

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П. Н. ЛЕБЕДЕВА  
АСТРОКОСМИЧЕСКИЙ ЦЕНТР

На правах рукописи

Фадеев Евгений Николаевич

**Распределение неоднородностей межзвездной плазмы в  
направлении пульсаров по данным наземно-космического  
интерферометра «Радиоастрон»**

Специальность 01.03.02 —  
«Астрофизика и звёздная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
док. физ.-мат. наук  
Попов Михаил Васильевич

Москва — 2022

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Обзор и постановка задачи</b>	<b>12</b>
1.1 Радиопульсары: основные свойства . . . . .	12
1.2 Распространение через однородную среду . . . . .	15
1.3 Влияние неоднородной среды . . . . .	18
1.4 Наблюдаемые величины . . . . .	23
1.5 Анализ вторичных спектров . . . . .	27
1.6 Выводы . . . . .	33
<b>2 Наблюдения и первичная обработка</b>	<b>35</b>
2.1 Наземно-космический интерферометр «Радиоастрон» . . . . .	35
2.2 Корреляционная обработка . . . . .	39
2.3 Подготовка динамических спектров . . . . .	41
2.4 Описание наблюдательных сеансов . . . . .	45
2.5 Выводы . . . . .	49
<b>3 Результаты наблюдений</b>	<b>51</b>
3.1 Измерение полосы декорреляции и времени мерцания . . . . .	51
3.2 Структурный анализ данных . . . . .	57
3.3 Вторичные спектры . . . . .	60
3.4 Определение времени рассеяния . . . . .	66
3.5 Измерение размеров дисков рассеяния . . . . .	67
3.6 Анизотропия диска рассеяния . . . . .	76
3.7 Выводы . . . . .	82
<b>4 Определение расстояния до рассеивающих экранов</b>	<b>84</b>
4.1 Кросс-корреляция динамических спектров . . . . .	84

4.2	Использование вторичных спектров . . . . .	90
4.3	Анализ размера кружка рассеяния . . . . .	92
4.4	Выводы . . . . .	103
	<b>Заключение</b>	<b>105</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>108</b>
	<b>Список иллюстраций</b>	<b>123</b>
	<b>Список таблиц</b>	<b>129</b>
	<b>Приложение А. Список используемых обозначений</b>	<b>131</b>

# Введение

## Актуальность темы

Исследование рассеяния излучения пульсаров на неоднородностях межзвездной плазмы началось вскоре после открытия самих пульсаров [1, 2], но не потеряло актуальности до сих пор. Межзвездная среда заметно искажает принимаемые на Земле сигналы радиоисточников, что приводит к значительному числу эффектов, таких как дисперсия сигнала, временное уширение сигнала, формирование диска рассеяния, мерцания и др [3–5]. Для любых современных телескопов пульсары являются точечными источниками. Поэтому, а также в силу прерывистости их излучения, пульсары оказываются идеальными зондами межзвездной среды.

Для описания эффектов рассеяния обычно предполагают, что рассеивающая среда собрана в компактные, по сравнению с расстоянием до пульсара, области — экраны. Неоднородности экранов, на которых происходит рассеяние, имеют степенное распределение по размерам с внутренним и внешним размерами порядка от  $10^8$  до  $10^{18}$  м [6]. В большом числе экспериментов спектр неоднородностей оказывается близок к колмогоровскому, но нередки также отклонения от такой зависимости [7].

Обнаружение параболических дуг в спектрах пульсаров открыло новую страницу в истории исследования межзвездных мерцаний [8]. Для объяснения этого эффекта необходимо, чтобы рассеянное изображение пульсара было сильно вытянутым и обладало компактным ядром [9, 10]. Детальные исследования отдельных пульсаров с обратными арками показали, что для объяснения отдельных арок требуется уменьшать внутреннюю границу спектра турбулентности до  $10^6$  м, что затруднительно с физической точки зрения, поскольку такие компактные плазменные структуры должны распадаться за очень короткое время [11]. Новые модели рассеивающей среды, предложенные в послед-

ние годы, привлекают для стабилизации газовой среды межзвездное магнитное поле [11–13]. Наблюдательное подтверждение предсказаний таких теорий является актуальной научной задачей.

Диски рассеяния пульсаров слишком малы, чтобы их можно было разрешить отдельными радиотелескопами, но использование радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) позволяет подойти вплотную к решению этой проблемы и оценить размеры рассеянных изображений некоторых источников [14,15]. Дальнейшее развитие методов РСДБ требует увеличения расстояния между телескопами, что возможно только при выносе одной или нескольких антенн в космос. Одним из таких решений стал наземно-космический интерферометр «Радиоастрон», который обеспечивает высокое разрешение до 1 миллисекунды дуги на длине волны 92 см и до 0.2 миллисекунд дуги на длине волны 18 см.

Комплексное исследование эффектов рассеяния позволяет определить распределение рассеивающего вещества на луче зрения [8, 14, 15]. «Радиоастрон» уже позволил обнаружить близкие к Солнцу (десятки парсек) экраны в направлении пульсаров В0950+08, В1919+21 и В0525+21 [16–18]. На существование близких экранов указывают также результаты наблюдений быстрой переменности квазаров [19]. Связь рассеивающих экранов, как близких, так и более далеких, с наблюдаемыми космическими объектами до сих пор не ясна и требует дальнейших исследований.

## Цели и задачи исследования

Целью данной работы является исследование характеристик межзвездной плазмы с помощью наблюдения мерцания ярких радиопульсаров методами РСДБ с использованием наземно-космического интерферометра «Радиоастрон».

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработать новое или приспособить имеющееся программное обеспечение для анализа данных, которые выдает коррелятор Астрокосмического центра ФИАН.

2. Оценить основные параметры мерцаний, такие как полоса декорреляции, время мерцаний, время рассеяния, размер диска рассеяния с помощью данных, полученных наземно-космическим интерферометром «Радиоастрон»
3. На основе полученных данных с помощью различных моделей определить распределение турбулентной плазмы в направлении на пульсар, определить меру анизотропии рассеяния.

## Научная новизна

1. Впервые были проведены наземно-космические РСДБ наблюдения пульсаров V0329+54, V0823+26, V0833-45, V0834+06, V1237+25, V1641-45, V1749-28, V1929+10, V1933+16, V2016+28 с помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» с максимальным на текущий момент разрешением в диапазонах 18 и 92 см. Типичная проекция базы интерферометра составляла несколько диаметров Земли, максимальная — 18.2 диаметра Земли или 230000 км при наблюдении пульсара V0329+54.
2. Определены размеры кружков рассеяния всех перечисленных выше пульсаров, причем для V0823+26, V0834+06, V1237+25, V1641-45, V1749-28 такие измерения были сделаны впервые, для V0329+54, V1929+10 и V2016+28 в литературе приведены только верхние оценки, а измерение диска рассеяния V0833-45 ранее проводились на других частотах.
3. Впервые было показано, что рассеянное изображение пульсара V0833-45 сильно вытянуто. Определен позиционный угол большой оси изображения пульсара.
4. Во вторичных спектрах пяти пульсаров были обнаружены и измерены параболические дуги, причем у V1237+25 и V1933+16 такие измерения впервые проведены успешно.
5. Впервые было измерено расстояние до рассеивающих экранов в направлении пульсаров V1641-45, V1749-28, V1237+25, V1933+16, V2016+28.

## **Теоретическая и практическая значимость**

- Измерения, проведенные на сверхбольших базах, дают возможность строить более детальные модели межзвездного рассеяния радиоизлучения далеких источников на малых пространственных масштабах.
- Изучение вторичных спектров позволяет исследовать межзвездную среду с угловым разрешением, превосходящим разрешение отдельных телескопов. Таким образом фактически была реализована идея межзвездного интерферометра.
- Определение положений рассеивающих экранов проливает свет на структуру распределения неоднородностей электронной плотности на луче зрения в частности и на условия в межзвездной среде в целом.
- Определение размеров и формы кружков рассеяния важно для описания мелкомасштабной организации ионизированной межзвездной среды.
- Результаты диссертации могут быть использованы для улучшения теории рассеяния радиоизлучения межзвездной плазмой.

## **Методы исследования**

Работа выполнена на основе наблюдательных данных, полученных при помощи наземно-космического интерферометра «Радиоастрон». Первичная корреляционная обработка данных проводилась с помощью программного коррелятора Астрокосмического центра ФИАН. Для последующего посткорреляционного анализа использовались методы частотной и нелинейной фильтрации, анализ изображений на основе обобщенного преобразования Хафа, линейной и нелинейной аппроксимации экспериментальных данных, анализ автокорреляционных и структурных функций.

## **Основные результаты, выносимые на защиту**

В данной диссертационной работе представлены результаты исследования эффектов рассеяния, с помощью которых определяется распределение неоднородностей

родностей межзвездной плазмы в направлении пульсаров.

Основные результаты, выносимые на защиту, приведены в Заключении диссертации.

## **Достоверность результатов**

Достоверность результатов, полученных в настоящей работе, обеспечивается использованием данных наземно-космического интерферометра «Радиоастрон», обладающего достаточным пространственными и временным разрешением для выполнения поставленных задач.

Результаты измерений, проведенных в разное время, хорошо согласуются между собой, а также соответствуют данным, известным из литературы. Расстояния до рассеивающих экранов для восьми из десяти пульсаров определены несколькими методами.

Достоверность представленных результатов подтверждается апробацией на российских и зарубежных конференциях, а также их публикацией в ведущих научных изданиях по исследуемой тематике.

## **Апробация работы**

Все результаты и положения, которые выносятся на защиту, апробированы в публикациях и обсуждениях на конференциях. Результаты были представлены и обсуждались на следующих конференциях:

1. International Conference All-wave Astronomy. Shklovsky-100, г. Москва, 2016.
2. Всероссийская астрономическая конференция – 2017 «Астрономия: познание без границ» (ВАК 2017), Ялта, 2017
3. 42nd COSPAR Scientific Assembly, Pasadena, USA, 2018
4. Всероссийская астрономическая конференция – 2021 «Астрономия в эпоху многоканальных исследований» (ВАК 2021), Москва, 2021

## Публикации по теме диссертации

Все результаты диссертационной работы опубликованы в рецензируемых журналах и сборниках трудов научных конференций. Всего опубликовано 6 научных работ [А1-А5, Б1], включая тезисы докладов научных конференций [Б1]. Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, суммированы в 5 статьях [А1-А5], которые изданы в рецензируемых журналах, входящих в международные базы цитирования Web of science и Scopus и удовлетворяющие требованиям Высшей аттестационной комиссией (ВАК) при Министерстве науки и высшего образования Российской Федерации.

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

**А1** Попов М.В., Андрианов А.С., Бартель Н., Гвинн К., Джоши Б.Ч., Джонси Д., Кардашев Н.С., Рудницкий А.Г., Смирнова Т.В., Согласнов В.А., Фадеев Е.Н., Шишов В.И. Распределение неоднородностей межзвездной плазмы в направлении трех удаленных пульсаров по результатам наблюдений с наземно-космическим интерферометром «Радиоастрон» // *Астрономический журнал*. — 2016. — Т. 93, №9. — С. 788–794.

**А2** Popov M.V., Andrianov A., Fadeev E., Kardashev N., Kovalev Y.Y., Rudnitskiy A., Soglasnov V.A., Bartel N., Gwinn C.R., Johnson M.D., Joshi B.C., Karuppusamy R., Kramer M., Anton Zensus J., Shishov V., Smirnova T. PSR B0329+54: Substructure in the scatter-broadened image discovered with RadioAstron on baselines up to 330 000 km // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — V. 465, I.1. — pp. 978–985.

**А3** Fadeev E.N., Andrianov A.S., Burgin M.S., Popov M.V., Rudnitskiy A.G., Zuga V.A., Shishov V.I., Smirnova T.V. Revealing compact structures of interstellar plasma in the Galaxy with RadioAstron // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — V. 480, I.3. — pp. 4199–4210.

**А4** Fadeev E.N. Uncertainty in measurements of the distances of scattering screens in pulsar observations // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — V. 18, I.8. — pp. 103-106.

**А5** Попов М.В., Андрианов А.С., Бургин М.С., Зуга В.А., Рудницкий А.Г., Смирнова Т.В., Согласнов В.А., Фадеев Е.Н. Анизотропное рассеяние радиоизлучения пульсара В0833–45 в остатке сверхновой в созвездии Парусов

// *Астрономический журнал*.. — 2019. — Т. 96, №.5. — С. 393–406.

Тезисы докладов научных конференций:

**Б1** *Фадеев Е.Н., Андрианов А.С., Зуга В.А., Попов М.В., Рудницкий А.Г., Смирнова Т.В., Согласнов В.А., Шишов В.И.* Зондирование космической плазмы радиоимпульсами пульсаров в проекте «Радиоастрон» // *Известия крымской астрофизической обсерватории*. — 2018. — Т. 114, №1. — С. 151–156.

## Личный вклад

Автор диссертационной работы совместно с научным руководителем и соавторами активно участвовал в анализе данных, интерпретации и обсуждении результатов, формулировке выводов работы. Во всех основных результатах, выносимых на защиту, личный вклад автора является основным или равным вкладу соавторов. Автор лично или при участии коллег провел следующие работы:

1. Диссертант самостоятельно выполнил посткорреляционную обработку пульсаров В1933+16 и В0834+06 (эксперимент 08.12.2014). Все программы для обработки были написаны автором. Процедура обработки и ее результаты были опубликованы в работах [А1, А3].
2. Диссертантом создана программа для определения кривизны и смещения вершины параболических дуг во вторичном спектре. Автор самостоятельно построил вторичные спектры всех пульсаров, исключая В0834+06 (эксперимент 08.04.2015), получил их числовые характеристики и вычислил расстояния до рассеивающих экранов [А1, А3].
3. Диссертантом были получены оценки расстояния до экранов в направлении пульсаров В0823+26 и В0833–45 методом определения задержки динамических спектров. [А3, А5]
4. Диссертант является единственным автором публикации А4, где уточнено положение рассеивающих экранов в зависимости от моделей распределения межзвездной среды.
5. Диссертант принимал активное участие в получении результатов, их обсуждении, интерпретации и подготовке текста публикаций [А1–А5].

## Объем, структура и содержание работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы, списка рисунков, списка таблиц и одного приложения. Полный объем диссертации составляет 133 страницы, включая 32 рисунка и 6 таблиц. Список литературы на 15 страницах содержит 137 наименований.

## Краткое содержание работы

Во введении представлено общее описание диссертации, обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы, а также приведен список опубликованных работ и докладов на научных конференциях.

Первая глава диссертации посвящена описанию наблюдательных явлений, возникающих при взаимодействии радиоизлучения с межзвездной средой, вводятся физические величины, которые будут использованы в дальнейшем изложении, приводится обзор научной литературы по данной тематике.

Во второй главе рассмотрены основные параметры наземно-космического интерферометра «Радиоастрон», описаны основные элементы корреляционной и посткорреляционной обработки. В конце главы приводится список наблюдательных сеансов.

Третья глава посвящена определению параметров рассеяния, описываются используемые методы и приводятся полученные результаты.

Четвертая глава освещает методы определения расстояния до рассеивающих экранов, проводится сравнение результатов, полученных разными методами.

В Заключении приведены основные результаты работы, выносимые на защиту.

# Глава 1

## Обзор и постановка задачи

### 1.1 Радиопульсары: основные свойства

В июле 1967 года в Маллардской радиоастрономической обсерватории была запущена новая антенная решетка, работающая на частоте 81.5 МГц. С помощью этого инструмента собирались проводить исследование структуры компактных радиоисточников путем наблюдения мерцаний этих источников, вызванных межпланетной плазмой. Вскоре после начала наблюдений был обнаружен слабый повторяющийся сигнал с периодом около 1.337 с [20]. Более тщательные наблюдения, выполненные в ноябре того же года, показали, что стабильность периода составляет около  $10^{-7}$ . В феврале 1968 года вышла статья, сообщавшая об открытии нового вида пульсирующих источников, а в 1974 году руководитель группы Э. Хьюиш получил Нобелевскую премию за «определяющую роль в открытии пульсаров» [21].

За прошедшие годы было открыто свыше 3000 радиопульсаров [22, 23]. Их периоды  $P$  варьируются от 1.4 мс до 23.5 с, причем наблюдается вековое увеличение периодов. Распределение пульсаров по периодам имеет двухкомпонентную структуру, основная масса пульсаров имеет периоды в диапазоне от 0.1 до 3 секунд, но имеется также популяция с периодами в несколько миллисекунд [4]. Миллисекундные пульсары отличаются от «нормальных» пульсаров не только меньшими периодами, но и существенно меньшей, на несколько порядков, скоростью замедления  $\dot{P}$ . Различий между этими двумя популяциями пульсаров гораздо больше, но мы не будем на них останавливаться, поскольку ни одного миллисекундного пульсара мы не исследовали.

Общепринятым объяснением феномена радиопульсара является модель

вращающейся нейтронной звезды [4, 24, 25]. Измеренные с помощью тайминга массы пульсаров в двойных системах составляют около 1.4 солнечных масс ( $M_{\odot}$ ) и не превосходят  $1.9M_{\odot}$  [26]. Математические модели предсказывают радиусы пульсаров в диапазоне 10–12 км [27]. Быстро вращающаяся замагниченная нейтронная звезда генерирует вокруг себя электрическое поле, которое вырывает с поверхности звезды заряженные частицы и ускоряет их, формируя магнитосферу. Плазма, замороженная в магнитное поле, движется вместе с ним. Такое движение возможно только до расстояния, где скорость вращения не превосходит скорость света (радиус светового цилиндра). Поверхность светового цилиндра позволяет разделить магнитосферу на две зоны: область замкнутых силовых линий и область открытых силовых линий или полярные шапки, где и происходит генерация радиоизлучения. В тех случаях, когда ось магнитного диполя наклонена к оси вращения пульсара, возникает «эффект маяка», который мы наблюдаем как импульсы радиоизлучения. Если принять, что потеря энергии звездой происходит только за счет магнитодипольного излучения, можно на основании измеренных  $P$  и  $\dot{P}$  оценить магнитное поле нейтронной звезды:  $\sim 10^{11} - 10^{13}$  Гс для нормальных пульсаров [28]. Этот результат подтверждается измерениями циклотронных линий нейтронных звезд, излучающих в рентгеновском диапазоне [29].

Спектр пульсаров, полученный усреднением спектров многих индивидуальных импульсов, относительно стабилен [24]. Спектральная плотность потока зависит от частоты наблюдения  $f$  степенным образом со спектральным индексом от  $-4$  до  $0$  со средним значением  $-1.8 \pm 0.2$  [30]. Максимум излучения приходится на частоты между 50 и 300 МГц. На еще более низких частотах наблюдается низкочастотный завал [24]. Для многих пульсаров характерно резкое уменьшение спектрального индекса в гигагерцовом диапазоне (высокочастотный излом) [24, 30]. В миллиметровом диапазоне для нескольких пульсаров было обнаружено уплощение спектров [31].

Период излучения пульсаров в среднем очень стабилен. Отдельные импульсы конкретного пульсара отличаются друг от друга формой, интенсивностью, моментом прихода относительно среднего периода. Однако, если усреднить большое число, сотни и даже тысячи, импульсов, то полученный средний профиль оказывается стабильным на большом интервале времени и может слу-

жить характеристикой пульсара [4, 24]. Большинство средних профилей состоит из одного компонента гауссовой формы. Однако встречаются профили, состоящие из двух и более компонент. Типичная ширина среднего профиля составляет от 1% до 10% периода пульсара, но встречаются и пульсары, излучающие большую часть своего периода. Экстремальным примером является PSR B0826—34, излучение которого не спадает до нуля на протяжении всего периода [32].

В средних импульсах некоторых пульсаров наблюдается отдельный компонент, отстоящий от главного на половину периода или  $180^\circ$ , называемый интеримпульсом. Это происходит тогда, когда магнитная ось перпендикулярна оси вращения, и мы можем видеть оба магнитных полюса нейтронной звезды [4, 24].

Средний профиль может изменяться со временем. В двойных системах к этому приводит прецессия оси вращения пульсара [33, 34], вследствие чего меняется ориентация конуса излучения пульсара относительно луча зрения. В отдельных случаях, как это произошло с пульсаром J1906+0746, излучение может полностью уйти с луча зрения [34]. Для одиночных пульсаров некоторая вариация среднего профиля может быть связана со свободной прецессией [35, 36]. Другое изменение среднего профиля связано с явлением переключения мод. У пульсара может быть две или более устойчивые моды среднего профиля, в которых он остается на протяжении сотен периодов. Большую часть времени пульсар находится в т.н. нормальной моде, но в случайный момент времени переключается на аномальную моду. Причина такого поведения пульсара остается неизвестной [37–39].

Индивидуальные импульсы пульсаров значительно разнятся от импульса к импульсу как интенсивностью, так и своим положением внутри среднего профиля и могут быть совершенно не похожи один на другой. По мере увеличения временного разрешения проявляется микроструктура субимпульсов с характерным масштабом деталей до 1 мкс [40]. Некоторые пульсары (B0531+21, B1937+21 и др.) излучают гигантские импульсы — наносекундные вспышки с интенсивностью в 1000 раз превосходящей интенсивность рядовых импульсов [41, 42].

В ранних работах было отмечено, что излучение некоторых пульсаров может внезапно выключиться на несколько периодов, а затем продолжиться без видимых изменений [43]. Доля таких «нуллингов» разнится от пульсара к пуль-

сару и может занимать существенную долю всех приходящих импульсов [44]. Излучение некоторых пульсаров может пропадать на продолжительный срок, а затем восстанавливаться [45]. Вероятно, предельным случаем, когда нуллинги являются основной фазой существования пульсара, является феномен вращающихся радиотранзиентов (RRAT) [46].

Для ряда пульсаров было обнаружено, что субимпульсы в их среднем профиле появляются не случайно, а медленно дрейфуют от одного конца профиля к другому. Для таких пульсаров в дополнение к периоду следования импульсов  $P_1 = P$  можно выделить характерный период между субимпульсами  $P_2$  и период  $P_3$ , за который субимпульсы пересекают средний профиль [47–49].

Аномальное поведение субимпульсов было обнаружено для двух пульсаров V1859+07 и V0919+06. Большую часть времени никаких аномалий в среднем профиле нет, но в случайный момент времени субимпульсы плавно смещаются в сторону меньших долгот, а затем также плавно возвращаются обратно. События обычно имеют длительность 10–20 импульсов и наблюдаются одновременно на всех частотах. На гигагерцовых частотах явление выглядит как смещение среднего профиля, а на более низких, где средний профиль обоих пульсаров шире и сложнее, как временное затухание части среднего профиля. В отличие от переключения мод, где происходит именно резкое переключение, такие аномальные события всегда происходят плавно. [50–52].

Наблюдения показали, что излучение большей части пульсаров сильно линейно поляризовано. В среднем, степень поляризации составляет 20%, но у некоторых пульсаров, например у V0833–45, она близка к 100% [53]. Позиционный угол в пределах импульса обычно меняется монотонно, но в некоторых пульсарах наблюдаются скачкообразные изменения этого угла. Круговая поляризация у пульсаров обычно невелика и редко превышает 10%.

## 1.2 Распространение через однородную среду

При распространении через межзвездную среду излучение пульсаров взаимодействует с ней, что приводит к различным искажениям. В результате сигнал, принимаемый антенной, сильно отличается от излученного. Условно можно разделить влияние среды на дисперсию, мерцания и рассеяние, причем первый

эффект свойственен любой среде, даже однородной, а для остальных требуется наличие неоднородностей.

Дисперсия импульсов пульсаров была обнаружена одновременно с открытием этих объектов [20]. Показатель преломления среды, содержащей свободные электроны, зависит от частоты как

$$n = \left( 1 - \frac{f_p^2}{f^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.1)$$

где  $f$  — частота излучения, а  $f_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\pi m_e}}$  — плазменная частота. Здесь  $n_e$  — концентрация электронов на луче зрения,  $e$  — электрический заряд электрона,  $m_e$  — масса электрона. Следует заметить, что из (1.1) следует, что распространение излучения возможно только при  $f > f_p$ . Групповая скорость распространения излучения  $v_g = nc$ . В случае  $f \gg f_p$  разность времени прихода импульса на частотах  $f_1$  и  $f_2$  составляет

$$\Delta t = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \left( \frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) \int_0^D n_e dl. \quad (1.2)$$

Здесь  $D$  — расстояние до пульсара. Интеграл в последней формуле называется мерой дисперсии,  $DM$ , и характеризует полное число электронов на луче зрения в столбце единичной площади.

Измерение времени запаздывания импульсов позволяет определять меру дисперсии. Зная закон распределения электронной плотности вдоль луча зрения, можно определить расстояние до пульсара. В простейшем случае электронная плотность считается постоянной,  $\bar{n}_e \approx 0.03 \text{ см}^{-3}$ , откуда  $D \sim DM/n_e$  [54]. Для более точных измерений используют модели распределения электронной плотности в галактике, где учитываются влияния спиральной структуры галактики, толстого и тонкого диска, а также отдельных газовых облаков [55, 56].

Поскольку прием сигнала ведется в полосе конечной ширины, дисперсия приводит к размыванию импульса пульсара во времени. Для увеличения временного разрешения применяются алгоритмы компенсации дисперсии, которые будут описаны в параграфе, посвященном обработке наблюдений.

Если в среде присутствует магнитное поле, то, в случае линейно поляризованного излучения, наблюдается вращение плоскости поляризации (эффект

Фарадея) [4, 57]. Магнитное поле вызывает зеемановское расщепление энергетических уровней атомов, в результате чего вместо излучения на одной резонансной частоте мы наблюдаем излучение с частотами  $f \pm f_p$ . Поскольку эти частоты различны, то и коэффициент преломления среды также различен, что приводит к запаздыванию одной волны относительно другой, что выражается в повороте плоскости поляризации. Угол поворота плоскости поляризации равен

$$\psi = \lambda^2 \cdot RM, \quad (1.3)$$

где величина  $RM$ , называемая мерой вращения, имеет вид

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^D n_e B_{\parallel} dl. \quad (1.4)$$

Здесь  $B_{\parallel}$  — компонент магнитного поля вдоль луча зрения. Меру вращения находят из наблюдения угла между плоскостями поляризации принимаемого радиоизлучения на двух частотах. Впервые мера вращения была измерена В. В. Виткевичем и Ю. П. Шитовым при одновременном наблюдении пульсара В0628–28 на частотах 86 МГц и 105 МГц [58]. В этом же исследовании было обнаружено, что амплитуда принимаемого излучения испытывает синусоидальные вариации. Причина этого явления заключается в том, что при приеме на линейно-поляризованную антенну телескопа выделяется только одно направление поляризации излучения. Поскольку степень линейной поляризации этого пульсара составляет около 80%, при вращении плоскости поляризации принимаемая антенной мощность сигнала будет меняться.

Одновременные измерения  $DM$  и  $RM$  позволяют определить крупномасштабное магнитное поле в нашей галактике. В спиральных рукавах Галактики магнитное поле направлено против часовой стрелки, если смотреть со стороны северного полюса Галактики, тогда как в межрукавном пространстве, в том числе в окрестности Солнца, оно направлено по часовой стрелке. Величина поля в окрестности Солнца составляет 2–3 мкГс и плавно растет в направлении центра Галактики до 4 мкГс на расстоянии 2 кпк от центра [59].

### 1.3 Влияние неоднородной среды

Межзвездная среда неоднородна. При распространении через среду с меняющейся электронной плотностью волновой фронт, испущенный пульсаром, искажается, что приводит в двум близким явлениям: мерцанию пульсара и рассеиванию его импульсов.

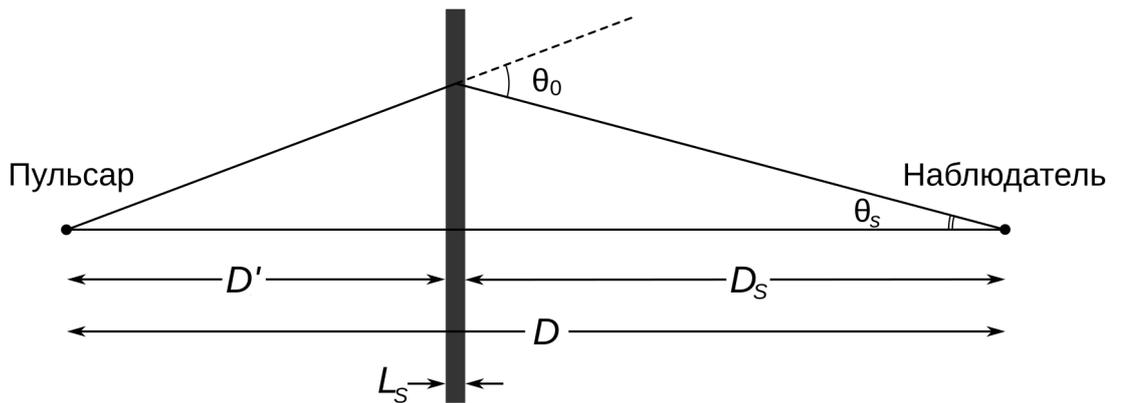
Эффекты межзвездного рассеяния были замечены и получили общее объяснение в начале эпохи исследования пульсаров [1]. Дальнейшее изложение базовой теории мерцаний ведется по [3, 5, 60].

Пусть  $r_a$  — характерный размер неоднородностей, внутри которых показатель преломления изменяется на  $\Delta n$ . При прохождении такой неоднородности фаза электромагнитного излучения на частоте  $f$  изменяется на  $\delta\Phi = \Delta k r_a$ , где  $k = (2\pi/c)nf$  — волновое число. С помощью 1.2 получаем

$$\Delta k = \frac{e^2}{cm_e f} \Delta n_e = r_e \frac{c}{f} \Delta n_e, \quad (1.5)$$

где  $r_e$  — классический радиус электрона. Тогда при прохождении расстояния  $L_s$ , заполненного такими неоднородностями, среднеквадратичное изменение фазы составит

$$\Delta\Phi \approx \sqrt{\frac{L_s}{r_a}} \delta\Phi = r_e \frac{c}{f} \sqrt{r_a L_s} \Delta n_e. \quad (1.6)$$



**Рис. 1.1:** Путь преломленного луча в модели тонкого фазового экрана. Пояснительный материал. Рисунок выполнен диссертантом.

Мы можем рассматривать данное явление, как результат рассеивания излучения пульсара на тонком ( $L_s \ll D$ ) экране, расположенном между пульсаром и наблюдателем. Тогда излучение, регистрируемое телескопом, попадает на

него не только напрямую от пульсара, но и из некоторой области вокруг пульсара с угловым радиусом  $\theta_S$ . Для того, чтобы наблюдались мерцания, необходимо, чтобы фаза рассеянного излучения отличалась от фазы нерассеянного излучения больше чем на  $\pi$ . Пусть луч рассеялся на экране на угол  $\theta_0$ , после чего попал к наблюдателю. Этот угол можно задать выражением

$$\theta_0 \approx \frac{e^2}{\pi m_e} \sqrt{\frac{L_s}{r_a}} \frac{\Delta n_e}{f^2}. \quad (1.7)$$

Отсюда радиус диска рассеяния равен

$$\theta_S = \frac{D'}{D' + D_S} \theta_0 = s \theta_0, \quad (1.8)$$

где  $D_S$  – расстояние от наблюдателя до экрана,  $D'$  – расстояние от экрана до пульсара, а  $s = D'/(D' + D_S) = (D - D_S)/D$  – относительное расстояние от экрана до пульсара. Изначальный импульс был излучен одновременно. Луч, принятый от края диска, приходит к наблюдателю немного позже, поскольку преодолевает большее расстояние. Его геометрическая задержка составляет

$$\tau_{sc} = \frac{s D_S \theta_0^2}{2c} = \frac{e^4}{2\pi^2 m_e^2 c} \frac{s D_S L_s}{r_a} \frac{\Delta n_e^2}{f^4}. \quad (1.9)$$

Величина  $\tau_{sc}$  именуется временем рассеивания и характеризует время спадания интенсивности рассеянного импульса в  $e$  раз. Поскольку  $\tau_{sc} \sim D_S f^{-4}$ , то рассеянию больше подвержено излучение более далеких пульсаров, то есть пульсаров с больше мерой дисперсии. Кроме того, величина рассеяния сильно зависит от частоты наблюдения: с ростом частоты  $\tau_{sc}$  быстро падает.

Фаза сигнала, полученного с задержкой  $\tau_{sc}$ , будет отличаться от фазы «прямого» сигнала на  $\sim 2\pi f \tau_{sc}$ . Лучи, пришедшие из разных частей диска рассеяния, будут интерферировать друг с другом, если их фазы отличаются не более чем примерно на 1 радиан. Поскольку фаза излучения зависит от частоты, изменению фазы на 1 радиан соответствует изменение частоты на

$$\Delta f_{dif} \sim (2\pi \tau_{sc})^{-1}. \quad (1.10)$$

Излучение, отличающееся по частоте больше чем на полосу декорреляции  $\Delta f_{dif}$ , не даст заметного изменения интенсивности спектра в результате интерференции. Иначе говоря, полоса декорреляции — это характерный частотный масштаб, в пределах которого происходит усиление или ослабление излучения пульсара [61].

Поскольку

$$\Delta f_{dif} \sim \tau_{sc}^{-1} \sim f^4, \quad (1.11)$$

то на достаточно низких частотах полоса декорреляции многократно укладывается в полосу приема, а усиления и подавления излучения усредняются, и никакой квазирегулярной структуры мерцаний не возникает. По мере роста частоты наблюдения в полосу приема помещается меньше полос декорреляции, в результате чего флуктуации интенсивности заметно возрастают. На высоких частотах полоса декорреляции становится больше полосы приема, в результате чего флуктуации интенсивности вновь заметно ослабевают. Если в таком режиме время наблюдений становится меньше характерного времени мерцаний, то мерцания перестают наблюдаться.

Временные флуктуации интенсивности сигнала можно представить как следствие прохождения телескопа через дифракционную картину, сформированную рассеивающим экраном. Характерный пространственный масштаб дифракционных пятен можно определить как размер области, в пределах которой сигнал остается когерентным, т.е.

$$\rho_{dif} \approx \frac{c}{\theta_S f}. \quad (1.12)$$

Если тангенциальная относительная скорость экрана  $V_{ISS}$ , то временная шкала переменности равна

$$t_{dif} = \rho_{dif}/V_{ISS}. \quad (1.13)$$

Эту величину также часто называют временем мерцаний и временем декорреляции.

Данная простая теория позволяет ввести основные понятия и отследить базовые закономерности. Однако межзвездная среда имеет гораздо более сложную структуру. В частности, неоднородности межзвездной среды имеют не единственный масштаб  $r_a$ . Для спектра этих неоднородностей обычно привлекают степенной закон распределения вида [62]

$$P_{n_e}(q) = \frac{C_{n_e}^2(z)}{(q^2 + \kappa_o^2)^{\beta/2}} \exp\left[-\frac{q^2}{4\kappa_i^2}\right], \quad (1.14)$$

где  $q = 1/r_a$  волновое число,  $\kappa_i$  и  $\kappa_o$  — внутренний и внешний масштабы турбулентности соответственно,  $C_{n_e}^2(z)$  — величина флуктуаций в выбранном направлении

нии,  $z$  — координата вдоль направления на пульсар. Внешний масштаб турбулентности описывает максимальные размеры турбулентных ячеек, т.е. характерный масштаб, на котором энергия поступает в межзвездную среду. В процессе турбулентного движения крупные вихри разбиваются на мелкие вплоть до внутреннего масштаба турбулентности, на котором эти неоднородности разрушаются, а энергия турбулентного движения диссипирует.

Если выполняется условие  $\kappa_o \ll q \ll \kappa_i$ , то уравнение 1.14 упрощается до вида

$$P_{n_e}(q) = C_{n_e}^2 q^{-\beta}. \quad (1.15)$$

Исследования показали, что распределение неоднородностей в межзвездной среде подчиняется этому закону с  $\beta = 11/3$ . Такой спектр обычно называется колмогоровским. Однако, отклонения от колмогоровского спектра также нередки [7].

Учет спектра неоднородностей приводит к тому, что изменяются зависимости 1.8, 1.9, 1.11, 1.13 от частоты. Если мы зададим  $\gamma = 2\beta/(\beta - 2)$ , то соответствующие зависимости примут вид [63]:

$$\theta_S \sim f^{-\frac{\gamma}{2}}, \quad (1.16a)$$

$$\tau_{sc} \sim f^{-\gamma}, \quad (1.16b)$$

$$\Delta f_{dif} \sim f^\gamma, \quad (1.16c)$$

$$t_{dif} \sim f^{\frac{\gamma-2}{2}}. \quad (1.16d)$$

Для колмогоровского спектра получаем  $\gamma = 4.4$  вместо 4 для модели гауссова экрана.

Важным характерным масштабом является радиус первой зоны Френеля. Для экрана, расположенного посередине между наблюдателем и пульсаром, он будет равен [57]

$$l_F = 0.5\sqrt{\lambda D} \sim \sqrt{D/f}. \quad (1.17)$$

Вблизи экрана, пока  $\rho_{dif} \gg l_F$ , наблюдаемые фазовые флуктуации малы. Такой режим называют слабым рассеянием. В дальней зоне, где  $\rho_{dif} \ll l_F$  наблюдается обычная Фраунгоферова дифракция, при которой в плоскости наблюдателя возникает значительная разность фаз, превышающая несколько радиан. В результате, в масштабе пятна рассеяния возникают точки со стационарной фазой,

что приводит к многолучевой интерференции и значительным вариациям интенсивности. Такой режим получил название сильных мерцаний.

Вместе с тем была отмечена корреляция между мерами дисперсии пульсаров и их периодами амплитудной модуляции длительностью дни и месяцы в режиме сильных мерцаний [64]. Этот вид сильных мерцаний получил название рефракционных мерцаний. Они происходят на масштабе

$$l_R = d\theta_d, \quad (1.18)$$

который соответствует максимальному размеру области на экране, из которой до наблюдателя может прийти излучение [65]. Рефракционные мерцания связаны с крупномасштабными изменениями диска рассеяния как целого. В противовес им, рассеяние на масштабе  $\rho_{dif}$ , вызванное интерференцией отдельных лучей в диске рассеяния, называют дифракционным. Применяя 1.12, 1.17 и 1.17, получим связь всех трех масштабов мерцаний:

$$l_R \rho_{dif} = l_F^2. \quad (1.19)$$

Поскольку рефракционный масштаб  $l_R$  на несколько порядков превосходит  $\rho_{dif}$ , то характерное время рефракционных мерцаний  $t_{ref}$  также на несколько порядков превосходит  $t_{dif}$ . Его типичное значение составляет дни или месяцы.

Для описания режима мерцаний часто применяют также индекс модуляции (индекс мерцаний)  $m$ :

$$m = \frac{\sigma_S}{\langle S \rangle}, \quad (1.20)$$

где  $\sigma_S$  — стандартное отклонение наблюдаемой плотности потока излучения, а  $\langle S \rangle$  — ее среднее значение. При  $m \approx 1$  наблюдаются сильные мерцания, а  $m \ll 1$  соответствует режиму для слабых мерцаний. [62].

Мерцания делятся по месту возникновения на межзвездные, межпланетные, ионосферные и тропосферные. Последние происходят на неоднородностях водяного пара и проявляют себя на высоких (десятки и сотни гигагерц) частотах. На наших частотах 624 МГц и 1.667 ГГц влияние тропосферы пренебрежимо мало.

Межпланетные мерцания возникают на неоднородностях солнечной плазмы, а их максимум наблюдаются в непосредственной близости от Солнца [66].

В силу конструктивных особенностей космического аппарата «Спектр-Р» наблюдения проводились в противоположном Солнцу направлении [67], поэтому вклад межпланетных мерцаний также оказался незначительным.

Ионосферные мерцания имеют существенное влияние на результаты интерферометрических измерений в метровом диапазоне радиоволн. Наблюдаемые проявления таких эффектов были рассмотрены в работах Шишова, Журавлева, Попова [17,68,69], где можно найти ссылки и на другие публикации. Важное заключение состоит в том, что ионосферные эффекты имеют частотный масштаб, который значительно превышает нашу полосу приема (16 МГц) на частоте 324 МГц, и поэтому они не искажают частотную структуру, обусловленную межзвездными мерцаниями. Также, как было указано выше, наблюдения с космическим телескопом проводились преимущественно в ночное время. Поэтому в данном исследовании влияние ионосферных мерцаний не учитывалось.

## 1.4 Наблюдаемые величины

Результатом измерения на телескопе становится электрическое поле  $E$ , которое зависит от частоты  $f$  и времени  $t$ . Функцией видности называется комплексная функция вида

$$\tilde{V}_{AB}(f, t, \mathbf{b}) = \langle E_A(f, t, \mathbf{r}_A) E_B^*(f, t, \mathbf{r}_B) \rangle, \quad (1.21)$$

где индексами  $A$  и  $B$  отмечены две разные антенны, а угловыми скобками  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по различным реализациям электрического поля источника [70–72]. Вектора  $\mathbf{r}_A$  и  $\mathbf{r}_B$  определяют положение антенн, а вектор базы  $\mathbf{b} = \mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A$  — их взаимную ориентацию. При измерении на одной антенне таким же образом получаем интенсивность источника:

$$\tilde{V}_{AA}(f, t, \mathbf{b} = 0) = \tilde{I}(f, t) = \langle |\tilde{E}(f, t)|^2 \rangle. \quad (1.22)$$

Обычно для уменьшения шумового фона функция видности усредняется на некотором интервале времени. Если изменение спектра происходит на интервале времени, большем времени усреднения, т.е. изучается изменение спектра во времени, то такой спектр называют динамическим.

Применив обратное преобразование Фурье к динамическому кросс-спектру, получим корреляционную функцию электрического поля:

$$V_{AB}(\tau, t, \mathbf{b}) = F_{f \rightarrow \tau}^{-1}(\tilde{V}_{AB}(f, t, \mathbf{b})). \quad (1.23)$$

Здесь  $\tau$  — задержка. Прямое преобразование Фурье  $F_{t \rightarrow \nu}$  переводит функцию видности к осям задержка — частота интерференции ( $\nu$ ) [72]:

$$V_{AB}(\tau, \nu, \mathbf{b}) = F_{t \rightarrow \nu}(V_{AB}(\tau, t, \mathbf{b})). \quad (1.24)$$

Зависимость усредненного значения амплитуды видности от базы имеет вид [71, 73]

$$\langle V(b) \rangle = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{\sqrt{2 \ln 2}} \frac{\theta_H b}{\lambda} \right)^{\beta-2} \right], \quad (1.25)$$

где  $\theta_H$  — полная ширина диска рассеяния на половине максимума. Эта величина связана с радиусом диска рассеяния соотношением [71]

$$\theta_H = \sqrt{8 \ln 2} \theta_S. \quad (1.26)$$

Бриттон и др. [15] привели результаты определения размеров дисков рассеяния 11 пульсаров с помощью формулы 1.25 с помощью РСДБ. У пяти из этих пульсаров диск рассеяния оказался слишком мал даже для разрешения на базах около 8000 км.

При наблюдении на одной антенне ( $\mathbf{b} = 0$ ) видность является действительной функцией. Для любой ненулевой базы видность становится комплексной.

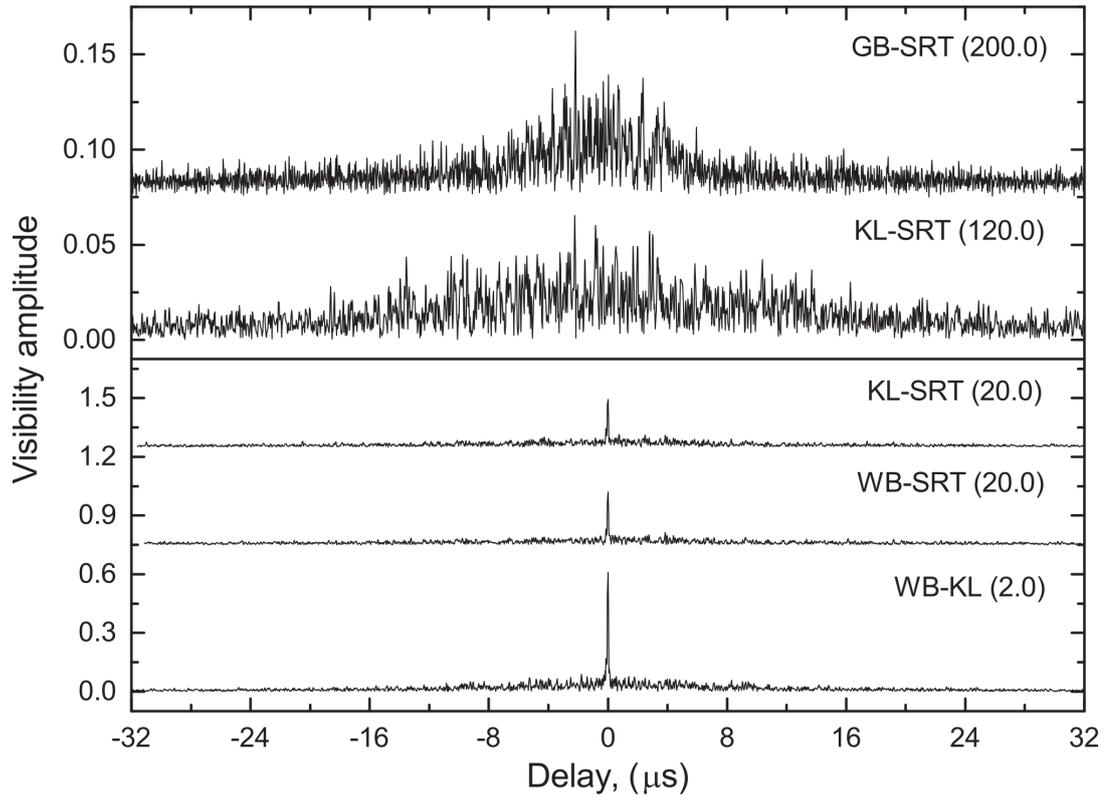
В случае наблюдений с одной антенной квадрат модуля функции видности в этих осях называется вторичным спектром

$$A(\tau, \nu) = |I(\tau, \nu)|^2. \quad (1.27)$$

Аналогичным образом вводится вторичный кросс-спектр при интерферометрических наблюдениях [74]

$$C(\tau, \nu, \mathbf{b}) = V_{AB}(\tau, \nu, \mathbf{b}) V_{AB}(-\tau, -\nu, \mathbf{b}). \quad (1.28)$$

В общем виде функция  $C(\tau, \nu)$  при некоторой фиксированной базе состоит из узкого максимума  $C(0, 0)$ , амплитуда которого соответствует выражению 1.25, и протяженной части с характерным размером  $\tau_{sc} = (2\pi \Delta f_{dif})^{-1}$



**Рис. 1.2:** Примеры тонкой структуры модуля функции видности  $|V(\tau, f_{max})|$  пульсара B0329+54, как функции задержки  $\tau$  при фиксированной частоте интерференции  $f_{max}$ . Иллюстрация заимствована из работы [72].

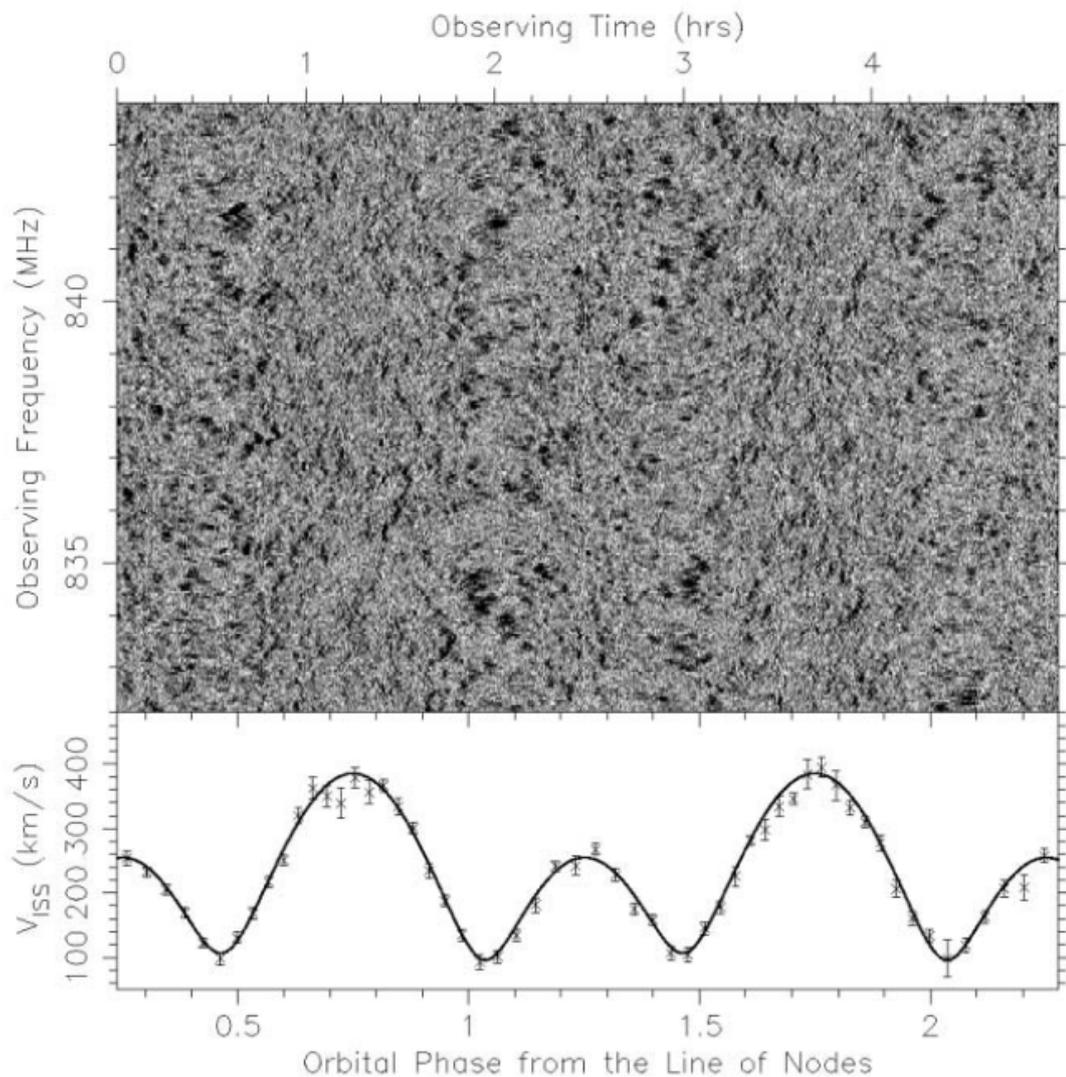
вдоль оси  $\tau$  и  $(2\pi t_{dif})^{-1}$  вдоль оси  $\nu$ . Наблюдения пульсара B0329+54, проведенные с помощью «Радиоастрона», показали, что в протяженной области сигнал не спадает плавно до нуля, а состоит из отдельных максимумов и минимумов, возникающих вследствие интерференции отдельных частей диска рассеяния [72]. По мере увеличения базы интерферометра центральный пик уменьшается, пока не исчезает среди подобных в протяженной области. Поэтому проследить эволюцию среднего значения видности на больших базах не представляется возможным.

На рис. 1.2 показано сечение модуля функции видности по частоте интерференции  $f_{max}$ , проходящее через максимум, для различных интерферометрических баз. Амплитуда видности уменьшается с величиной проекции базы. На нижней панели показана видность для самой короткой базы Вестерборк–Калязин, размером  $2M\lambda$  ( $\approx 1900$  км), а также для баз Вестерборк–Спектр-Р и Калязин–Спектр-Р, каждая по  $20M\lambda$ . Для удобства кривые смещены вдоль вертикальной оси. На всех трех графиках четко выделяется центральный пик,

который уменьшается по мере роста базы. На верхней панели показаны видности на экстремально больших ( $120M\lambda$  и  $200M\lambda$ ) базах. Здесь центральный пик пропадает полностью, а форма протяженной части не зависит от базы. Шкала оси ординат на этой панели растянута в 10 раз по сравнению с нижней панелью.

Микроструктура диска рассеяния была обнаружена не только в наблюдениях пульсаров, но и при наблюдении квазара 3C 273 [75].

В работе [70] показано, что для точечного источника сечение двумерной автокорреляционной функции  $\langle I(f, 0)I(f + \Delta f, 0) \rangle$  должно иметь форму распределения Лоренца, а его полуширина на половине максимума равна  $\Delta f_{dif}$ .



**Рис. 1.3:** Вверху: динамический спектр пульсара J0737–3039 на частоте 820 МГц. Внизу: модельное значение  $V_{ISS}$ . Иллюстрация заимствована из работы [76].

Динамический спектр двойных пульсаров может свидетельствовать о двойственной природе источника и служить для определения орбитальной скорости пульсара [77]. На рис. 1.3 показан динамический спектр пульсара J0737–3039. Изменение размеров мерцательных пятен со временем вызвано изменением  $V_{ISS}$ , которое является следствием орбитального движения пульсара [76].

Принято различать три режима измерений параметров мерцаний [78, 79]. В режиме моментального снимка (англ. — *snapshot*) время анализа  $t_{int}$ , в течение которого происходит накопление сигнала, меньше характерного времени дифракционных мерцаний  $\Delta t_{dif}$ , а полоса приема меньше полосы декорреляции  $\Delta f_{dif}$ . При  $t_{dif} < t_{int} < t_{ref}$  осуществляется режим анализа с усреднением. Режим с усреднением по ансамблю  $t_{int} > t_{ref}$  предполагает усреднение многих реализаций, полученных в режиме с усреднением. Режим моментального снимка дает возможность проанализировать поведение мгновенных значений амплитуды функции видности и выявить структуру кружка рассеяния, а режим анализа с усреднением позволяет получить средние значения величины кружка рассеяния  $\theta_H$  и времени рассеяния  $\tau_{sc}$ , что позволяет оценить положение рассеивающего экрана на луче зрения.

Поскольку  $t_{ref}$  может составлять месяцы, а наблюдательный сеанс «Радиоастрона» редко превышал 1-2 часа, нам были доступны только режимы моментального снимка или анализа с усреднением. Режим моментального снимка дает возможность проанализировать поведение мгновенных значений амплитуды функции видности и выявить структуру кружка рассеяния, а режим анализа с усреднением позволяет получить средние значения величины кружка рассеяния  $\theta_H$  и времени рассеяния  $\tau_{sc}$ , что позволяет оценить положение рассеивающего экрана на луче зрения.

## 1.5 Анализ вторичных спектров

В середине 80-х годов было показано, что если в динамических спектрах присутствует упорядоченный дрейф сцинтелей, то во вторичном спектре кроме мощного центрального максимума присутствуют отдельные слабые структуры [80]. Аппаратные возможности в то время не позволили изучить данные структуры более подробно. Дальнейшее продвижение в этом вопросе произо-

шло после модификации телескопа Аресибо, завершившейся в 1999 году. Во вторичных спектрах ряда пульсаров были обнаружены параболические дуги, проходящие через начало координат (рис. 1.4) [8].

Стоит отметить, что еще в 1997 году были опубликованы вторичные спектры пульсара B0834+06, в которых можно различить параболические дуги, но авторы не придали достаточного внимания этому феномену [81].

В общих чертах образование дуг в модели тонкого экрана объясняют следующим образом [8, 15, 82]. К наблюдателю из диска рассеяния приходит излучение с геометрической задержкой

$$\tau = D_{\text{eff}} \frac{\theta^2}{2c}, \quad (1.29)$$

где  $D_{\text{eff}} = (1 - s)D/s$  — эффективное расстояние экрана, а  $\theta$  — угловое расстояние точки диска рассеяния, из которой пришло излучение от центра диска. Изменение задержки происходит с доплеровской частотой

$$\nu = \frac{\mathbf{V}_{\text{eff}} \cdot \boldsymbol{\theta}}{\lambda s}, \quad (1.30)$$

где  $\lambda$  — длина волны наблюдения, а  $\mathbf{V}_{\text{eff}}$  выражается через тангенциальные компоненты скорости пульсара  $V_{p\perp}$ , наблюдателя  $V_{o\perp}$  и экрана  $V_{s\perp}$  как [83]

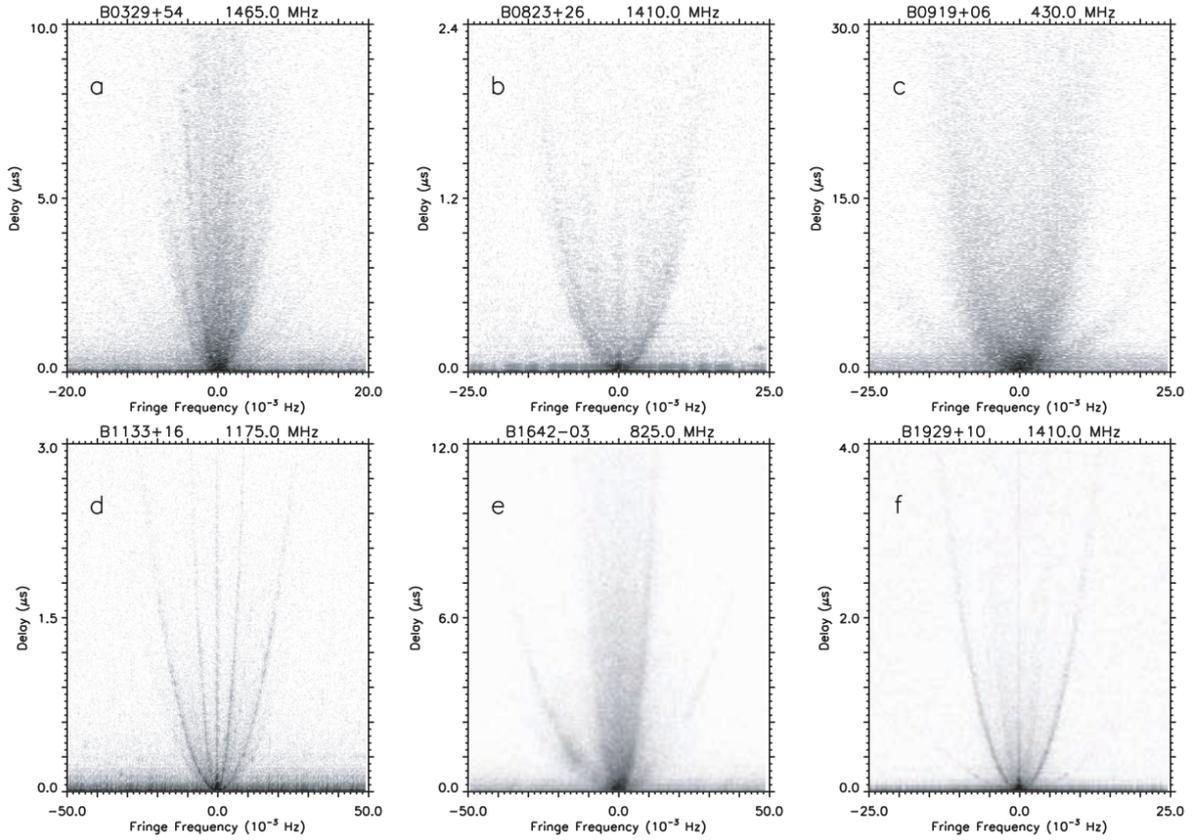
$$\mathbf{V}_{\text{eff}} = (1 - s)\mathbf{V}_{p\perp} + s\mathbf{V}_{o\perp} - \mathbf{V}_{s\perp}. \quad (1.31)$$

Если основная часть излучения прошла через экран без рассеяния, то интерференцией рассеянных лучей друг с другом можно пренебречь по сравнению с интерференцией с нерассеянными лучом. Если при этом сам диск рассеяния вытянут вдоль направления  $\mathbf{V}_{\text{eff}}$ , то из 1.29 и 1.30 получим искомую квадратичную связь между  $\nu$  и  $\tau$ :

$$\tau = \frac{Ds(1 - s)}{2c} \left( \frac{\lambda}{V_{\text{eff}}} \right)^2 f^2 = af^2, \quad (1.32)$$

Исследование пульсара B1133+16 показало, что кривизна дуг  $a$  остается постоянной на протяжении как минимум 25 лет [84].

Единовременные наблюдения на разных частотах достаточно трудно организовать. Близкие по времени наблюдения на разных частотах подтвердили предсказанную зависимость кривизны параболических дуг от длины волны наблюдения  $a \propto \lambda^2$  [85]. Поскольку основные характеристики дуг стабильны на



**Рис. 1.4:** Вторичные спектры шести пульсаров. Название пульсара и частота наблюдения указаны над каждым спектром. По горизонтальной оси отложена частота интерференции в мГц, по вертикальной — задержка в мкс. Изображение заимствовано из работы [86].

протяжении долгого времени, измерения, проводимые в соседние дни, должны мало отличаться от единовременных.

Необходимое замечание. В строгом математическом смысле кривизной параболы в ее вершине является величина  $2a$ . Однако, дабы не вводить лишние обозначения и в силу укоренившейся в литературе, посвященной вторичным спектрам, традиции мы будем понимать под кривизной именно величину  $a$ .

Поскольку тангенциальные скорости пульсаров обычно составляют сотни километров в секунду, скоростью наблюдателя, которая не превосходит орбитальную скорость Земли  $\approx 30$  км/с, можно пренебречь. Скорости газовых облаков в окрестности Солнечной системы также составляют десятки километров в секунду [19], поэтому движением экрана в большинстве случаев также можно пренебречь. Тогда формула 1.32 преобразуется к виду [86]

$$\tau = \frac{Ds}{2c(1-s)} \left( \frac{\lambda}{V_{p\perp}} \right)^2 f^2. \quad (1.33)$$

Если расстояние до пульсара и его собственное движение известны, то измерение кривизны параболической дуги  $a$  позволяет определить положение рассеивающего экрана.

В редких случаях, когда тангенциальная скорость пульсара мала, может наблюдаться периодическое изменение кривизны параболы с периодом 1 год, вызванное орбитальным движением Земли. Такое поведение показывает пульсар B1929+10 [87]. В двойных системах, где орбитальная скорость пульсара модулирует его тангенциальную скорость, также наблюдается периодическое изменение  $a$ . Зависимость  $V_{eff} \sim a^{-1/2}$  для пульсара J0737–3039 подтверждается в пределах ошибки измерений [87].

Параболические дуги очень разнообразны (см. рис. 1.4, 3.7 и 3.8). Ветви парабол могут быть как тонкими четкими линиями, так и тусклыми размытыми, слабо выделяющимися над фоном. В некоторых случаях все пространство между ветвями параболы имеет более высокую интенсивность, чем вне ее. Некоторые пульсары демонстрируют несколько дуг с разной кривизной, что свидетельствует о наличии нескольких экранов на разных расстояниях от наблюдателя [86,88]. Встречаются вторичные спектры, где ветви парабол состоят из маленьких дужек, ветви которых направлены в противоположном основной дуге направлении. Вершины этих дужек расположены на ветвях основной параболы, а их ветви проходят через начало координат [9,85,89]. Детальные исследования показали, что со временем одиночные дужки перемещаются вдоль главной параболы. Зависимость их положения от частоты наблюдения свидетельствует в пользу того, что они образуются в результате преломления излучения пульсаров на компактных (доли а.е.) и плотных (больше  $10^3 \text{ см}^{-2}$ ) структурах [90]. Скорость экрана, определенная с помощью анализа скорости движения дужек вдоль главной параболы в динамическом спектре пульсара B0834+06, оказалась равной 9 км/с, при условии, что преломляющие структуры неподвижны относительно экрана [90].

Теоретическое моделирование позволило обнаружить ряд закономерностей, приводящих к образованию структур во вторичных спектрах [9,10]. Для образования четкой параболической дуги необходимо, чтобы изображение пульсара, создаваемое рассеивающим экраном, было сильно анизотропно, причем направление анизотропии должно примерно совпадать с направлением  $\mathbf{V}_\perp$ . Большое

влияние имеет спектр неоднородностей рассеивающей плазмы. Если изображение пульсара на экране задается двумерной функцией Гаусса, то в симметричном случае не наблюдается никаких признаков параболы, а в сильно анизотропном случае ветви параболы не простираются далеко вдоль оси задержки, а также сильно развиты с внешнего края. Напротив, колмогоровский спектр неоднородностей приводит к образованию изображения с яркой центральной частью и более протяженным, по сравнению с гауссовой функцией, внешним тусклым гало. В результате ветви параболы во вторичном спектре становятся более длинными и четче ограниченными с внешней стороны. Анизотропное колмогоровское изображение создает контрастную арку, которая имеет резкую как внешнюю, так и внутреннюю границы, а сама состоит из тонких дужек. Более того, основная дуга может распадаться на близко расположенные параллельные дуги.

Анизотропия рассеяния в межзвездной среде подтверждается наблюдениями внутрисуточной переменности некоторых квазаров. Моделирование годового изменения времени мерцаний квазаров хорошо описывает наблюдательные данные, если отношение осей эллипса рассеяния составляет от 4 до 12 [19].

Смещение яркого «ядра» из центра рассеянного изображения пульсара приводит к смещению вершины параболы из начала координат. Если смещение «ядра» происходит вдоль направления  $V_{\text{eff}}$ , то смещение вершины параболы происходит вдоль ветви главной параболы, что, по-видимому, связано с образованием обратных дужек. Смещение в перпендикулярном направлении приводит к смещению ветви дужки из начала координат. Рефракция вдоль направления движения картины мерцаний приводит к асимметрии параболы, перераспределению яркости в ней и сдвигу вершины [10].

Форма дифракционного изображения с яркой центральной (нерассеянной) частью скорее характерна для слабого  $m^2 < 1$ , чем сильного дифракционного рассеяния. Моделирование слабого рассеяния дает хорошо заметную арку с резким внешним краем и медленным понижением интенсивности внутри параболы. По мере усиления рассеяния центральная компонента все менее доминирует в изображении, что приводит к уменьшению контраста арки. В модели слабого рассеяния логично объясняются множественные дуги как рассеяние на экранах, расположенных на разном расстоянии [10].

Наблюдения пульсара В0834+06 показали, что обратные дужки образуются при рассеянии на объектах с размером порядка  $10^{6-8}$  м. Такие размеры меньше длины свободного пробега протона в межзвездной среде, из чего следует, что такие рассеивающие структуры должны быстро распадаться. Поскольку в наблюдениях они видны продолжительное время, то они должны удерживаться от диссипации внешними силами. Это же означает, что такие облака не могут быть частью турбулентного колмогоровского каскада [11].

Другой важной особенностью оказывается то, что ветви парабол образуются в результате усиления излучения от частей экрана, расположенных за пределами френелевского масштаба. Ход лучей на таких масштабах можно рассматривать с позиций геометрической оптики.

В работах [11, 12, 91, 92] разработана модель «гофрированных» слоев плазмы. В этой модели плазма низкой плотности сосредоточена в слегка изгибающихся двумерных поверхностях, удерживаемых от распада галактическим магнитным полем. Излучение, проходящее сквозь такие слои под небольшим углом к нормали поверхности, практически не рассеивается в силу малой плотности среды. Если же такие слои видны почти плашмя, то луч зрения может пронзать отдельные изгибы, в которых накапливается необходимое количество вещества для заметного преломления. Естественным образом для наблюдателя такие области видны как одномерные структуры, необходимые для образования параболических дуг.

Применение этой модели к наблюдению пульсара В0834+06, представленному в работе [74], позволило дать объяснение аномальной части вторичного спектра. Часть обратных дужек в этом спектре располагалась не на основной параболе, а на другой, смещенной, не проходящей через центр динамического спектра. Такое поведение вторичного спектра нельзя объяснить независимым рассеянием на двух экранах, поскольку тогда должны наблюдаться две параболы разной кривизны с вершиной в начале координат. Более правильно наблюдательные данные описывает модель, в которой излучение, преломленное на ближнем к пульсару экране, вновь испытывает преломление на втором экране [12].

Логическим продолжением модели «гофрированных» слоев плазмы стала модель, в которой рассеяние происходит на длинных тонких трубках плазмы,

удерживаемых галактическим магнитным полем (англ. — *noodle model*) [13,93]. Автор модели отмечает, что даже когда в динамических спектрах видна яркая центральная часть, обычно приписываемая непреломленному лучу, она может быть сформирована при рассеянии на относительно широких полосах, расположенных близко к направлению на пульсар, в то время как непреломленный луч может отсутствовать вовсе. Это лучше соответствует модели сильного рассеяния, которое ожидается на частотах ниже нескольких ГГц.

Предложенная модель позволяет описать распределение яркости во вторичном спектре, образование основной параболы и вторичных дужек при рассеянии на наборе параллельных полос. Если в экране присутствуют два набора полос, расположенных под разным углом к  $V_{\text{eff}}$ , то во вторичном спектре должны появиться две основные дуги с разной кривизной. Таким образом, образование множественных дуг с разной кривизной может происходить на одном экране. Примечательно, что в этом случае, при наличии обратных дужек, каждой основной параболе будет соответствовать набор из дужек со всеми возможными кривизнами.

## 1.6 Выводы

Межзвездная среда существенно влияет на принимаемое от космических радиоисточников излучение. Особенно заметно межзвездная среда проявляет себя на низких частотах. Пульсары являются хорошим инструментом для исследования межзвездной среды, поскольку в силу малого углового размера всегда являются пространственно когерентным источником. Импульсный характер излучения пульсаров помогает отделить эффекты, возникающие в источнике, от порожденных средой.

Большинство параметров мерцаний ( $\tau_{\text{sc}}$ ,  $\Delta f_{\text{dif}}$ ,  $t_{\text{dif}}$ ,  $\beta$  и др.) могут быть определены с помощью наблюдений на одном телескопе. Но для разрешения диска рассеяния и, тем более, для его детального исследования требуется применение РСДБ, в том числе с базами, которые можно реализовать только на наземно-космическом интерферометре.

Анализ вторичных спектров показал, что диски рассеяния должны быть существенно вытянутыми, а в ряде случаев, видимо, представляют собой цепь

отдельных изображений пульсаров. Распределение рассеивающей плазмы должно быть сильно неоднородным, а рассеяние может происходить на нескольких экранах.

Параметры рассеяния зависят от расстояния до пульсара и до экрана. Поэтому измерив одновременно несколько параметров можно делать выводы о положении рассеивающих экранов. Если имеется возможность отождествить рассеивающий экран с физическим объектом, то наоборот, появляется возможность уточнить расстояние до пульсара.

Детальное изучение мерцаний пульсаров остается актуальной задачей, направленной на изучение структуры межзвездной среды, ее распределения вдоль луча зрения, масштабов происходящих в ней процессов и др.

## Глава 2

# Наблюдения и первичная обработка

### 2.1 Наземно-космический интерферометр «Радиоастрон»

Телескоп должен выполнять две основные функции: собирать как можно больше энергии, излученной космическими источниками, и обеспечивать максимально возможное угловое разрешение. Если первая задача решается за счет увеличения апертуры телескопов и увеличения чувствительности приемной аппаратуры, то вторая задача для радиоизлучения в рамках одной антенны не может быть решена в нужной мере. Теоретический (дифракционный) предел углового разрешения  $\theta_{\text{cr}}$  определяется выражением:

$$\theta_{\text{cr}} \sim \frac{\lambda}{D_0} \quad (2.1)$$

где  $D_0$  — размер апертуры. Крупные радиотелескопы с диаметром апертуры около 100 м при наблюдении на длине волны 1 м имеют угловое разрешение около половины градуса, что гораздо хуже, чем разрешение глаза, не говоря уже о любых телескопах оптического диапазона. Увеличить разрешение можно, если сложить сигналы, полученные на двух или более антеннах, когерентным образом. Объединенные таким образом антенны называют интерферометром. Разрешение интерферометра  $\theta_{\text{cr},i}$  зависит уже от проекции базы, т.е. расстояния между антеннами, на плоскость, перпендикулярную направлению на источник  $b$ :  $\theta_{\text{cr},i} \sim \lambda/b$  [5, 60]. При разнесении антенн на небольшое расстояние данные от них поступают на коррелятор непосредственно по кабелю в режиме реального времени. Но для получения высокого разрешения необходимо использовать максимально разнесенные друг от друга телескопы. В таком случае данные записываются на информационные носители в обсерватории, после чего собираются в одном месте для корреляции. Для обеспечения синхронизации

принятых данных каждый телескоп должен быть оснащен высокоточным стандартом частоты. Такой тип наблюдений называют радиоинтерферометрией со сверхдлинной базой (РСДБ). Только в последнее время развитие линий связи достигло необходимой пропускной способности для возможности работы РСДБ коррелятора в реальном времени [94].

Для наземной интерферометрии тоже существует предел разрешающей способности. Антенны могут быть разнесены не далее, чем на диаметр Земли (около 12700 км), что на длине волны 1 м дает разрешение уже около 16 миллисекунд дуги. Максимальные реализованные на практике базы приближаются к этому значению.

Для достижения еще больших разрешений на нужной длине волны требуется еще сильнее увеличить интерферометрическую базу, для чего необходимо вывести антенну в космос. Первые тестовые наблюдения в рамках наземно-космической интерферометрии были выполнены в 1986 году с помощью геостационарного спутника связи TDRSS на частоте 2.3 ГГц. На борту спутника находилась антенна диаметром 4.9 м, а на Земле наблюдения были поддержаны 64-м антенной NASA в Тидбинбилле, Австралия, и 64-м антенной в Усуде, Япония. Проекция базы в этих наблюдениях достигла 1.4 диаметра Земли [95].

Первым специализированным астрономическим спутником для космического РСДБ стал спутник HALCA (Highly Advanced Laboratory for Communications and Astronomy), работавший в рамках программы VSOP (VLBI Space Observatory Programme) с 1997 по 2003 год. Спутник двигался по сильно вытянутой орбите с высотой апогея 21 400 км, высотой перигея 560 км, наклоном орбиты  $31^\circ$  и орбитальным периодом 6.3 часа. Для наблюдений на частотах 1.60–1.73 ГГц и 4.7–5.0 ГГц использовалась восьмиметровая антенна, развернутая на орбите. Чувствительность в этих экспериментах превосходила таковую при наблюдениях с TDRSS примерно в 6 раз. [96].

В качестве преемника проекта VSOP предлагался проект VSOP-2, в рамках которого предполагалось запустить телескоп с зеркалом 10 м и малощумящими приемниками для наблюдений на частотах 8.4 ГГц, 22 ГГц и 43 ГГц [97]. Однако, в силу непреодолимых инженерных трудностей, работы по этому проекту были свернуты.

Следующим и последним на данный момент космическим радиоинтерфе-

рометром стал проект «Радиоастрон». Ракета-носитель «Зенит-3Ф» с разгонным блоком «Фрегат-СБ», запущенная с космодрома Байконур 18 июля 2011 года, вывела на орбиту космический аппарат «Спектр-Р», несущий на себе космический радиотелескоп (КРТ). КРТ был оснащен параболическим зеркалом диаметром 10 метров и приемной аппаратурой, способной регистрировать сигнал на частотах 324 МГц (полоса Р), 1664 МГц (полоса L), 4.832 ГГц (полоса С) и 22.232 ГГц (полоса К). Зеркало КРТ состояло из 27 лепестков, которые во время вывода на орбиту находились под головным обтекателем с заданным внутренним диаметром 3.8 м в сложенном состоянии. После раскрытия на орбите зеркало приобрело форму параболоида вращения с точностью поверхности  $\pm 2$  мм. Работу КРТ на орбите обеспечивала многофункциональная космическая платформа «Навигатор» [98, 99].

Принимаемая КРТ научная информация в режиме реального времени передавалась на наземные станции слежения. В первые два года работы использовалась только одна российская станция слежения в Пушино. С конца 2013 года вступила в строй станция слежения в Грин-Бэнк, США, что позволило увеличить число сеансов наблюдения.

В качестве наземных плеч интерферометра выступало более 30 радиотелескопов, расположенных в разных частях планеты. В таблице 2.1 приведен список телескопов, которые участвовали в экспериментах по наблюдению пульсаров.

Для наблюдения пульсаров использовались только диапазоны Р и L. Полоса Р содержала только одну субполосу шириной 16 МГц (316–332 МГц), тогда как в полосе L присутствовали две субполосы по 16 МГц (1644–1676 МГц) [100]. Наблюдения проводились одновременно в двух круговых поляризациях. Устройство приемников КРТ позволяло проводить одновременные сеансы на двух частотах в разных поляризациях. В таком режиме, например, проводилось исследование пульсара В1933+16. Для передачи на станцию слежения к данным применялось однобитное квантование. При записи сигнала на наземных станциях применялось двухбитное квантование. Типичное время наблюдательного сеанса составляло один-два часа, хотя отдельные сеансы могли длиться свыше половины суток. Сеанс делился на отдельные сканы продолжительностью 10-20 минут, которые отделялись друг от друга технологическими паузами продол-

**Таблица 2.1:** Список наземных радиотелескопов, использовавшихся при наблюдении пульсаров. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [A1-3, A5].

Код	Название и расположение	Диаметр главного зеркала, м
AT	АТКА, Обсерватория им. Пола Уайлда, Нарабрай, Австралия	22 м <sup>a</sup>
AR	Аресибо, Пуэрто-Рико	305 м
CD	Радиоастрономическая обсерватория Седуна, Австралия	30 м
EF	Эффельсбергский радиотелескоп, Германия	100 м
GB	Радиотелескоп имени Роберта С. Бёрда, Грин-Бэнк, США	100 × 110 м
HN	Хартебестхукская радиоастрономическая обсерватория, Йоханнесбург, ЮАР	26 м
HO	Обсерватория Маунт Плезант, Хобарт, Австралия	26 м
KL	Калязинская радиоастрономическая обсерватория, Россия	64 м
MP	Обсерватория Мопра, Кунабарабран, Австралия	22 м
PA	Обсерватория в Парксе, Паркс, Австралия	64 м
SC	Санта-Крус, Американские Виргинские Острова	25 м <sup>b</sup>
SV	Радиоастрономическая обсерватория «Светлое», Россия	32 м
TB	Комплекс дальней космической связи в Канберре, Тидбинбилла, Австралия	70 м
TR	Пивницкая астрономическая обсерватория, Торуньский астрономический центр, Польша	32 м
WB	Система апертурного синтеза в Вестерборке (WSRT), Нидерланды	25 м <sup>c</sup>

<sup>a</sup>6 телескопов, работающих в режиме интерферометра.

<sup>b</sup>Часть VLBA

<sup>c</sup>В 2013 году началась масштабная модернизация системы, поэтому в большинстве рассматриваемых сеансов использовался только один из телескопов антенной решетки.

жительностью 30 секунд во время которых запись не велась.

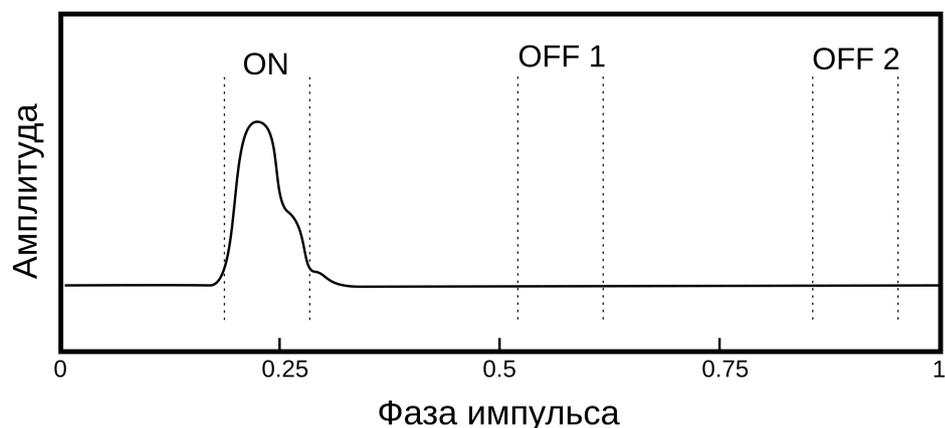
Орбита КРТ высокоэллиптическая с периодом около 9 суток. Под воздействием возмущений от Луны и Солнца она достаточно сильно эволюционирует со временем: эксцентриситет меняется от 0.6 до 0.96, радиус перигея изменяется от 7000 км до 81.5 тыс. км, а наклонение орбиты — в пределах от  $1^\circ$  до  $85^\circ$ . Такое поведение орбиты позволяет наблюдать источники с различными комбинациями проекции базы в разные годы. Максимальное удаление КРТ от Земли составляло около 350 000 км, что позволило достичь рекордного углового разрешения 8 микросекунд дуги при наблюдении  $\text{H}_2\text{O}$  мегамазера в галактике NGC 4258 в полосе К [101].

Важным отличием космического РСДБ от наземного является скорость изменения проекции базы. Если наземные базы стабильны, а их проекции на  $uv$ -плоскость меняются медленно, то наземно-космическая база сама непрерывно изменяется, а скорость изменения проекции такой базы может заметно превышать таковую для наземных, особенно во время прохода КРТ через перигей.

Результаты наблюдений со станций слежения и наземных телескопов собирались вместе для проведения корреляции. Корреляционная обработка пульсаров проводилась на корреляторе АКЦ ФИАН [102]. Для иных задач также использовались корреляторы в Бонне и JIVE.

## 2.2 Корреляционная обработка

Важной особенностью корреляционной обработки наблюдений пульсаров является необходимость компенсации дисперсии сигнала (§1.2). Дисперсия приводит к тому, что импульс пульсара на разных частотах попадает на приемник в разное время, что приводит к размыванию импульса. На корреляторе АКЦ реализован некогерентный метод компенсации дисперсии [102]. Для реализации этого метода полоса приема делится на некоторое число частотных каналов. Число каналов выбирается таким образом, чтобы ширина одного канала была значительно меньше ожидаемой полосы декорреляции  $\Delta f_{dif}$  на данной частоте. С помощью программного пакета TEMPO2 [103] вычисляется время прихода сигнала в каждом канале. Сигнал в каждом частотном канале сдвигается так, чтобы средняя задержка между каналами, вызванная дисперсией,



**Рис. 2.1:** Схематичное изображение формирования окон на импульсе и вне его. Рисунок выполнен диссертантом.

была равна нулю. Поскольку время суммирования импульсов кратно периоду пульсара и не может быть меньше одного периода, остаточная дисперсионная задержка внутри каждого канала получается меньше времени суммирования. Само время суммирования выбирается таким образом, чтобы оно было много меньше времени мерцаний  $t_{dif}$ .

Пульсар излучает лишь небольшую часть своего периода, около 5–10% времени. Для повышения отношения сигнала к шуму, период пульсара разбивается на отдельные интервалы — окна. Ширина окна выбирается таким образом, чтобы в него попадал сигнал по уровню 10% от максимума среднего профиля. Кроме окна на импульсе (ON) выбиралось два окна такой же ширины вне импульса (OFF), отстоящие примерно на  $120^\circ$  по долготе импульса так, чтобы не попадать на возможный интеримпульс (рис. 2.1). Корреляционная обработка выполняется отдельно в каждом окне.

Для определения ширины окна предварительно вычисляется средний профиль пульсара. Для этого весь период пульсара делится на большое число окон, каждое из которых разбивается на малое число каналов. После корреляции в каждом окне вычисляется средняя мощность путем суммирования сигнала по частоте и времени.

Результатом работы коррелятора являются авто 1.22 и кросс-спектры 1.21 каждого импульса для всех возможных баз и комбинаций поляризаций в обеих субполосах. Эти данные выдаются в формате FITSID1 [104] и UVX. Вся дальнейшая обработка проводилась диссертантом с использованием только FITSID1-файлов. Данные из них извлекались с помощью библиотеки cfitsio [105]. Про-

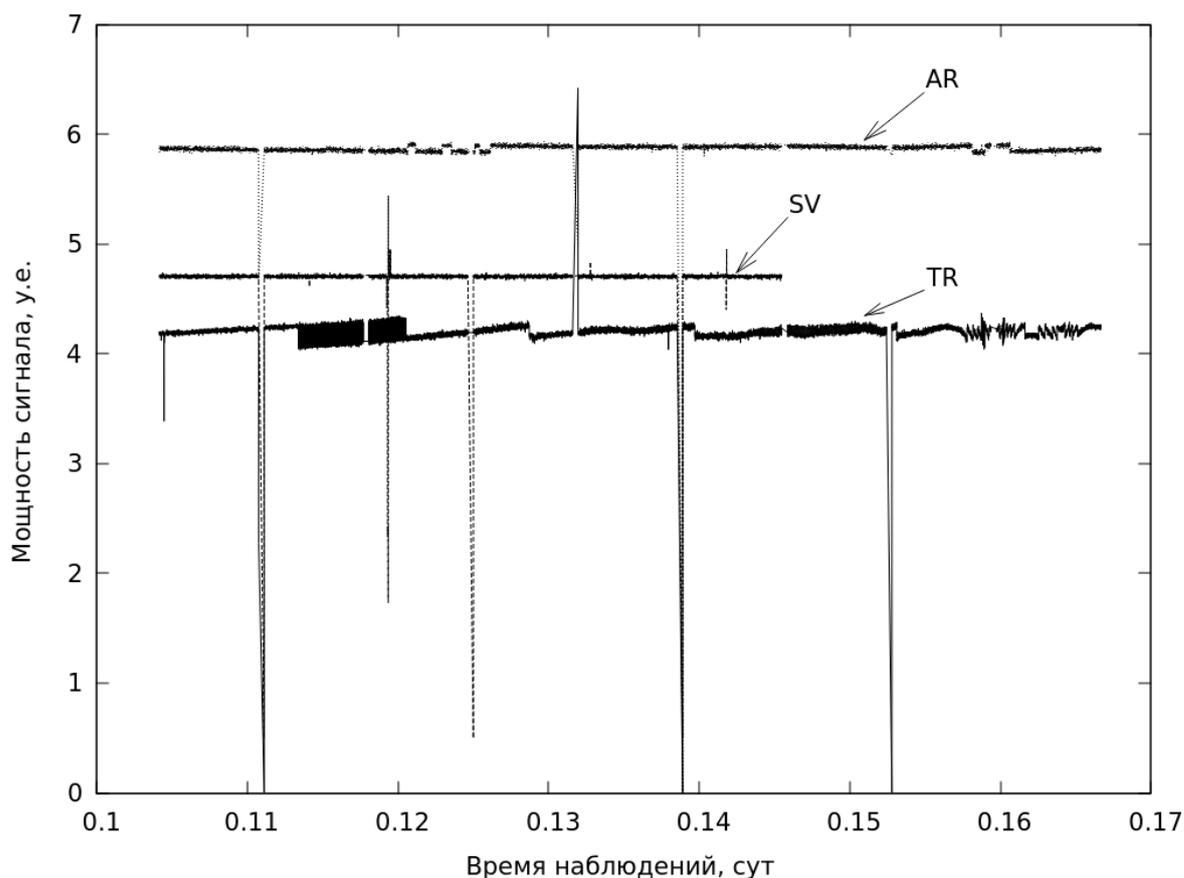
граммы обработки написаны диссертантом самостоятельно на языках C, Python, PHP.

## 2.3 Подготовка динамических спектров

В файле данных формата FITSID1 представлены последовательности спектров, полученные с интервалом, равным периоду пульсара, для всех вариантов баз интерферометра. В отдельных случаях коррелятор мог усреднить индивидуальные спектры за несколько импульсов. Таким образом мы имеем набор динамических кросс-спектров, а также динамических автоспектров для нулевых баз, далее просто динамических спектров. Приемники на разных антеннах имеют существенно разную форму полосы пропускания, поэтому при выполнении корреляции влияние полосы пропускания в значительной степени подавляется. Однако, после выполнении автокорреляции в автоспектрах кроме непосредственно полезного сигнала остаются особенности, связанные с формой полосы пропускания. Кроме того, в спектрах могут присутствовать помехи, как стационарные, так и изменяющиеся со временем и частотой (рис. 2.4(a)).

Для коррекции формы полосы пропускания использовалась одна из двух стратегий. Если сигнал с телескопа вне импульса оставался стабильным, то форма полосы определялась как усредненный за целый скан автоспектр вне импульса. Поскольку окон вне импульса обычно два, то полученные средние автоспектры снова усреднялись. Если мощность шума заметно меняется на протяжении одного скана, то выделяются отдельные интервалы времени, когда мощность можно считать постоянной, после чего скан делится на отдельные части, которые далее обрабатываются как отдельные сканы. Иногда участок спектра в несколько десятков секунд может быть сильно поврежден. Тогда он целиком убирается из обработки, разделяя таким образом скан на части. В итоге, вычислялось некоторое небольшое число средних спектров, каждый из которых соответствовал своему интервалу времени наблюдений.

В тех случаях, когда мощность сигнала менялась непрерывно на протяжении скана, средний автоспектр получался для каждого момента времени путем усреднения пары автоспектров из двух OFF-окон для нужного момента времени и двух пар соседних по времени автоспектров. Таким образом производилось

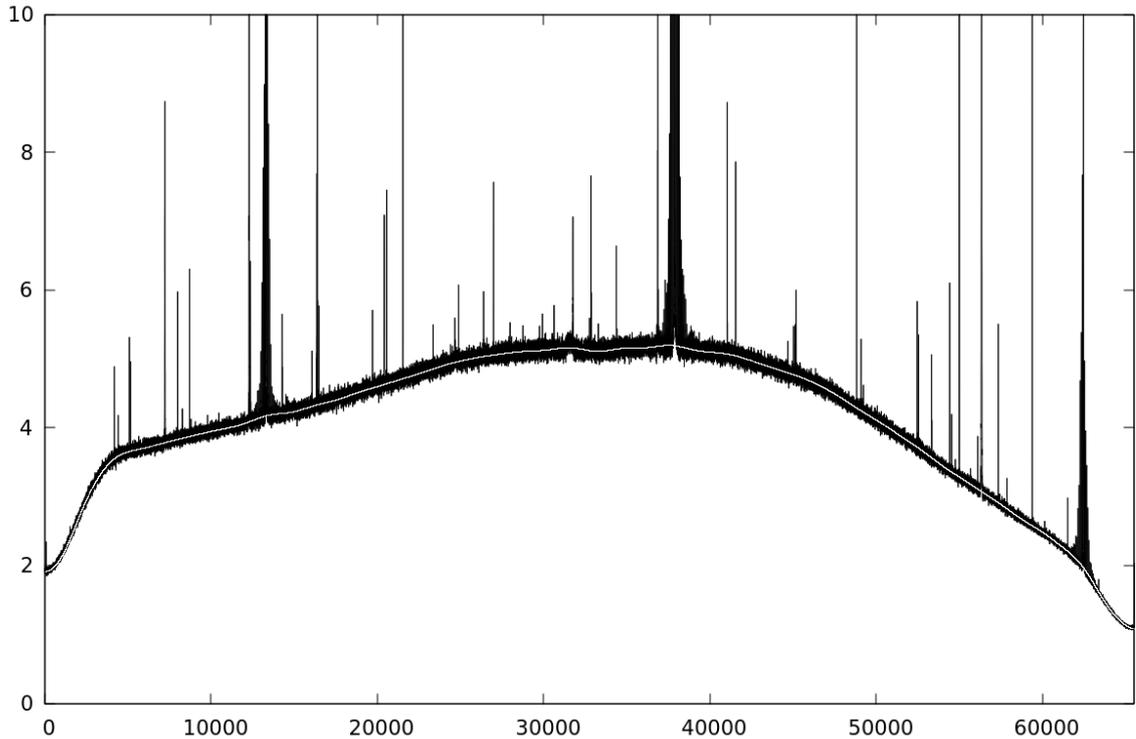


**Рис. 2.2:** Интегральные значения OFF-спектров на телескопах Аресибо (AR), Торунь (TR) и Светлое (SV) за время наблюдения пульсара B1933+16 на частоте 1664 МГц. Нижняя полоса, левая круговая поляризация. Пояснительный материал. Рисунок выполнен диссертантом.

усреднение 6 спектров. Такие средние спектры более зашумленные, но их амплитуда лучше отслеживает изменение сигнала со временем.

На рисунке 2.2 показаны примеры изменения мощности сигнала вне импульса на трех телескопах во время наблюдения пульсара B1933+16. Сигналы, записанные в Аресибо (AR) и Светлом (SV) в целом стабильны, хотя в них присутствуют единичные выбросы на границах сканов. Автоспектры, соответствующие моментам времени таких выбросов, для формирования среднего спектра не использовались, и также не выбирались при анализе автоспектров в импульсе. Сигнал, записанный в Торунь (TR), показывает регулярный плавный дрейф и резкие скачки. Для работы с такими автоспектрами лучше подходит вторая стратегия.

Полученный на первом этапе средний автоспектр как правило испещрен помехами (рис. 2.3). Для удаления помех шириной несколько частотных ка-

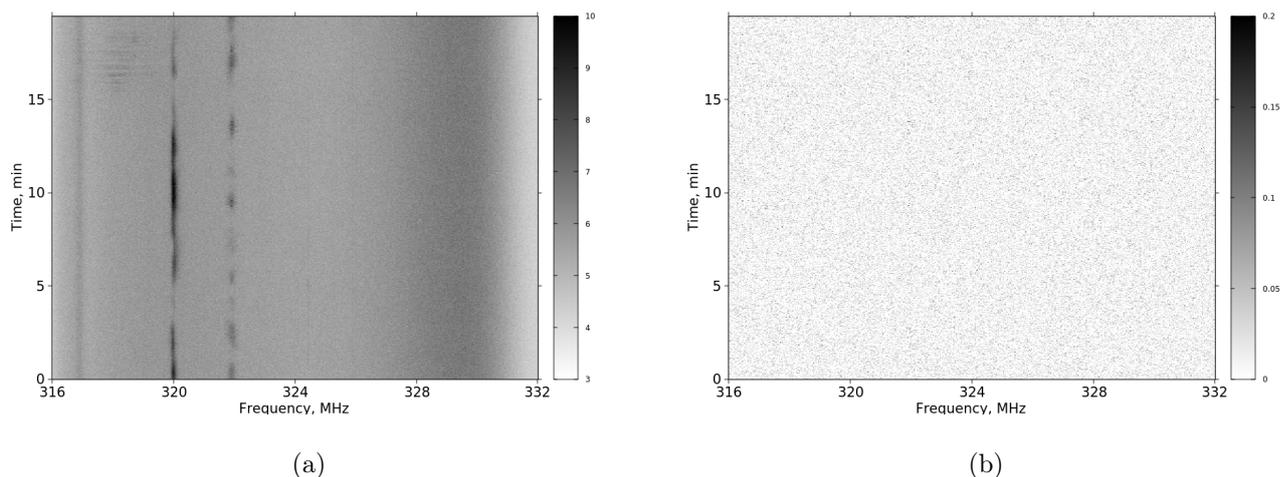


**Рис. 2.3:** Усредненный за один скан профиль верхней полосы приема в правой круговой поляризации антенны Грин-Бэнк (off-спектр) в диапазоне Р. Наблюдение пульсара B0834+06 08.12.2014. Черным показаны экспериментальные данные, белая линия — сглаженная полоса приема. По горизонтальной оси номер частотного канала, по вертикальной — интенсивность в условных единицах. Пояснительный материал. Рисунок выполнен диссертантом.

налов применялся медианный фильтр. Более широкие помехи, составляющие несколько процентов от ширины полосы, убрать медианным фильтром без искажения всей полосы не удастся. Такие помехи удалялись из спектра и заменялись линейной аппроксимацией. Далее с помощью быстрого преобразования Фурье из спектра удаляются высокочастотные гармоники, что на выходе дает сглаженную функцию, описывающую форму полосы приемника  $M[i]$ . Здесь  $i$  пробегает номера всех частотных каналов. Сглаженная форма полосы пропускания показана на рисунке 2.3 белой линией. Дополнительно сохраняется информация о номерах каналов, в которых проводилась аппроксимация спектра или были обнаружены узкие выбросы большой амплитуды.

Для проведения коррекции динамических спектров за инструментальную полосу к каждому отдельному значению автоспектра  $N[i]$  применяется выражение

$$\bar{N}[i] = \frac{N[i] - M[i]}{M[i]}, \quad (2.2)$$



**Рис. 2.4:** Примеры динамического автоспектра в окне вне импульса пульсара, полученного на телескопе Аресибо 05.05.2015 при наблюдении пульсара B1929+10 на частоте 324 МГц в правой круговой поляризации. (а) «Сырой» автоспектр без применения алгоритмов коррекции. На частотах ниже 324 МГц видны несколько сильных помех. Форма полосы приема асимметрична с максимумом около 329 МГц. (б) Тот же самый динамический спектр после удаления помех и коррекции формы полосы приема. Динамический диапазон на левом рисунке в 35 раз больше, чем на правом. Пояснительный материал. Рисунок сделан диссертантом.

где  $\bar{N}[i]$  — новое значение автоспектра. Если на этапе создания  $M[i]$  были отмечены большие помехи, то в динамическом спектре проблемные каналы аппроксимируются значениями из соседних каналов, на которые не была наложена помеха. На рисунке 2.4(б) показан результат коррекции динамического OFF-спектра.

Если в пульсаре наблюдаются нуллины, то динамический спектр оказывается испещрен отдельными полосами, в которых сигнал отсутствует. Значения в каждом канале таких спектров заменяются на среднее значение соседних спектров в том же канале.

Далее отдельные сканы собираются вместе. Поскольку между сканами присутствует тридцатисекундный интервал, то для сохранения непрерывной временной шкалы между сканами вставляется необходимое количество нулевых автоспектров или таким образом подобранных, чтобы обеспечивать линейную аппроксимацию сигнала в каждом канале между концом одного скана и началом другого. Примеры таких спектров представлены на рисунке 3.1.

## 2.4 Описание наблюдательных сеансов

В данной работе представлены результаты обработки 10 пульсаров, наблюдавшихся в рамках проекта «Радиоастрон». В таблице 2.2 показаны параметры всех наблюдавшихся пульсаров. За исключением В1641–45 и В1933+16 все пульсары относительно близкие с расстоянием менее 1 кпк. В основном они наблюдаются в направлении Млечного Пути, что типично для пульсаров, но В0823+26 и В0834+06 имеют галактическую долготу около  $30^\circ$ , а В1237+25 расположен почти в направлении на северный галактический полюс. Пульсары В1749–28 и В2016+28 выделяются достаточно небольшими для пульсаров тангенциальными скоростями.

В таблице 2.3 перечислены наблюдательные сеансы для каждого пульсара. Все сеансы, исключая единственное наблюдение В1933+16, проводились на одной выбранной частоте. Каждый сеанс был поддержан как минимум одним крупным телескопом. Типичная продолжительность сеанса составляла полтора часа, но отдельные наблюдения могли продолжаться свыше 10 часов.

Пульсар В0833–45, широко известный как пульсар в созвездии Парусов или VELA, наблюдался наземно-космическим интерферометром Радиоастрон три раза в диапазоне L. Первое наблюдение состоялось 10 мая 2012 года (код эксперимента gaes07a) в рамках ранней научной программы. Продолжительность наблюдения составила 3 часа. В наблюдениях приняли участие наземные телескопы Тидбинбилла, Хобарт, Паркс, Мопра и ХартРАО. Интерференционный лепесток был найден на базах КРТ–Паркс и на всех наземных базах. Следующее наблюдение (код эксперимента gaes07b) продолжительностью 1 час 30 минут прошло 18 мая 2012 года также во время ранней научной программы. Наземную поддержку обеспечивали телескопы АТКА, Хобарт, Паркс, Мопра и ХартРАО. Интерференционный лепесток был найден на базах КРТ–АТКА, КРТ–Паркс и на всех наземных базах. Третье наблюдение (код gaks02as) состоялось 15 декабря 2013 года в рамках первого года ключевой научной программы (АО-1). Сеанс продолжался 2 часа 39 минут, а в качестве наземных плеч интерферометра выступили привычные АТКА, Хобарт, ХартРАО и телескоп в Седуне. Интерференционный отклик был найден на всех базах.

Пульсар В0834+06 многократно наблюдался в разные годы работы КРТ.

**Таблица 2.2:** Список наблюдавшихся пульсаров и их характеристики.  $P$  — период пульсара,  $DM$  — мера дисперсии,  $D$  — расстояние до пульсара,  $V_{p\perp}$  — тангенциальная скорость,  $l_g$  и  $b_g$  — галактическая долгота и широта соответственно. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [A1, A2, A3, A5], а также [12, 106–109] и каталога ATNF [22].

Пульсар	$P$ , с	$DM$ , см <sup>-3</sup> · пк	$D$ , кпк	$V_{p\perp}$ , км/с	$l_g$ , ° ′	$b_g$ , ° ′
B0329+54	0.7145	26.76	$1.03^{+0.13}_{-0.12}$	$95 \pm 13$	145 00	-1 13
B0823+26	0.5307	19.48	$0.36 \pm 0.08$	$190 \pm 50$	196 58	31 45
B0833-45	0.08933	67.97	$0.287^{+0.019}_{-0.017}$	$78 \pm 5$	263 33	-2 47
B0834+06	1.2738	12.86	$0.62 \pm 0.06$	$150 \pm 20$	219 43	26 16
B1237+25	1.3824	9.252	$0.85 \pm 0.06$	$480 \pm 30$	252 27	86 32
B1641-45	0.4551	478.8	$4.5 \pm 0.4$		339 12	0 12
B1749-28	0.5626	50.37	$0.2^{+1.1}_{-0.1}$	$6^{+40}_{-6}$	1 32	0 58
B1929+10	0.2265	3.183	$0.331 \pm 0.010$	$177 \pm 6$	47 23	-3 53
B1933+16	0.3587	158.5	$3.7^{+1.3}_{-0.8}$	$230^{+130}_{-100}$	52 26	-2 06
B2016+28	0.558	14.2	$0.95 \pm 0.09$	$30 \pm 5$	68 06	-3 59

Здесь рассматривается три наиболее ранних сеанса. Все наблюдения проводились в диапазоне Р. Первое из них было совершено 26 апреля 2012 года при поддержке телескопов Аресибо и Эффельсберг (код gaes06с). КРТ и Аресибо отработали весь сеанс продолжительностью 1 час 17 минут, а Эффельсберг — только 40 минут. Корреляция сигналов обнаружена на базах КРТ–Аресибо и Аресибо–Эффельсберг. В эксперименте 8 декабря 2014 года (код gags04ah) работал только один наземный телескоп — Грин-Бэнк. Продолжительность эксперимента составила 55 минут, корреляции не обнаружено. В эксперименте gags04al, прошедшем 8 апреля 2015 года, приняли участие телескопы Аресибо, Грин-Бэнк и Вестерборк. Время сеанса составило 1 час 35 минут, интерференционный отклик найден на всех базах.

Достаточно редкими были эксперименты, которые одновременно выполнялись в двух диапазонах. 1 августа 2013 года было проведено исследование пульсара B1933+16 (код gaks02aa). В диапазоне Р работали телескопы Вестерборк и Санта-Крус (один из элементов VLBA), а в диапазоне L — Аресибо, То-

**Таблица 2.3:** Список наблюдательных сеансов. Обозначения столбцов: пульсар — стандартное обозначение пульсара; дата — дата начала наблюдательного сеанса; диапазон — частотный диапазон; наземные станции — коды наземных станций, участвовавших в наблюдательном сеансе, в соответствии с таб. 2.1; время наблюдения — продолжительность наблюдательного сеанса; проекция базы в диаметрах Земли. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [A1-A3, A5].

Пульсар	Дата	Диа-пазон	Наземные станции	Время на-блюдения	Проек-ция базы	Число каналов
B0329+54	22.11.2013	P	KL	16:20	26	2048
	01.01.2014	P	WB, KL	12:00	8	2048
B0823+26	11.03.2015	P	GB	05:16	4.1	2048
	11.03.2015	P	WB, GB	08:10	0.5	1024
B0833–45 (VELA)	10.05.2012	L	HH, HO, MP, PA, TB	3:00	10.3	8192
	18.05.2012	L	AT, HH, HO, MP, PA	1:30	15	8192
	15.12.2013	L	AT, CD, HH, HO	02:39	8	8192
B0834+06	26.04.2012	P	AR, EF	01:17	16	65536
	08.12.2014	P	GB	00:55	5	65536
	08.04.2015	P	GB, WB, AR	01:35	11.7	1024
B1237+25	13.05.2015	P	GB	02:10	9.4	512
	07.06.2015	P	AR	01:30	5.7	512
B1641–45	18.03.2014	L	AT, MP, HO, CD, PA, HH	10:49	12	16384
B1749–28	26.05.2014	L	AT, MP, CD, PA, HH	05:59	6	256
B1929+10	05.05.2015	P	WB, AR	01:40	9.8	512
B1933+16	01.08.2013	P	WB, SC	01:30	2	8192
		L	AR, TR, SV			2048
B2016+28	22.05.2015	P	WB, AR	00:55	16.4	4096

рунь и Светлое. Эксперимент продлился 1 час 30 минут, но телескоп в Светлом проработал только час с начала наблюдения. Из-за неверных настроек усиления приемной системы на антенне в Санта-Крус не удалось получить состоятельных данных. В данных, полученных из Торуня, наблюдались частые скачкообразные изменения дисперсии сигнала, что также не позволило использовать их для обработки. В диапазоне L интерференционный отклик найден на всех базах, в диапазоне P — на базе КРТ–Вестерборк.

Исследование пульсара B0329+54 вместило в себя два сеанса. Все 16 часов сеанса 22–23 ноября 2013 года отработал телескоп в Калязине, тогда как КРТ только три отрезка времени по 100–120 минут. Вторым экспериментом состоялся 1 января 2014 года (код эксперимента raks02at). Вместе с КРТ работали телескопы Вестерборк и Калязин. Все наблюдения прошли в диапазоне P. Общая продолжительность сеанса составила 12 часов, но Вестерборк проработал только первые пять с половиной часов, а КРТ работал три интервала времени по 1–2 часа. Корреляция найдена на всех базах.

Наблюдение пульсара B1641–45 состоялось 18 марта 2014 года (код эксперимента raks02au) в диапазоне L и продолжалось 15 часов. КРТ не имел возможности совершать такие длинные наблюдательные сеансы без перерыва, поэтому участвовал тремя сеансами по 1–2 часа. На земле эксперимент поддерживали АТКА, Мопра, Хобарт, Седуна, Паркс и ХартРАО. К сожалению, на наземно-космических и даже межконтинентальных (ХартРАО находится в Африке, а остальные в станции в Австралии) базах корреляция не была обнаружена. Радиотелескоп в Хобарте давал состоятельные данные только в самом начале и в самом конце наблюдательной сессии, хотя формально он функционировал все время наблюдений.

Наблюдательный сеанс raks02az, направленный на исследование мерцаний пульсара B1749–28, состоялся 26 мая 2014 года в диапазоне L. Общая продолжительность сеанса составила 6 часов. Наземную поддержку оказывали все телескопы, перечисленные в предыдущем абзаце, кроме Хобарта. Как и в предыдущем случае, КРТ имел возможность принимать сигнал только в трех часовых интервалах времени. Сигнал обнаружен на всех базах, кроме КРТ–Седуна, КРТ–АТКА и Мопра–ХартРАО.

В течение одного дня 11 марта 2015 года было проведено два сеанса на-

блюдения (коды rags04aj и rags04ak) пульсара В0823+26 в диапазоне Р. Прошедших между сеансами 15 часов хватило для того, чтобы проекция наземно-космической базы интерферометра изменилась в 8 раз, при том, что КРТ располагался в 250000 км от Земли. В первом сеансе, который длился 5 часов, на Земле работал только телескоп Грин-Бэнк, тогда как во втором сеансе продолжительностью 8 часов, в работу включился телескоп в Вестерборке, тогда как Грин-Бэнк принимал участие только последние 3.5 часа. В сеансе rags04aj КРТ делал технический перерыв в наблюдениях 1 час 25 минут, а в сеансе rags04ak он участвовал три отрезка времени примерно по одному часу каждый. Интерферометрический лепесток найден на всех базах.

Пульсар В1237+25 также наблюдался дважды в диапазоне Р. Первый наблюдательный сеанс rags04ar длительностью 2 часа 10 минут прошел 13 мая 2015 года совместно с телескопом Грин-Бэнк, а второй сеанс rags04ag длительностью 1 час 30 минут — 7 июня 2015 года совместно с Аресибо. В обоих случаях интерференционный лепесток присутствует.

Наблюдательный сеанс rags04ao, прошедший 5 мая 2015 года был нацелен на изучение рассеяния в направлении пульсара В1929+10. Наблюдения продолжались 1 час 40 минут. Наземными плечами интерферометра были Аресибо и Вестерборк. Корреляция найдена на всех базах.

Последний пульсар, который исследуется в данной работе, — это В2016+28, наблюдался только один раз, 22 мая 2015 года. Эксперимент (rags04aq) проводился совместно с телескопами Аресибо и Вестерборк и длился 55 минут. Корреляция найдена на всех базах.

## 2.5 Выводы

Космический интерферометр «Радиоастрон» сделал возможным проводить наблюдения радиопульсаров с недостижимым ранее угловым разрешением вплоть до 0.5 мсек дуги на частоте 324 МГц и 0.1 миллисекунды дуги на частоте 1.664 ГГц.

Было исследовано десять ярких пульсаров в двадцати сеансах наблюдения на частотах 324 МГц и 1.664 ГГц. Расстояние до пульсаров варьируется от 0.2 до 4.5 кпк, а мера дисперсии — от 3 до 480 пк·см<sup>-2</sup>. Благодаря наличию в каждом

сеансе крупного наземного телескопа удалось получить динамические спектры высокого разрешения, вплоть до 244 Гц на частотный канал. Минимальная проекция наземно-космической базы составила 0.5 диаметров Земли, а максимальная — 18.2 диаметра. Основная масса наблюдений проводилась с проекциями базы от 5 до 15 диаметров Земли. Подобные наблюдения проводились впервые.

Разработано программное обеспечение для эффективной очистки исходных динамических спектров от помех и нормировки полосы пропускания приемника.

## Глава 3

# Результаты наблюдений

### 3.1 Измерение полосы декорреляции и времени мерцания

Для измерения полосы декорреляции и времени мерцания используют динамические спектры (рис. 3.1, 3.2). Полоса декорреляции излучения различных пульсаров меняется в широком диапазоне значений, поэтому важно выбрать верное значение числа частотных каналов. Если каналов выбрать недостаточно много, то они окажутся шире полосы декорреляции и значимого результата получить не удастся. Чрезмерное число каналов также вредно, поскольку соотношение сигнала к шуму падает по мере роста числа каналов. Для предварительной оценки использовалось значение времени рассеяния  $\tau_{sc, 1 \text{ ГГц}}$  из каталога ATNF [22] для частоты 1 ГГц, которое пересчитывалось на нужную частоту с помощью выражения  $\tau_{sc} \sim \tau_{sc, 1 \text{ ГГц}}(\nu/1 \text{ ГГц})^{-4}$  1.16b. Связь между  $\tau_{sc}$  и  $\Delta f_{dif}$  задается зависимостью 1.10. Ширина канала выбирается в несколько раз уже полученного значения. В большинстве случаев мы использовали от 512 до 65536 частотных каналов, но для определения полосы декорреляции излучения пульсаров В1641-45 и 1933+16 (в полосе Р) потребовалось использовать 524288 каналов.

Для определения искомых значений вычисляется корреляционная функция вариации мощности излучения  $B_I$  на основе динамического спектра:

$$B_I(\Delta f_n, \Delta t_m) = \frac{\sum_{i=0}^{N_{ch}-1} \sum_{j=0}^{N_{pulses}-1} \tilde{I}_{a,ij} \tilde{I}_{b,i+n,j+m}}{(N_{ch} - n)(N_{pulses} - m)}, \quad (3.1)$$

где  $N_{ch}$  и  $N_{pulses}$  — число спектральных каналов и импульсов пульсара соответственно, а  $n$  и  $m$  — число шагов смещения по частоте  $\Delta f_n$  и по времени

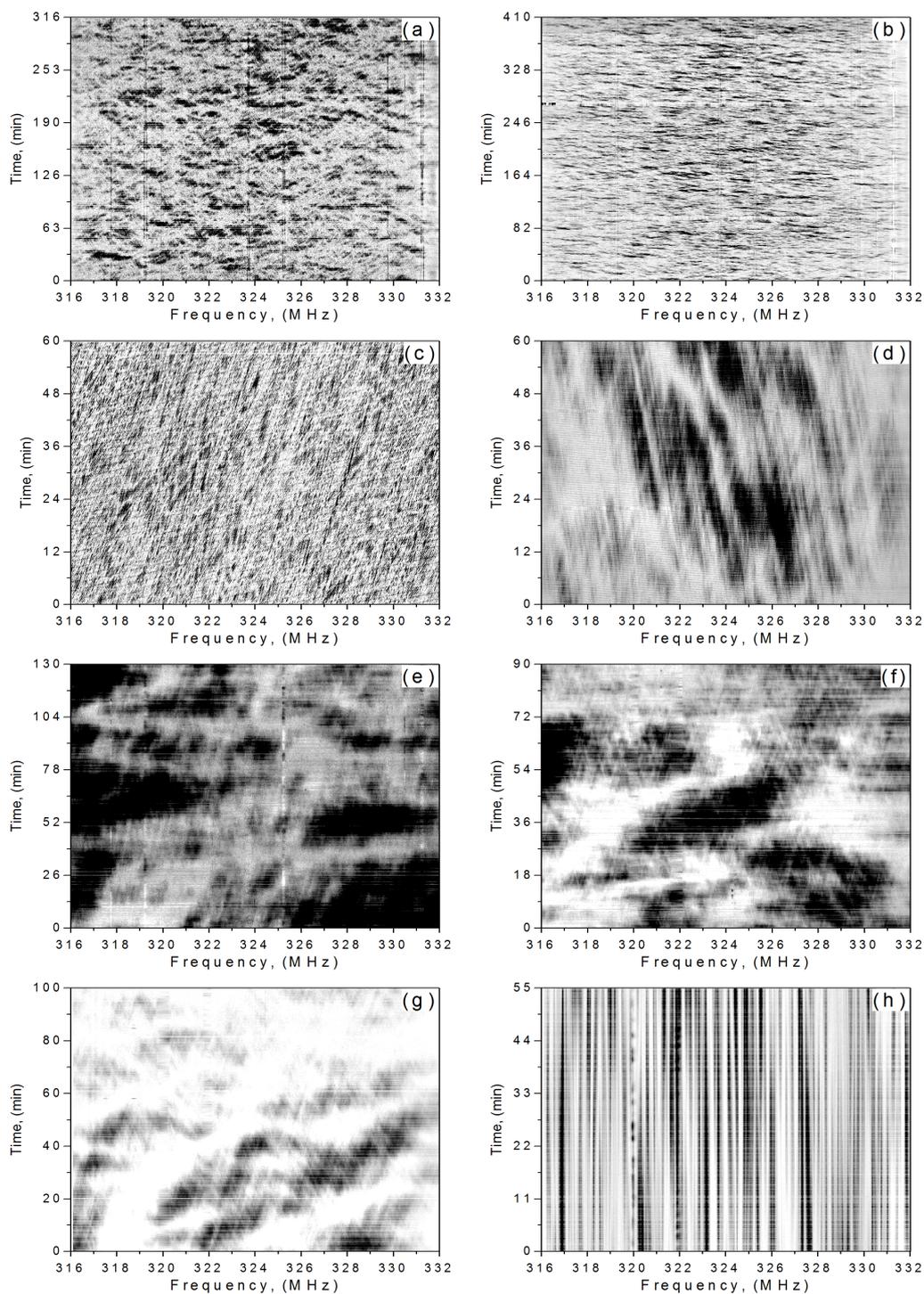
$\Delta t_m$  функции  $\tilde{I}_a$  относительно  $\tilde{I}_b$ . Когда  $\tilde{I}_a = \tilde{I}_b$ , говорят об автокорреляционной функции (АКФ). В противном случае такая функция называется кросс-корреляционной (ККФ) или взаимной корреляционной функцией. В своем анализе мы использовали оба типа функций, но для сокращения повторов текста в тех случаях, когда это не приведет к двусмысленности, будем упоминать только АКФ. За полосу декорреляции принимается полуширина центральной части сечения АКФ ( $B_I(\Delta f_n, 0)$ ) по частоте на половине максимума, а полуширина сечения центральной части АКФ по времени ( $B_I(0, \Delta t_m)$ ) при падении значения АКФ в  $e$  раз равна времени мерцания.

Измерение осложняется тем, что в значение АКФ в нуле вносит вклад не только сигнал, но и шум, тогда как при ненулевых значениях сдвига шум в значительной мере компенсируется. Во избежание ошибок определения  $t_{dif}$  и  $\Delta f_{dif}$  точка АКФ при нулевом сдвиге при аппроксимации не используется, а вычисляется. Если в динамическом спектре присутствуют помехи шириной более одного частотного канала, то при неудовлетворительной очистке от помех такой коррелированный шум вносит искажения в АКФ не только в нулевой точке, но и в соседних, что также необходимо учитывать. Для того, чтобы уменьшить вклад шума при нулевом сдвиге, мы вычисляли взаимную корреляцию динамических спектров в разных круговых поляризациях, которую затем нормировали на единицу. Такой подход позволил заметно уменьшить центральный пик ККФ. Однако, не всегда усиление в обоих поляризационных каналах устанавливалось на антеннах должным образом, поэтому применять такой метод было возможно не всегда.

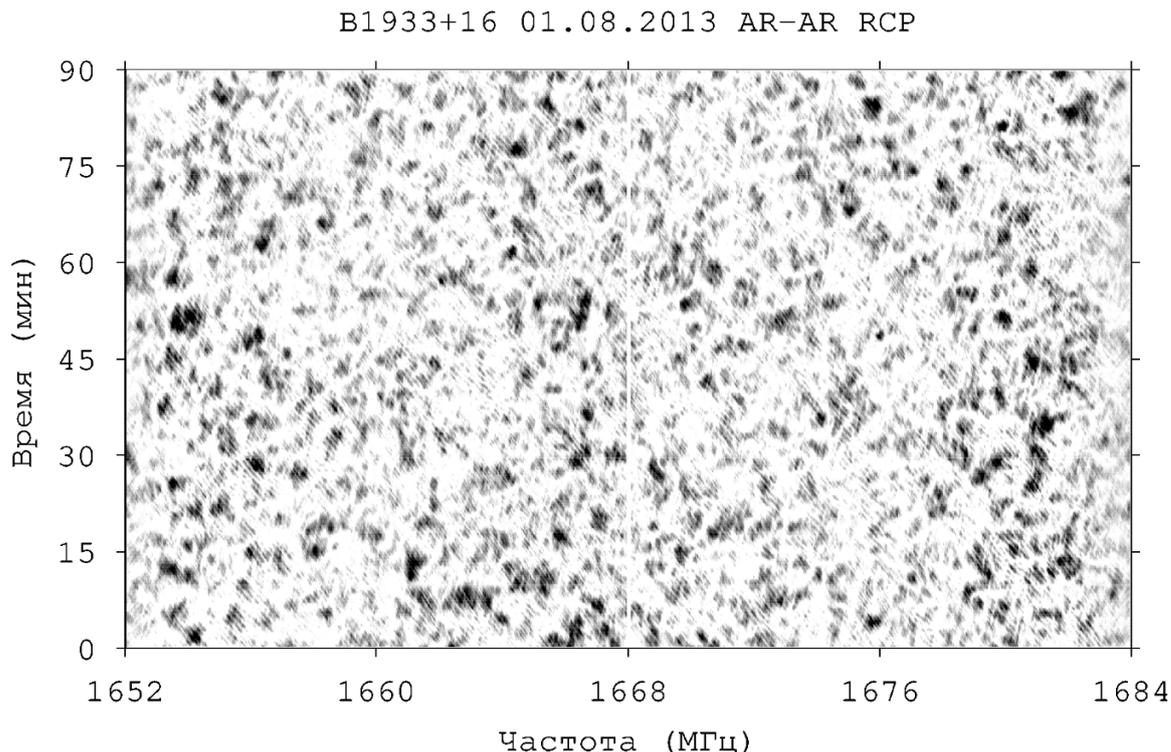
Из теоретических соображений следует, что для точечного источника сечение двумерной АКФ по частоте должно иметь форму распределения Лоренца [70]. Однако, для наших данных функция Лоренца для аппроксимации обычно подходила достаточно плохо. Экспериментальным путем было выяснено, что наиболее подходящей являются функции типа

$$f(x) = A \cdot \exp(-(|x|/k)^\alpha) + B. \quad (3.2)$$

Тогда величина  $k$  равна полуширине искомой функции на высоте  $1/e$ , а величина  $(\ln 2)^{1/\alpha} k$  — полуширине на половине максимума. Значение  $\alpha$  может принимается равным 1 или 2, но и может быть оставлено свободным параметром



**Рис. 3.1:** Динамические автоспектры, полученные на частоте 324 МГц: (а) В0823+26 (сеанс RAGS04AJ, 11 марта 2015, GB), (б) В0823+26 (сеанс RAGS04AK, 11 марта 2015, GB), (с) В0834+06 (сеанс RAES06C, 26 апреля 2012, AR), (д) В0834+06 (сеанс RAGS04AH, 8 декабря 2014, GB), (е) В1237+25 (сеанс RAGS04AP, 13 мая 2015, GB), (ф) В1237+25 (сеанс RAGS04AR, 7 июня 2015, AR), (г) В1929+10 (сеанс RAGS04AO, 5 мая 2015, AR), (h) В2016+28 (сеанс RAGS04AQ, 22 мая 2015, AR). Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3].

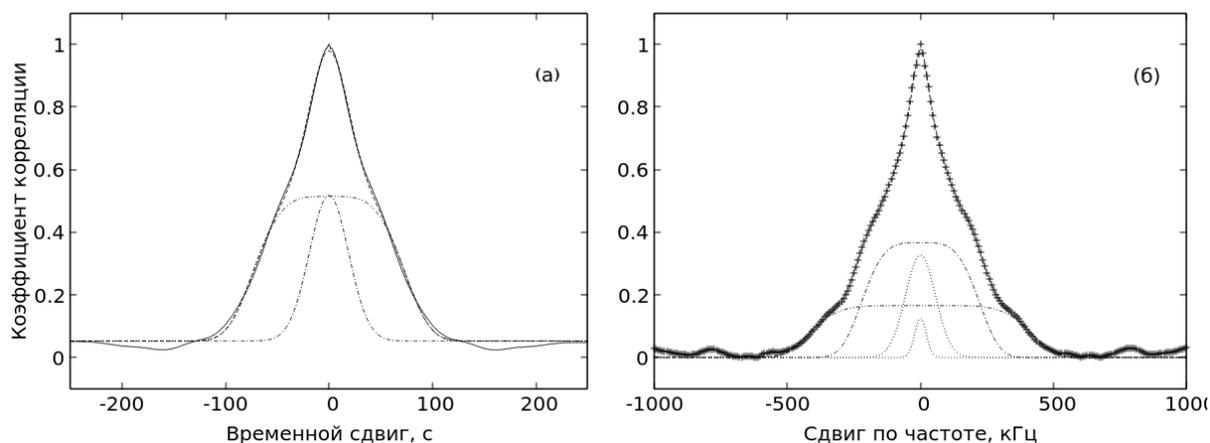


**Рис. 3.2:** Динамический автоспектр пульсара B1933+16, полученный на телескопе Аресибо на частоте 1668 МГц в правой круговой поляризации. Здесь объединены данные верхней и нижней субполос. Результат диссертанта из работы [A1].

при аппроксимации. В ряде случаев аппроксимация одной функцией типа 3.2 оказывалась недостаточно точной. Это было связано в основном с тем, что разные части экспериментального сечения хорошо аппроксимировались функцией  $f(x)$  с разным показателем  $\alpha$ . При исследовании пульсара B1933+16 в диапазоне L мы для аппроксимации использовали сумму функций 3.2 с различными  $\alpha$ . Сечение по времени удалось хорошо аппроксимировать с помощью суммы двух функций со значениями  $\alpha$  равными 2 и 4 (рис. 3.3(а)). Сечение по частоте для аппроксимации требует три, а в некоторых сканах даже четыре функции, каждая из которых описывает свой масштаб частот (рис. 3.3(б)). Можно предположить, что более компактные детали соответствуют искомому времени мерцания и полосе декорреляции, а протяженные являются результатом их наложения. Поэтому за искомые полуширины брались значения только для самых компактных компонентов.

Определение времени мерцаний пульсара B1933+16 в диапазоне P не производилось в связи с высокими затратами машинного времени.

Для оставшихся пульсаров, кроме B1641–45 и B2016+28, в качестве ап-

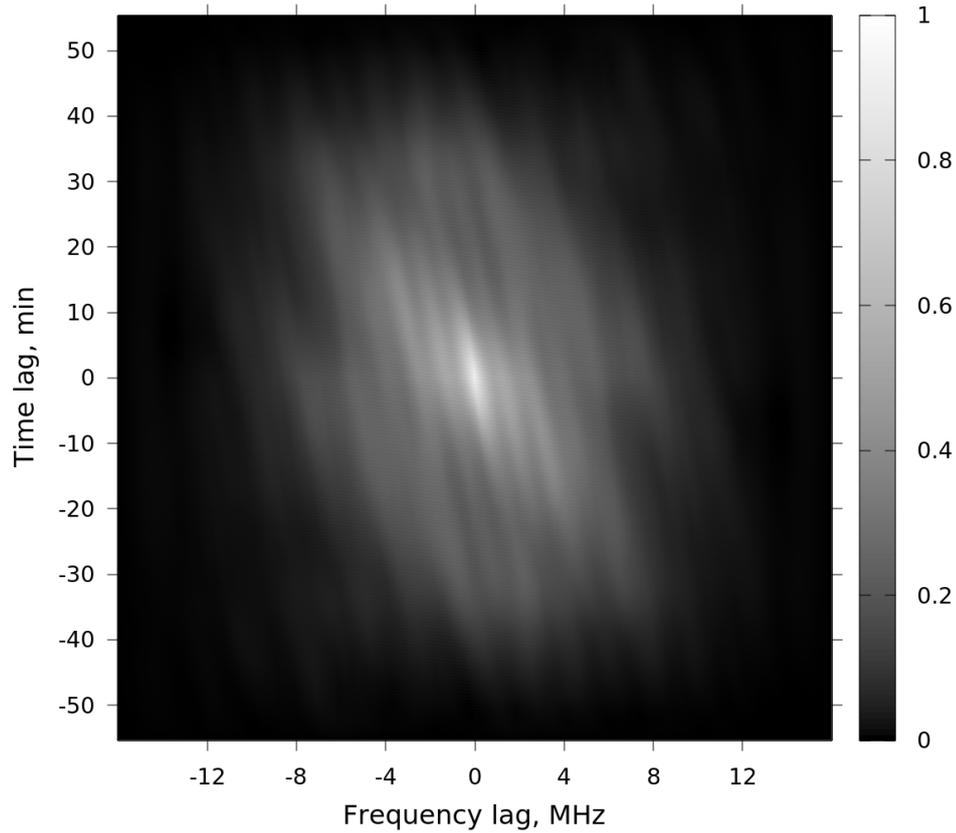


**Рис. 3.3:** Пульсар V1933+16. Сечения двумерной корреляционной функции между динамическими спектрами в разных поляризациях на частоте 1668 МГц, полученными на телескопе в Аресибо, по времени (а) и по частоте (б). Сплошной линией на левом рисунке и отдельными точками показаны экспериментальные данные, штрихованными линиями — аппроксимирующая функция (она почти везде сливается с экспериментальными точками), пунктиром показаны компоненты аппроксимирующей функции с  $\alpha = 2$ , штрих-пунктирными линиями — компоненты с  $\alpha = 4$  или 6. Результат диссертанта из работы [A1].

аппроксимирующей функции для сечения по времени достаточно хорошо подходит гауссиана ( $\alpha = 2$ ). Формальная полуширина для V2016+28 оказывается равной 2125 с, но легко убедиться с помощью динамического спектра (рис. 3.1(h)), что в данном случае время мерцаний примерно равно или превосходит время наблюдений. Для V1641–45 выполняется противоположная ситуация: уже при временном сдвиге в 1 импульс (0.46 с) величина АКФ падает в 9 раз. Поэтому время мерцаний было оценено в 0.2 с.

Сечение АКФ по частоте также может быть аппроксимировано с помощью выражения 3.2, однако значение  $\alpha$  варьируется между пульсарами в диапазоне от 1 до 2, и даже может значительно меняться между наблюдениями одного и того же пульсара. Для V1749–28 и V0833–45 потребовалось вводить сумму двух функций с различными ширинами, как это было сделано для V1933+16.

Отдельно стоит отметить пульсар V0834+06. Его двумерная АКФ показана на рисунке 3.4. Сцинтили в динамическом спектре этого пульсара состоят из большого числа близко расположенных сцинтелей меньшего размера. Расстояние между ними меньше их ширины, из-за чего сечение АКФ по частоте представляет собой последовательность пиков с уменьшающейся амплитудой, частично накладывающихся друг на друга. Для аппроксимации мы использо-



**Рис. 3.4:** Двумерная автокорреляционная функция динамического спектра пульсара B0834+06 (рис. 3.1(d)). По горизонтальной оси отложен сдвиг по частоте, по вертикальной — сдвиг по времени. Цветом показано значение АКФ. Результат диссертанта из работы [А3].

вали набор функций следующего вида:

$$f(x) = A \cdot \exp \left[ - \left( \frac{|x|}{k} \right)^\alpha \right] + A_1 \cdot \exp \left[ - \left( \frac{x \pm \Delta x_1}{k_1} \right)^2 \right] + \\ + A_2 \cdot \exp \left[ - \left( \frac{x \pm \Delta x_2}{k_2} \right)^2 \right] + \dots + B. \quad (3.3)$$

Здесь  $A_1, A_2, \dots$  — амплитуды гауссиан с полуширинами  $k_1, k_2, \dots$  смещенные на  $\pm \Delta x_1, \pm \Delta x_2, \dots$  из центра. Число вспомогательных функций выбиралось достаточно, чтобы обеспечить аппроксимацию данных вплоть до шумовой подложки. Для определения полосы декорреляции использовалось значение ширины только несмещенного компонента  $k$ .

Аппроксимация функцией вида 3.3 оказалась достаточно универсальной. Например, введение дополнительной пары вспомогательных смещенных функций достаточно, чтобы с хорошей точностью аппроксимировать сечения АКФ, которые требовали двух масштабов.

Нетипичность мерцаний пульсара V0834+06 проявилась в том, что его по- лоса декорреляции и время мерцаний, измеренные в 2012 году, примерно в 50 и 20 раз, соответственно, меньше, чем в 2014 и 2016 годах. Из литературы мож- но сделать вывод, что период малых значений  $\Delta f_{dif}$  и  $t_{dif}$  начался до января 2004 года [9], но не ранее июня 2002 года [85, 110]. Параметры мерцаний осталь- ных пульсаров варьировались в существенно меньшем диапазоне значений. Все экспериментально полученные значения  $\Delta f_{dif}$  и  $t_{dif}$  сведены в таблице 3.2.

### 3.2 Структурный анализ данных

Для определения показателя степени неоднородности межзвездной плаз- мы  $\beta$  мы также использовали частотные и временные сечения корреляционных функций. Фазовую структурную функцию  $D_s(\Delta t)$  при малых временных сдви- гах  $\Delta t$  можно получить из АКФ динамического спектра с помощью соотноше- ния [111]

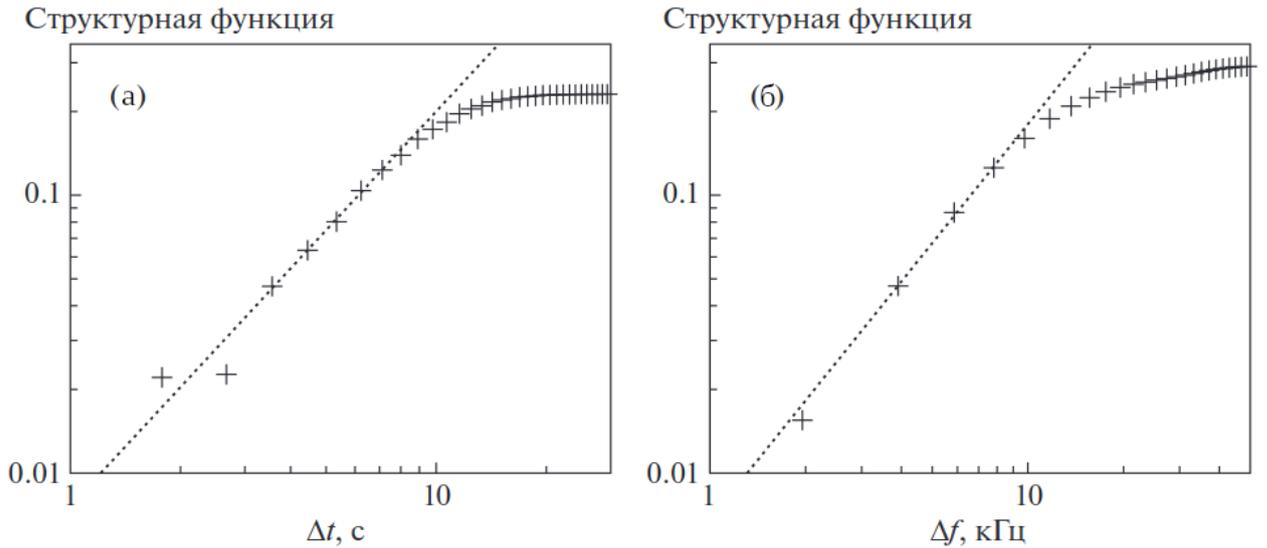
$$D_s(\Delta t) = \frac{B_I(0) - B_I(\Delta t)}{\langle \tilde{I} \rangle^2} \text{ при } \Delta t \leq t_{dif}, \quad (3.4)$$

где  $\langle \tilde{I} \rangle$  — средняя интенсивность за сеанс наблюдений. Структурная функция в частотной области определяется подобным образом:

$$D_s(\Delta f) = \frac{B_I(0) - B_I(\Delta f)}{\langle \tilde{I} \rangle^2} \text{ при } \Delta f \leq f_{dif}. \quad (3.5)$$

Структурные функции имеют степенной характер при  $\Delta t \leq t_{dif}$  и  $\Delta f \leq f_{dif}$  соответственно, поэтому в двойном логарифмическом масштабе представ- ляют собой прямую линию (рис. 3.5, 3.6). Наклон временной структурной функ- ции  $\alpha_t$  связан с показателем степени неоднородности плазмы  $\beta$  как  $\beta = \alpha_t + 2$  [111]. Также было показано, что в режиме дифракционных мерцаний наклон частотной структурной функции  $\alpha_f$  связан с наклоном временной структур- ной функции соотношением  $\alpha_f = \alpha_t/2$ , тогда как для рефракционной модели мерцаний справедливо  $\alpha_f = \alpha_t$ .

Следует заметить, что на практике поиск показателя степени структурных функций осложнен тем, что величина  $B_I(0)$  доподлинно неизвестна и вводится с помощью аппроксимации (см. §3.1). Эта величина необходима для вычисле- ния всех значений структурной функции, а ошибочная аппроксимация может приводить к заметному искажению результата.



**Рис. 3.5:** Временная (а) и частотная (б) структурные функции, полученные при наблюдениях пульсара V0833–45 15.12.2013. Прямыми линиями показаны результаты аппроксимации начальных участков структурных функций. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5].

Сечение АКФ динамического спектра также подходит для определения показателя степени неоднородности плазмы. При  $\Delta t \leq t_{dif}$  ( $\Delta f \leq f_{dif}$ ) функция (3.2) представляется в виде

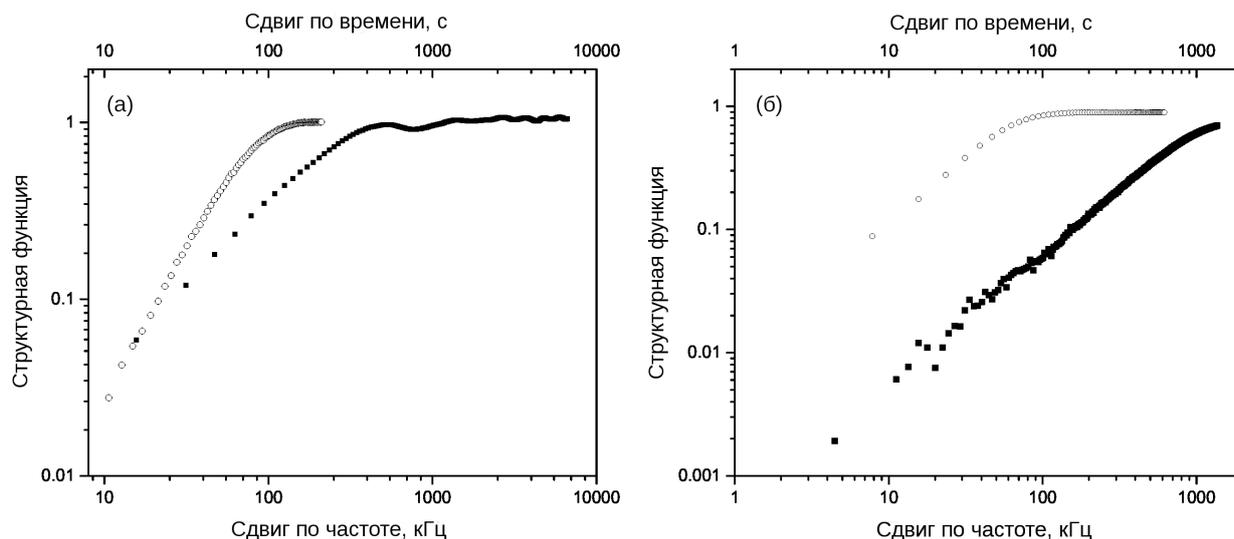
$$f(x) \approx A \left[ 1 - \left( \frac{x}{k} \right)^\alpha \right] + B,$$

откуда

$$D_s = \left( \frac{x}{k} \right)^\alpha.$$

Такой метод хорошо применим, когда сечение АКФ представимо в виде функции (3.2), или комбинации таких функций, разнесенных вдоль оси  $x$  так, чтобы крылья вспомогательных функций значимо не влияли на значение  $f(x)$  вблизи нуля. Поскольку при аппроксимации  $f(x)$  методом наименьших квадратов в равной мере используются все точки, такой подход видится более надежным.

Наблюдения выявили, что реализуется как дифракционный, так и рефракционный механизм мерцаний. Так, для пульсара V1929+10 отношение показателей степени временной и частотной структурных функций близко к 2, тогда как для V1237+25 и V2016+28 (рис. 3.6(б)) это отношение равно 1. Остальные измерения показали различные промежуточные значения (рис. 3.6(а)). Примечательно, что только в одном из трех наблюдений V0833–45 отношение показателей степени равно единице (рис. 3.5), тогда как в двух других экспериментах



**Рис. 3.6:** Структурные функции для пульсаров V0823+26 (а) и V2016+28 (б). Кружками на рисунке (а) и квадратами на рисунке (б) показана временная структурная функция, а квадратами на рисунке (а) и кружками на рисунке (б) — частотная. Совместный результат работы диссертанта и соавторов из работы [А3].

мы получили значения близкие к 1.5. Такой же результат мы получили для пульсара V0834+06. В эксперименте 2012 года наклон частотной структурной функции не вычислялся из-за малой величины полосы декорреляции, а в следующих экспериментах последовательно получены отношения 1.65 и 1.0.

Полный перечень определенных показателей степени структурных функций и вычисленных на их основе показателей степени неоднородности плазмы приведен в таблице 3.2 в столбцах 5-7. Для пульсаров V1641-45, V1749-28, V1933+16 и V0329+54 эти величины не определялись. Величина  $\beta$  для сеанса наблюдения пульсара V1933+16 в диапазоне диапазон Р определялась из других соображений, о чем будет рассказано ниже (§3.5).

Спектр неоднородностей рассеивающей плазмы в направлении пульсаров V0823+26, V0833-45, V1933+16 оказывается близким к колмогоровскому, тогда как в направлении других пульсаров он более плоский. Примечательно, что в трех исследованиях пульсара V0834+06 получены заметно различные значения. Если в 2012 году это связано, видимо, с достаточно аномальным режимом рассеяния, то причина различий результатов двух последующих экспериментов не ясна. Возможно более крутой спектр 2014 года связан с перестройкой режима мерцаний. Измерения, выполненные в последующие годы [112], свидетельствуют в пользу более плоского спектра с  $\beta \approx 3$ .

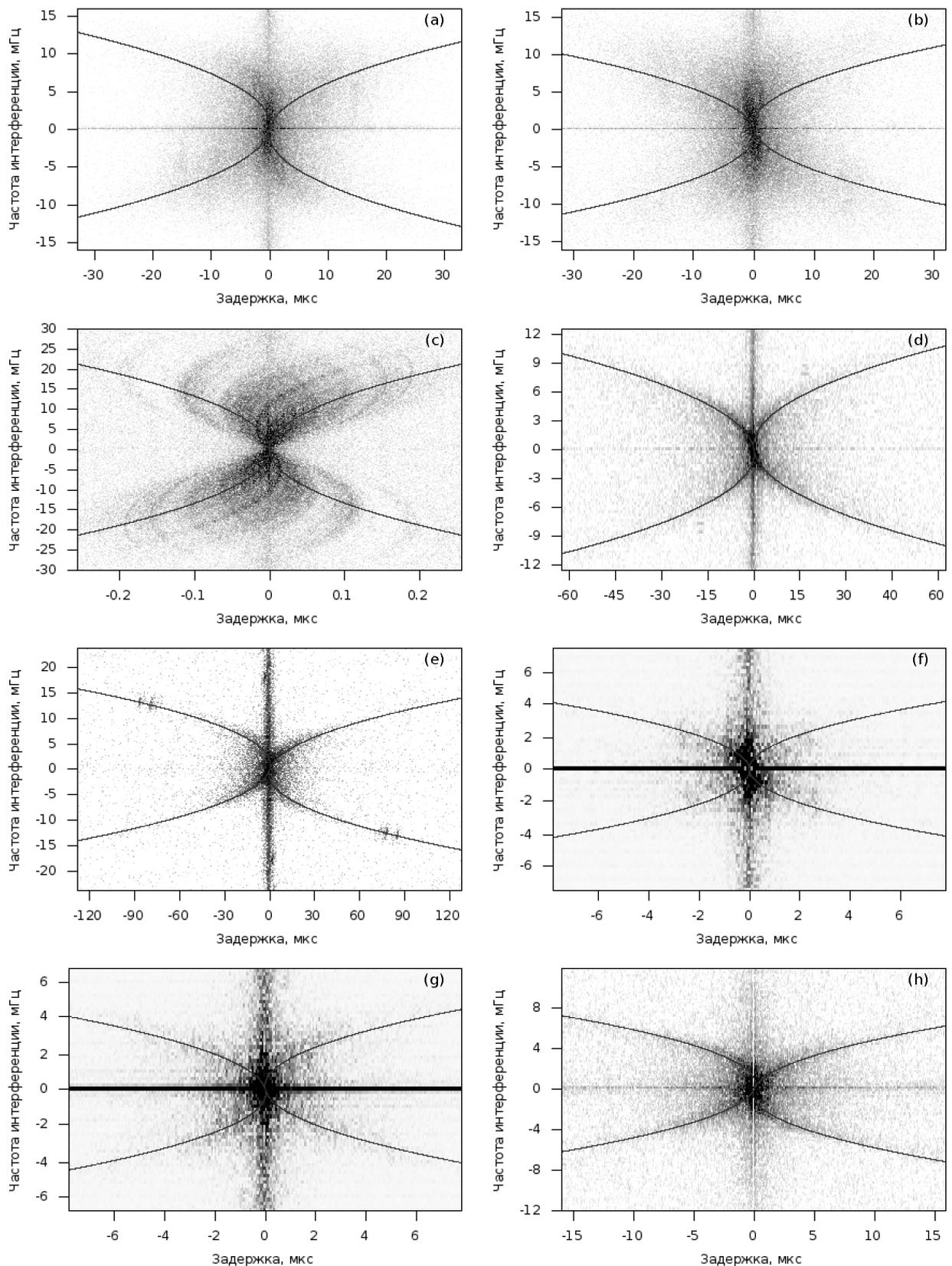
### 3.3 Вторичные спектры

Вторичные спектры исследовались при обработке всех наблюдений, но параболические дуги удалось найти лишь для отдельных пульсаров (рис. 3.7, 3.8). Пульсары B0823+26, B1237+25 и B1929+10 демонстрировали по одной дуге во время каждого из наблюдений. В спектре B1933+16 четко различимы две дуги с разной кривизной, вложенные одна в другую, причем внешняя парабола обладает только одной ветвью (рис. 3.8). Наличие двух параболических дуг свидетельствует о двух рассеивающих экранах [10, 86], однако в недавней работе [13] предложено объяснение феномена нескольких дуг рассеянием на одном экране.

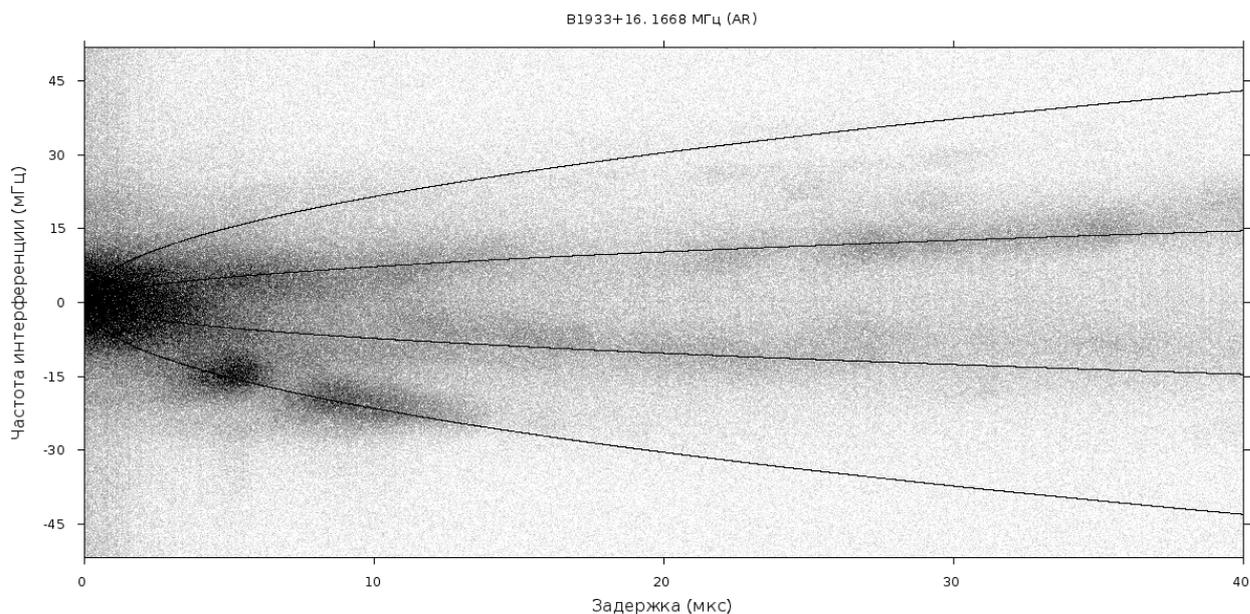
Во вторичном спектре B0834+06 заметны значительные изменения между сеансом 2012 года и более поздними. Как показано в § 3.1, в 2012 году полоса декорреляции и время мерцаний этого пульсара были в несколько десятков раз меньше, чем в последующие годы. Если в поздних сеансах вторичный спектр B0834+06 в общих чертах повторяет спектры других пульсаров (рис. 3.7(d, e)), то в спектре 2012 года широкая параболическая дуга явно распадается на отдельные тонкие дуги, каждая из которых проходит через начало координат (рис. 3.7(c)). Измерения показали, что во всех трех спектрах B0834+06 кривизна дуги  $a$  сохраняется в пределах ошибок.

Такое поведение вторичного спектра не является уникальным. Исследование пульсара B1133+16 в течение 14 месяцев показало, что на интервале нескольких месяцев развитый динамический спектр с обратными дугами может превратиться в очень бедный с едва заметной основной параболой, а затем вернуться к начальному состоянию. Вероятно, такое поведение вторичного спектра вызвано прохождением луча зрения через компактные рассеивающие структуры [84].

Измерения параметров парабол сопряжено с некоторыми трудностями в силу того, что эти структуры часто слабо отличимы от фона и имеют значительную ширину. В ранних работах, например [85], на вторичный спектр накладывались параболы с различными коэффициентами, а выбор наиболее подходящих производился на глаз. Если вторичный спектр содержит обратные арки — дужки, то можно найти положение вершин дужек, после чего провести



**Рис. 3.7:** Вторичные спектры пульсаров: (a) B0823+26 (11.03.2015, GB), (b) B0823+26 (11.03.2015, GB), (c) B0834+06 (26.04.2012, AR), (d) B0834+06 (08.12.2014, GB), (e) B0834+06 (08.04.2015, AR), (f) B1237+25 (13.05.2015, GB), (g) B1237+25 (07.06.2015, AR), (h) B1929+10 (05.05.2015, AR). Черными линиями показаны результаты аппроксимации. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A3].



**Рис. 3.8:** Вторичный спектр пульсара B1933+16. Наблюдение проводилось в диапазоне L 01.08.2013 на телескопе Аресибо. Результат диссертанта из работы [A1].

параболу наилучшим образом, используя метод наименьших квадратов. Этот метод не лишен недостатков, поскольку дужки, отстоящие далеко от центра изображения, могут не лежать на основной параболе [74]. Более совершенный способ состоит в использовании одномерного обобщенного преобразования Хафа [113]. Применение этого преобразования в приложении к параболическим дугам описано в работе [114]. При таком подходе вычисляется суммарное значение всех точек вторичного спектра  $P_{arc}$ , через которые проходит парабола с некоторым коэффициентом  $a$ , т.н. «мощность» параболы. После перебора некоторого числа возможных коэффициентов выбирался тот, который обеспечивал максимальное значение функции  $P_{arc}(a)$ .

В недавних исследованиях [115–117] был разработан прецизионный метод  $\theta$ – $\theta$  диаграмм для измерения кривизны параболических дуг. Однако, пока что этим методом были исследованы вторичные спектры только двух пульсаров с ярко выраженными дугами и обратными дужками. Применимость  $\theta$ – $\theta$  диаграмм для исследования слабоконтрастных широких дуг пока не известна.

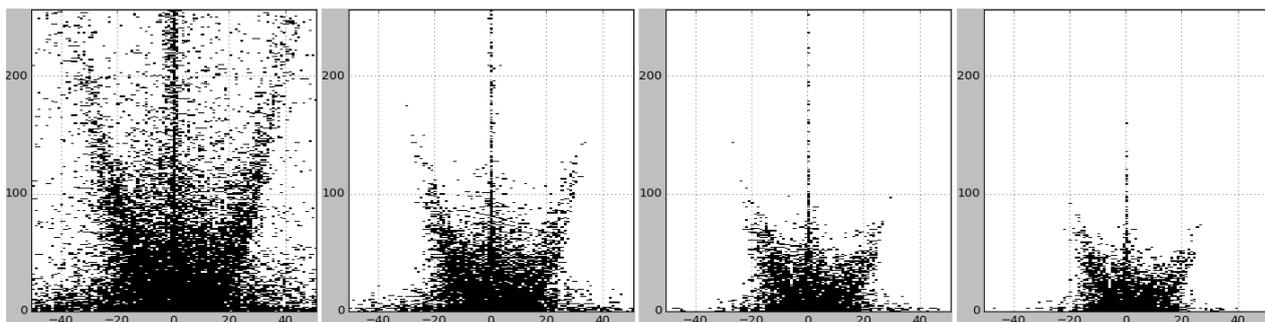
Для определения коэффициентов парабол мы воспользовались методом вычисления «мощностей» парабол с некоторыми изменениями. Во-первых, в работе [114] параболические ветви во вторичном спектре были видны на небольшом участке, на котором их интенсивность менялась мало. Яркая центральная

часть была закрыта маской. В наших экспериментах яркость вдоль ветви параболы может меняться в разы от центра спектра к его периферии, вследствие чего внешние части практически не влияют на решение. Для устранения этой проблемы перед аппроксимацией производилась бинаризация вторичного спектра по некоторому пороговому уровню. Поскольку при выборе разных значений порога бинаризации вид вторичного спектра может значительно измениться (рис. 3.9), то измерения кривизны производились при разных значениях порога. При этом для каждого значения порога подбиралась маска, закрывающая центральную часть вторичного спектра. По сути, подбор подходящих значений происходил отдельно для разных частей парабол, после чего значения усреднялись.

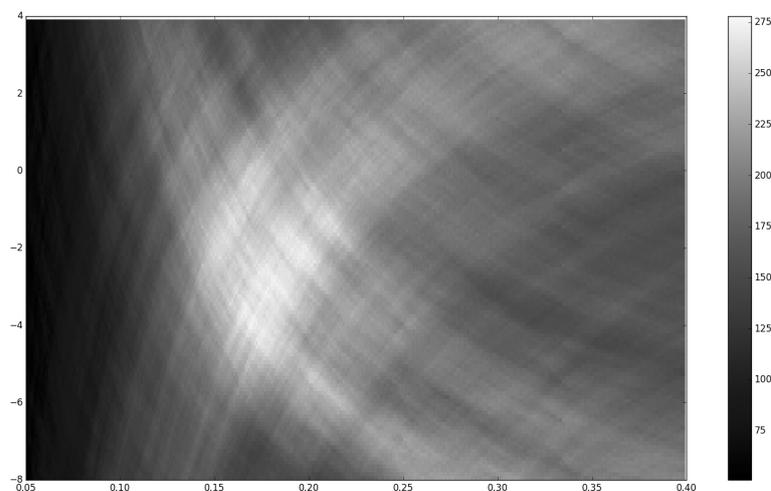
Еще в работах [85] (см. также [116]) было замечено, что ветви параболы во вторичном спектре В0834+06 имеют разную кривизну. Для большинства вторичных спектров на рис. 3.7 отсутствие зеркальной симметрии заметно невооруженным глазом, зато присутствует симметрия относительно центра. Особенно хорошо это заметно на рис. 3.7(h). Такое поведение вторичного спектра может быть объяснено смещением максимума яркости из центра диска рассеяния [10].

Мы предположили, что дуга параболы всегда проходит через начало координат, но ее вершина может быть смещена из него на расстояние  $\Delta\nu$  по частоте. Поэтому для аппроксимации мы использовали зависимость  $\tau = a\nu^2 - 2a\nu\Delta\nu$ . При таком подходе необходимо вычислять зависимость «мощности» параболы от двух величин:  $P_{arc}(a, \Delta\nu)$ . В силу того, что дуга во вторичном спектре всегда обладает конечной шириной, значения, близкие к максимальному, достигаются функцией  $P_{arc}$  для различных пар  $a$  и  $\Delta\nu$  (рис. 3.10). Выбирались пары, которые соответствовали «мощности» не менее 90% от максимальной, и вычислялось среднее значение  $a$  и  $\Delta\nu$ . Окончательным ответом является среднее взвешенное этих величин, полученных при выборе разного порога бинаризации.

Из этой схемы обработки есть несколько исключений. Для внешней параболы во вторичном спектре В1933+16 смещение вершины не определялось, поскольку алгоритм не дает хороших результатов при наличии только одной ветви параболы (рис. 3.8). Напротив, во вторичном спектре В0834+06 удалось выделить около десятка отдельных обратных дуг, для которых отдельно определены положения вершины и кривизна (рис. 3.7(c)). Значение  $a$  в данном случае полу-



**Рис. 3.9:** Результат бинаризации вторичного спектра пульсара B1929+10 с различным пороговым значением. Пояснительный материал. Рисунок сделан диссертантом.



**Рис. 3.10:** Значения функции  $P_{arc}$  от  $a$  (горизонтальная ось) и  $\Delta\nu$  (вертикальная ось) при аппроксимации вторичного спектра пульсара B1929+10. Цветом показана величина  $P_{arc}$ , чем светлее, тем больше. Все значения в условных единицах. Пояснительный материал. Рисунок сделан диссертантом.

чено как среднее взвешенное значение для каждой дуги. Вершины отдельных дуг выстраиваются вдоль параболы той же кривизны  $a$  с вершиной в начале координат.

Несмотря на большую размытость и отсутствие отдельных деталей, измерения кривизны дуг в спектре B0823+26 приводят к одинаковым в пределах погрешности результатам (рис. 3.7(a, b)). В литературе известно два измерения дуг во вторичном спектре: на частоте 430 МГц [8] и 1410 МГц [86]. Если пересчитать результат измерения на 430 МГц на 324 МГц с помощью выражения 1.32, то получается величина кривизны параболы  $0.25 \text{ мкс/мГц}^2$ , что близко к полученному нами результату. Измерение на частоте 1410 МГц дает

возможность различить четыре отдельные параболы, ни одна из которых не приводится к полученной в наших измерениях.

Параболическая дуга в спектре B1929+10 хорошо различимая, тонкая и выходит далеко за пределы центрального яркого пятна (рис. 3.7(h)). Предыдущие измерения Хилла и др. на частотах 430, 1175 и 1400 МГц [85], будучи приведены к 324 МГц, дают сходное с нашим, но несколько меньше значение кривизны  $0.30 \pm 0.02$  мкс/МГц<sup>2</sup>. Патни и Стайнбринг выделили три разных параболы на частоте 1410 МГц [86], ни одна из которых не дает положение рассеивающего экрана на таком же расстоянии, как измерено нами. Измерения, выполненные Яо и др. на телескопе FAST на частотах 1050–1450 МГц, подтверждают наши результаты [118].

Все предыдущие измерения кривизны параболы в спектре B0834+06 приводят к одному и тому же положению рассеивающего экрана, которое совпадает с нашим. Но внешний вид вторичного спектра выглядит по-разному. В основополагающей работе [8], где впервые были описаны параболические дуги, приведен вторичный спектр пульсара, полученный на частоте 430 МГц в Аресибо в 2000 году, где четко различима только одна сплошная дуга. В результате переработки архивных данных, полученных в 1984–86 гг. на телескопе Джодрел Бэнк на частоте 408 МГц, также удалось построить вторичные спектры с одной сплошной дугой [81]. Такое же изображение сохраняется и в спектрах, полученных на Аресибо в январе 2001 и июне 2002 годов также на 430 МГц, но на 1175 МГц относительно широкая дуга распадается на отдельные довольно широкие арклеты [85]. В 2004–2005 годах вторичные спектры, также полученные на Аресибо, уже демонстрируют развитую структуру на 327 МГц [74, 90], сходную с изображенной на рис. 3.7(c), которая была получена в 2012 году. Более поздние наблюдения 2014 года в Грин-Бэнке и 2015 года опять в Аресибо дают бедную структуру (рис. 3.7(d, e)), сходную с той, которая показана по данным до 2001 года.

В более ранних публикациях дуги в спектре B1237+25 замечены не были, хотя Вольщан и Кордес отмечали сложную форму вторичного спектра этого пульсара [119]. Вероятно, причиной этого является крайне малая контрастность самих дуг и их малый размер. Тем не менее оба эксперимента дали близкие результаты в пределах ошибок (рис. 3.7(f, g)).

Публикаций, описывающих параболические дуги в спектре В1933+16 не найдено, что удивительно, поскольку обе дуги достаточно контрастны и простираются на большое расстояние (рис. 3.8). Отсутствие одного из рукавов параболы, возникающего на более близком к пульсару экране, свидетельствует не только о сплюснутости получаемого пятна рассеяния, но и о значительных рефракционных эффектах, приводящих к возникновению градиента фазы и асимметрии вторичного спектра [10].

Интересно, что Патни и Стайнбринг сообщают об обнаружении четырех дуг во вторичном спектре пульсара В0329+54 на частоте 1.465 ГГц [86]. Нам не удалось найти никаких признаков дуг у этого пульсара на частоте 324 МГц.

Измеренные значения параметров парабол приведены в таблице 3.1.

**Таблица 3.1:** Характеристики параболических дуг во вторичных спектрах пульсаров. Таблица составлена диссертантом на основе данных из работ [А1, А3].

Пульсар	Дата	$a$ , мкс/мГц <sup>2</sup>	$\Delta f$ , мГц
В0823+26	11.03.2015	$0.22 \pm 0.03$	$-0.61 \pm 0.17$
	11.03.2015	$0.28 \pm 0.02$	$0.74 \pm 0.13$
В0834+06	26.04.2012	$0.56 \pm 0.03$	
	08.12.2014	$0.57 \pm 0.03$	$0.41 \pm 0.05$
	08.04.2015	$0.58 \pm 0.05$	$-0.91 \pm 0.09$
В1237+25	13.05.2015	$0.45 \pm 0.05$	$0.04 \pm 0.10$
	07.06.2015	$0.42 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.10$
В1929+10	05.05.2015	$0.39 \pm 0.03$	$-0.48 \pm 0.03$
В1933+16	01.08.2013	$0.216 \pm 0.004$	$0.40 \pm 0.07$
		$0.0225 \pm 0.0009$	

### 3.4 Определение времени рассеяния

Время рассеяния  $\tau_{sc}$  связано с полосой декорреляции уравнением 1.10, поэтому может быть вычислено, если предварительно измерено  $\Delta f_{dif}$ . Однако,  $\tau_{sc}$  может быть измерено непосредственно. Наиболее часто используемая техника состоит в анализе «хвоста» среднего профиля, который формируется в

результате свертки исходного сигнала с функцией рассеивания импульса, которая в случае одиночного экрана имеет вид  $\exp(-t/\tau_{sc})U(t)$ , где  $U(t)$  — функция Хевисайда ( $U(t < 0) = 0$ ,  $U(t \geq 0) = 1$ ) [120–122]. Применить такую методику в наших исследованиях затруднительно, поскольку из данных, получаемых от коррелятора, средний профиль восстановить нельзя. Необходимо проводить дополнительную обработку сырых данных, что было сделано лишь для пульсара В1641–45. Для этого был получен средний профиль методом когерентной компенсации дисперсии для 20-минутной записи сигнала на радиотелескопе в Парксе. Оказалось, что самый «хвост» профиля, уже за пределом 10% интенсивности, хорошо аппроксимируется экспонентой с постоянной времени  $\tau_{sc} = 2.6$  мс.

Другой подход состоит в исследовании протяженной компоненты функции видности [72]. Для этого мы выполняем обратное преобразование Фурье для каждого отдельного момента времени в динамическом спектре, а результат усредняем по времени. На рисунке 3.11(а) показан вид вторичного спектра пульсара В0833–45, а на рисунке 3.11(б) — его сечение вдоль оси задержки. Характерно, что как и сечение корреляционной функции динамического спектра, данная функция тоже двухкомпонентная.

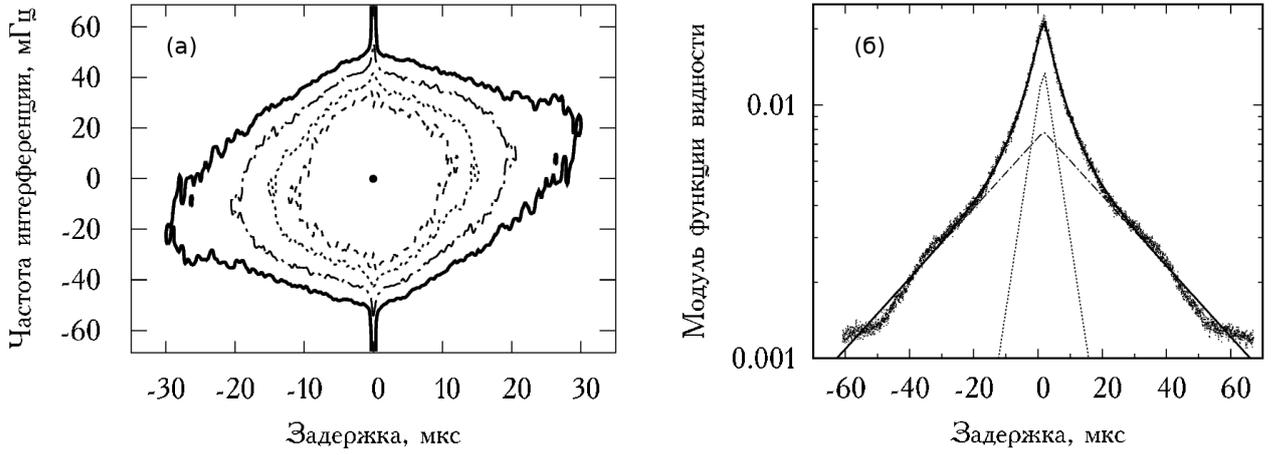
Время рассеяния пульсаров В0823+26, В0834+06 (2012, 2015), В1237+25, В1929+10, В2016+28, В1749–28 было получено таким же способом. Для двух объектов, В0834+06 (наблюдение 2014 года) и В1933+16, время рассеяния вычислялось только с помощью формулы 1.10.

Для В1237+25 и В1929+10 полученное время рассеяния сравнимо с временным разрешением (0.0625 мкс), а следовательно, может служить только верхней оценкой значения  $\tau_{sc}$ .

Все полученные значения  $\tau_{sc}$  собраны в таблице 3.2.

### 3.5 Измерение размеров дисков рассеяния

По мере увеличения базы интерферометра диск рассеяния может быть разрешен. Именно так объясняется падение амплитуды функции видности по мере увеличения базы. Теоретическая зависимость, описывающая связь этих величин, задается выражением 1.25. Эта зависимость описывает видность только



**Рис. 3.11:** (а) Вторичный спектр пульсара B0833–45, полученный 15 декабря 2013 г. на радиотелескопе АТСА в канале с левой круговой поляризацией. Изолинии соответствуют уровням  $10^{-5}$  (внешний контур),  $10^{-3}$ , 0.1 и 0.5 (внутренний контур) от максимального значения. (б) Зависимость модуля функции видности на базе АТ–НН от задержки, усредненная за весь период наблюдений эпохи 2013 г. Пунктирная и штрих-пунктирная линии показывают отдельные слагаемые в аппроксимации суммой двух экспоненциально убывающих компонентов. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5].

на малых и средних базах. На больших базах, где диск рассеяния разрешен полностью, на первый план выходит микроструктура диска рассеяния, которая остается постоянной при увеличении базы.

В большинстве случаев различные величины баз обеспечиваются разными парами телескопов, поэтому важно правильно нормировать данные. В качестве нормировочного коэффициента использовался

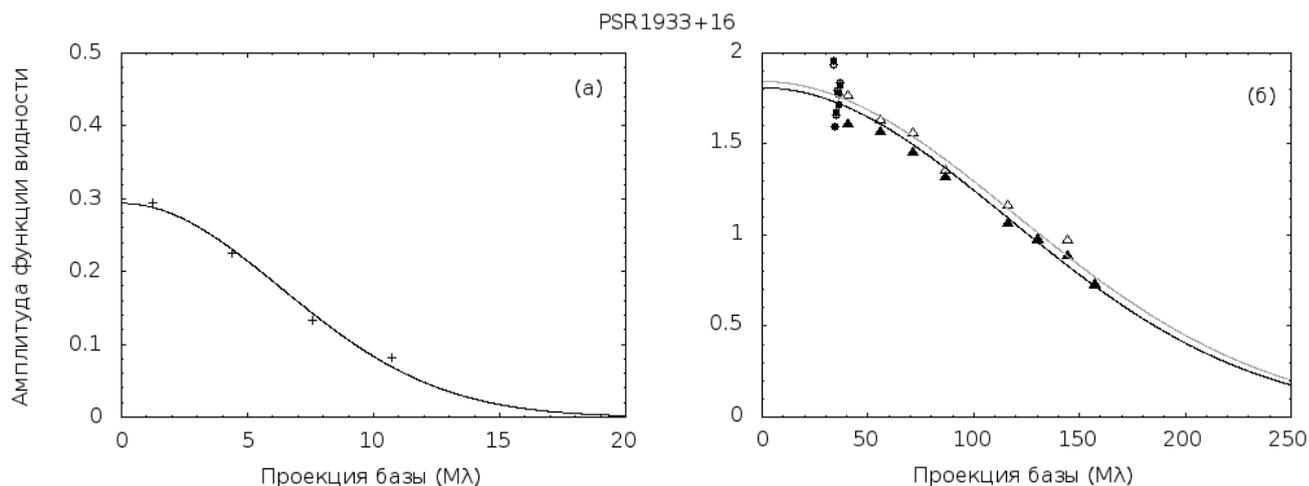
$$R_{cor}^{-1} = \sqrt{(\sigma_{1on}^2 - \sigma_{1off}^2)(\sigma_{2on}^2 - \sigma_{2off}^2)}, \quad (3.6)$$

где  $\sigma_{on}^2$  и  $\sigma_{off}^2$  — дисперсия сигнала в ON и OFF спектре соответственно, вычисляемая как сумма всех гармоник в автоспектре, полученном на данном телескопе. Такой подход удовлетворительно работает для наземных баз, но космический телескоп слишком мал, и величина  $\sigma_{2on}^2 - \sigma_{2off}^2$  для него может быть отрицательной. Для наземно-космических баз использовалось выражение

$$R_{cor}^{-1} = \frac{\sigma_{2off}}{\sigma_{1off}} (\sigma_{1on}^2 - \sigma_{1off}^2) \sqrt{\frac{SEFD_{GRT}}{SEFD_{SRT}}}, \quad (3.7)$$

где SEFD — эквивалентная плотность потока системы, индекс GRT обозначает наземный телескоп, SRT — космический.

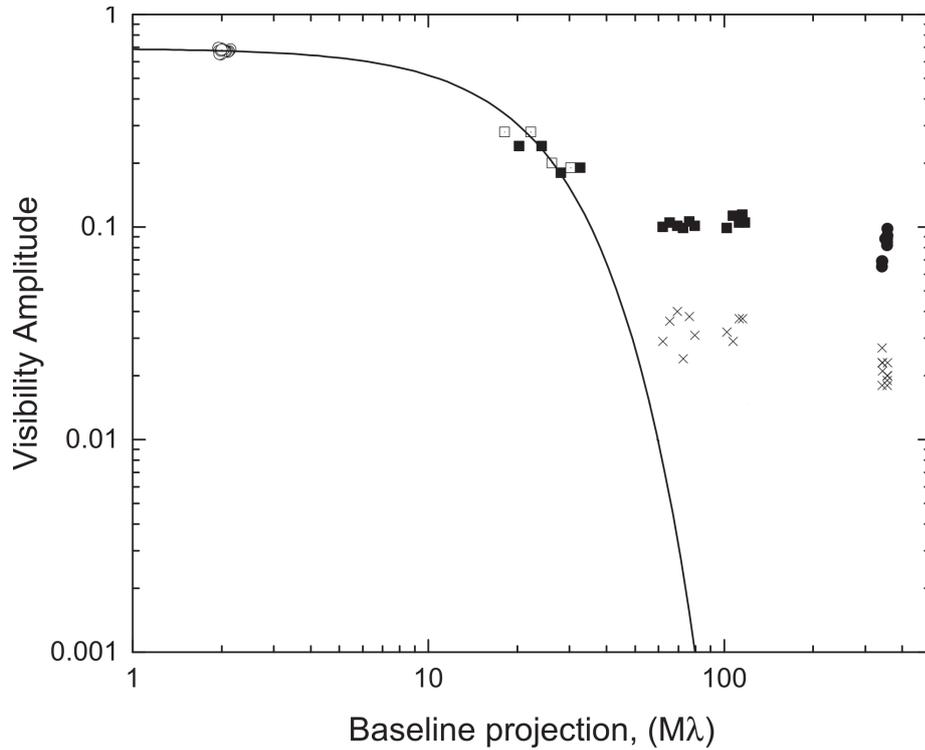
Данный подход хорошо себя зарекомендовал при исследовании ряда пульсаров. Так, во время наблюдения пульсара B1933+16 наземно-космические ба-



**Рис. 3.12:** Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы для пульсара В1933+16 на частотах 324 МГц (а) на базе Вестерборк-«Радиоастрон» и 1668 МГц (б) на базах Аресибо-«Радиоастрон» (треугольники) и Аресибо-Светлое (крестики). Темные треугольники и сплошные линии здесь соответствуют верхней субполосе, светлые треугольники и штриховая линия — нижней. Ось X оцифрована в миллионах длин волн. Результат диссертанта из работы [A1].

зы прогрессивно увеличивались со временем от 1150 до 23000 км на частоте 324 МГц (от 1.2 до 25 Мλ) и от 6400 до 28000 км на частоте 1668 МГц (от 35 до 155 Мλ). В обоих диапазонах для определения амплитуды функции видности использовались целиком сканы продолжительностью 9.5 минут. В связи с недостаточной чувствительностью космического телескопа калибровка всех амплитуд проводилась с помощью выражения 3.7. На базе Вестерборк-«Радиоастрон» (316 МГц) амплитуда функции видности плавно уменьшается от минимальных баз вплоть до 11 Мλ. На больших базах центральный пик отсутствует, а амплитуда субструктуры остается постоянной. На базе Аресибо-«Радиоастрон» (1668 МГц) в обеих субполосах наблюдается падение амплитуды функции видности вплоть до самых больших баз. С этими данными хорошо согласуются данные, полученные на более короткой базе Аресибо-Светлое. На рис. 3.12(а) показана зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы в диапазоне 324 МГц, а на рис. 3.12(б) — в диапазоне 1668 МГц. Непрерывными линиями представлен результат аппроксимации с помощью формулы 1.25.

Так как для этого пульсара получилось хорошее распределение точек по увеличивающимся проекциям базы, то мы в своей аппроксимации оставили показатель  $\beta$  свободным параметром. При аппроксимации формулой 1.25 со



**Рис. 3.13:** Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы для пульсара B0329+54 на частоте 324 МГц. Различным точкам соответствуют различные базы и различные даты наблюдений:  $\circ$  — WB-KL 01.01.2014,  $\square$  — WB-RA 01.01.2014,  $\blacksquare$  — KL-RA 01-02.01.2014,  $\bullet$  — KL-RA 22.11.2013,  $\times$  — KL-RA 01-02.2014 (60–120 Мλ) и KL-RA 22.11.2013 (больше 350 Мλ). Линией показана аппроксимация, сделанная с помощью уравнения 1.25 для  $\theta_H = 4.8 \cdot 10^{-3''}$ . Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A2].

свободным параметром  $\beta$  мы получили для среднего из трех реализаций, приведенных на рис. 3.12, значение  $\beta = 3.7 \pm 0.4$ . Диаметр кружка рассеяния на 324 МГц получился равным  $\theta_H = 12.3 \pm 0.6$  мсек дуги, что хорошо согласуется с ранними измерениями ( $15.2 \pm 1.3$  мсек дуги [14]), а на 1668 МГц —  $\theta_H = 0.84 \pm 0.04$  мсек дуги. Отношение размеров дисков рассеяния на этих двух частотах отличается примерно вдвое по сравнению с прогнозированным с помощью выражения 1.16(a). Причина такого расхождения пока остается загадкой.

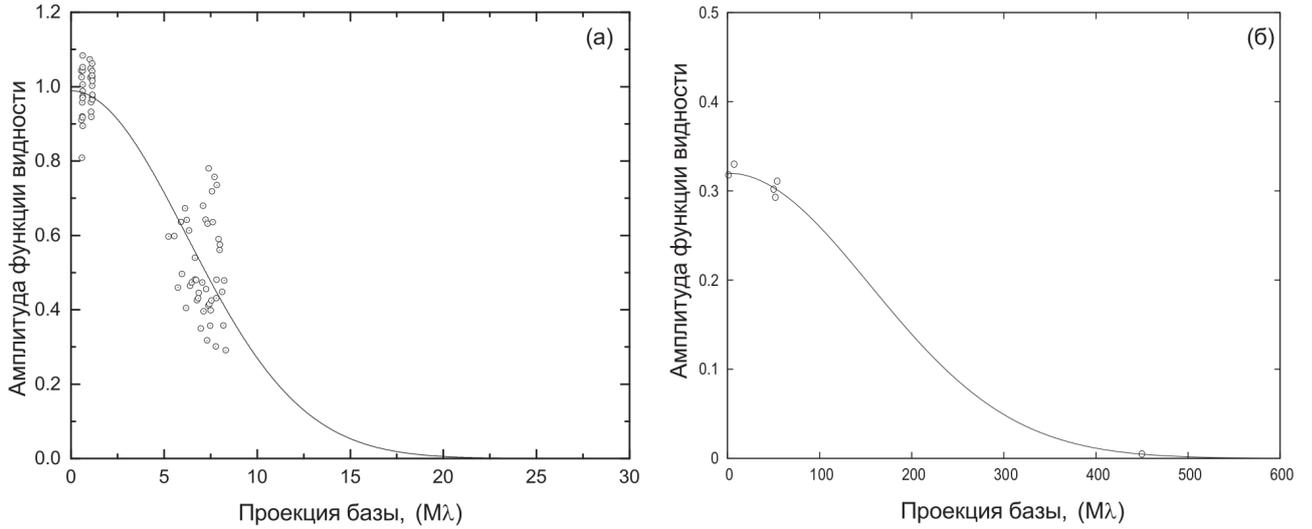
Подобный результат удалось получить при исследовании пульсара B0329+54, проведенном 22.11.2013. На малой наземной базе WB-KL (2Мλ) пик в функции видности максимален, на промежуточных наземно-космических базах ( $\sim 20$ Мλ) он уменьшается с увеличением базы, а на самых больших базах ( $> 60$ Мλ) — остается приблизительно постоянным (рис. 3.13). В последнем случае для оценки амплитуды видности использовались два способа. В первом

варианте (закрашенные кружки и квадраты) за значение видности принималось максимальное значение функции видности, а точнее одного из случайных пиков, который соответствует самой яркой из неразрешенных деталей, формирующих субструктуру пятна рассеяния. Вторым подходом был следующий: функция  $|V(\tau, \nu_{max})|$  аппроксимировалась экспоненциальной функцией и в качестве амплитуды выбиралось максимальное значение этой функции. Эти значения оказались систематически меньше предыдущих.

Для вычисления размеров кружка рассеяния использовались видности, полученные на базах меньше 50 Мл. Величина параметра  $\beta = 3.50 \pm 0.05$  для этого пульсара была определена ранее [111]. Используя ее мы получили  $\theta_H = 4.8 \pm 0.8$  мсек дуги. Ранее было получено верхнее ограничение на размер диска рассеяния на частоте 330 МГц с максимальной базой не превосходящей 9 Мл:  $< 3.4$  мсек дуги [15]. Поскольку в обоих экспериментах использовалась сходная методика обработки, можно утверждать, что невысокая точность полученного ранее значения связана с отсутствием достаточно длинных баз и невозможностью провести удовлетворительную аппроксимацию наблюдательных данных уравнением 1.25. В нашем эксперименте удалось провести измерения на достаточно больших базах, чтобы получить более точный результат.

При исследовании пульсара В1641–45 (рис. 3.14(а)) наземно-космические базы  $\sim 800$  Мл оказались слишком велики и не использовались. Зависимость амплитуды видности от проекции базы содержит два облака точек. Малые базы обеспечены различными австралийскими телескопами: АТ, МР, НО, СД, РА. Группа точек вблизи 6 Мл образована за счет межконтинентальных баз Австралия — Южная Африка. Большой разброс точек в каждой группе возникает по всей видимости из-за неточностей калибровки разных телескопов. С помощью аппроксимации был определен размер диска рассеяния  $\theta_H = 27 \pm 5$  мсек дуги.

Исследование пульсара В1749–28 этим методом столкнулось с трудностями. Падение амплитуды функции видности на межконтинентальных базах практически не заметно по сравнению с меньшими внутри Австралии. В то же время на наземно-космических базах центральный пик отсутствует полностью. Аппроксимация только по наземным базам происходит с огромной погрешностью, а привлечение наземно-космических не вполне корректно, поскольку неизвестна величина базы, на которой диск рассеяния начинает разрешаться



**Рис. 3.14:** Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы. (а) Пульсар B1641–45 — сплошной линией показана аппроксимация с диаметром кружка рассеяния 27 миллисекунд дуги. Используются только наземные проекции баз. (б) Пульсар 1749–28. Сплошной линией показана аппроксимация с диаметром кружка рассеяния 0.5 миллисекунд дуги. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

полностью. Полученная в результате величина  $\theta_H = 0.5$  мсек дуги при  $\beta = 4$  может служить только нижней оценкой размера диска рассеяния.

Таким образом, несмотря на то, что теоретическое выражение 1.25 хорошо выполняется при наблюдении с парой телескопов при заметно изменяющихся базах (рис. 3.12), есть как минимум два обстоятельства, создающие большие трудности в применении этой методики. Во-первых, при совместном использовании баз, образованных разными телескопами, требуется хорошая калибровка данных, что не всегда удается выполнить достаточно аккуратно. Во-вторых, при планировании эксперимента необходимо обеспечить как малые базы, что не трудно, так и промежуточные, при которых диск рассеяния разрешается частично. Последнее выполнить достаточно сложно, поскольку изначально размер кружка рассеяния неизвестен.

Для того, чтобы избежать абсолютной калибровки, мы использовали следующую методику [17]. Введем двумерную корреляционную функцию видности как

$$J(\mathbf{b}, \Delta f, \Delta t) = |\langle \tilde{V}(\mathbf{b}, f, t) \tilde{V}^*(\mathbf{b}, f + \Delta f, t + \Delta t) \rangle|. \quad (3.8)$$

При  $\Delta t = 0$  эта функция вырождается в частотную корреляционную функцию

$$J_f(b, \Delta f) = |\langle \tilde{V}(\mathbf{b}, f, t) \tilde{V}^*(\mathbf{b}, f + \Delta f, t) \rangle|. \quad (3.9)$$

В режиме сильных мерцаний последняя функция может быть представлена в виде двух компонент:

$$J_f(b, \Delta f) = |B_u(\Delta f)|^2 + |B_u(\mathbf{b})|^2, \quad (3.10)$$

где  $B_u(\Delta f)$  — ковариационная функция флуктуаций потока, не зависящая от величины базы, а  $B_u(\mathbf{b})$  — пространственная ковариационная функция, которая, в свою очередь, не зависит от частоты. При нулевом частотном сдвиге  $|B_u(\Delta f)|^2 = 1$ , а при  $\Delta f > \Delta f_{dif}$  сигналы становятся независимыми и  $|B_u(\Delta f)|^2 = 0$ . Отсюда получаем соотношение:

$$\frac{J_f(\mathbf{b}, \Delta f > \Delta f_{dif})}{J_f(\mathbf{b}, \Delta f = 0)} = \frac{|B_u(\mathbf{b})|^2}{1 + |B_u(\mathbf{b})|^2}. \quad (3.11)$$

Здесь в левой части измеряемые величины, а в правой — вычисляемая. Функцию пространственной когерентности можно представить в виде

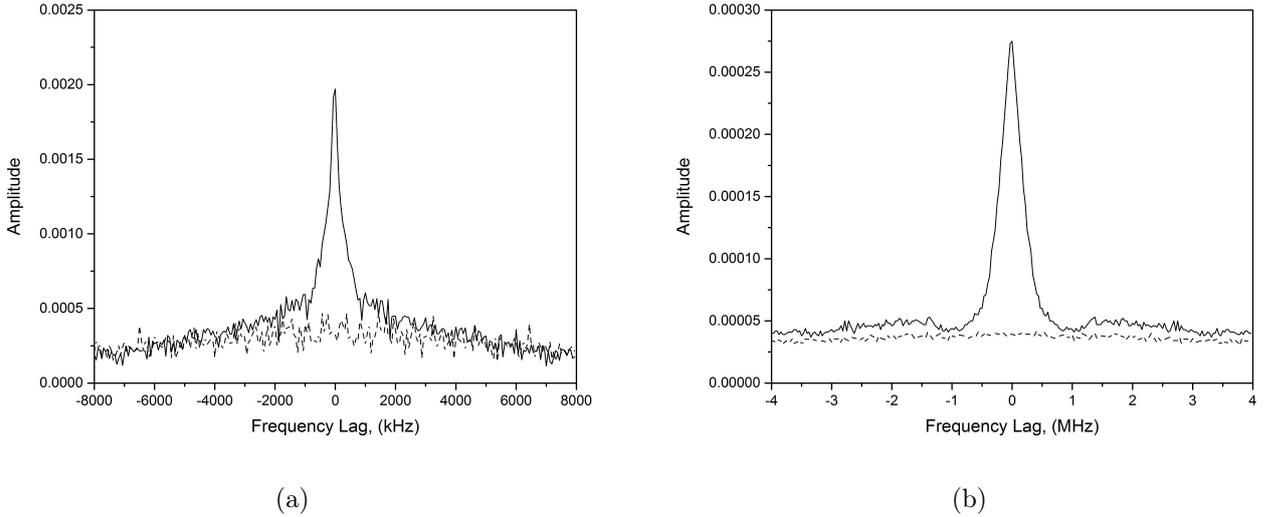
$$B_u(\mathbf{b}) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{|\mathbf{b}|}{\rho_{dif}} \right)^{\beta-2} \right]. \quad (3.12)$$

Диаметр диска рассеяния тогда можно вычислить как

$$\theta_H = \frac{\sqrt{2 \ln 2} \lambda}{\pi \rho_{dif}}. \quad (3.13)$$

Функция пространственной когерентности пульсара В0823+26 определялась из анализа кросс-спектров на базе RA-GB для первого из двух сеансов, указанных в таблице 2.3. Ковариационные функции показаны на рисунке 3.15(а). Сплошной линией показан усредненный кросс-спектр сигналов в импульсе пульсара, а пунктирной — вычисленный вне импульса. Обе ковариационные функции обладают значительной протяженной частью, в то время как только функция в импульсе обладает центральным пиком. Используя уравнение 3.11 мы получили значение  $B_u(\mathbf{b}) = 0.45 \pm 0.05$ . В качестве погрешности измерений здесь взято стандартное отклонение в хвосте ковариационной функции.

В следующем сеансе, состоявшемся через 15 часов, проекция наземно-космической базы была в 8 раз меньше, и была сравнима с наземной базой



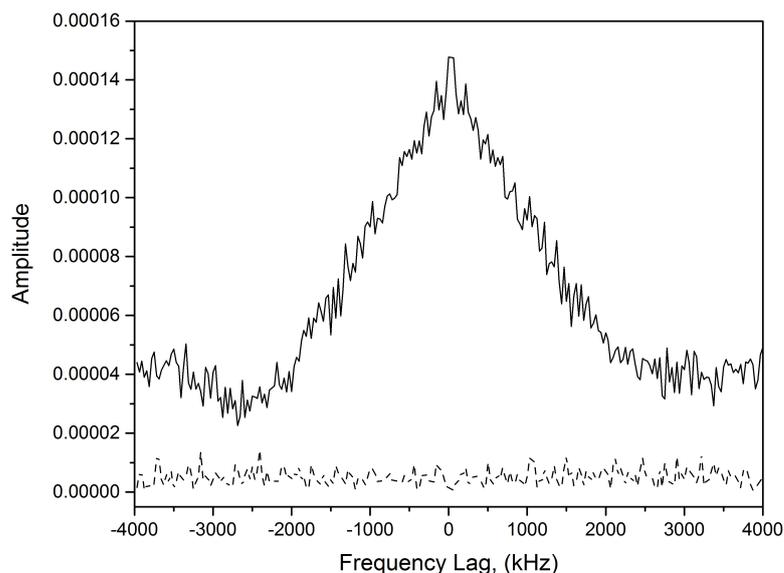
**Рис. 3.15:** Средняя ковариационная функция от комплексного кросс-спектра: (а) пульсара B0823+26 на базе КРТ–Грин Бэнк, (б) пульсара B0834+06 на базе КРТ–Аресибо (наблюдение 2015 года). Пунктирная линия соответствует OFF-спектру. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A3].

GB-WB, при том, что расстояние до спутника оставалось велико ( $\approx 250000$  км). Нормированная амплитуда функции видности для второго наблюдения составила  $0.84 \pm 0.05$ . В соответствии с 3.12 и 3.13 мы получили величину диска рассеяния  $\theta_H = 1.8 \pm 0.2$  мсек дуги.

На рисунке 3.15(b) изображен модуль комплексной ковариационной функции, полученный при наблюдении пульсара B0834+06 на базе RA-AR в 2015 году при величине проекции базы  $1.5 \cdot 10^{10}$  см  $\approx 12D_E$ . Из уравнения 3.11 мы получили величину функции пространственной когерентности  $B_u = 0.25 \pm 0.04$ . Из уравнения 3.12, применяя  $\beta = 3.13$ , мы получили пространственный размер сцинтилляционного пятна  $\rho_{dif} = (6.0 \pm 0.9) \times 10^9$  см. Откуда диаметр диска рассеяния  $\theta_H = 1.2 \pm 0.4$  мсек дуги.

Во время наблюдения в 2012 году проекция базы интерферометра составляла  $2.05 \cdot 10^{10}$  см или  $16E_D$ . Для этого дня мы определили  $\rho_{dif} = (9 \pm 2) \cdot 10^9$  см, откуда  $\theta_H = 0.78 \pm 0.16$  мсек дуги. Изменение размера диска рассеяния в полтора раза за три года может быть физическим явлением, но также может быть вызвано вытянутой формой диска рассеяния пульсара, которую мы измеряем с различными позиционными углами интерферометрической базы [112] (см. также § 3.6).

При исследовании пульсара B1929+10 мы использовали оба подхода. Диа-



**Рис. 3.16:** Пульсар B1929+10. Модуль средней ковариационной функции кросс-спектра на базе КРТ–Аресибо. Пунктирная линия соответствует OFF-спектру. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A3].

метр кружка рассеяния, вычисленный по формуле 1.25, оказался равным  $0.6 \pm 0.2$  мсек дуги. На рисунке 3.16 приведен модуль ковариационной функции на базе Радиоастрон–Аресибо для ON- и OFF-спектров. Вычисления с помощью формулы 3.13 привели к результату  $0.63 \pm 0.06$  мсек дуги. Результаты совпали с хорошей точностью. В работах [14, 15] приводится ограничение сверху на размер диска рассеяния:  $\theta_H < 2.4$  мсек дуги и  $\theta_H < 2.7$  мсек дуги. Наш результат не противоречит этим утверждениям.

Даже на самых больших базах, превышающих 9 диаметров Земли, значение функции пространственной когерентности излучения пульсара B1237+25 равно  $0.87 \pm 0.11$ . Следовательно, разрешить кружок рассеяния этого пульсара не удалось. Можно лишь сделать вывод, что размер кружка рассеяния не превышает 0.8 мсек дуги.

Размер диска рассеяния пульсара B2016+28 вычислялся также с помощью выражения 3.13. Было получено значение  $\theta_H = 2.1 \pm 0.3$  мсек дуги. Этот результат не противоречит опубликованной в [14] оценке  $\theta_H < 5.5$  мсек дуги.

Полученные значения  $\theta_H$  сведены в таблице 3.2.

### 3.6 Анизотропия диска рассеяния

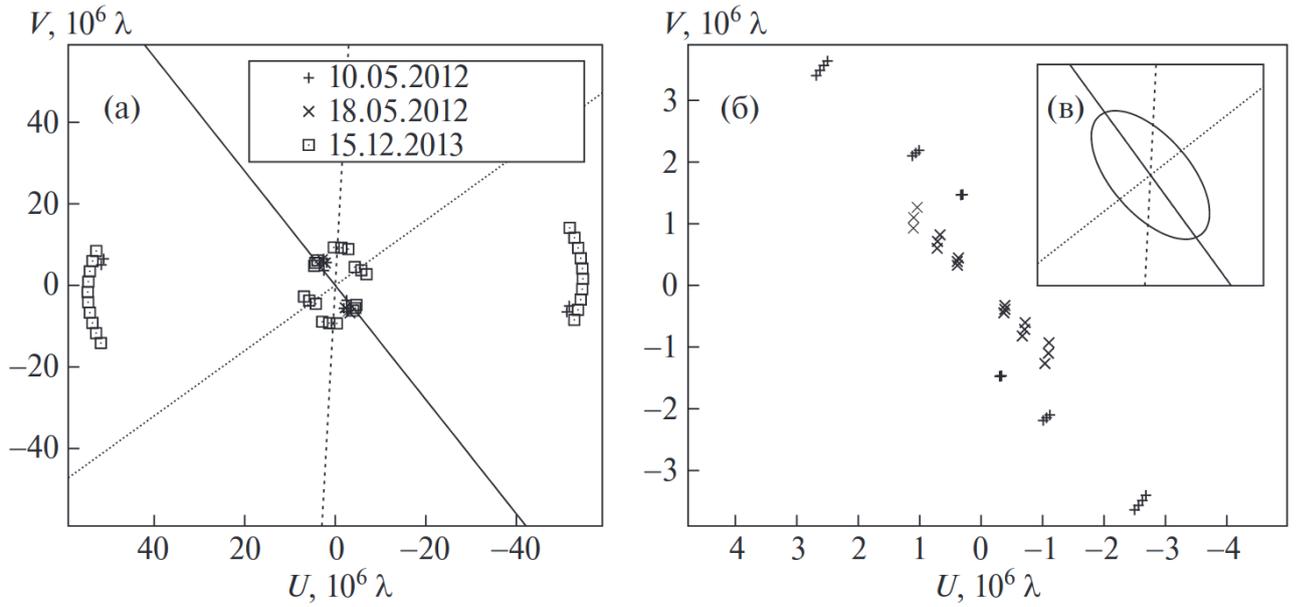
Теория параболических дуг требует сильной анизотропии рассеяния [9, 10]. Моделирование вторичного спектра пульсара В1133+16 показало, что рассеянное изображение пульсара может представлять собой цепочку отдельных ярких пятен, то есть изображение пульсара если не линейное, то по крайней мере сильно вытянутое с отношением осей  $\gtrsim 10$  [84]. Исследование вторичного спектра пульсара В0834+06 также показало, что излучение пульсара приходит из очень сильно вытянутой области [74]. Моделирование годового изменения времени мерцаний квазаров хорошо описывает наблюдательные данные, если отношение осей эллипса рассеяния составляет от 4 до 12 [19].

Радиоинтерферометр обладает отличным угловым разрешением вдоль направления базы. Поскольку нам удалось разрешить диск рассеяния некоторых пульсаров, имеет смысл сопоставить результаты наблюдений одного и того же пульсара при разных ориентациях базы, чтобы напрямую измерить анизотропию рассеяния.

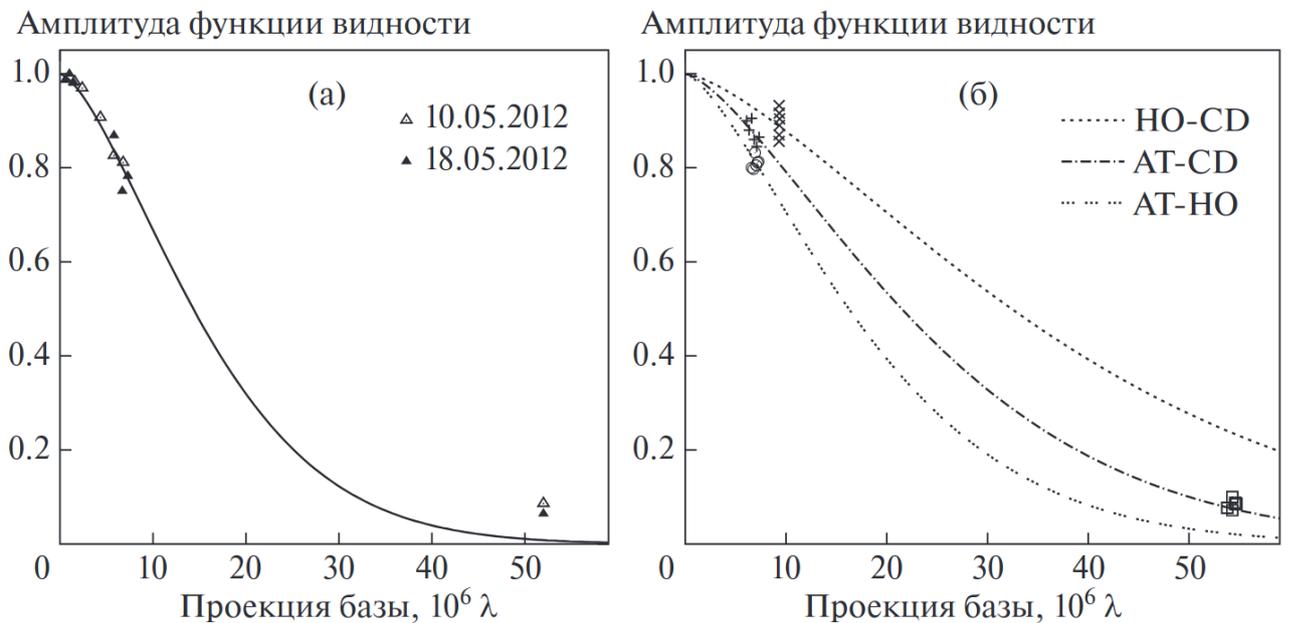
Исследование пульсара В0833–45, более известного как пульсар в созвездии Парусов или Vela, проводилось нами трижды: 10 и 18 мая 2012 года и 15 декабря 2013 года. Во всех сеансах наблюдения участвовали австралийские антенны и 26-м южноафриканская антенна HartRAO. Даже на межконтинентальной базе диск рассеяния пульсара оказался разрешенным, так что для исследования зависимости амплитуды функции видности в основном использовались австралийские телескопы.

Покрытие UV-плоскости показано на рисунках 3.17(а,б). Проекции австралийских баз, реализованных в 2012 г., ориентированы примерно в одном направлении, поскольку все участвовавшие в эксперименте станции расположены примерно вдоль одного меридиана в восточной части Австралии 3.17(а). Как видно из графика на рис. 3.18(а), для них результаты измерений амплитуды функции видности хорошо аппроксимируются зависимостью (1.25) с  $\beta = 3.5$  и углом рассеяния  $\theta_H = 6.5$  мсек дуги.

В 2013 году в наблюдениях участвовала антенна в Седуне, что привело к большему разнообразию позиционных углов проекций баз. Для эпохи 2013 года на рисунке 3.18(б) наблюдается значительный разброс измерений амплитуды



**Рис. 3.17:** Покрытие UV-плоскости наземными базами, проекции базы выражены в длинах волн (18 см). Слева (а) — базы длиной  $> 4 \times 10^6 \lambda$ , прямые показывают ориентацию баз, использованных для определения параметров эллипса рассеяния. Справа (б) — базы длиной  $< 4 \times 10^6 \lambda$ . Во врезке (в) приведен эллипс рассеяния в произвольном масштабе.



**Рис. 3.18:** Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы по наблюдениям 2012 г. (а) и 2013 г. (б). Измеренные значения для базы НО-СД показаны символом "×", базы АТ-СД — символом "+", базы АТ-НО — символом "⊙" и базы Австралия-НН — символом "□".

функции видности, который мы связываем с различием в ориентациях проекций баз. Мы провели раздельную аппроксимацию для различных комбинаций телескопов: АТ–НО, АТ–СД и НО–СД. Аппроксимационные кривые для указанных комбинаций баз приведены на рис. 3.18(б). В итоге для измеренных диаметров эллипса рассеяния получились значения  $\theta_H(\text{АТ–НО}) = 8.0$  мсек дуги,  $\theta_H(\text{НО–СД}) = 3.8$  мас,  $\theta_H(\text{АТ–СД}) = 4.5$  мсек дуги.

Из рис. 3.17 видно, что проекции баз АТ–СД, АТ–НО и НО–СД имеют позиционные углы, отличающиеся друг от друга на  $40^\circ$  и более, что позволило по трем измеренным значениям  $\theta_H$  однозначно определить три параметра эллипса рассеяния. Оказалось, что нашим измерениям соответствует эллиптический диск рассеяния с отношением осей  $\approx 2 : 1$  и позиционным углом большой оси  $50 \pm 20^\circ$ .

Измерение размера кружка рассеяния ранее производилось один раз на частоте 2.291 ГГц [123]. Была получена величина  $1.6 \pm 0.2$  мсек дуги. Для сравнения с нашим результатом приведем эту величину к частоте 324 МГц, воспользовавшись соотношением  $\theta_H \propto f^{-\gamma/2}$  [63]. С учетом неопределенности  $\beta$  получаем на частоте 324 МГц величину  $\theta_H = 160 \pm 40$  мсек дуги. Скорее всего причина расхождения результатов кроется в том, что не применима формула для масштабирования  $\theta_H$ , которая выведена в предположении тонкого рассеивающего экрана. Сам пульсар погружен в туманность Гама, которая, вероятно формирует протяженный неоднородный экран.

В работах, посвященных теории образования параболических дуг во вторичных спектрах пульсаров [9, 10], показано, что для образования дуг необходима сильная анизотропия пятна рассеяния. Во вторичном спектре пульсара В0833–45 никаких признаков параболических дуг не обнаружено (рис. 3.11). Поскольку показатель спектра неоднородности рассеивающей плазмы  $\beta$  близок к колмогоровскому  $11/3$ , при котором образуются более заметные дуги, это требует объяснений.

Кордес и др. [10] провели расчеты вторичного спектра для дисков рассеяния, являющихся эллипсами с различным сжатием, при различных взаимных ориентациях дисков рассеяния и направлений дрейфа дифракционной картины. Полученный нами вторичный спектр сходен со спектром, указанным на рисунке 5d оригинальной работы, вычисленный при отношении осей диска рассеяния

3:1 и векторе  $V_{eff}$ , направленном вдоль малой оси. Также такой результат не противоречит полученному нами направлению  $V_{ISS}$  при измерении задержки картины мерцаний (см. § 4.1).

**Таблица 3.2:** Список измеренных параметров мерцаний пульсаров, полученных из обработки динамических спектров. Значения определялись по данным наиболее чувствительного телескопа из участвовавших в наблюдательном сеансе. Обозначения столбцов: Пульсар – стандартное обозначение пульсара; Дата – дата начала наблюдательного сеанса;  $\Delta f_{dif}$  – полоса декорреляции в килогерцах;  $t_{dif}$  – время мерцаний в секундах;  $\alpha_t$  – показатель степени временной структурной функции;  $\alpha_f$  – показатель степени частотной структурной функции;  $\beta$  – показатель степени неоднородности рассеивающей плазмы;  $\tau_{sc}$  – время рассеяния в микросекундах;  $\theta_H$  – размер диска рассеяния в миллисекундах дуги. В скобках приведены погрешности измерений. Для пульсара В1933+16 в первой строке приведены данные, полученные в диапазоне L, а во второй строке – в диапазоне R. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [A1-A3, A5]. Значения  $\alpha_t$  или  $\alpha_f$  для наблюдения В0834+06 2014 года дополнительно вычислены диссертантом.

Пульсар	Дата	$\Delta f_{dif}$ , кГц	$t_{dif}$ , с	$\alpha_t$	$\alpha_f$	$\beta$	$\tau_{sc}$ , мкс	$\theta_H$ , $10^{-3}''$
В0329+54	22.11.2013	7(2)	110(2)	–	–	–	11.6(8)	–
	01.01.2014	7(2)	102(2)	–	–	–	12.5(7)	5.0(8)
В0823+26	11.03.2015	140(5)	70(3)	1.65(2)	0.92(1)	3.65(2)	0.44(4)	1.8(2)
	11.03.2015	–	–	–	–	–	–	–
В0833–45	10.05.2012	8.4(5)	6.4(3)	1.48(9)	0.98(2)	3.48(9)	6.3(3), 19.0(3)	6.4(4)
	18.05.2012	7.3(1), 28.3(3)	6.2(1)	1.6(1)	0.99(3)	3.6(1)	9.2(1)	6.4(4)
	15.12.2013	6.2(2), 33.3(3)	9.0(3)	1.42(4)	1.42(6)	3.42(4)	3.6(3), 21.5(5)	8.0(3) $\times$ 3.6(2)
В0834+06	26.04.2012	4.00(5)	12(2)	0.83(4)	–	2.83(4)	8(1)	0.78(16)
	08.12.2014	350(20)	314(10)	1.75(1)	1.06(1)	3.75(1)	–	–
	08.04.2015	210(10)	220(15)	1.13(1)	1.13(1)	3.13(1)	0.76(9)	1.2(4)
В1237+25	13.05.2015	526(18)	209(1)	1.01(3)	1.04(2)	3.01(3)	<0.081	<0.8
	07.06.2015	454(7)	285(1)	0.99(2)	1.00(2)	3.00(2)	<0.114	–
В1641–45	18.03.2014	0.062(2)	0.20(5)	–	–	–	2600	27(5)

B1749-28	26.05.2014	410(100)	220(20)	—	—	—	—	310(40)	>0.5
B1929+10	05.05.2015	619(5)	233(1)	1.36(3)	0.68(6)	3.36(3)	<0.106		0.63(6)
B1933+16	01.08.2013	50.4(1.1) 0.25(15)	41.6(5) —	— —	— —	3.7(4) —	3.2(1) 600(400)		0.84(4) 12.3(6)
B2016+28	22.05.2015	43(2)	2125(230)	1.05(2)	1.05(2)	3.05(2)	2.50(5)		2.1(3)

### 3.7 Выводы

С помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» измерены параметры мерцаний десяти пульсаров: В0329+54, В0823+26, В0833–45, В0834+06, В1237+25, В1641–45, В1749–28, В1929+10, В1933+16, В2016+28.

Полоса декорреляции, время мерцаний и показатель степени неоднородности рассеивающей плазмы для пульсара В0834+06 существенным образом изменились между маем 2012 и декабрем 2014 года. При этом, размер пятна рассеяния изменился мало. Кривизна параболических дуг во вторичном спектре сохранялась одинаковой в пределах ошибок, но сам вид вторичного спектра сильно менялся. В 2012 году при малых значениях  $\Delta f_{dif}$  и  $t_{dif}$  вторичный спектр содержал большое число обратных дужек, формирующих главную параболу (рис. 3.7(с)), тогда как в поздних спектрах присутствуют только главные ветви парабол (в спектре 2015 года заметна небольшая группа слабых дужек). Анализ литературы показал, что подобные изменения параметров рассеяния этого пульсара происходили и раньше. Это может быть как следствием изменения структуры одного рассеивающего экрана, так и появления или усиления дополнительного рассеивающего экрана.

Пульсар В1933+16 был исследован одновременно на двух частотах 324 и 1667 МГц. Полученные значения полосы декорреляции удовлетворяют формуле 1.16(d) в пределах ошибок. Зависимости амплитуды функции видности от проекции базы хорошо аппроксимируются функцией 1.25 на большом интервале проекций базы, что позволяет уверенно вычислить размеры дисков рассеяния. Вторичный спектр этого пульсара содержит две хорошо заметные параболические дуги, вложенные одна в другую. Такой вторичный спектр этого пульсара наблюдался впервые.

Кроме двух указанных выше пульсаров параболические дуги были найдены также у В0823+26, В1237+25, В1929+10. Для всех пульсаров характерна высокая стабильность кривизны дуги. Наши результаты находятся в хорошем согласии с известными результатами из литературы, кроме работы [86]. Смещение вершины параболы детектируется для каждого вторичного спектра, исключая эксперимент 2012 года с В0834+06, где из-за большой яркости отдельных дужек выделить главную параболу затруднительно. Однако, величина такого

смещения не всегда определяется с хорошей точностью и может заметно варьироваться от эксперимента к эксперименту.

Измерены значения полосы декорреляции, время мерцаний и времени рассеяния для всех пульсаров. Значения в разных экспериментах с одними и теми же пульсарами хорошо согласуются друг с другом, кроме В0834+06, что указано выше. Для В1237+25 и В1929+10 получены только верхние границы на время рассеяния. Для В2016+28 получена только нижняя оценка времени мерцания.

Получены значения размеров кружка рассеяния всех десяти пульсаров, которые оказались в диапазоне от долей миллисекунды дуги до 12 миллисекунд. Для пульсара В1237+25 удалось оценить только верхнюю границу размера диска рассеяния, поскольку разрешающая способность интерферометра оказалась недостаточной. Было обнаружено, что диск рассеяния В0833—45 вытянут приблизительно перпендикулярно тангенциальной скорости пульсара, а соотношение осей составляет около 2:1.

## Глава 4

# Определение расстояния до рассеивающих экранов

### 4.1 Кросс-корреляция динамических спектров

Картина мерцаний в плоскости наблюдателя непрерывно изменяется в силу взаимного движения пульсара, экрана и наблюдателя. Через наблюдателя периодически проходят области повышенной или пониженной интенсивности излучения. Если динамический спектр удастся получить двумя антеннами, расположенными достаточно далеко друг от друга, чтобы был заметен сдвиг картины мерцаний во времени, то возникает возможность получить оценку расстояния до рассеивающего экрана независимым способом.

Время запаздывания зависит от двух величин: скорости движения дифракционной картины в  $uv$ -плоскости  $V_{ISS}$  и взаимного положения вектора скорости и вектора базы  $\mathbf{b}$ , а точнее, проекции вектора базы на  $uv$ -плоскость  $\mathbf{b}_{uv}$ . Благодаря суточному вращению Земли величина и направление проекции базы изменяются со временем, что приводит к изменению времени задержки динамических спектров между двумя станциями. Отсюда, зная задержку и положение базы в разные моменты времени, можно определить скорость дифракционной картины.

Скорость дифракционной картины связана с тангенциальными скоростями пульсара  $V_{\perp}$ , среды  $V_{s\perp}$  и наблюдателя  $V_{o\perp}$  соотношением [83]

$$\mathbf{V}_{ISS} = \mathbf{V}_{o\perp} + \frac{1}{s}\mathbf{V}_{s\perp} - \frac{1-s}{s}\mathbf{V}_{p\perp}. \quad (4.1)$$

Как уже упоминалось выше, скорость пульсара обычно значительно выше скорости наблюдателя и среды, поэтому она доминирует в  $V_{ISS}$ , по крайней мере

пока экран находится далеко от наблюдателя. Поэтому вместо направления вектора  $\mathbf{V}_{ISS}$  обычно используется направление вектора  $\mathbf{V}_{p\perp}$ .

Для определения истинного направления движения картины мерцаний необходимо получить динамический спектр в трех разнесенных точках, что в наших экспериментах не выполняется. Тем не менее, если проводить наблюдения с одной парой телескопов продолжительное время, за которое позиционный угол проекции базы заметно изменится, то можно определить амплитуду изменения скорости мерцаний, откуда можно получить информацию о направлении движения мерцательных пятен.

Пусть  $(x, y, z)$  — координаты вектора  $\mathbf{b}$  в системе координат  $X, Y, Z$ , где плоскость  $XY$  параллельна земному экватору,  $X$  лежит в плоскости меридиана,  $Z$  направлена к северному полюсу мира, а  $Y$  направлена так, чтобы образовывать правую тройку векторов. За небесные координаты пульсара выберем часовой угол  $H$  и склонение  $\delta$ . Тогда преобразование к осям  $(u, v, w)$  выполняется с помощью уравнения [5]

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin H & \cos H & 0 \\ -\sin \delta \cos H & \sin \delta \sin H & \cos \delta \\ \cos \delta \cos H & -\cos \delta \sin H & \sin \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Отсюда получаем, что проекция вектора  $\mathbf{b}$  на плоскость  $uv$  задается в виде

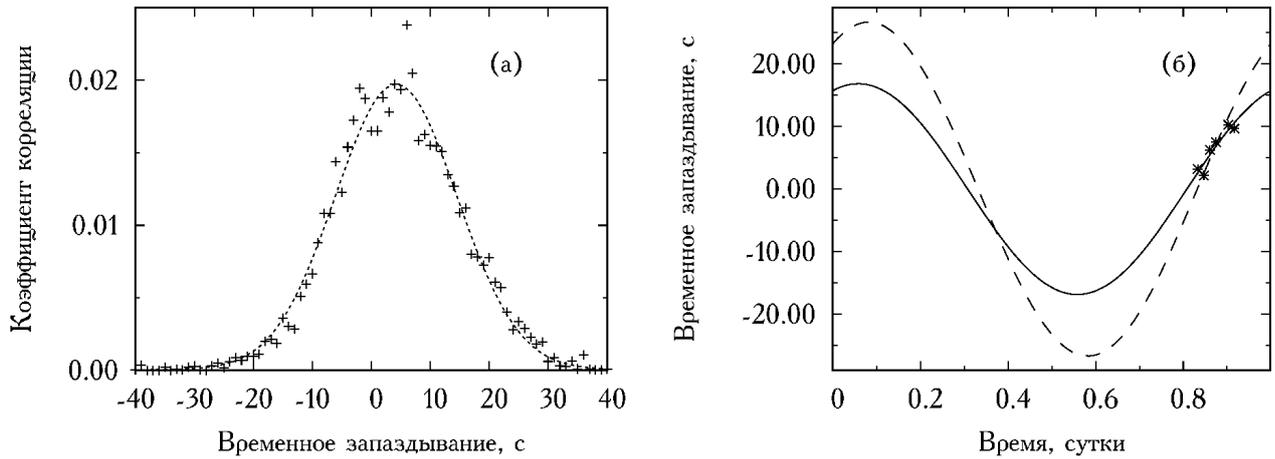
$$\mathbf{b}_{uv} = \begin{pmatrix} x \sin H + y \cos H \\ -x \sin \delta \cos H + y \sin \delta \sin H + z \cos \delta \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Искомая проекция вектора базы на направление скорости дифракционной картины будет

$$b_V = \frac{(\mathbf{b}_{uv} \cdot \mathbf{V}_{ISS})}{|\mathbf{V}_{ISS}|}. \quad (4.4)$$

Часовой угол, входящий в выражения 4.2–4.3, суть время. Поэтому  $b_V(t) \propto \sin t$ , но эта кривая в общем случае смещена по оси ординат, что нужно учитывать при аппроксимации экспериментальных данных.

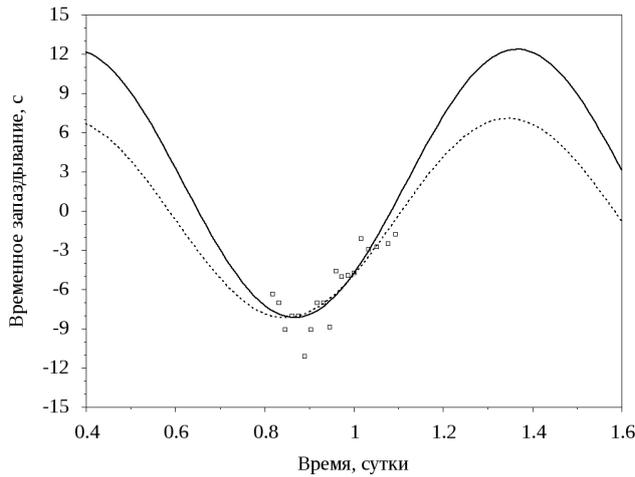
Подходящая комбинация наземных станций для проведения исследований такого рода реализовалась при наблюдениях пульсаров В0823+26, В0833–45 и В1749–28. Проекция базы АТ-НН при исследовании В0833–45 достигала 9100 км. Измерение запаздывания мерцаний проводилось отдельно в разных



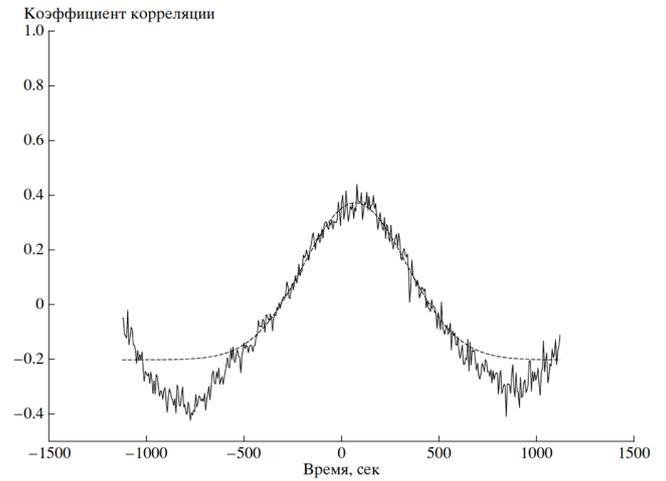
**Рис. 4.1:** (а) Пример ККФ динамических спектров, полученных телескопами АТ и НН во время наблюдения пульсара В0833–45 в 2013 году в одном из сканов. (б) Зависимость этой задержки от времени суток. Сплошной линией показан результат аппроксимации, в которой скорость является свободным параметром; пунктирной — теоретическая кривая для  $V_{ISS} = 340$  км/с. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А5].

поляризационных каналах, а затем усреднялось. На рис. 4.1(а) показана кросс-корреляционная функция динамических спектров, полученных телескопами АТ и НН в одном из сканов при наблюдении в декабре 2013 года. Пунктирной линией показана аппроксимация гауссианой; смещение ее вершины характеризует время задержки. На рис. 4.1(б) показаны задержки сигнала во всех сканах. Пунктирной линией показана модельная кривая для скорости  $V_{ISS} = 340$  км/с, которая была получена с помощью выражения 1.13. Мы также проводили аппроксимацию этих точек, оставив  $V_{ISS}$  свободным параметром. На рисунке она показана сплошной линией. Поскольку интервал наблюдений охватывает лишь небольшую часть суток, а смещение модельной кривой вдоль оси ординат пренебрежимо мало, при аппроксимации решено было это смещение считать нулевым. Полная амплитуда составила  $17 \pm 2$  с, что приводит к скорости  $V_{ISS} = 540 \pm 60$  км/с. Тангенциальная скорость пульсара равна  $V_{p\perp} = 78 \pm 5$  км/с. Принимая  $V_{o\perp} = V_{s\perp} = 0$ , получаем  $s = 0.13 \pm 0.10$ . В случае  $V_{ISS} = 340$  км/с положение экрана получается несколько дальше от пульсара:  $s = 0.18 \pm 0.02$ .

Наблюдение пульсара В0823+26 проводилось в течение почти 8 часов на телескопах Вестерборк и Грин-Бэнк. В течении наблюдательного сеанса была достигнута максимальная проекция базы  $b_{uv} = 4900$  км. На рис. 4.2 показана зависимость задержки дифракционной картины для этого сеанса. Пунктирная линия соответствует аппроксимации наблюдательных данных синусоидой с пе-



**Рис. 4.2:** Зависимость задержки дифракционной картины в динамическом спектре пульсара B0823+26 от времени на базе WB-GB. Результат диссертанта и соавторов из работы [A3].



**Рис. 4.3:** Пример ККФ между динамическими спектрами пульсара B1749–28 на базе АТ-НН. Сдвиг максимума составляет 70 с. Результат диссертанта и соавторов из работы [A1].

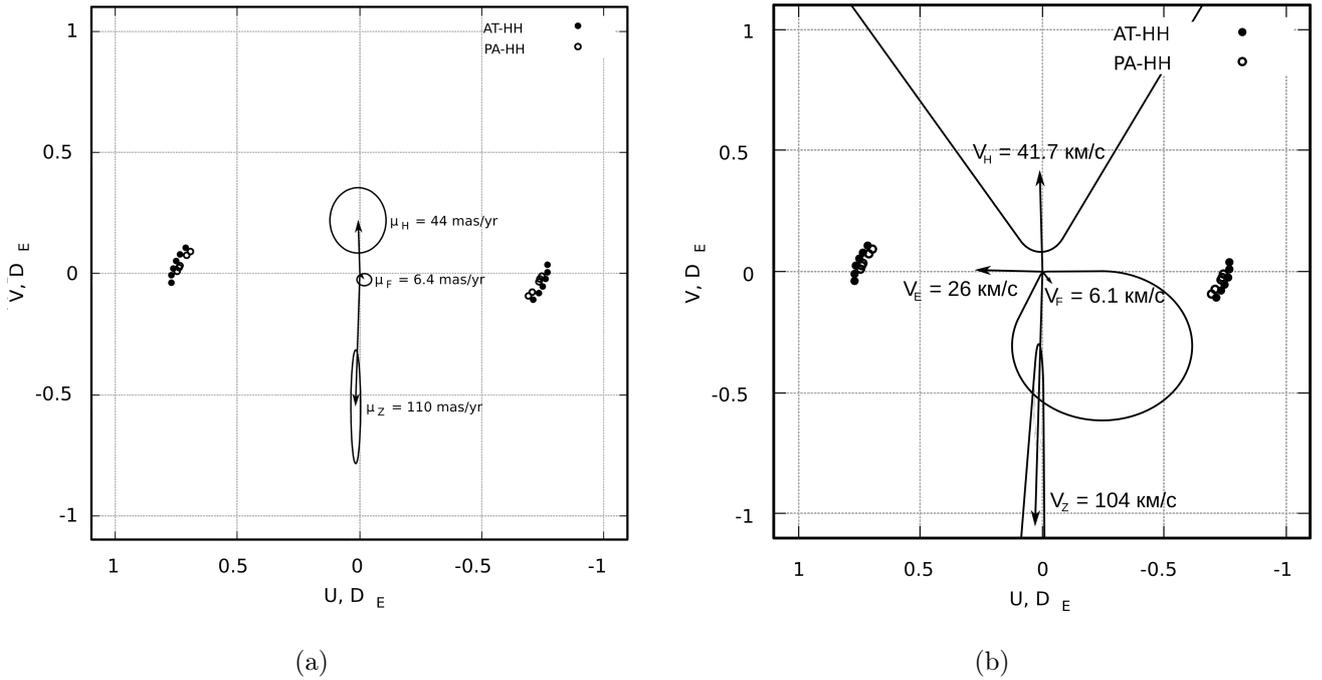
риодом 24 часа и неизвестными амплитудой, начальной фазой и сдвигом по оси ординат. В результате амплитуда получилась равной  $8.0 \pm 0.3$  с, что соответствует скорости дрейфа сцинтилляционной картины 610 км/с. Тангенциальная скорость пульсара равна 190 км/с, откуда расстояние до рассеивающего экрана  $s = 0.23 \pm 0.03$ . Сплошной линией показан результат аппроксимации, для которой подбиралась только скорость дрейфа, а все остальные характеристики были вычислены из известных данных. Такой подход дает  $V_{ISS} = 400 \pm 20$  км/с, откуда расстояние до экрана равно  $s = 0.32 \pm 0.07$ . Оба результата в пределах ошибок совпадают с оценками расстояния, полученными иными методами.

Такой же подход использовался при исследовании пульсара B1749–28. Использовались межконтинентальные базы АТ-НН и РА-НН. Для того, чтобы уменьшить шум и увеличить контраст динамических спектров, на корреляторе индивидуальные спектры были усреднены по 10 импульсов, а при посткорреляционной обработке усреднены еще по четыре спектра. Таким образом разрешение динамических спектров по частоте составило 62.5 кГц и 22.5 с по времени. Пример ККФ между динамическими спектрами для комбинации телескопов АТ-НН, полученной в канале с левой круговой поляризацией, в верхней боковой полосе, приведен на рис. 4.3. Для различных комбинаций телескопов, поляризационных каналов, субполос и мерцательных пятен были получены зна-

чения для запаздывания картины мерцаний, заключенные в интервале от 30 до 90 с. Из-за большого временного разрешения оказалось невозможным измерить запаздывание на внутриавстралийских базах, которое даже на самой большой базе АТ-СД должно быть около 8 с. Большой разброс полученных значений запаздывания, видимо, связан с тем, что в динамических спектрах были видны только отдельные яркие дифракционные пятна и, следовательно, не произошло достаточного усреднения.

Отдельную трудность составляет то, что ни расстояние, ни собственное движение пульсара не известны с хорошей точностью. Впервые расстояние до пульсара было получено Фрейлом и др. с помощью измерений в линии 21 см. Было дано только ограничение на минимальное расстояние пульсара —  $0.125 \pm 0.025$  кпк [124]. Позже Джонстон и др. провели более детальное исследование и указали, что расстояние до пульсара может достигать 1.2 кпк, что неплохо согласуется с расстоянием, получаемым путем измерения меры дисперсии [125]. Большая погрешность метода связана главным образом с тем, что направление на пульсар близко к направлению на центр Галактики и peculiarные скорости газовых облаков доминируют над проекцией на луч зрения регулярной скорости вращения этих облаков вокруг центра Галактики. Вербиест и др. провели ревизию известных на тот момент расстояний до пульсаров и ввели поправку за погрешности, специфичные для метода определения расстояния [106]. Мы использовали значение из этой работы:  $0.2_{-0.1}^{+1.1}$  пк.

С определением направления и скорости движения пульсара связаны даже большие трудности. Фомалон и др. астрометрическим методом на VLA определили собственное движение пульсара  $\mu_\alpha \cos \delta = -4 \pm 6$  мас/год и  $\mu_\delta = -5 \pm 5$  мас/год [126]. В 2004 году Хоббс и др. опубликовали собственные движения 374 пульсаров, основанные на многолетних измерениях времени прихода импульсов на 76-м телескопе Джодрел Бэнк [127]. Они получили значения  $\mu_\alpha \cos \delta = 1.1 \pm 23$  мас/год и  $\mu_\delta = 44 \pm 27$  мас/год. В 2005 году Цзоу, Хоббс и др. опубликованы собственные движения, полученные в результате пятилетнего тайминга, проведенного на 25-м Наньшаньском радиотелескопе в обсерватории Урумчи:  $\mu_\alpha \cos \delta = 3 \pm 4$  мас/год и  $\mu_\delta = -110 \pm 47$  мас/год [128]. Все три варианта собственных движений и их погрешности в проекции на uv-плоскость показаны на рис. 4.4(а). Тайминговые собственные движения различаются катастрофи-



**Рис. 4.4:** (а) Расположение векторов собственного движения, полученных в [126], [127], [128] в  $uv$ -плоскости. Индекс совпадает с первой буквой фамилии первого автора. Эллипсами показаны погрешности определения амплитуды и позиционного угла. (б) Расположение векторов тангенциальной скорости пульсара для различных вариантов собственного движения и проекции орбитальной скорости Земли ( $V_E$ ) на  $uv$ -плоскость. Величина скорости пульсара получена для расстояния 0.2 кпк, а описанная вокруг него кривая характеризует погрешность этой величины с учетом неопределенности как собственного движения, так и расстояния. Рисунки подготовлены диссертантом. Материал, не включенный в работу [A1].

чески. С учетом того, что автор обеих тайминговых работ Дж. Хоббс вместе с соавторами по первой работе использует в своем статистическом анализе собственных движений пульсаров [129] не свои данные, а данные Фомалона, мы также больше доверяли этим данным.

Положение проекции вектора орбитальной скорости Земли и вариантов тангенциальной скорости пульсара на  $uv$ -плоскости показано на рис. 4.4(b). Наши измерения показали, что картина мерцаний двигалась с запада на восток все время эксперимента со скоростью около 220 км/с. Обычно мы предполагаем, что скорость пульсара доминирует в наблюдаемой  $V_{ISS}$ . В таком случае, она должна быть направлена с востока на запад, что не совместимо с собственным движением, полученным в [128]. Выбирая за направление  $V_{ISS}$  направление тангенциальной скорости по Фомалонту, мы получаем значение 220 км/с, однако,

в силу того, что позиционный угол тангенциальной скорости известен с очень большой неопределенностью, это значение можно считать лишь оценкой  $V_{ISS}$ . Тем не менее, оно дает положение экрана близкое к тому, что было получено нами другим методом (см. § 4.3): для максимального расстояния 1.3 кпк —  $V_{p\perp} = 40 \pm 50$  км/с,  $s = 0.2_{-0.2}^{+0.3}$ , а для расстояния 0.2 кпк —  $V_{p\perp} = 6 \pm 7$  км/с,  $s = 0.03 \pm 0.03$ . Заметим, что в обоих случаях, и, в особенности, для близкого положения пульсара, его тангенциальная скорость оказывается невелика. Можно ожидать, что скорость движения экрана сравнима со скоростью пульсара, а значит, может вносить заметный вклад в величину и направление  $V_{ISS}$ . Не определив его экспериментально с достаточной точностью, невозможно делать окончательный вывод о положении экрана.

## 4.2 Использование вторичных спектров

Определять расстояние до рассеивающих экранов можно на основе измерения кривизны параболических дуг во вторичных спектрах с помощью выражения 1.33 [8–10]. Это выражение можно переписать в более удобной для вычисления форме

$$s = \left[ \frac{2290 \cdot \lambda^2}{a\mu^2 D} + 1 \right]^{-1}, \quad (4.5)$$

где длина волны  $\lambda$  выражена в метрах, собственное движение  $\mu$  — в мсек дуги в год, расстояние до пульсара  $D$  — в килопарсеках, а кривизна параболы  $a$  — в  $\text{с}^3$ . Отметим, что несмотря на то, что  $s$  — это относительное расстояние от пульсара до экрана, оно все равно зависит от абсолютного значения расстояния до пульсара, которое редко когда известно точнее 10%. Параметр  $a$  определяется обычно с точностью до единиц процентов и на итоговую погрешность влияет мало. Погрешности определения собственных движений сильно разнятся, но обычно все-таки несколько лучше, чем погрешности определения расстояния.

Надо помнить, что здесь мы пренебрегли скоростями Земли и экрана, а также углом между  $V_{ISS}$  и направлением вытянутости диска рассеяния пульсара  $\varphi$ . В общем случае в формуле 4.5 нужно использовать  $\mu \cos \varphi$  вместо  $\mu$ . Сам угол  $\varphi$  обычно неизвестен. С другой стороны, в [10] показано, что при значительной величине  $\varphi$  дуги во вторичных спектрах не наблюдаются. Поэтому, формула 4.5 при наличии во вторичном спектре хорошо развитой параболиче-

ской дуги должна быть довольно точной. Если скорость среды и/или наблюдателя сравнима со скоростью пульсара, то формула 4.5 неприменима. Нужно непосредственно использовать выражения 1.31 и 1.32

Собственное движение пульсара В1933+16  $13 \pm 3$  мсек дуги в год мы взяли из работы Хоббса [129], а расстояние  $3.7_{-0.8}^{+1.3}$  из работы Вербиеста [106]. Дополнительно, внешняя парабола имеет только одну ветвь, что сильно ухудшает точность определения параметра  $a$ . Для двух указанных на рисунке 3.8 дуг мы определили расстояние до экрана. Для внутренней дуги оно оказалось равно  $0.84D$ , а для внешней —  $0.35D$ , что дает расстояния от наблюдателя до экранов  $3.1_{-0.7}^{+0.5}$  и  $1.3_{-0.4}^{+0.7}$  кпк.

Значение расстояния  $0.36 \pm 0.08$  кпк и собственного движения  $114 \pm 3$  мсек дуги в год пульсара В0823+26 были определены Гвинном и др. [108]. Это позволило определить относительное расстояние экрана  $s$  для первого наблюдения как  $0.34 \pm 10$ , а для второго —  $0.40 \pm 0.9$ . Оба значения несколько превосходят то, которое было получено по задержке между динамическими спектрами, но всё же пересекаются с ним в пределах ошибок.

Расстояние до пульсара В0834+06 мы приняли равным  $0.62 \pm 0.06$  [12], собственное движение —  $51 \pm 3$  мсек дуги в год [130]. В силу того, что во всех измерениях было получено одинаковое значение кривизны параболы, расстояние до экрана также получилось одинаковым:  $s = 0.27 \pm 0.09$ .

И расстояние до пульсара В1237+25, равное  $0.85 \pm 0.06$ , и его собственное движение  $117.9 \pm 0.2$  мсек дуги в год были получены Брискенном и др. [107]. Как и в предыдущем случае величина  $a$  в обоих экспериментах получилась сходной, откуда мы получаем одинаковые значения для расстояния до экрана  $0.73 \pm 0.04$  и  $0.72 \pm 0.02$ .

Расстояние и собственное движение пульсара В1929+10 приведены в работе Кирстена и др. [131]:  $D = 0.36 \pm 0.01$  кпк и  $\mu = 103.5 \pm 0.2$  мсек дуги в год. Достаточно высокая точность определения расстояния здесь позволяет со значительно более высокой точностью определить расстояние до экрана в  $0.436 \pm 0.010$  или  $0.19 \pm 0.05$  кпк от Солнца.

### 4.3 Анализ размера кружка рассеяния

Пожалуй, основным методом для определения расстояний стало сравнение времени рассеяния  $\tau_{sc}$  и диаметра диска рассеяния  $\theta_H$ . Зависимость этих величин от распределения рассеивающего вещества имеет вид [15]:

$$\theta_H^2 = \frac{4 \ln 2}{D^2} \int_0^D z^2 \psi(z) dz, \quad (4.6)$$

$$\tau_{sc} = \frac{1}{2cD} \int_0^D z(D-z) \psi(z) dz, \quad (4.7)$$

где  $z$  — координата, измеряемая вдоль луча зрения от пульсара ( $z = 0$ ) к наблюдателю ( $z = D$ ), а  $\psi(z)$  описывает распределение неоднородностей в турбулентной плазме. Решения для простейших моделей были рассмотрены в работах [14], [15]. В случае равномерного распределения рассеивающей плазмы ( $\psi(z) = \Psi_0 = const.$ ) величины  $\theta_{H,u}$  и  $\tau_{sc}$  связаны соотношением

$$\theta_{H,u}^2 = 16 \ln 2 c \tau_{sc} / D. \quad (4.8)$$

В обеих упомянутых работах делался вывод о том, что для значительного числа исследуемых пульсаров такая модель не противоречит наблюдениям. В то же время, размеры дисков рассеяния тогда были известны либо достаточно плохо, либо были получены только их верхние оценки. Наши исследования показали, что реальные значения обычно в несколько раз меньше предсказываемых уравнением 4.8, что требует введения более сложных моделей.

Следующая по сложности модель — одиночный рассеивающий тонкий экран ( $\psi(z) = \Psi_1 \delta(z - (D - D_S))$ ), где  $\delta(z)$  — дельта-функция, а  $D_S$  — расстояние от наблюдателя до экрана. Подставив  $\psi(z)$  в выражения 4.6 и 4.7, и применив 4.8, получим

$$s = \left( 1 + \frac{\theta_{H,u}^2}{2\theta_H^2} \right)^{-1}. \quad (4.9)$$

Отметим, что при  $\theta_H = \theta_{H,u}$  положение экрана получается равным  $s = 2/3$ . Это означает, что в такой ситуации мы не можем различить модель с экраном и модель однородно распределенной среды, не используя дополнительную информацию.

Очевидно, что ни одна из приведенных моделей в природе в чистом виде не реализуется. Более реалистичной можно считать модель, в которой есть один тонкий экран, который погружен в равномерно распределенную рассеивающую плазму. Следуя формализму [14], можно записать

$$\psi(z) = \Psi_1 \delta(z - (D - D_S)) + \Psi_0. \quad (4.10)$$

Тогда соотношение между  $\theta_H$  и  $\theta_{H,u}$  принимает вид

$$\theta_H^2 = \theta_{H,u}^2 \frac{\chi + 3s^2}{\chi + 6s(1-s)}, \quad (4.11)$$

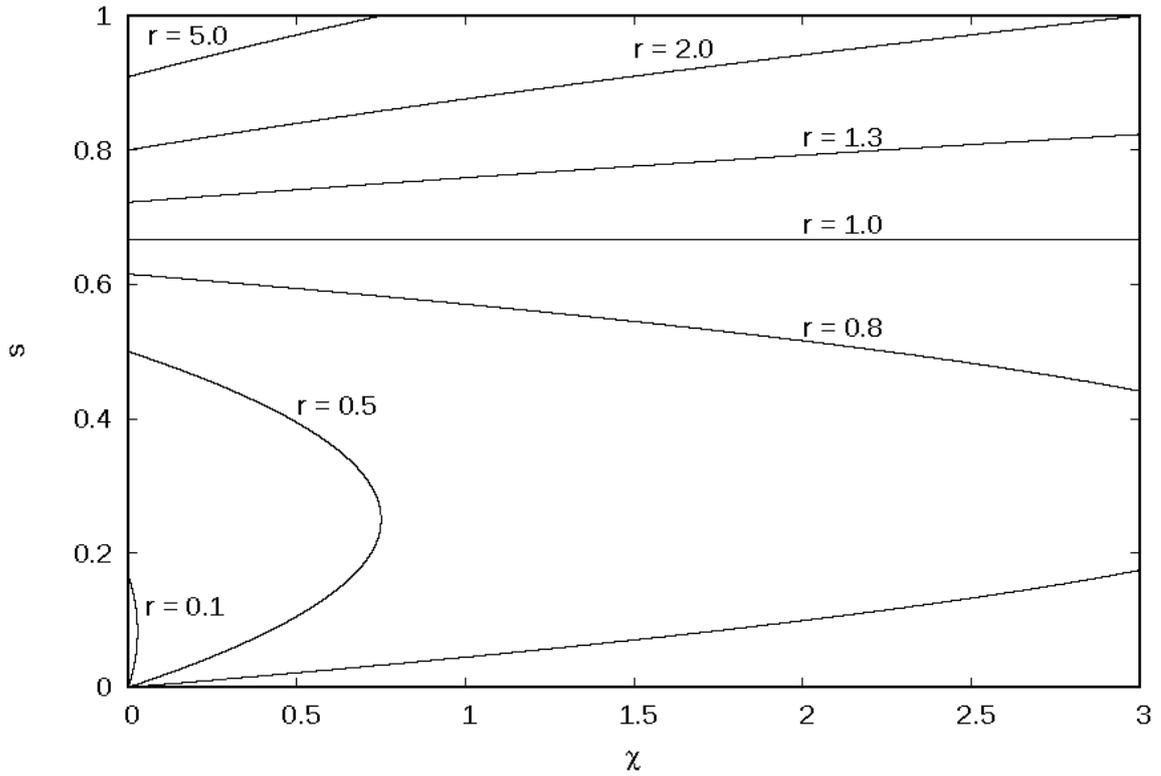
где мы ввели обозначение  $\chi = \Psi_0 D / \Psi_1$ , которое описывает относительный вклад каждого из компонентов в рассеяние. Когда все рассеяние производится экраном ( $\chi \rightarrow 0$ ), модель сводится к уже рассмотренной модели одиночного экрана, а в случае  $\chi \rightarrow \infty$  — к модели равномерно распределенной плазмы.

Решив уравнение 4.11 относительно  $s$  мы получим

$$s = \frac{1 \pm \left[ 1 - \frac{(1+2r)(1-r)}{3r^2} \chi \right]^{1/2}}{2 + r^{-1}}, \quad (4.12)$$

где  $r = \theta_H^2 / \theta_{H,u}^2$  имеет смысл относительного размера диска рассеяния.

На рисунке 4.5 показана зависимость относительного расстояния экрана  $s$  от отношения вклада в рассеяние компактного и протяженного компонент рассеивающей среды  $\chi$  для разных относительных размеров диска рассеяния  $r$ . В зависимости от величины  $r$  можно выделить две области, в которых положение экрана различным образом изменяется при вариации величины  $\chi$ . При  $r < 1$  и  $0 < \chi < \chi_{max}$  всегда имеется два решения уравнения 4.11, т.е. два возможных положения экрана: одно несколько ближе к пульсару, чем  $s_0 = s(\chi = 0)$ , а другое рядом с пульсаром. Формально, при  $\chi = 0$  всегда есть второе решение  $s = 0$ , которое интереса не представляет. По мере увеличения  $\chi$  эти два решения смещаются друг другу навстречу, пока не сливаются при  $\chi = \chi_{max} = 3r^2 [(1+2r)(1-r)]^{-1}$ . В предельном случае  $s = s_0/2$ . При  $\chi > \chi_{max}$  действительных решений не существует, поэтому величина  $\chi_{max}$  характеризует максимально возможный вклад протяженного компонента межзвездной среды в рассеяние. Важным следствием является невозможность указать положение экрана без привлечения дополнительной информации о меж-



**Рис. 4.5:** Зависимость относительного расстояния до экрана  $s$  от отношения вклада в рассеяние компактного и протяженного компонент рассеивающей среды  $\chi$  для разных относительных размеров диска рассеяния  $r$ . Результат диссертанта из работы [A4].

звездной среде. Можно лишь утверждать, что расстояние до экрана должно находиться в интервале  $s \in [0; s_0]$ .

В случае  $r > 1$  решение в интересующей нас области  $0 < s < 1$  остается только одно. По мере увеличения  $\chi$  экран из положения  $s_0$  сдвигается в сторону наблюдателя и достигает его при значении  $\chi_{max} = 3 \cdot (r - 1)^{-1}$ . Таким образом, и при  $r > 1$  есть возможность ввести в модель лишь ограниченное количество равномерно распределенной среды, в то время как для положения экрана мы можем лишь указать границы возможного диапазона:  $s \in [s_0; 1)$ .

Можно оценить вклад распределенной рассеивающей среды по нашим наблюдениям. Так расстояние до экрана, находящегося на пути к В1641–45, было оценено как  $s = 0.36 \pm 0.02$  или  $d = 2.7 \pm 0.2$  кпк при расстоянии до пульсара  $4.5 \pm 0.4$  кпк. Тогда величина  $\chi_{max} = 0.20 \pm 0.03$ , т.е. экран рассеивает излучение пульсара как минимум в 5 раз эффективнее, чем вся остальная среда. В направлении пульсара располагаются две области ионизованного водорода II: G339.1–0.2 и G339.1–0.4. Вайсберг и др. относят область G339.1-0.2 на расстояние в 6.7 кпк, а область G339.1-0.4 на расстояние 3.3 кпк. [132]. Если

ассоциировать экран с последней Н II областью, то с учетом неопределенности положения пульсара, вклад экрана в образование кружка рассеяния может быть до 16 раз больше при более дальнем положении экрана, чем у однородно распределенной среды.

Более строгие ограничения можно наложить на протяженную среду в направлении пульсара В1749–28. Расстояние до него известно достаточно плохо:  $D = 0.2^{+1.1}_{-0.1}$  кпк. При близком расположении пульсара все рассеяние должно происходить примерно в 10 парсеках от пульсара, где влияние однородной среды оказывается ничтожным. Если пульсар расположен на расстоянии 1.3 кпк, то экран можно отодвинуть от него вплоть до 300 парсек, но рассеивание распределенной средой все равно не превышает 0.2% от рассеивания, производимого экраном. В исследуемом направлении располагается Н II область RCW 124 (G0.55–0.85) [133]. Расстояние до нее не известно, но можно предположить, что эта область располагается в ближайшем спиральном рукаве Киля–Стрельца. Тогда для рассеяния на этой Н II области необходимо, чтобы пульсар располагался на расстоянии около 1 кпк или дальше от наблюдателя. Таким образом, эффекты рассеяния свидетельствуют в пользу более далекого расстояния пульсара.

Исследования вторичных спектров показывают, что на луче зрения могут находиться два и более тонких рассеивающих экрана, каждый из которых формирует свою параболическую дугу [86]. Среди исследуемых нами пульсаров В1933+16 показывает наличие двух экранов. Поэтому интерес представляет модель с двумя экранами и однородно распределенной средой. В такой модели функция  $\psi(z)$  принимает вид

$$\psi(z) = \Psi_0 + \Psi_1\delta(z - (D - d_1)) + \Psi_2\delta(z - (D - d_2)). \quad (4.13)$$

Введя обозначения  $\chi_1 = \Psi_0 D / \Psi_1$  и  $\chi_2 = \Psi_0 D / \Psi_2$ , получим зависимость

$$\chi_1 = \frac{3s_1[2r(1 - s_1) - s_1]}{1 - r - 3s_2[2r(1 - s_2) - s_2]}/\chi_2. \quad (4.14)$$

Если в модели оставить только два экрана и убрать распределенную среду, то можно напрямую сравнить силу рассеяния в каждом экране  $\chi_{12} = \Psi_1 / \Psi_2$  как функцию  $r$ ,  $s_1$  и  $s_2$ :

$$\chi_{12} = \frac{s_2 2(1 - s_2)r - s_2}{s_1 s_1 - 2(1 - s_1)r}. \quad (4.15)$$

Расстояния от наблюдателя до экранов, полученное из исследования вторичных спектров, равны  $1.3_{-0.4}^{+0.7}$  кпк и  $3.1_{-0.7}^{+0.5}$  кпк при расстоянии до пульсара  $3.7_{-0.8}^{+1.3}$ . Отметим, что расстояние до ближайшего к наблюдателю экрана примерно равно трети расстояния до пульсара, т.е. для рассматриваемого метода одинаково хорошо моделируется и экраном, и протяженной средой. Считая, что все рассеяние происходит только на двух экранах, с помощью формулы 4.15 определяем, что вклад дальнего экрана в рассеяние, т.е. в образование кружка рассеяния и временное уширение сигнала, в 20–40 раз больше, чем ближнего. Качественно такой вывод напрашивался, поскольку положение экрана, определенное из формулы 4.9, близко к положению дальнего экрана.

Добавим в нашу модель равномерно распределенную рассеивающую плазму. Выражение (4.14) допускает наличие такого компонента, рассеивающего в 10–30 слабее дальнего экрана. При большей мощности равномерно распределенной среды ближний экран не может существовать.

Наконец, четвертый метод оценки расстояния до экрана основан на сравнении пространственного размера пятна рассеяния  $\rho_{dif}$ , который мы получаем из формулы 3.12, и времени мерцания  $t_{dif}$ . Время мерцаний характеризует время прохождения мерцательного пятна через антенну, тогда как  $\rho_{dif}$  — размер пятна в направлении базы. Тогда можно получить характерное значение скорости  $V_{ISS}$ :

$$V_{ISS} = \frac{\rho_{dif}}{t_{dif}}. \quad (4.16)$$

Очевидно, этот метод является родственным по отношению к рассмотренному в § 4.1. Далее, подставляя полученное значение  $V_{ISS}$  в 4.1, можно получить расстояние до экрана. Как и ранее, скорости экрана и наблюдателя не учитывались.

Этот метод наряду с определением расстояния по величине диска рассеяния мы применили при исследовании шести пульсаров. Для В0823+26 мы определили  $\rho_{dif} = (4.3 \pm 0.4) \times 10^4$  км ( $\approx 3$  диаметра Земли). Тангенциальная скорость пульсара составляет 190 км/с [130], поэтому мы пренебрегли скоростью движения Земли и экрана и, используя полученное нами значение  $t_{dif} = 70 \pm 3$  с, получили расстояние до экрана  $s = 0.28 \pm 0.08$ , что соответствует расстоянию наблюдатель–экран  $260 \pm 30$  пс. Это значение хорошо совпадает с полученным ранее по задержке картины мерцаний. Поскольку нами также был определен

размер диска рассеяния, мы смогли вычислить расстояние с помощью формул 4.8, 4.9:  $s = 0.53 \pm 0.13$ . Эта величина значительно отличается от предыдущих. Различие можно объяснить, предположив, что часть рассеяния происходит не в тонком экране, а в протяженной среде. Достаточно, чтобы вклады обеих компонент были равными. Расстояния, полученные иными способами (§ 4.1, § 4.2) также свидетельствуют в пользу более близкого к пульсару положения экрана, примерно на четверти расстояния до пульсара.

Величина  $\rho_{dif}$  для пульсара B1929+10 получилась равной  $(1.1 \pm 0.1) \times 10^5$  км, откуда мы получили расстояние до экрана  $s = 0.27 \pm 0.11$ . Как и для B0823+26 мы смогли определить расстояние до экрана с помощью формулы 4.9:  $s = 0.37 \pm 0.05$ . Оно оказалось несколько завышенным по сравнению с полученным по 4.16. Здесь, кроме, возможно, сложной структуры рассеивающей среды, большое влияние может оказывать тот факт, что время рассеяния  $\tau_{sc}$  оказалось близко ко временному разрешению коррелятора. Если истинное значение  $\tau_{sc}$  меньше определенного нами, то расстояние до экрана должно быть больше. Расстояние, полученное по дугам, больше обоих расстояний, полученных выше.

Для пульсара B2016+28 вычисленное значение скорости  $V_{ISS}$  при значении  $\rho_{dif} = (3.4 \pm 0.5) \times 10^4$  км получается равным всего  $16 \pm 2$  км/с. Надо учесть, что время мерцаний определено с невысокой точностью и может быть значительно больше. В таком случае, эффективная скорость может оказаться еще меньше. В таких обстоятельствах нам необходимо учесть не только скорость пульсара  $30_{-4}^{+3}$  км/с [107], но и проекцию скорости орбитального движения Земли, которая на момент наблюдения составила 16.1 км/с. Тогда получаем расстояние до экрана  $s = 0.99 \pm 6$ . Мы не знаем скорости экрана, а при малой скорости пульсара она может быть доминирующим фактором при определении  $V_{ISS}$ . Таким образом полученное значение имеет не слишком большую надежность. Сопоставляя кружок рассеяния со временем рассеяния мы получаем  $s = 0.42 \pm 0.08$ .

Из трех сеансов наблюдения пульсара B0834+06 только два получились успешными с точки зрения интерферометрии: в сеансе 08.12.2014 был всего один наземный телескоп, а на наземно-космической базе интерферометрический лепесток не был найден. В сеансе 2015 года мы получили  $\rho_{dif} = (6.0 \pm 0.9) \times 10^4$  км, откуда  $s = 0.36 \pm 0.06$ ,  $d_s = 0.40 \pm 0.04$  кпк. Оценки размеров диаметра кружка рассеяния и времени рассеяния дали соответственно  $\theta_H = 1.2 \pm 0.4$  mas

и  $\tau_{sc} = 0.76 \pm 9$  мкс. С помощью 4.9 получили  $s = 0.34 \pm 0.11$ , что находится в хорошем согласии с предыдущим измерением.

В 2012 году картина мерцаний, как было показано выше, разительно отличалась от той, что наблюдалась в последующие годы. Однако, измерения масштаба неоднородностей  $\rho_{dif} = (9.3 \pm 1.9) \times 10^4$  км позволили определить скорость картины мерцаний  $V_{ISS} = 8000 \pm 3000$  км/с, откуда при тангенциальной скорости пульсара  $V_p = 151 \pm 18$  км/с [130] получаем относительное расстояние  $s = 0.019 \pm 0.009$ . По формуле 4.9 получаем  $s = 0.020 \pm 0.014$ . Эти оценки расстояния до экрана оказываются близкими друг к другу, но противоречат результатам для 2015 года. В то же время, расстояния по дугам одинаковы для всех наблюдений.

Известные из литературы оценки размера диска рассеяния достигают 20 мсек дуги [74], что значительно превышает наши результаты. По всей видимости, в наших интерферометрических измерениях нам доступна только небольшая самая яркая часть диска рассеяния, которая изменяется со временем. Мы предполагаем, что за изменение структуры диска рассеяния, который формируется на  $s \approx 0.3$  ответственен близкий к пульсару экран ( $s \approx 0.02$ ). По всей видимости, в результате быстрого движения пульсара относительно ближнего к нему экрана происходит изменение в освещении более дальнего, что мы наблюдаем в виде вариаций параметров мерцаний на интервале нескольких лет.

В двух исследованиях мерцаний пульсара В1237+25 были реализованы проекции наземно-космической базы 120 000 и 79 000 км. Даже на самой большой базе размер кружка рассеяния остался неразрешенным. Поэтому единственным обоснованным значением расстояния до экрана остается расстояние по дугам.

Для пульсара В0329+54 расстояние до экрана по формуле 4.9 получилось равным  $0.5 \pm 0.1$ . Выражение 4.16 дает значение эффективной скорости 170 км/с, откуда, учитывая скорость пульсара 95 км/с [107] и принимая во внимание, что во время наблюдения проекция скорости Земли была примерно перпендикулярна скорости пульсара, получаем положение экрана  $0.37 \pm 0.06$ . Последнее значение получилось заметно меньшим, но совпадающим с предыдущим в пределах погрешностей.

При исследовании пульсара В0833–45 мы измерили масштаб дифракцион-

ной картины  $\rho_{dif}$  на базе АТ–НН для эпохи 2013 года и получили  $3100 \pm 200$  км. Вкупе с временем мерцаний  $t_{dif} = 9.0 \pm 0.3$  с он дает значение  $V_{ISS} = 340 \pm 30$  км/с. Это заметно меньше, чем мы получили при анализе задержки картины мерцаний (§ 4.1). Пренебрегая скоростью экрана и наблюдателя по сравнению со скоростью пульсара  $V_p = 78 \pm 5$  км/с [134], получаем  $s = 0.19 \pm 0.08$ . Полученное значение расстояния совпадает в пределах ошибки со значением, полученным в [123].

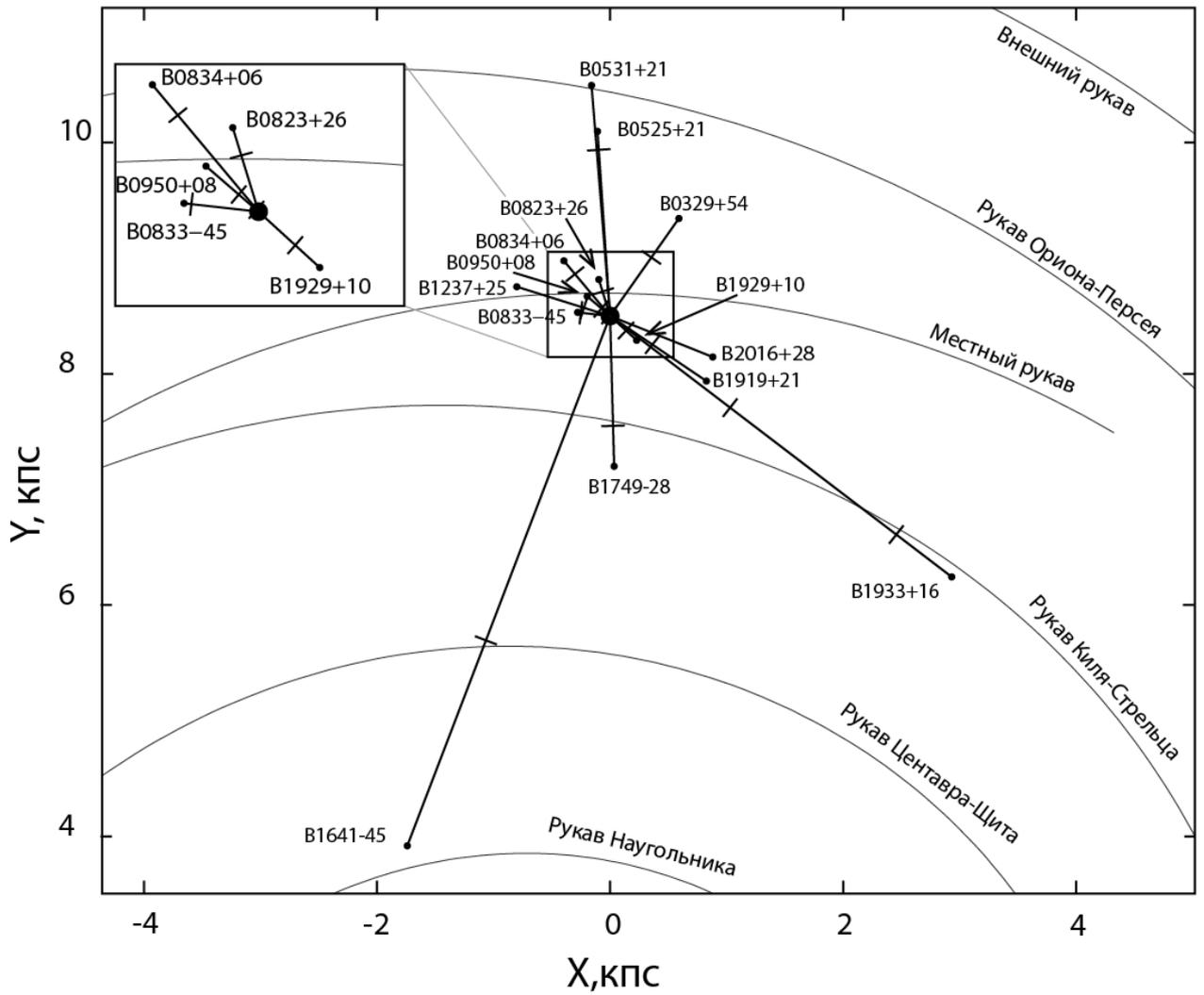
Сделаем оценку положения эффективного рассеивающего экрана по соотношению (4.9). Возьмем угол рассеяния, определенный на базе АТ–НН (4.5 мсек дуги). Для  $\tau_{sc}$  мы получили значение  $10 \pm 1$  мкс. Тогда относительное расстояние экрана  $s = 0.21 \pm 0.05$ ; относительно большая неопределенность связана с некоторым произволом в выборе значений  $\theta_H$  и  $\tau_{sc}$  для эллиптического диска рассеяния.

Все расстояния до экранов, полученные разными методами, сведены в таблицу 4.1. На рисунке 4.6 показаны найденные нами положения рассеивающих экранов в проекции на плоскость Галактики. Кроме них на нем присутствуют результаты из работ [16–18]. Положение экранов, рассеивающих излучение далеких пульсаров, хорошо совпадает с положением средних линий спиральных рукавов, что ожидаемо, поскольку существование в спиральных рукавах областей турбулентной плазмы более вероятно.

Пульсар В0833–45 погружен в остаток сверхновой, который в свою очередь находится на краю туманности Гама. Радиус оболочки сверхновой равен 18 пк [109], что при расстоянии до пульсара 290 пк соответствует  $s = 0.06$ , что существенно меньше наших оценок. Возможной причиной этого противоречия является то, что используемое приближение тонкого экрана не может служить адекватным описанием рассеяния излучения на неоднородностях плазмы как внутри, так и вне остатка сверхновой. Толщина оболочки туманности Гама оценивается в  $18.5 \pm 1.55$  пк. В пределах оболочки электронная концентрация в 100 раз выше, чем в окружающей среде [135], т.е. практически вся мера дисперсии набирается в оболочке. Согласно [136], угол рассеяния и уширение импульсов пульсара могут быть объяснены влиянием турбулентной среды в оболочке туманности Гама. Если считать, что основным источником дополнительного рассеяния также является туманность Гама, причем ее вклад составляет 5%

**Таблица 4.1:** Определение расстояний до рассеивающих экранов. Обозначения столбцов:  $s$  – относительное расстояние от пульсара до экрана:  $s_1$  получено из анализа диска рассеяния с помощью 4.9,  $s_2$  получено из анализа диска рассеяния с помощью 4.16 и 4.1,  $s_3$  – из задержки между динамическими спектрами,  $s_4$  – из анализа параболических дуг. Таблица составлена диссертантом на основании данных, опубликованных в [A1-A3, A5].

Пульсар	Дата	$s_1$	$s_2$	$s_3$	$s_4$
B0329+54	01.01.2014	0.5(1)	0.37(6)		
B0823+26	11.03.2015	0.53(13)	0.28(8)		0.34(10)
	11.03.2015			0.23(3)	0.40(9)
B0833–45	10.05.2012			0.13(10)	
	18.05.2012				
	15.12.2013	0.21(5)	0.19(8)		
B0834+06	26.04.2012	0.020(14)	0.019(9)		0.27(9)
	08.12.2014				0.27(9)
	08.04.2015	0.36(6)	0.34(11)		0.27(10)
B1237+25	13.05.2015				0.73(4)
	07.06.2015				0.72(2)
B1641–45	18.03.2014	0.36(2)			
B1749–28	26.05.2014	$0.07^{+0.27}_{-0.04}$		0.22	
B1933+16	01.08.2013	$0.26^{+0.07}_{-0.06}$			$0.64^{+0.15}_{-0.19}$ , $0.16^{+0.13}_{-0.08}$
B1929+10	05.05.2015	$>0.36(5)$	0.27(11)		0.436(10)
B2016+28	22.05.2015	0.42(8)	$> 0.9$		



**Рис. 4.6:** Карта расположения рассеивающих экранов (показаны короткими штрихами) в проекции на плоскость Галактики. Результат диссертанта и соавторов из работы [А3].

от рассеяния в основном модельном тонком слое, то оценка расстояния экрана изменяется на  $s = 0.04$  [123].

Согласно [109], структура остатка сверхновой Vela описывается предложенной в [137] моделью оболочки, расширяющейся в двухфазной межзвездной среде, состоящей из облаков и межоблачной среды. В этой модели первоначальная ударная волна распространяется по более горячей и разреженной межоблачной среде, а сравнительно более холодные и плотные облака могут в течение длительного времени продолжать свое существование во внутренних областях оболочки. При этом вблизи поверхности раздела двух фаз за счет теплопроводности происходит нагрев и «испарение» облаков, так что массовая доля облачной фазы со временем падает. Если контраст плотности между облаками и межоблачной средой велик, то скорость, приобретенная облаком после прохождения ударной волны, мала по сравнению со скоростью течения плазмы межоблачной среды. В дальнейшем, за счет гидродинамического взаимодействия между облаком и обтекающим его потоком межоблачного газа происходит выравнивание скоростей двух фаз.

Граница между межоблачным газом и обтекаемым им облаком представляет собой тангенциальный разрыв. Гидродинамическая неустойчивость тангенциального разрыва вызывает формирование турбулентного следа — длинной квазицилиндрической или квазиконической области турбулентного движения, переносимой вниз по течению от облака. При пересечении лучом зрения турбулентного следа могут возникать все известные наблюдательные эффекты, вызываемые рассеянием на межзвездной плазме, однако морфология и кинематика такой рассеивающей области кардинально отличаются от моделей, обычно используемых при интерпретации наблюдений межзвездных мерцаний (тонкие фазовые экраны или однородная среда со случайными флуктуациями электронной плотности). В силу этого использование приближений, основанных на стандартных моделях, при анализе наблюдательных проявлений рассеяния в турбулентных следах может приводить к качественно неверным результатам.

Так как направление скорости потока межоблачной плазмы близко к радиальному, то пересечение турбулентного следа возможно только для луча зрения, проходящего на сравнительно небольшом расстоянии от облака, ответственного за образование следа. При этом пересечение границы рассеивающей обла-

сти происходит по направлению, близкому к касательной. Мерцания, вызванные рассеянием на двумерных структурах, пересекаемых почти по касательной, рассматривались в [11], где показано, что в этом случае отличия геометрии поверхности раздела от плоской сильно влияют на наблюдаемые характеристики рассеянного излучения. В частности, при такой геометрии рассеяние оказывается высоко анизотропным.

## 4.4 Выводы

В этом разделе было описано четыре способа определения расстояния до рассеивающего экрана, а также показаны примеры реализации этих методов.

В §4.1 показан простой геометрический метод на основе определения задержки между динамическими спектрами на различных антеннах. К сожалению, для проведения измерений таким методом нужны антенны с высокой чувствительностью для того, чтобы построить динамический спектр с высоким временным и частотным разрешением. Нам редко когда удавалось организовать эксперимент с несколькими такими телескопами, поэтому применить такой метод получилось всего три раза.

Для вычисления расстояния до экрана с помощью вторичных спектров, напротив, достаточно одного крупного телескопа. Результаты хорошо воспроизводятся не только в близких по времени экспериментах, но и спустя многие годы. Однако дуги в динамических спектрах присутствуют не у всех пульсаров. В нашей выборке таких объектов оказалось 50%.

Последние два метода в равной степени требуют измерения размеров кружка рассеяния, для чего, за редким исключением, требуются интерферометрические базы, превышающие размер нашей планеты. Наземно-космический интерферометр «Радиоастрон» дал нам уникальный шанс провести измерения с такими большими базами. В ближайшие годы повторить такие измерения не получится. Однако, для точных измерений необходимо было, чтобы проекция наземно-космической базы в течение эксперимента изменялась в нужном диапазоне расстояний, который априори неизвестен. Поэтому точность измерения как кружков рассеяния, так и расстояний, не всегда была достаточной.

Для каждого из методов есть набор неизвестных величин, таких как ско-

рость экрана, направление движения дифракционной картины или структура рассеивающей среды. Незнание этих величин уменьшает точность наших измерений. Тем не менее, благодаря тому, что мы имеем возможность использовать разные методы, чувствительные к разным допущениям, мы можем контролировать справедливость сделанных допущений и достоверность полученного результата.

## Заключение

Работа посвящена исследованию эффектов мерцания десяти радиопульсаров на неоднородностях межзвездной среды и определению положения рассеивающей среды в пространстве с помощью наблюдений, полученных в процессе работы наземно-космического радиоинтерферометра «Радиоастрон». Благодаря уникальной разрешающей способности наземно-космического интерферометра удалось получить недостижимые ранее уникальные данные.

В диссертации представлены следующие результаты:

1. С помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» впервые надежно измерены угловые размеры дисков рассеяния для 9 пульсаров. Измеренные значения лежат в интервале от 0.78 до 12.3 миллисекунд дуги на частоте 324 МГц и от 0.5 до 27 миллисекунд дуги на частоте 1.664 ГГц. Такие величины недоступны для измерения на наземных РСДБ системах.
2. Сравнение измеренных угловых размеров дисков рассеяния с временем запаздывания рассеянных лучей показало, что модель однородной рассеивающей среды не согласуется с наблюдательными данными ни для одного из исследованных пульсаров. Следовательно, рассеяние происходит на сравнительно компактных слоях турбулентной плазмы в Галактике.
3. В модели тонкого рассеивающего экрана определены расстояния до этих компактных слоев плазмы в направлении каждого пульсара. В ряде случаев положения таких выделенных слоев турбулентной плазмы совпадает с известными физическими структурами в Галактике: это области спиральных рукавов — местный спиральный рукав для пульсара В0823+26, рукав Центавра-Щита для пульсара В1641–45 и рукав Киля-Стрельца для пульсара В1749–28. Для последних двух объектов возможна связь с

конкретными рассеивающими туманностями – это зоны НП G339.1-04 и RCW 142 соответственно. В случае пульсара B0833–45 (пульсар в созвездии Парусов, Vela) положение рассеивающего экрана оказалось близким к положению оболочки остатка сверхновой. Такие совпадения подтверждают применимость модели тонкого рассеивающего экрана для интерпретации экспериментальных данных.

4. Обнаружено анизотропное рассеяние радиоизлучения пульсара в созвездии Парусов (Vela pulsar). Непосредственно измерен диск рассеяния, который имеет форму эллипса с отношением осей 2:1. Такое анизотропное рассеяние может быть объяснено особенностями турбулентных слоев в остатке вспышки сверхновой.
5. Во вторичных динамических спектрах нескольких пульсаров (B0823+26, B0834+26, B1237+25, B1929+10 и B1933+16) с помощью разработанной специальной методики выделены специфические структуры, называемые параболическими арками. Для объектов B1237+25 и B1933+16 такие структуры выявлены впервые. Само существование параболических арок указывает на анизотропное рассеяние в компактных плазменных слоях в соответствии с существующей теорией.
6. Были определены расстояния до рассеивающих экранов несколькими методами, в том числе для пульсаров B0823+26, B0834+26, B1237+25, B1929+10 и B1933+16 с использованием полученной нами кривизны параболических арок и известному собственному движению пульсаров.
7. Сравнение результатов определения расстояний до рассеивающих экранов несколькими способами показывает удовлетворительные совпадения для пульсаров B0329+54, B1749–28, B1929+10 и обнаруживает значительные расхождения для пульсаров B0823+26, B0834+26, B1933+16 и B2016+28. Наличие таких расхождений свидетельствует о том, что модель тонкого экрана не всегда адекватно описывает явления рассеяния.
8. Рассмотрен теоретически случай рассеяния на тонком экране в комбинации с вкладом от однородно распределенной среды. Показано что положение экрана в такой комбинации не может быть установлено однозначно.

9. Определены характерные масштабы дифракционных мерцаний по времени и частоте для всех исследованных пульсаров. Оказалось, что для пульсара В0834+06 измеренные значения полосы декорреляции изменяются в 50 раз между 2012 и 2014 годом. Такие кардинальные изменения налагают серьёзные ограничения на параметры и свойства пространственной структуры турбулентных слоёв плазмы на луче зрения к этому пульсару.
10. Определены показатели степени спектра пространственных неоднородностей в направлении на пульсары В0823+26, В0833–45, В0834+06, В1237+25, В1929+10, В1933+16 и В2016+28 на основе анализа структурных функций. Полученные значения заключены в интервале от 2.83 до 3.75.

### **Благодарности**

Выражаю глубокую благодарность своему научному руководителю Михаилу Васильевичу Попову за ценные указания и безграничное терпение во время выполнения научной работы; моим соавторам за обсуждения и замечания; своей семье и друзьям за поддержку.

# Литература

- [1] P. A. G. Scheuer. Amplitude Variations in Pulsed Radio Sources. *Nature*, 218:920–922, June 1968.
- [2] B. J. Rickett. Interstellar scattering and scintillation of radio waves. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 15:479–504, 1977.
- [3] Дж. Тейлор Р. Манчестер. *Пульсары*. Мир, 1980.
- [4] D. R. Lorimer and M Kramer. *Handbook of pulsar astronomy*. Cambridge university press, 2005.
- [5] A. R. Thompson, J. M. Moran, and G. W. Swenson Jr. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. Springer, Cham, 2017.
- [6] J. W. Armstrong, B. J. Rickett, and S. R. Spangler. Electron Density Power Spectrum in the Local Interstellar Medium. *ApJ*, 443:209, April 1995.
- [7] Y. Gupta. Pulsars and Interstellar Scintillations. In M. Kramer, N. Wex, and R. Wielebinski, editors, *IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, volume 202 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 539, January 2000.
- [8] D. R. Stinebring, M. A. McLaughlin, J. M. Cordes, K. M. Becker, J. E. Espinoza Goodman, M. A. Kramer, J. L. Sheekard, and C. T. Smith. Faint Scattering Around Pulsars: Probing the Interstellar Medium on Solar System Size Scales. *ApJ*, 549(1):L97–L100, March 2001.
- [9] M. A. Walker, D. B. Melrose, D. R. Stinebring, and C. M. Zhang. Interpretation of parabolic arcs in pulsar secondary spectra. *MNRAS*, 354(1):43–54, October 2004.

- [10] James M. Cordes, Barney J. Rickett, Daniel R. Stinebring, and William A. Coles. Theory of Parabolic Arcs in Interstellar Scintillation Spectra. *ApJ*, 637(1):346–365, January 2006.
- [11] Ue-Li Pen and Yuri Levin. Pulsar scintillations from corrugated reconnection sheets in the interstellar medium. *MNRAS*, 442(4):3338–3346, August 2014.
- [12] S. Liu, U.-L. Pen, J.-P. Macquart, W. Brisken, and A. Deller. Pulsar lensing geometry. *MNRAS*, 458:1289–1299, May 2016.
- [13] Carl R. Gwinn. Noodle model for scintillation arcs. *MNRAS*, 486(2):2809–2826, June 2019.
- [14] C. R. Gwinn, N. Bartel, and J. M. Cordes. Angular broadening of pulsars and the distribution of interstellar plasma fluctuations. *ApJ*, 410:673–685, June 1993.
- [15] M. C. Britton, C. R. Gwinn, and M. J. Ojeda. Angular Broadening of Nearby Pulsars. *ApJ*, 501:L101–L104, July 1998.
- [16] T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, J. M. Anderson, A. S. Andrianov, N. Bartel, A. Deller, M. D. Johnson, B. C. Joshi, N. S. Kardashev, R. Karuppusamy, Y. Y. Kovalev, M. Kramer, V. A. Soglasnov, J. A. Zensus, and V. I. Zhuravlev. RadioAstron Studies of the Nearby, Turbulent Interstellar Plasma with the Longest Space-Ground Interferometer Baseline. *ApJ*, 786:115, May 2014.
- [17] V. I. Shishov, T. V. Smirnova, C. R. Gwinn, A. S. Andrianov, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, and V. A. Soglasnov. Interstellar scintillations of PSR B1919+21: space-ground interferometry. *MNRAS*, 468:3709–3717, July 2017.
- [18] A. S. Andrianov, T. V. Smirnova, V. I. Shishov, C. Gwinn, and M. V. Popov. Distribution of interstellar plasma in the direction of PSR B0525+21 from data obtained on a ground-space interferometer. *Astronomy Reports*, 61:513–520, June 2017.

- [19] Jeffrey L. Linsky, Barney J. Rickett, and Seth Redfield. The Origin of Radio Scintillation in the Local Interstellar Medium. *ApJ*, 675(1):413–419, March 2008.
- [20] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*, 217(5130):709–713, Feb 1968.
- [21] The nobel prize in physics 1974. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1974/summary/>.
- [22] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue. *AJ*, 129(4):1993–2006, April 2005.
- [23] Atnf pulsar catalogue. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>.
- [24] И. Ф. Малов. *Радиопульсары*. Наука, 2004.
- [25] В. С. Бескин. Радиопульсары — уже пятьдесят лет! *Усп. физ. наук*, 188(4):377–408, 2018.
- [26] Emmanuel Fonseca, Timothy T. Pennucci, Justin A. Ellis, Ingrid H. Stairs, David J. Nice, Scott M. Ransom, Paul B. Demorest, Zaven Arzoumanian, Kathryn Crowter, Timothy Dolch, Robert D. Ferdman, Marjorie E. Gonzalez, Glenn Jones, Megan L. Jones, Michael T. Lam, Lina Levin, Maura A. McLaughlin, Kevin Stovall, Joseph K. Swiggum, and Weiwei Zhu. The NANOGrav Nine-year Data Set: Mass and Geometric Measurements of Binary Millisecond Pulsars. *ApJ*, 832(2):167, December 2016.
- [27] J. M. Lattimer and M. Prakash. Neutron Star Structure and the Equation of State. *ApJ*, 550(1):426–442, March 2001.
- [28] J. P. Ostriker and J. E. Gunn. On the Nature of Pulsars. I. Theory. *ApJ*, 157:1395, September 1969.

- [29] Chang-Qing Ye, De-Hua Wang, Cheng-Min Zhang, and Zhen-Qi Diao. Evolution implications of neutron star magnetic fields: inferred from pulsars and cyclotron lines of HMXBs. *Ap&SS*, 364(11):198, November 2019.
- [30] O. Maron, J. Kijak, M. Kramer, and R. Wielebinski. Pulsar spectra of radio emission. *A&AS*, 147:195–203, December 2000.
- [31] M. Kramer, K. M. Xilouris, A. Jessner, R. Wielebinski, and M. Timofeev. A turn-up in pulsar spectra at mm-wavelengths? *A&A*, 306:867, February 1996.
- [32] A. Esamdin, D. Abdurixit, R. N. Manchester, and H. B. Niu. PSR B0826-34: Sometimes a Rotating Radio Transient. *ApJ*, 759(1):L3, November 2012.
- [33] J. M. Weisberg, R. W. Romani, and J. H. Taylor. Evidence for Geodetic Spin Precession in the Binary Pulsar PSR 1913+16. *ApJ*, 347:1030, December 1989.
- [34] J. van Leeuwen, L. Kasian, I. H. Stairs, D. R. Lorimer, F. Camilo, S. Chatterjee, I. Cognard, G. Desvignes, P. C. C. Freire, G. H. Janssen, M. Kramer, A. G. Lyne, D. J. Nice, S. M. Ransom, B. W. Stappers, and J. M. Weisberg. The Binary Companion of Young, Relativistic Pulsar J1906+0746. *ApJ*, 798(2):118, January 2015.
- [35] J. L. Palfreyman, J. M. Dickey, S. P. Ellingsen, I. R. Jones, and A. W. Hotan. Temporal Evolution of the Vela Pulsar’s Pulse Profile. *ApJ*, 820(1):64, March 2016.
- [36] I. H. Stairs, A. G. Lyne, and S. L. Shemar. Evidence for free precession in a pulsar. *Nature*, 406(6795):484–486, August 2000.
- [37] D. C. Backer. Peculiar Pulse Burst in PSR 1237 + 25. *Nature*, 228(5278):1297–1298, December 1970.
- [38] A. G. Lyne. Mode changing in pulsar radiation. *MNRAS*, 153:27P, January 1971.
- [39] S. A. Suleimanova and V. A. Izvekova. Two Meter Emission Modes for PSR0943+10. *Soviet Ast.*, 28:32–35, February 1984.

- [40] Ch. Lange, M. Kramer, R. Wielebinski, and A. Jessner. Radio pulsar microstructure at 1.41 and 4.85 GHz. *A&A*, 332:111–120, April 1998.
- [41] T. H. Hankins, J. S. Kern, J. C. Weatherall, and J. A. Eilek. Nanosecond radio bursts from strong plasma turbulence in the Crab pulsar. *Nature*, 422(6928):141–143, March 2003.
- [42] А. Г. Рудницкий, М. В. Попов, and В. А. Согласнов. Зондирование космической плазмы гигантскими импульсами пульсара в крабовидной туманности. *Астрономический журнал*, 94:387–399, 2017.
- [43] D. C. Backer. Pulsar Nulling Phenomena. *Nature*, 228(5266):42–43, October 1970.
- [44] James D. Biggs. An Analysis of Radio Pulsar Nulling Statistics. *ApJ*, 394:574, August 1992.
- [45] M. Kramer, A. G. Lyne, J. T. O’Brien, C. A. Jordan, and D. R. Lorimer. A Periodically Active Pulsar Giving Insight into Magnetospheric Physics. *Science*, 312(5773):549–551, April 2006.
- [46] E. F. Keane and M. A. McLaughlin. Rotating radio transients. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 39(3):333–352, September 2011.
- [47] F. D. Drake and H. D. Craft. Second Periodic Pulsation in Pulsars. *Nature*, 220(5164):231–235, October 1968.
- [48] Avinash A. Deshpande and Joanna M. Rankin. The topology and polarization of sub-beams associated with the ‘drifting’ sub-pulse emission of pulsar B0943+10 - I. Analysis of Arecibo 430- and 111-MHz observations. *MNRAS*, 322(3):438–460, April 2001.
- [49] Rahul Basu and Dipanjan Mitra. Characterizing the nature of subpulse drifting in pulsars. *MNRAS*, 475(4):5098–5107, April 2018.
- [50] Haley M. Wahl, Daniel J. Orfeo, Joanna M. Rankin, and Joel M. Weisberg. Quasi-periodicities in the anomalous emission events in pulsars B1859+07 and B0919+06. *MNRAS*, 461(4):3740–3746, October 2016.

- [51] R. Yuen and D. B. Melrose. A model for abrupt changes in pulsar pulse profile. *MNRAS*, 469(2):2049–2058, August 2017.
- [52] G. Shaifullah, C. Tiburzi, S. Osłowski, J. P. W. Verbiest, A. Szary, J. Künsemöller, A. Horneffer, J. Anderson, M. Kramer, D. J. Schwarz, G. Mann, M. Steinmetz, and C. Vocks. Multifrequency behaviour of the anomalous events of PSR J0922+0638. *MNRAS*, 477(1):L25–L29, June 2018.
- [53] D. M. Gould and A. G. Lyne. Multifrequency polarimetry of 300 radio pulsars. *MNRAS*, 301(1):235–260, November 1998.
- [54] J. G. Ables and R. N. Manchester. Hydrogen-line absorption observations of distant pulsars. *A&A*, 50:177–184, July 1976.
- [55] J. M. Cordes and T. J. W. Lazio. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. *arXiv e-prints*, pages astro-ph/0207156, July 2002.
- [56] J. M. Yao, R. N. Manchester, and N. Wang. A New Electron-density Model for Estimation of Pulsar and FRB Distances. *ApJ*, 835(1):29, January 2017.
- [57] Д. В. Сивухин. *Общий курс физики*, volume IV. Оптика of *Учебное пособие: Для вузов. В 5 т.* Физматлит, 2002.
- [58] V. V. Vitkevich and Yu. P. Shitov. Linear Polarization of MP 0628 and its Emission at Metre Wavelengths. *Nature*, 226(5252):1235–1236, June 1970.
- [59] J. L. Han, R. N. Manchester, A. G. Lyne, G. J. Qiao, and W. van Straten. Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 642(2):868–881, May 2006.
- [60] Thomas L. Wilson, Kristen Rohlfs, and Susanne Hüttemeister. *Tools of Radio Astronomy*. Springer, Berlin, Heidelberg, 5 edition, 2009.
- [61] J. M. Sutton. Scattering of pulsar radiation in the interstellar medium. *MNRAS*, 155:51, 1971.
- [62] B. J. Rickett. Radio propagation through the turbulent interstellar plasma. *ARA&A*, 28:561–605, January 1990.

- [63] L. C. Lee and J. R. Jokipii. Strong scintillations in astrophysics. II. A theory of temporal broadening of pulses. *ApJ*, 201:532–543, October 1975.
- [64] W. Sieber. Causal relationship between pulsar long-term intensity variations and the interstellar medium. *A&A*, 113:311–313, September 1982.
- [65] B. J. Rickett, W. A. Coles, and G. Bourgois. Slow scintillation in the interstellar medium. *A&A*, 134:390–395, May 1984.
- [66] Steven R. Spangler and Takayuki Sakurai. Radio Interferometer Observations of Solar Wind Turbulence from the Orbit of HELIOS to the Solar Corona. *ApJ*, 445:999, June 1995.
- [67] Н. С. Кардашев, Хартов В. В., and Абрамов В. В. et al. “Радиоастрон” - телескоп размером 300000 км: основные параметры и первые результаты наблюдений. *Астрономический журнал*, 90(3):179–222, 2013.
- [68] Vladimir I. Zhuravlev, Yu I. Yermolaev, and A. S. Andrianov. Probing the ionosphere by the pulsar B0950+08 with help of RadioAstron ground-space baselines. *MNRAS*, 491(4):5843–5851, February 2020.
- [69] M. V. Popov, N. Bartel, M. S. Burgin, T. V. Smirnova, and V. A. Soglasnov. Ionospheric effects in VLBI measured with space-ground interferometer RadioAstron. *MNRAS*, 506(3):4101–4106, September 2021.
- [70] C. R. Gwinn, M. C. Britton, J. E. Reynolds, D. L. Jauncey, E. A. King, P. M. McCulloch, J. E. J. Lovell, and R. A. Preston. Interstellar Optics. *ApJ*, 505(2):928–940, October 1998.
- [71] C. R. Gwinn. Interferometric Visibility of a Scintillating Source. *ApJ*, 554(2):1197–1209, June 2001.
- [72] C. R. Gwinn, M. V. Popov, N. Bartel, A. S. Andrianov, M. D. Johnson, B. C. Joshi, N. S. Kardashev, R. Karuppusamy, Y. Y. Kovalev, M. Kramer, A. G. Rudnitskii, E. R. Safutdinov, V. I. Shishov, T. V. Smirnova, V. A. Soglasnov, S. F. Steinmassl, J. A. Zensus, and V. I. Zhuravlev. PSR B0329+54: Statistics of Substructure Discovered within the Scattering Disk on RadioAstron Baselines of up to 235,000 km. *ApJ*, 822:96, May 2016.

- [73] C. R. Gwinn, J. M. Cordes, N. Bartel, A. Wolszczan, and R. L. Mutel. VLBI Observations of a Pulsar's Scattering Disk. *ApJ*, 334:L13, November 1988.
- [74] W. F. Brisken, J. P. Macquart, J. J. Gao, B. J. Rickett, W. A. Coles, A. T. Deller, S. J. Tingay, and C. J. West. 100  $\mu$ as Resolution VLBI Imaging of Anisotropic Interstellar Scattering Toward Pulsar B0834+06. *ApJ*, 708(1):232–243, January 2010.
- [75] Michael D. Johnson, Yuri Y. Kovalev, Carl R. Gwinn, Leonid I. Gurvits, Ramesh Narayan, Jean-Pierre Macquart, David L. Jauncey, Peter A. Voitsik, James M. Anderson, Kirill V. Sokolovsky, and Mikhail M. Lisakov. Extreme Brightness Temperatures and Refractive Substructure in 3C273 with RadioAstron. *ApJ*, 820(1):L10, March 2016.
- [76] S. M. Ransom, V. M. Kaspi, R. Ramachandran, P. Demorest, D. C. Backer, E. D. Pfahl, F. D. Ghigo, and D. L. Kaplan. Green Bank Telescope Measurement of the Systemic Velocity of the Double Pulsar Binary J0737-3039 and Implications for Its Formation. *ApJ*, 609(2):L71–L74, July 2004.
- [77] D. J. Reardon, W. A. Coles, G. Hobbs, S. Ord, M. Kerr, M. Bailes, N. D. R. Bhat, and V. Venkatraman Krishnan. Modelling annual and orbital variations in the scintillation of the relativistic binary PSR J1141-6545. *MNRAS*, 485(3):4389–4403, May 2019.
- [78] Ramesh Narayan and Jeremy Goodman. The shape of a scatter-broadened image. I - Numerical simulations and physical principles. *MNRAS*, 238:963–1028, June 1989.
- [79] J. Goodman and R. Narayan. The Shape of a Scatter Broadened Image - Part Two - Interferometric Visibilities. *MNRAS*, 238:995, June 1989.
- [80] J. M. Cordes and A. Wolszczan. Multiple Imaging of Pulsars by Refraction in the Interstellar Medium. *ApJ*, 307:L27, August 1986.
- [81] Barney J. Rickett, Andrew G. Lyne, and Yashwant Gupta. Interstellar Fringes from Pulsar B0834+06. *MNRAS*, 287(4):739–752, June 1997.

- [82] D. Simard, U. L. Pen, V. R. Marthi, and W. Brisken. A comparison of interferometric and single-dish methods to measure distances to pulsar scattering screens. *MNRAS*, 488(4):4952–4962, October 2019.
- [83] J. M. Cordes and B. J. Rickett. Diffractive Interstellar Scintillation Timescales and Velocities. *ApJ*, 507(2):846–860, November 1998.
- [84] Frank S. Trang and Barney J. Rickett. Modeling of Interstellar Scintillation Arcs from Pulsar B1133+16. *ApJ*, 661(2):1064–1072, June 2007.
- [85] Alex S. Hill, Daniel R. Stinebring, Henry A. Barnor, Daniel E. Berwick, and Aaron B. Webber. Pulsar Scintillation Arcs. I. Frequency Dependence. *ApJ*, 599(1):457–464, December 2003.
- [86] Margaret L. Putney and Daniel R. Stinebring. Multiple Scintillation Arcs In Six Pulsars. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, 6(S2):233–236, December 2006.
- [87] D. R. Stinebring, A. S. Hill, and S. M. Ransom. Scintillation Arcs and Binary Pulsars with an Application to PSR J0737-3039. In Fred A. Rasio and Ingrid H. Stairs, editors, *Binary Radio Pulsars*, volume 328 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 349, July 2005.
- [88] Daniel R. Stinebring. Scintillation Arcs: Probing Turbulence and Structure in the ISM. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, 6(S2):204–210, December 2006.
- [89] Barney Rickett, Dan Stinebring, Bill Coles, and Gao Jian-Jian. Pulsar Scintillation Arcs reveal filaments in the Interstellar Plasma. In Marta Burgay, Nicolò D’Amico, Paolo Esposito, Alberto Pellizzoni, and Andrea Possenti, editors, *Radio Pulsars: An Astrophysical Key to Unlock the Secrets of the Universe*, volume 1357 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 97–100, August 2011.
- [90] Alex S. Hill, Daniel R. Stinebring, Curtis T. Asplund, Daniel E. Berwick, Wendeline B. Everett, and Natalie R. Hinkel. Deflection of Pulsar Signal

- Reveals Compact Structures in the Galaxy. *ApJ*, 619(2):L171–L174, February 2005.
- [91] Ue-Li Pen and Lindsay King. Refractive convergent plasma lenses explain extreme scattering events and pulsar scintillation. *MNRAS*, 421(1):L132–L136, March 2012.
- [92] Dana Simard and Ue-Li Pen. Predicting pulsar scintillation from refractive plasma sheets. *MNRAS*, 478(1):983–994, July 2018.
- [93] Carl R. Gwinn and Evan B. Sosenko. Scintillation arc brightness and electron density for an analytical noodle model. *MNRAS*, 489(3):3692–3709, November 2019.
- [94] Z. Paragi. Real-time processing e-vlbi with the evn and the ska. In *2015 1st URSI Atlantic Radio Science Conference (URSI AT-RASC)*, pages 1–1, 2015.
- [95] G. S. Levy, R. P. Linfield, J. S. Ulvestad, C. D. Edwards, J. F. Jordan, S. J. di Nardo, C. S. Christensen, R. A. Preston, L. J. Skjerve, L. R. Stavert, B. F. Burke, A. R. Whitney, R. J. Cappallo, A. E. E. Rogers, K. B. Blaney, M. J. Maher, C. H. Ottenhoff, D. L. Jauncey, W. L. Peters, T. Nishimura, T. Hayashi, T. Takano, T. Yamada, H. Hirabayashi, M. Morimoto, M. Inoue, T. Shiomi, N. Kawaguchi, and H. Kunimori. Very Long Baseline Interferometric Observations made with an Orbiting Radio Telescope. *Science*, 234(4773):187–189, October 1986.
- [96] H. Hirabayashi and H. Hirosawa. The VSOP Mission: A General Introduction and Current Overview. *Advances in Space Research*, 26(4):589–595, January 2000.
- [97] H. Hirabayashi. The Japanese Space VLBI Mission After VSOP. *Advances in Space Research*, 26(4):751–756, January 2000.
- [98] N. S. Kardashev, V. V. Khartov, V. V. Abramov, and et. al. “RadioAstron”—A telescope with a size of 300 000 km: Main parameters and first observational results. *Astronomy Reports*, 57:153–194, March 2013.

- [99] В. В. Андреев, Кардашев Н. С., and Хартов В. В. Наземно-космический радиointерферометр "Радиоастрон". *Космические исследования*, 52(5):353–359, 2014.
- [100] Radioastron user handbook. <http://www.asc.rssi.ru/radioastron/documents/rauh/en/rauh.pdf>.
- [101] Willem Baan, Alexey Alakoz, Tao An, Simon Ellingsen, Christian Henkel, Hiroshi Imai, Vladimir Kostenko, Ivan Litovchenko, James Moran, Andrej Sobolev, and Alexander Tolmachev. H<sub>2</sub>O MegaMasers: RadioAstron success story. In A. Tarchi, M. J. Reid, and P. Castangia, editors, *Astrophysical Masers: Unlocking the Mysteries of the Universe*, volume 336, pages 422–425, August 2018.
- [102] Sergey F. Likhachev, Vladimir I. Kostenko, Igor A. Girin, Andrey S. Andrianov, Alexey G. Rudnitskiy, and Vladimir E. Zharov. Software Correlator for Radioastron Mission. *Journal of Astronomical Instrumentation*, 6(3):1750004–131, September 2017.
- [103] G. B. Hobbs, R. T. Edwards, and R. N. Manchester. TEMPO2, a new pulsar-timing package - I. An overview. *MNRAS*, 369(2):655–672, June 2006.
- [104] E. W. Greisen. *The FITS Interferometry Data Interchange Convention - Revised*, 02 2016.
- [105] Goddard Space Flight Center. *CFITSIO User's Reference Guide. An Interface to FITS Format Files for C Programmers*, 3.3 edition, April 2012.
- [106] J. P. W. Verbiest, J. M. Weisberg, A. A. Chael, K. J. Lee, and D. R. Lorimer. On Pulsar Distance Measurements and Their Uncertainties. *ApJ*, 755(1):39, August 2012.
- [107] W. F. Brisken, J. M. Benson, W. M. Goss, and S. E. Thorsett. Very Long Baseline Array Measurement of Nine Pulsar Parallaxes. *ApJ*, 571:906–917, June 2002.
- [108] C. R. Gwinn, J. H. Taylor, J. M. Weisberg, and L. A. Rawley. Measurement of pulsar parallaxes by VLBI. *AJ*, 91:338–342, February 1986.

- [109] I. Sushch, B. Hnatyk, and A. Neronov. Modeling of the Vela complex including the Vela supernova remnant, the binary system  $\gamma^2$  Velorum, and the Gum nebula. *A&A*, 525:A154, January 2011.
- [110] N. D. R. Bhat, A. P. Rao, and Y. Gupta. Long-Term Scintillation Studies of Pulsars. I. Observations and Basic Results. *ApJ Supplement Series*, 121:483–513, April 1999.
- [111] V. I. Shishov, T. V. Smirnova, W. Sieber, V. M. Malofeev, V. A. Potapov, D. Stinebring, M. Kramer, A. Jessner, and R. Wielebinski. Measurements of the interstellar turbulent plasma spectrum of PSR B0329+54 using multi-frequency observations of interstellar scintillation. *A&A*, 404:557–567, June 2003.
- [112] T. V. Smirnova, V. I. Shishov, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, E. N. Fadeev, M. V. Popov, A. G. Rudnitskii, V. A. Soglasnov, and V. A. Zuga. Abnormal scattering event in the direction to the pulsar B0834+06. *MNRAS*, 496(4):5149–5159, August 2020.
- [113] D.H. Ballard. Generalizing the hough transform to detect arbitrary shapes. *Pattern Recognition*, 13(2):111–122, 1981.
- [114] N. D. R. Bhat, S. M. Ord, S. E. Tremblay, S. J. McSweeney, and S. J. Tingay. Scintillation Arcs in Low-frequency Observations of the Timing-array Millisecond Pulsar PSR J0437-4715. *ApJ*, 818:86, February 2016.
- [115] Tim Sprenger, Olaf Wucknitz, Robert Main, Daniel Baker, and Walter Brisken. The  $\theta$ - $\theta$  diagram: transforming pulsar scintillation spectra to coordinates on highly anisotropic interstellar scattering screens. *MNRAS*, 500(1):1114–1124, January 2021.
- [116] Daniel Baker, Walter Brisken, Marten H. van Kerkwijk, Robert Main, Ue-Li Pen, Tim Sprenger, and Olaf Wucknitz. Interstellar Interferometry: Precise Curvature Measurement from Pulsar Secondary Spectra. *arXiv e-prints*, page arXiv:2101.04646, January 2021.

- [117] Barney J. Rickett, Dan R. Stinebring, Hengrui Zhu, and Anthony H. Minter. Scintillation Arcs in Pulsar B0450-18. *ApJ*, 907(1):49, January 2021.
- [118] Ju-Mei Yao, Wei-Wei Zhu, Pei Wang, Di Li, Ji-Guang Lu, Fei-Fei Kou, Ye-Zhao Yu, Bo Peng, and FAST Collaboration. FAST interstellar scintillation observation of PSR B1929+10 and PSR B1842+14. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 20(5):076, May 2020.
- [119] A. Wolszczan and J. M. Cordes. Interstellar interferometry of the pulsar PSR 1237+25. *ApJ Letters*, 320:L35–L39, September 1987.
- [120] O. Löhmer, M. Kramer, D. Mitra, D. R. Lorimer, and A. G. Lyne. Anomalous Scattering of Highly Dispersed Pulsars. *ApJ*, 562(2):L157–L161, December 2001.
- [121] O. Löhmer, D. Mitra, Y. Gupta, M. Kramer, and A. Ahuja. The frequency evolution of interstellar pulse broadening from radio pulsars. *A&A*, 425:569–575, October 2004.
- [122] Wojciech Lewandowski, Magdalena Kowalińska, and Jaroslaw Kijak. The analysis of the largest sample of multifrequency pulsar scatter time estimates. *MNRAS*, 449(2):1570–1583, May 2015.
- [123] K. M. Desai, C. R. Gwinn, J. Reynolds, E. A. King, D. Jauncey, C. Flanagan, G. Nicolson, R. A. Preston, and D. L. Jones. A Speckle Hologram of the Interstellar Plasma. *ApJ*, 393:L75, July 1992.
- [124] Dale A. Frail and Joel M. Weisberg. A Critical Evaluation of Pulsar Distance Measurements. *AJ*, 100:743, September 1990.
- [125] Simon Johnston, Bärbel Koribalski, Joel M. Weisberg, and Warwick Wilson. Hi line measurements of pulsars towards the Galactic Centre and the electron density in the inner Galaxy. *MNRAS*, 322(4):715–722, April 2001.
- [126] E. B. Fomalont, W. M. Goss, R. N. Manchester, and A. G. Lyne. Improved proper motions for pulsars from VLA observations. *MNRAS*, 286(1):81–84, March 1997.

- [127] G. Hobbs, A. G. Lyne, M. Kramer, C. E. Martin, and C. Jordan. Long-term timing observations of 374 pulsars. *MNRAS*, 353(4):1311–1344, October 2004.
- [128] W. Z. Zou, G. Hobbs, N. Wang, R. N. Manchester, X. J. Wu, and H. X. Wang. Timing measurements and proper motions of 74 pulsars using the Nanshan radio telescope. *MNRAS*, 362:1189–1198, October 2005.
- [129] G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, and M. Kramer. A statistical study of 233 pulsar proper motions. *MNRAS*, 360(3):974–992, July 2005.
- [130] A. G. Lyne, B. Anderson, and M. J. Salter. The proper motions of 26 pulsars. *MNRAS*, 201:503–520, November 1982.
- [131] F. Kirsten, W. Vlemmings, R. M. Campbell, M. Kramer, and S. Chatterjee. Revisiting the birth locations of pulsars B1929+10, B2020+28, and B2021+51. *A&A*, 577:A111, May 2015.
- [132] Joel M. Weisberg, Simon Johnston, Bärbel Koribalski, and Snezana Stanimirović. Discovery of Pulsed OH Maser Emission Stimulated by a Pulsar. *Science*, 309(5731):106–110, June 2005.
- [133] F. F. Gardner and J. B. Whiteoak. G 0.55-0.85, an H II region-molecular cloud complex. *MNRAS*, 171:29P–31P, June 1975.
- [134] R. Dodson, D. Legge, J. E. Reynolds, and P. M. McCulloch. The Vela Pulsar’s Proper Motion and Parallax Derived from VLBI Observations. *ApJ*, 596(2):1137–1141, October 2003.
- [135] C. R. Purcell, B. M. Gaensler, X. H. Sun, E. Carretti, G. Bernardi, M. Haverkorn, M. J. Kesteven, S. Poppi, D. H. F. M. Schnitzeler, and L. Staveley-Smith. A Radio-Polarisation and Rotation Measure Study of the Gum Nebula and Its Environment. *ApJ*, 804(1):22, May 2015.
- [136] A. В. Пынзарь. Расстояние до пульсара b1818-04 и распределение межзвездной турбулентной плазмы в направлениях на пульсары b0833-45, b1818-04 и b1933+16. *Астрономический журнал*, 94(5):411–423, 2017.

- [137] Richard L. White and Knox S. Long. Supernova Remnant Evolution in an Interstellar Medium with Evaporating Clouds. *ApJ*, 373:543, June 1991.

## Список иллюстраций

- 1.1 Путь преломленного луча в модели тонкого фазового экрана. Пояснительный материал. Рисунок выполнен диссертантом. . . . . 18
- 1.2 Примеры тонкой структуры модуля функции видности  $|V(\tau, f_{max})|$  пульсара В0329+54, как функции задержки  $\tau$  при фиксированной частоте интерференции  $f_{max}$ . Иллюстрация заимствована из работы [72]. . . . . 25
- 1.3 Вверху: динамический спектр пульсара J0737–3039 на частоте 820 МГц. Внизу: модельное значение  $V_{ISS}$ . Иллюстрация заимствована из работы [76]. . . . . 26
- 1.4 Вторичные спектры шести пульсаров. Название пульсара и частота наблюдения указаны над каждым спектром. По горизонтальной оси отложена частота интерференции в мГц, по вертикальной — задержка в мкс. Изображение заимствовано из работы [86]. 29
- 2.1 Схематичное изображение формирования окон на импульсе и вне его. Рисунок выполнен диссертантом. . . . . 40
- 2.2 Интегральные значения OFF-спектров на телескопах Аресибо (AR), Торунь (TR) и Светлое (SV) за время наблюдения пульсара В1933+16 на частоте 1664 МГц. Нижняя полоса, левая круговая поляризация. Пояснительный материал. Рисунок выполнен диссертантом. 42
- 2.3 Усредненный за один скан профиль верхней полосы приема в правой круговой поляризации антенны Грин-Бэнк (off-спектр) в диапазоне Р. Наблюдение пульсара В0834+06 08.12.2014. Черным показаны экспериментальные данные, белая линия — сглаженная полоса приема. По горизонтальной оси номер частотного канала, по вертикальной — интенсивность в условных единицах. Пояснительный материал. Рисунок выполнен диссертантом. . . . . 43

- 2.4 Примеры динамического автоспектра в окне вне импульса пульсара, полученного на телескопе Аресибо 05.05.2015 при наблюдении пульсара B1929+10 на частоте 324 МГц в правой круговой поляризации. (а) «Сырой» автоспектр без применения алгоритмов коррекции. На частотах ниже 324 МГц видны несколько сильных помех. Форма полосы приема асимметрична с максимумом около 329 МГц. (б) Тот же самый динамический спектр после удаления помех и коррекции формы полосы приема. Динамический диапазон на левом рисунке в 35 раз больше, чем на правом. Пояснительный материал. Рисунок сделан диссертантом. . . . . 44
- 3.1 Динамические автоспектры, полученные на частоте 324 МГц: (а) B0823+26 (сеанс RAGS04AJ, 11 марта 2015, GB), (б) B0823+26 (сеанс RAGS04AK, 11 марта 2015, GB), (с) B0834+06 (сеанс RAES06C, 26 апреля 2012, AR), (д) B0834+06 (сеанс RAGS04AH, 8 декабря 2014, GB), (е) B1237+25 (сеанс RAGS04AP, 13 мая 2015, GB), (ф) B1237+25 (сеанс RAGS04AR, 7 июня 2015, AR), (г) B1929+10 (сеанс RAGS04AO, 5 мая 2015, AR), (h) B2016+28 (сеанс RAGS04AQ, 22 мая 2015, AR). Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A3]. . . . . 53
- 3.2 Динамический автоспектр пульсара B1933+16, полученный на телескопе Аресибо на частоте 1668 МГц в правой круговой поляризации. Здесь объединены данные верхней и нижней субполос. Результат диссертанта из работы [A1]. . . . . 54
- 3.3 Пульсар B1933+16. Сечения двумерной корреляционной функции между динамическими спектрами в разных поляризациях на частоте 1668 МГц, полученными на телескопе в Аресибо, по времени (а) и по частоте (б). Сплошной линией на левом рисунке и отдельными точками показаны экспериментальные данные, штрихованными линиями — аппроксимирующая функция (она почти везде сливается с экспериментальными точками), пунктиром показаны компоненты аппроксимирующей функции с  $\alpha = 2$ , штрихпунктирными линиями — компоненты с  $\alpha = 4$  или 6. Результат диссертанта из работы [A1]. . . . . 55

- 3.4 Двумерная автокорреляционная функция динамического спектра пульсара B0834+06 (рис. 3.1(d)). По горизонтальной оси отложен сдвиг по частоте, по вертикальной — сдвиг по времени. Цветом показано значение АКФ. Результат диссертанта из работы [A3]. . . . . 56
- 3.5 Временная (а) и частотная (б) структурные функции, полученные при наблюдениях пульсара B0833–45 15.12.2013. Прямыми линиями показаны результаты аппроксимации начальных участков структурных функций. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A5]. . . . . 58
- 3.6 Структурные функции для пульсаров B0823+26 (а) и B2016+28 (б). Кружками на рисунке (а) и квадратами на рисунке (б) показана временная структурная функция, а квадратами на рисунке (а) и кружками на рисунке (б) — частотная. Совместный результат работы диссертанта и соавторов из работы [A3]. . . . . 59
- 3.7 Вторичные спектры пульсаров: (а) B0823+26 (11.03.2015, GB), (b) B0823+26 (11.03.2015, GB), (c) B0834+06 (26.04.2012, AR), (d) B0834+06 (08.12.2014, GB), (e) B0834+06 (08.04.2015, AR), (f) B1237+25 (13.05.2015, GB), (g) B1237+25 (07.06.2015, AR), (h) B1929+10 (05.05.2015, AR). Черными линиями показаны результаты аппроксимации. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A3]. . . . . 61
- 3.8 Вторичный спектр пульсара B1933+16. Наблюдение проводилось в диапазоне L 01.08.2013 на телескопе Аресибо. Результат диссертанта из работы [A1]. . . . . 62
- 3.9 Результат бинаризации вторичного спектра пульсара B1929+10 с различным пороговым значением. Пояснительный материал. Рисунок сделан диссертантом. . . . . 64
- 3.10 Значения функции  $P_{arc}$  от  $a$  (горизонтальная ось) и  $\Delta\nu$  (вертикальная ось) при аппроксимации вторичного спектра пульсара B1929+10. Цветом показана величина  $P_{arc}$ , чем светлее, тем больше. Все значения в условных единицах. Пояснительный материал. Рисунок сделан диссертантом. . . . . 64

- 3.11 (а) Вторичный спектр пульсара В0833–45, полученный 15 декабря 2013 г. на радиотелескопе АТСА в канале с левой круговой поляризацией. Изолинии соответствуют уровням  $10^{-5}$  (внешний контур),  $10^{-3}$ , 0.1 и 0.5 (внутренний контур) от максимального значения. (б) Зависимость модуля функции видности на базе АТ–НН от задержки, усредненная за весь период наблюдений эпохи 2013 г. Пунктирная и штрих-пунктирная линии показывают отдельные слагаемые в аппроксимации суммой двух экспоненциально убывающих компонентов. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А5]. . . . . 68
- 3.12 Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы для пульсара В1933+16 на частотах 324 МГц (а) на базе Вестерборк-«Радиоастрон» и 1668 МГц (б) на базах Аресибо-«Радиоастрон» (треугольники) и Аресибо-Светлое (крестики). Темные треугольники и сплошные линии здесь соответствуют верхней субполосе, светлые треугольники и штриховая линия — нижней. Ось X оцифрована в миллионах длин волн. Результат диссертанта из работы [А1]. . . . . 69
- 3.13 Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы для пульсара В0329+54 на частоте 324 МГц. Различным точкам соответствуют различные базы и различные даты наблюдений: ○ — WB-KL 01.01.2014, □ — WB-RA 01.01.2014, ■ — KL-RA 01-02.01.2014, ● — KL-RA 22.11.2013, × — KL-RA 01-02.2014 (60–120 Мλ) и KL-RA 22.11.2013 (больше 350 Мλ). Линией показана аппроксимация, сделанная с помощью уравнения 1.25 для  $\theta_H = 4.8 \cdot 10^{-3''}$ . Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А2]. . . . . 70

- 3.14 Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы. (а) Пульсар В1641–45 — сплошной линией показана аппроксимация с диаметром кружка рассеяния 27 миллисекунд дуги. Использованы только наземные проекции баз. (б) Пульсар 1749–28. Сплошной линией показана аппроксимация с диаметром кружка рассеяния 0.5 миллисекунд дуги. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А1]. . . . . 72
- 3.15 Средняя ковариационная функция от комплексного кросс-спектра: (а) пульсара В0823+26 на базе КРТ–Грин Бэнк, (б) пульсара В0834+06 на базе КРТ–Аресибо (наблюдение 2015 года). Пунктирная линия соответствует OFF-спектру. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3]. . . . . 74
- 3.16 Пульсар В1929+10. Модуль средней ковариационной функции кросс-спектра на базе КРТ–Аресибо. Пунктирная линия соответствует OFF-спектру. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3]. . . . . 75
- 3.17 Покрытие UV-плоскости наземными базами, проекции базы выражены в длинах волн (18 см). Слева (а) — базы длиной  $> 4 \times 10^6 \lambda$ , прямые показывают ориентацию баз, использованных для определения параметров эллипса рассеяния. Справа (б) — базы длиной  $< 4 \times 10^6 \lambda$ . Во врезке (в) приведен эллипс рассеяния в произвольном масштабе. . . . . 77
- 3.18 Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы по наблюдениям 2012 г. (а) и 2013 г. (б). Измеренные значения для базы НО–СД показаны символом "×", базы АТ–СД — символом "+", базы АТ–НО — символом "⊙" и базы Австралия–НН — символом "⊠". . . . . 77

- 4.1 (а) Пример ККФ динамических спектров, полученных телескопами АТ и НН во время наблюдения пульсара В0833—45 в 2013 году в одном из сканов. (б) Зависимость этой задержки от времени суток. Сплошной линией показан результат аппроксимации, в которой скорость является свободным параметром; пунктирной — теоретическая кривая для  $V_{ISS} = 340$  км/с. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А5]. . . . . 86
- 4.2 Зависимость задержки дифракционной картины в динамическом спектре пульсара В0823+26 от времени на базе WB-GB. Результат диссертанта и соавторов из работы [А3]. . . . . 87
- 4.3 Пример ККФ между динамическими спектрами пульсара В1749—28 на базе АТ-НН. Сдвиг максимума составляет 70 с. Результат диссертанта и соавторов из работы [А1]. . . . . 87
- 4.4 (а) Расположение векторов собственного движения, полученных в [126], [127], [128] в  $uv$ -плоскости. Индекс совпадает с первой буквой фамилии первого автора. Эллипсами показаны погрешности определения амплитуды и позиционного угла. (б) Расположение векторов тангенциальной скорости пульсара для различных вариантов собственного движения и проекции орбитальной скорости Земли ( $V_E$ ) на  $uv$ -плоскость. Величина скорости пульсара получена для расстояния 0.2 кпк, а описанная вокруг него кривая характеризует погрешность этой величины с учетом неопределенности как собственного движения, так и расстояния. Рисунки подготовлены диссертантом. Материал, не включенный в работу [А1]. . . . . 89
- 4.5 Зависимость относительного расстояния до экрана  $s$  от отношения вклада в рассеяние компактного и протяженного компонент рассеивающей среды  $\chi$  для разных относительных размеров диска рассеяния  $r$ . Результат диссертанта из работы [А4]. . . . . 94
- 4.6 Карта расположения рассеивающих экранов (показаны короткими штрихами) в проекции на плоскость Галактики. Результат диссертанта и соавторов из работы [А3]. . . . . 101

## Список таблиц

- 2.1 Список наземных радиотелескопов, использовавшихся при наблюдении пульсаров. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [A1-3, A5]. . . . . 38
- 2.2 Список наблюдавшихся пульсаров и их характеристики.  $P$  — период пульсара,  $DM$  — мера дисперсии,  $D$  — расстояние до пульсара,  $V_{p\perp}$  — тангенциальная скорость,  $l_g$  и  $b_g$  — галактическая долгота и широта соответственно. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [A1, A2, A3, A5], а также [12, 106–109] и каталога ATNF [22]. . . . . 46
- 2.3 Список наблюдательных сеансов. Обозначения столбцов: пульсар — стандартное обозначение пульсара; дата — дата начала наблюдательного сеанса; диапазон — частотный диапазон; наземные станции — коды наземных станций, участвовавших в наблюдательном сеансе, в соответствии с таб. 2.1; время наблюдения — продолжительность наблюдательного сеанса; проекция базы в диаметрах Земли. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [A1-A3, A5]. . . . . 47
- 3.1 Характеристики параболических дуг во вторичных спектрах пульсаров. Таблица составлена диссертантом на основе данных из работ [A1, A3]. . . . . 66

- 3.2 Список измеренных параметров мерцаний пульсаров, полученных из обработки динамических спектров. Значения определялись по данным наиболее чувствительного телескопа из участвовавших в наблюдательном сеансе. Обозначения столбцов: Пульсар – стандартное обозначение пульсара; Дата – дата начала наблюдательного сеанса;  $\Delta f_{dif}$  – полоса декорреляции в килогерцах;  $t_{dif}$  – время мерцаний в секундах;  $\alpha_t$  – показатель степени временной структурной функции;  $\alpha_f$  – показатель степени частотной структурной функции;  $\beta$  – показатель степени неоднородности рассеивающей плазмы;  $\tau_{sc}$  – время рассеяния в микросекундах;  $\theta_H$  – размер диска рассеяния в миллисекундах дуги. В скобках приведены погрешности измерений. Для пульсара В1933+16 в первой строке приведены данные, полученные в диапазоне L, а во второй строке – в диапазоне Р. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [А1-А3,А5]. Значения  $\alpha_t$  или  $\alpha_f$  для наблюдения В0834+06 2014 года дополнительно вычислены диссертантом. . . . . 80
- 4.1 Определение расстояний до рассеивающих экранов. Обозначения столбцов:  $s$  – относительное расстояние от пульсара до экрана:  $s_1$  получено из анализа диска рассеяния с помощью 4.9,  $s_2$  получено из анализа диска рассеяния с помощью 4.16 и 4.1,  $s_3$  – из задержки между динамическими спектрами,  $s_4$  – из анализа параболических дуг. Таблица составлена диссертантом на основании данных, опубликованных в [А1-А3, А5]. . . . . 100

# Приложение А

## Список используемых обозначений

Обозначение	Описание	Первое упоминание
$a$	Кривизна параболы во вторичном спектре	1.5
$A(\tau, \nu)$	Вторичный спектр	1.4
$\mathbf{b}$	Вектор базы интерферометра	1.3
$\mathbf{b}_{uv}$	Проекция вектора базы на $uv$ -плоскость	4.1
$b_V$	Проекция вектора базы на эффективную скорость картины мерцаний $V_{eff}$	4.1
$B_I$	Автокорреляционная или взаимная корреляционная функция вариаций интенсивности	3.1
$B_u(\Delta f)$	ковариационная функция флуктуаций потока	3.5
$B_u(\Delta \mathbf{b})$	пространственная ковариационная функция	3.5
$B_{\parallel}$	Компонент магнитного поля вдоль луча зрения	1.2
$C_{ne}^2$	Величина, характеризующая силу турбуленции	1.3
$C(\tau, \nu, \mathbf{b})$	Вторичный кросс-спектр	1.3
$c$	Скорость света	1.2
$D$	Расстояние до пульсара	1.2
$D'$	Расстояние от экрана до пульсара	1.3
$D_{eff}$	Эффективное расстояние до экрана	1.5
$D_o$	Размер апертуры телескопа	2.1
$D_s(\Delta t),$ $D_s(\Delta f)$	Фазовые структурные функции во временной и частотной областях	3.2
$D_S$	Расстояние от наблюдателя до экрана	1.3
$DM$	Мера дисперсии	1.2
$e$	Заряд электрона	1.2
$E$	Электрическое поле, принимаемое телескопом	1.4
$f$	Частота наблюдения	1.1
$f_p$	Плазменная частота	1.2
$H$	Часовой угол пульсара	4.1
$\tilde{I}(f, t)$	Автоспектр	1.4

Таблица 4.2: продолжение

Обозначение	Описание	Первое появление
$J(\mathbf{b}, \Delta f, \Delta t)$	Двумерная корреляционная функция видности	3.5
$k$	Волновое число	1.2
$L_s$	Толщина экрана	1.3
$l_f$	Размер первой зоны Френеля	1.3
$l_R$	Рефракционный масштаб мерцаний	1.3
$m$	Индекс модуляции (индекс мерцаний)	1.3
$m_e$	Масса электрона	1.2
$n$	Показатель преломления среды	1.2
$n_e$	Концентрация электронов на луче зрения	1.2
$P$	Период пульсара	1.1
$\dot{P}$	Производная периода пульсара	1.1
$P_2$	Характерный период между субимпульсами (для пульсаров с дрейфом субимпульсов)	1.1
$P_3$	Характерный период пересечения субимпульсами среднего профиля (для пульсаров с дрейфом субимпульсов)	1.1
$P_{arc}$	Мощность арки во вторичном спектре	3.3
$P_{n_e}(q)$	Пространственный спектр неоднородностей	1.3
$q = r_a^{-1}$	Волновое число	1.3
$\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B$	Радиус вектор антенны А, антенны В	1.4
$r$	Отношение измеренного размера диска рассеяния к предсказанному в модели равномерного распределения рассеивающей среды	4.3
$r_a$	Характерный размер неоднородностей межзвездной среды	1.3
$r_e$	Классический радиус электрона	1.3
$RM$	Мера вращения	1.2
$s$	Относительное расстояние от пульсара до экрана	1.3
$t_{dif}$	Время мерцаний или время декорреляции	1.3
$t_{int}$	Время анализа	1.4
$t_{ref}$	Характерное время рефракционных мерцаний	1.3
$\tilde{V}(f, t)$	Кросс-спектр	1.4
$V_{ISS}$	Скорость мерцаний	1.3
$V_{eff}$	Эффективная скорость экрана	1.5
$V_{p\perp}$	Тангенциальная скорость пульсара	1.5
$V_{o\perp}$	Тангенциальная скорость наблюдателя	1.5
$V_{s\perp}$	Тангенциальная скорость экрана	1.5

Таблица 4.2: продолжение

Обозначение	Описание	Первое появление
$\alpha$	Показатель степени функции, аппроксимирующей сечение АКФ	3.1
$\alpha_f, \alpha_t$	Наклон частотной и временной структурных функций соответственно	3.2
$\beta$	Показатель степени масштаба неоднородностей рассеивающей межзвездной среды	1.3
$\gamma$	$\gamma = 2\beta/(\beta - 2)$	1.3
$\Delta f_{dif}$	Полоса декорреляции	1.3
$\Delta\nu$	Сдвиг вершины параболической дуги вдоль оси $\nu$	3.3
$\delta$	Склонение пульсара	4.1
$\theta$	Угловое расстояние в диске рассеяния	1.5
$\theta_0$	Угол рассеяния (угол, на который отклоняется луч в результате рассеивания)	1.3
$\theta_{cr}$	Угловое разрешение телескопа	1.3
$\theta_H$	Полная ширина диска рассеяния на половине максимума	1.3
$\theta_{H,u}$	Полная ширина диска рассеяния на половине максимума в модели равномерного распределения рассеивающей среды	4.3
$\theta_S$	Угол рассеяния с точки зрения наблюдателя, на котором интенсивность падает в $\epsilon$ раз	1.3
$\kappa_i$	Внутренний масштаб турбулентности	1.3
$\kappa_o$	Внешний масштаб турбулентности	1.3
$\lambda$	Длина волны наблюдения	1.5
$\nu$	Частота интерференции	1.4
$\rho_{dif}$	Характерный пространственный масштаб дифракционной картины в плоскости наблюдателя	1.3
$\sigma_S$	Стандартное отклонение наблюдаемой плотности потока излучения	1.3
$\tau$	Задержка	1.4
$\tau_{sc}$	Время рассеяния	1.3
$\tau_{sc,1}$	Время рассеяния на частоте 1 ГГц	3.1
$\chi$	Отношение вклада в рассеяние равномерно распределенной и локализованной компонент межзвездной среды	4.3
$\Phi$	Фаза электромагнитного излучения	1.3
$\varphi$	Угол между эффективной скоростью $V_{ISS}$ и направлением вытянутости диска рассеяния	4.2
$\psi$	Угол поворота плоскости поляризации	1.2