta n_e^2 \rangle(r) = \frac{2\pi^{3/2} C_n^2}{\Gamma(\alpha/2)} \left(\frac{r}{2q_0} \right)^{(\alpha-3)/2} K_{(\alpha-3)/2}(q_0 r).$$

Таким образом становится возможным вычислить все члены в уравнении (Б.34). Например, используя результаты [285, 286] для колмогоровского спектра ($\alpha = 11/3$) получается:

$$\langle RM^2 \rangle \simeq c_1^2 \left\{ \left[\langle n \rangle^2 + 3.1 C_n^2 l_0^{2/3} \right] \langle \mathcal{I}^2(\delta B) \rangle + 1.1 C_n^2 D l_0^{5/3} \langle B \rangle^2 \right\},$$

основное уравнение (5.25) раздела 5.3.