

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

На правах рукописи
УДК 524.52; 524.54; 524.354.2; 524.354.4

Рудницкий Алексей Георгиевич

**ЗОНДИРОВАНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ
ГИГАНТСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ПУЛЬСАРА В
КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ**

Специальность 01.03.02 —
«Астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Попов Михаил Васильевич

Москва — 2017

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Гигантские импульсы пульсара в Крабовидной туманности	
туманности	13
1.1 Пульсар в Крабовидной туманности	13
1.2 Свойства гигантских импульсов пульсара В0531+21	17
1.3 Выводы	18
Глава 2. Распространение радиоизлучения гигантских импульсов в космической плазме	20
2.1 Эффекты рассеяния	20
2.1.1 Диск рассеяния	23
2.1.2 Время рассеяния	23
2.1.3 Мерцания	24
2.2 Модель тонкого рассеивающего экрана	25
2.3 Выводы	27
Глава 3. Радиointерферометрические наблюдения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности в миссии «Радиоастрон»	28
3.1 Радиointерферометрия со сверхдлинными базами	28
3.2 Миссия «Радиоастрон»	29
3.3 Наблюдения пульсара В0531+21	33
3.4 Обработка данных	36
3.4.1 Компенсация дисперсии	37
3.4.2 Когерентная компенсация дисперсии	38
3.4.3 Некогерентная компенсация дисперсии	40
3.4.4 Процедура корреляции	41
3.4.5 Нормировка амплитуды	44
3.5 Выводы	45

Глава 4. Исследование свойств гигантских импульсов пульсара	
в Крабовидной туманности	46
4.1 Обработка данных	46
4.2 Особенности измерения параметров рассеяния	48
4.3 Моделирование рассеяния	51
4.3.1 Влияние на полосу декорреляции	53
4.3.2 Влияние на функцию видности	54
4.4 Гигантский импульс как сильная электромагнитная волна	57
4.5 Распределение гигантских импульсов по энергиям	60
4.6 Фаза и структурная функция фазы для гигантских импульсов	65
4.7 Выводы	71
Глава 5. Зондирование космической плазмы гигантскими	
импульсами пульсара в Крабовидной туманности	74
5.1 Оценка параметров рассеяния	74
5.1.1 Угловые размеры кружка рассеяния	75
5.1.2 Полоса декорреляции	80
5.1.3 Время рассеяния	84
5.1.4 Расстояние до эффективного рассеивающего экрана	87
5.1.5 Радиус дифракционного пятна и время мерцаний	88
5.2 Выводы	89
Заключение	92
Список литературы	95
Список рисунков	105
Список таблиц	110

Введение

Рассеяние радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы от пространственно когерентных источников, каковыми являются пульсары, приводит к многолучевой интерференции, создающей в точке приема дифракционные искажения спектра и интенсивности радиоизлучения [1; 2]. Искажения в спектре пульсаров характеризуются частотным масштабом $\Delta\nu_d$ (полоса декорреляции). При этом наблюдаемые эффекты рассеяния также зависят от частоты наблюдения.

Благодаря своим сверхкомпактным размерам, пульсары предоставляют широкие возможности для изучения свойств ионизованной плазмы в Галактике путем измерений эффектов рассеяния. Основные свойства рассеяния принято интерпретировать в рамках модели изотропной и однородной турбулентности межзвездной среды с Колмогоровским спектром [3–5]. В результате исследования эффектов рассеяния по наблюдениям пульсаров было показано, что модель однородной среды редко оказывается адекватной. В большинстве случаев подходит модель тонкого рассеивающего экрана [6; 7], указывающая на существование выделенных неоднородностей на луче зрения. На наличие таких неоднородностей межзвездной плазмы указывают явления аномального рассеяния (ESE – extreme scattering events), которые неоднократно наблюдались для компактных внегалактических источников [8–10]. Указания на наличие анизотропии было получено в результате РСДБ наблюдений (радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами) [11]. Именно РСДБ наблюдения позволяют измерить угловой размер диска рассеяния [12].

Особенные перспективы предоставляет наземно-космический интерферометр «Радиоастрон», обеспечивающий высокое угловое разрешение: до 1 угловой миллисекунды дуги в метровом диапазоне радиоволн (92 см) и 0.2 угловых миллисекунд дуги в дециметровом диапазоне радиоволн (18 см). С помощью этого интерферометра были измерены угловые диаметры диска рассеяния для пульсаров V0329+54, V1641-45, V1749-28 и V1933+16 и определены расстояния до эффективных рассеивающих экранов [13; 14]. В направлении пульсаров V0950+08 и V1919+21 были выявлены близкие к Солнцу слои рассеивающей

плазмы (10-100 пк), которые могут быть ответственными за быструю переменность компактных внегалактических источников [15; 16].

После обнаружения наземно-космическим интерферометром «Радиоастрон» субструктуры диска рассеяния пульсара B0329+54 [13], были выполнены аналогичные исследования для центра Галактики Sgr A* с помощью наземного РСДБ на длине волны 1.3 см [17]. Результаты этих наблюдений подтвердили наличие субструктуры в диске рассеяния и не только у пульсаров, но и у объектов другого класса (например квазары или активные ядра галактик). Учет эффектов рассеяния и дальнейшее их исследование являются очень важными аспектами последующего проведения РСДБ наблюдений не только в радио-, но и в миллиметровом диапазоне. В первую очередь это относится к наблюдениям, выполняемых с помощью инструментов, которые обладают высоким угловым разрешением. К таким инструментам можно отнести, например, Event Horizon Telescope¹ или наземно-космический интерферометр «Миллиметрон»², основной задачей которых является исследование и получение изображения окрестностей черной дыры.

Целью данной работы является исследование структуры межзвездной среды и оценка параметров рассеяния с помощью методов наземно-космического РСДБ миссии «Радиоастрон» в направлении на пульсар B0531+21, который расположен в Крабовидной туманности, а также изучение свойств индивидуальных гигантских импульсов данного пульсара.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать модуль для программного коррелятора Астрокосмического Центра ФИАН, который позволяет выполнять потоковую обработку данных РСДБ наблюдений гигантских импульсов пульсаров.
2. Используя данные наблюдений наземно-космического интерферометра «Радиоастрон», для каждой эпохи наблюдений оценить параметры рассеяния: время рассеяния τ_{SC} , полосу декорреляции ν_d , угловой размер диска рассеяния θ_H , радиус дифракционного пятна r_{diff} , а также проанализировать эволюцию этих параметров во времени.
3. Исследовать структуру и свойства межзвездной среды в направлении на пульсар в Крабовидной туманности, применяя модель одиночного

¹<http://www.eventhorizontelescope.org/>

²<http://millimetron.ru/index.php/ru/>

тонкого рассеивающего экрана. Определить расстояние d до этого экрана для каждой эпохи радиоинтерферометрических наблюдений. Проанализировать эволюцию расстояния d до эффективного рассеивающего экрана во времени.

4. Исследовать свойства индивидуальных гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности, наличие и свойства тонкой структуры гигантских импульсов на длине волны 18 см, получить распределение гигантских импульсов по энергиям и проанализировать эволюцию во времени показателя степени γ энергетического спектра гигантских импульсов.

Научная новизна:

1. Впервые были проведены наземно-космические РСДБ наблюдения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности с помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон». Максимальная проекция базы в наблюдениях при этом составила 153 000 км на длине волны 18 см и 57 000 км на длине волны 92 см.
2. Впервые с помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» обнаружена субструктура диска рассеяния, выполнены прямые измерения времени рассеяния τ_{SC} .
3. Впервые для длины волны 18 см обнаружена временная субструктура в гигантских импульсах пульсара в Крабовидной туманности с характерным масштабом $t \leq 30$ нс и яркостной температурой $T_b \geq 10^{38}$ К.

Практическая значимость.

Результаты данной работы могут быть использованы для детального исследования турбулентных процессов в межзвездной среде и для дальнейшего развития теории рассеяния радиоволн в межзвездной плазме. Результаты исследования свойств индивидуальных гигантских импульсов могут быть учитываться при построении моделей механизма генерации этих импульсов.

Методология и методы исследования.

Результаты данной работы были получены на основе наблюдений, выполненных с помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон». Для первичной обработки (корреляции) данных использовался программный коррелятор Астрокосмического Центра ФИАН. Данный программный коррелятор является основным для первичной обработки данных в проекте «Радиоастрон» и

зарекомендовал себя как современный, универсальный и надежный инструмент обработки радиоинтерферометрических данных.

При последующем анализе и интерпретации наблюдательных данных использовались разнообразные методы обработки данных, линейная и нелинейная аппроксимация экспериментальных данных, статистический анализ автокорреляционных и структурных функций.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Впервые для пульсара в Крабовидной туманности с помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» на длине волны 18 см обнаружена субструктура в диске рассеяния радиоизлучения этого пульсара. Наличие субструктуры в диске рассеяния подтверждается характерной формой функции видности для наземно-космических баз и поведением амплитуды функции видности в зависимости от проекции базы. Функции видности для наземных баз имеет доминирующую узкую компактную деталь (её временной масштаб ~ 60 нс). Для наземно-космических баз функция видности состоит из группы деталей, накладывающихся друг на друга и распределенных в некотором интервале запаздываний, который отождествляется с временем рассеяния интерферирующих лучей τ_{SC} (временной масштаб $\sim 1 - 5$ мкс). С увеличением проекции базы амплитуда функции видности падает. Однако на протяженных наземно-космических базах ($B > 40000$ км) она становится практически постоянной, имеет значимую и отличную от нуля величину ≈ 0.45 .
2. Измерены параметры рассеяния гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности для восьми эпох наблюдений на длинах волн 18 см и 92 см. Измерены: время рассеяния τ_{SC} , полоса декорреляции $\Delta\nu_d$, угловой размер диска рассеяния θ_H , время мерцаний t_{scint} , а также размер дифракционного пятна r_{diff} . С помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» прямым методом измерено время рассеяния τ_{SC} . Для разных эпох измеренные параметры рассеяния на длине волны 18 см находятся в пределах: $\tau_{SC} : 0.9 \pm 0.1 - 5.8 \pm 0.3$ мкс, $\Delta\nu_d : 40.7 \pm 4.6 \div 161.1 \pm 13.4$ кГц, $\theta_H : 0.4 \pm 0.1 \div 1.3 \pm 0.2$ миллисекунд дуги, $r_{diff} : 10361 \pm 1700 \div 34015 \pm 9268$ км, $t_{scint} : 7.5 \pm 2.1 \div 123.3 \pm 20.2$ сек. Для длины волны 92 см: $\tau_{SC} = 2.34 \pm 0.02$ мс, $\Delta\nu_d = 68 \pm 2$ Гц,

$\theta_H = 14.0 \pm 1.4$ миллисекунд дуги, $r_{diff} = 5140 \pm 500$ км, $t_{scint} = 2.9 \pm 0.3$ сек.

3. Для каждой эпохи наблюдений, на основе измеренных параметров рассеяния, определены расстояния до эффективного рассеивающего экрана. В результате показано, что расстояние до экрана в зависимости от эпохи наблюдений менялось. В период сильного рассеяния расстояние было близким к Крабовидной туманности. Следовательно, Крабовидная туманность часто имеет доминирующее влияние на наблюдаемые эффекты рассеяния. Из восьми эпох наблюдений пульсара В0531+21, в четырех из них положение рассеивающего экрана было ближе к Крабовидной туманности. В этих сеансах вычисленные значения параметра α_s , который определяет положение экрана, составляли $\alpha_s \geq 0.9$, что соответствует расстоянию до рассеивающего экрана от центра Крабовидной туманности ≤ 200 пк. В случае первого сеанса (RAFS01, 14.11.2011) расстояние до экрана соответствует равномерному распределению рассеивающего вещества на луче зрения $d = L/3$. Изменяющееся положение рассеивающего экрана указывает на наличие, как минимум, двух областей рассеяния: области близкой к Крабовидной туманности и протяженной рассеивающей области, обусловленной межзвездной плазмой.
4. Обнаружены вариации спектрального индекса γ степенного распределения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности по энергиям в зависимости от эпохи. Величина показателя степени γ распределения импульсов по энергиям в зависимости от эпохи наблюдений составила: -2.48 ± 0.01 (02.03.2012), -2.06 ± 0.01 (06.03.2012), -1.64 ± 0.01 (23.10.2012), -1.60 ± 0.01 (27.10.2013), -1.63 ± 0.01 (02.11.2013), -1.63 ± 0.01 (10.01.2015), -2.51 ± 0.01 (28.01.2015).
5. Впервые на частоте 1668 МГц в индивидуальных гигантских импульсах пульсара в Крабовидной туманности обнаружена временная субструктура, которая содержит неразрешенные всплески длительностью меньше 30 нс. Было выполнено моделирование распространения гигантских импульсов с заданной структурой через рассеивающую среду с экспериментально измеренным значением полосы декорреляции $\Delta\nu_d \approx 300$ кГц. Результаты моделирования сравнивались с представленными в

работе результатами РСДБ наблюдений на частоте 1668 МГц. Сравнительный анализ позволил выявить наличие в гигантских импульсах тонкой структуры. Обнаруженная тонкая структура состоит из неразрешенных пиков длительностью $\tau \leq 30$ нс и яркостной температурой $T_b \geq 10^{38}$ К. Подобные компоненты ранее наблюдались только на частотах выше 4 – 5 ГГц – в той области частот, где они не замываются рассеянием.

6. Анализ структурных функций фазы функции видности показал, что величина фазовых флуктуаций на малых временах $\Delta t \leq 20$ сек. определяется мерцаниями. Средняя величина фазовых флуктуаций на основе измерений по восьми эпохам наблюдений составила $\langle \Delta\varphi \rangle = 0.42$ рад. Измерения этой величины проводились на наземных базах вплоть до 9000 км. Показано, что величина $\Delta\varphi$ не зависит от проекции базы B в случае, когда проекция базы меньше характерного масштаба дифракционной картины $B < r_{diff}$.

Достоверность и обоснованность полученных результатов и выводов, представленных в настоящей работе, подтверждается надежностью методик, реализованных в программном обеспечении, которое использовалось при обработке данных; техническим состоянием инструментов, на которых проводились радиоинтерферометрические наблюдения. Время рассеяния и полоса декорреляции в данной работе были измерены двумя независимыми способами. Результаты этих измерений согласуются между собой. Представленные в этой работе результаты, где это было применимо, сравнивались с результатами ранее опубликованными другими авторами. Достоверность представленных результатов также подтверждается апробацией на российских и зарубежных международных конференциях и семинарах, где присутствовали специалисты рассматриваемой области.

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. COSPAR-2014, г. Москва, 2014.
2. 12th EVN Symposium and Users Meeting, г. Кальяри, Италия, 2014.
3. XII Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования», г. Москва, 2015.

4. Dissecting the Universe – Workshop on Results from High-Resolution VLBI, г. Бонн, Германия, 2015.
5. International Conference All-wave Astronomy. Shklovsky-100, г. Москва, 2016.
6. Scintillometry Workshop, г. Бонн, Германия, 2016.
7. Ежегодные научные отчетные сессии Астрокосмического Центра ФИАН (2014, 2015).
8. Семинары Астрокосмического Центра ФИАН.

Публикации. Все результаты диссертационной работы опубликованы в рецензируемых журналах и тезисах российских и зарубежных международных конференций. Всего опубликовано 6 научных работ [А1-А4;Б1;Б2], включая тезисы докладов на научных конференциях [Б1;Б2]. Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, суммированы в 4 статьях [А1-А4], которые изданы в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК (Высшей аттестационной комиссией при Министерстве образования и науки РФ).

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

А1. Рудницкий А. Г., Попов М. В., Согласнов В. А. Исследование космической плазмы по данным РСДБ наблюдений гигантских импульсов пульсара В0531+21 в проекте «Радиоастрон» // *Астрономический журнал*. — 2016. — Т. 93, № 2. — С. 167–176.

А2. Кардашев Н. С., Алакоз А. В., Андрианов А. С., Артюхов М. И., Балан В., Бабышкин В. Е., Бартель Н., Баяндина О. С., Вальц И. Е., Войцук П. А., Воробьев А. З., Гвинн К., Гомез Х. Л., Джуованнини Г., Джонси Д., Джонсон М., Имаи Х., Ковалев Ю. Ю., Куртц С. Е., Лисаков М. М., Лобанов А. П., Молодцов В. А., Новиков Б. С., Погодин А. В., Попов М. В., Привезенцев А. С., Рудницкий А. Г., Рудницкий Г. М., Саволайнен Т., Смирнова Т. В., Соболев А. М., Согласнов В. А., Соколовский К. В., Филиппова Е. Н., Чурикова М. Е., Ширшаков А. Е., Шишов В. И., Эдвардс Ф. «РАДИОАСТРОН»: Итоги выполнения научной программы исследований за 5 лет полёта // *Вестник «НПО имени С.А. Лавочкина*. — 2016. — Т. 33, № 3. — С. 4–24.

А3. Попов М. В., Рудницкий А. Г., Согласнов В. А. Гигантские импульсы пульсара в Крабовидной туманности – индикаторы сильной электромагнитной волны // *Астрономический журнал*. — 2017. — Т. 94, № 3. — С. 194–203.

А4. Попов М. В., Рудницкий А. Г., Согласнов В. А. Зондирование космической плазмы гигантскими импульсами пульсара в Крабовидной туманности // *Астрономический журнал*. — 2017. — Т. 94, № 5. — С. 387–399.

Тезисы докладов научных конференций:

Б1. Rudnitskiy A. G., Popov M. V., Soglasnov V. A. Preliminary results of giant pulse investigations from Crab pulsar with Radioastron // Труды конференции 12th European VLBI Network Symposium, Proceedings of Science, 065. — 2015.

Б2. Рудницкий А. Г. Исследование эффектов рассеяния в космической плазме гигантскими импульсами пульсара в Крабовидной туманности // Труды 12-ой Конференции молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» 13–15 апреля 2015, ИКИ РАН, Москва: Сборник трудов / Под редакцией А.М. Садовского. Серия «Механика, управление и информатика», с. 134-141. — 2015.

Личный вклад. Автор диссертационной работы совместно с научным руководителем и соавторами участвовал в постановке задач исследований, а также в анализе, интерпретации и обсуждении результатов, формулировке выводов работы. Во всех основных результатах, выносимых на защиту, личный вклад автора является основным и определяющим. Автор лично или при участии коллег провел следующие работы:

1. Для выполнения представленных исследований автором были составлены заявки на выделение наблюдательного времени в проекте «Радиоастрон» (цикл заявок Announcement of Opportunity-2, 2015 год), а также на наземных радиотелескопах. Эти заявки были одобрены международным программным комитетом на конкурсной основе.
2. В рамках выполнения диссертационной работы, автор самостоятельно разработал модуль поиска и корреляции гигантских импульсов пульсаров для программного коррелятора Астрокосмического Центра ФИАН.
3. Автором лично была выполнена вся корреляционная и посткорреляционная обработка данных наземно-космических РСДБ наблюдений, включая амплитудную калибровку. Диссертант самостоятельно на основе этих данных выполнил оценки всех параметров рассеяния, оценил расстояния до рассеивающего экрана. Процедура обработки, результаты были опубликованы в работах [А1;А2;А4]. Интерпретация, оформле-

- ние содержания и написание текста работ [A1;A4], а также написание части, связанной с результатами данной диссертационной работы, для публикации [A2] были выполнены и подготовлены автором самостоятельно.
4. Диссертант самостоятельно выполнил построение и анализ структурных функций фазы функций видности гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности. Результаты анализа представлены в работе [A4].
 5. Автором были получены распределения гигантских импульсов по энергиям, выполнены оценки показателя степени γ этого распределения, проведен анализ изменения этого параметра во времени. Результаты также представлены в работе [A4].
 6. Исследовано влияние структуры индивидуальных гигантских импульсов и эффектов рассеяния на полосу декорреляции и функцию видности. Для этого выполнялось моделирование рассеяния индивидуальных гигантских импульсов. Результаты были опубликованы в работе [A3]. Диссертант принимал равное участие с соавторами в получении результатов, их обсуждении и интерпретации, в том числе в подготовке публикации [A3].
 7. Все результаты, представленные в диссертационной работе, докладывались на российских и зарубежных международных конференциях автором лично. Презентации докладов и тезисы [B1;B2] были подготовлены автором самостоятельно с учетом замечаний, предложений и пожеланий научного руководителя и соавторов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из Введения, пяти Глав и Заключения. Полный объём диссертации составляет 110 страниц, включая 21 рисунок и 7 таблиц. Список литературы на 10 страницах содержит 103 наименования.

Глава 1. Гигантские импульсы пульсара в Крабовидной туманности

В данной главе приводится литературный обзор об открытии и исследовании пульсаров, Крабовидной туманности и пульсара B0531+21, расположенного в ней. Также, приводится обзор ранее полученных результатов исследований гигантских импульсов пульсара B0531+21.

1.1 Пульсар в Крабовидной туманности

Первый пульсар (B1919+21) был открыт в 1967 году Джоселлин Белл во время наблюдений на частоте 85 МГц с помощью радиотелескопа Маллардской обсерватории Кембриджского университета [18]. На тот момент Джоселлин была аспиранткой Хьюиша. Они проводили исследования эффектов мерцаний, когда Белл случайно зафиксировала странный периодический сигнал, позже было открыто еще три подобных источника, после чего стало ясно, что были обнаружены астрофизические объекты нового типа – пульсары. Позднее, за открытие пульсаров, в 1974 году Энтони Хьюиш получил Нобелевскую премию. Однако, на тот момент, оставался открытым вопрос, какой объект отождествляется с пульсаром. Существовало два предположения, чем являются пульсары – белыми карликами или нейтронными звездами.

В 1934 году Уолтер Бааде и Фритц Цвики предположили, что существуют объекты – нейтронные звезды, которые являются очень компактными и обладают настолько большой плотностью, что состоят практически полностью из нейтронов, при этом такие объекты могут образовываться в результате взрыва сверхновых [19]. Незадолго до открытия пульсаров, Николай Семенович Кардашев рассматривал в своей работе наличие нейтронной звезды в остатке сверхновой первого типа на примере Крабовидной туманности [20], а в более поздней работе описывался феномен взрыва сверхновой с образованием пульсара на примере той же туманности [21]. В 1967 году Франко Пачини также высказал схожее предположение о том, что вращающаяся нейтронная звезда, которая обладает собственным магнитным полем, способна генерировать излучение и

это излучение может подпитываться энергией окружающий её остаток сверхновой [22]. Последующее открытие пульсара B0531+21 с периодом ≈ 0.033 сек., расположенного в центре Крабовидной туманности, позволило подтвердить догадки о том, что пульсары являются ни чем иным, как нейтронными звездами, т. к. белые карлики не могут обладать столь высокой частотой собственного вращения.

Средний радиус нейтронной звезды составляет порядка 10 километров, а масса нейтронных звезд находится в пределах от 1.1 до теоретически 3 масс Солнца, хотя на сегодняшний день масса самой тяжелой обнаруженной нейтронной звезды составляет около 2 масс Солнца (пульсар PSR J0348+0432). Данный класс объектов обладает невероятной плотностью, которая может достигать значений до $6 \cdot 10^{17}$ кг/м³. Предполагается, что нейтронная звезда состоит из вырожденного вещества, преимущественно из нейтронов. Напряженность магнитного поля нейтронных звезд достигает величины 10^{13} Гс, в то время, как, например, напряженность магнитного поля Земли составляет порядка 0.3 – 0.7 Гс. Важным параметром является радиус светового цилиндра нейтронной звезды: $R_{LC} = cP/2\pi$, где P – период вращения нейтронной звезды. Эта величина характеризует границы зоны, где магнитное поле нейтронной звезды является дипольным, за пределами светового цилиндра магнитное поле представляется как электромагнитная волна.

Пульсар B0531+21 расположен в центре Крабовидной туманности – в остатке сверхновой SN 1054, которая вспыхнула в июле 1054 года [23]. Туманность впервые была открыта английским врачом и астрономом Бевисом в 1731 году, а затем в 1758 году повторно открыта Шарлем Мессье, став первым объектом каталога Мессье, получив название М 1 (Messier 1). Туманность располагается в созвездии Тельца на расстоянии 2 кпк от Солнца [24] и имеет небесные координаты $\alpha = 5^h 34^m 30.95^s$ и $\delta = +22^\circ 00' 52.1''$. Свое название туманность получила от Росса, который наблюдал её в 1884 году. Крабовидная туманность впервые была ассоциирована со взрывом сверхновой, произошедшем в 1054 году, Хабблом в 1928 году, а затем в 1942 году окончательно связана с этим событием [25]. Размер туманности составляет около 3.5 пк в диаметре, а примерная протяженность излучающей области $7' \times 5'$.

С момента обнаружения и пульсар, и сама туманность интенсивно исследуются астрономами во всех диапазонах электромагнитного спектра: оптическом,

радио, рентгеновском, гамма. На Рисунке 1.1 приведены изображения Крабовидной туманности в разных диапазонах электромагнитного спектра. Видно, что туманность обладает волокнистой структурой. Данная структура туманности излучает в линиях (OIII, OII, NII, SII, H α) при этом она накладывается на однородную область, излучающую в непрерывном спектре.

Пульсар в Крабовидной туманности был обнаружен в 1968 году при наблюдениях в диапазоне радиочастот 110 – 115 МГц на 90-метровом телескопе Грин Бэнк в Западной Вирджинии, США [26]. Тогда были обнаружены два пульсара NP 0527 и NP 0532 (B0531+21), для NP 0532 была отмечена неперiodичность регистрируемых импульсов.

Последующее исследование этих двух объектов показало, что источник NP 0532 расположен близко к центру Крабовидной туманности [27]. В 1968 году Л. И. Матвеев также сообщил о наличии компактного радиоисточника, отождествляемого с Крабовидной туманностью [28]. В феврале 1969 года Нетер, Уорнер и Макфарлейн сообщили о пульсациях в оптическом диапазоне [29].

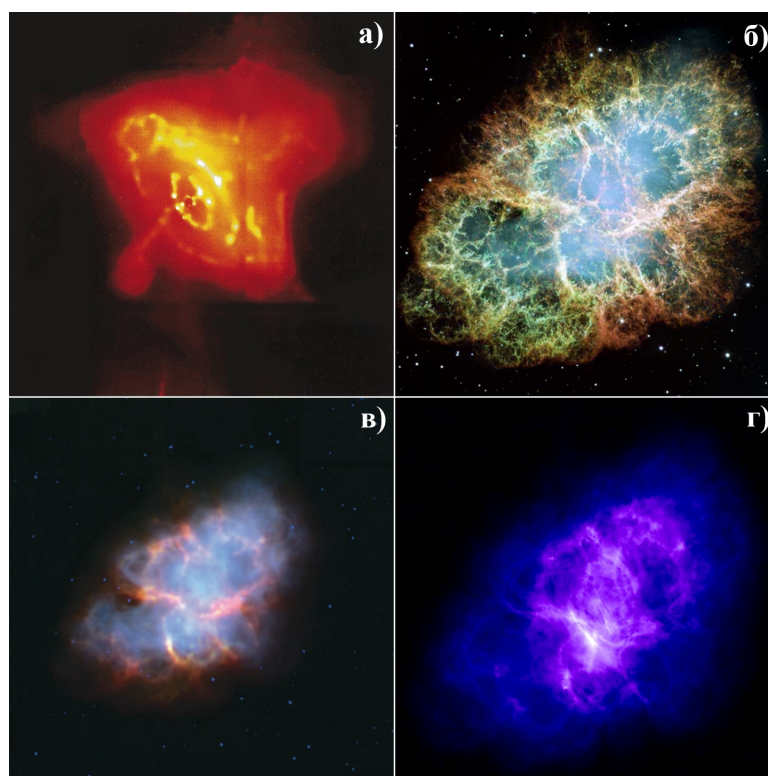


Рисунок 1.1 — Изображения Крабовидной туманности, полученные в разных диапазонах электромагнитного спектра: а) – рентгеновский диапазон (рисунок из работы [30]), б) – оптический диапазон (рисунок из работы [31]), в) – инфракрасный диапазон (рисунок из работы [32]), г) – радиодиапазон (рисунок из работы [33]).

Период вращения пульсара B0531+21 составляет $p \approx 0.033$ секунды, а его диаметр ≈ 25 км. В Таблице 1 приведены параметры пульсара B0531+21: дата, когда проводились измерения параметров, p – период пульсара в секундах, частота вращения пульсара $\nu = 1/p$, скорость изменения частоты вращения пульсара $\dot{\nu} \times 10^{-15} \cdot \text{с}^{-2}$, значение меры дисперсии DM . Эти параметры получены на основе регулярных наблюдений обсерватории Джодрелл Бэнк [34; 35] и необходимы для выполнения обработки радиоинтерферометрических наблюдений. В таблице указаны измерения, наиболее близкие к датам проведения сеансов радиоинтерферометрических наблюдений, которые описываются в данной работе.

Таблица 1 — Параметры пульсара B0531+21. Пояснительный материал, таблица подготовлена диссертантом на основе данных мониторинговых наблюдений пульсара B0531+21 в обсерватории Jodrell Bank³.

Дата	Период p , (с)	$\nu = 1/p$, (Гц)	$\dot{\nu}$, ($\times 10^{-15} \cdot \text{с}^{-2}$)	DM , (пк/см ⁻³)
13.11.2011	0.0336625926	29.7065650632	-371353.97	56.8045
24.11.2011	0.0336629926	29.7062121208	-371201.98	56.8061
15.03.2012	0.0336670591	29.7026240694	-370690.59	56.7966
15.10.2012	0.0336748274	29.6957720714	-370494.71	56.7990
15.10.2013	0.0336880755	29.6840940340	-370136.15	56.7738
15.11.2013	0.0336892005	29.6831027280	-370089.62	56.7853
15.01.2015	0.0337046589	29.6694887477	-369666.17	56.7716
15.02.2015	0.0337057837	29.6684986853	-369636.52	56.7773

Известно, что период пульсара замедляется из-за того, что большое количество энергии тратится на магнитно-дипольное излучение. Также, наблюдаются кратковременные сбои в периоде пульсара – «глитчи» [36]. Эти «глитчи» связаны с перестройкой внутренней структуры нейтронной звезды, когда происходят процессы, называемые «звездотрясениями».

Средний профиль пульсара B0531+21 на длинах волн дециметрового диапазона состоит из главного импульса и интеримпульса. Главный импульс и интеримпульс разнесены друг от друга во времени на 13.37 ± 0.03 мс, что составляет величину 0.4 от полного периода пульсара p .

³<http://www.jb.man.ac.uk/pulsar/crab.html>

1.2 Свойства гигантских импульсов пульсара B0531+21

Пульсары характеризуются периодическим импульсным радиоизлучением. Однако для некоторых из них наблюдается спонтанное появление импульсов во времени с существенным увеличением их плотности потока. Подобное явление называется гигантскими импульсами. Для обычных импульсов характерные флуктуации плотности потока превышают среднее значение не более, чем в 10 раз, в то время как плотность потока гигантских импульсов в сотни и тысячи раз больше характерной плотности потока обычных импульсов. Плотность потока индивидуальных гигантских импульсов может достигать значений $10^5 - 10^6$ Ян [37].

Для пульсара в Крабовидной туманности B0531+21 гигантские импульсы детектируются на вращательных фазах главного импульса и интеримпульса. Свойства импульсов данного пульсара исследовались ранее в работах [38–40]. Интегральное распределение этих импульсов по энергиям подчиняется степенному закону с показателем степени $\gamma \approx -1.7 \div -3.2$. Отличительной особенностью пульсара в Крабовидной туманности является тот факт, что его средний профиль в дециметровом диапазоне полностью состоит из гигантских импульсов [41]. Импульсы пульсара в Крабовидной туманности имеют сильную линейную и круговую поляризацию.

Гигантские импульсы являются широкополосными с характерной шириной порядка нескольких сотен МГц [42], а их наблюдаемые флуктуации амплитуды могут быть связаны с изменениями когерентности радиоизлучения [43]. Исследования гигантских импульсов пульсара B0531+21 Хэнкинсом на более высоких частотах (> 4 ГГц), где эффекты рассеяния не вносят свой вклад, показали, что данные импульсы состоят из суперпозиции множества изолированных пиков (форма дельта-функций) с временными масштабами порядка наносекунд [38]. Также, структура и количество этих наносекундных пиков разная для левой и правой круговых поляризаций. Положительные детектирования гигантских импульсов были зафиксированы на частотах вплоть до 43 ГГц [44; 45].

На высоких частотах было показано, что интеримпульс имеет совершенно иные спектральные и временные характеристики, нежели главный импульс [46]. Из этого следует, что для каждой компоненты условия генерации и распро-

странения излучения могут быть разными. До сих пор не существует модели, которая полностью бы описывала механизм генерации гигантских импульсов в пульсаре B0531+21. Есть предположение, что импульсы могут возникать в областях полярных шапок близко к поверхности пульсара [47]. Ведутся исследования по сопоставлению излучения гигантских импульсов пульсара в радиодиапазоне с регистрируемым излучением от пульсара в рентгеновском и гамма-диапазонах [48; 49]. Современные наблюдения гигантских импульсов пульсара B0531+21 в радиодиапазоне, а также новые методики обработки данных, нацелены не только на поиск возможного механизма их генерации, но и в дальнейшем могут быть использованы для поиска, обнаружения и анализа быстрых радиовсплесков (FRB – Fast Radio Bursts) [50; 51].

1.3 Выводы

1. На основе анализа результатов ранее проводившихся исследований, можно заключить, что механизмы генерации гигантских импульсов пульсаров мало изучены. В отличие от обычных импульсов пульсаров, гигантские импульсы возникают спорадически и характеризуются короткой длительностью (наносекунды) и плотностью потока в тысячи раз превышающей характерную плотность потока обычных импульсов. На данный момент нет модели, которая полностью бы описывала возникновение данного явления. Поэтому исследование свойств и структуры индивидуальных гигантских импульсов пульсаров является актуальной задачей современной радиоастрономии.
2. Пульсар в B0531+21, расположенный в Крабовидной туманности, является подходящим кандидатом для исследования феномена гигантских импульсов. В дециметровом диапазоне длин волн его средний профиль полностью состоит из гигантских импульсов. Плотность потока отдельных импульсов пульсара в Крабовидной туманности может достигать значений 10^6 Ян. Ключевыми в исследовании свойств гигантских импульсов и их структуры являются наблюдения с высоким пространственным разрешением (РСДБ наблюдения) и с высоким временным

разрешением. Количество ранее выполненных радиоинтерферометрических наблюдений гигантских импульсов пульсара В0531+21 остается сравнительно небольшим. Поэтому важной задачей является проведение новых наблюдений данного объекта, в том числе средствами наземно-космического РСДБ, предоставляющего наилучшее достижимое угловое разрешение.

Глава 2. Распространение радиоизлучения гигантских импульсов в космической плазме

Данная глава содержит описание теории рассеяния радиоизлучения от пульсаров и модели одиночного бесконечно тонкого рассеивающего экрана. В ней приводятся основные соотношения, которые использовались для измерения параметров рассеяния.

2.1 Эффекты рассеяния

Межзвездная среда содержит свободные электроны, на которых происходит рассеяние когерентного радиоизлучением пульсаров, из-за чего групповая скорость v_g распространения радиоволн от пульсара зависит от частоты и $v_g < c$, где c – скорость света. В простом случае однородной и изотропной среды [52]:

$$v_g = c \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (2.1)$$

где ω – частота испускаемой пульсаром волны, $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ – плазменная частота, m_e и e – масса и заряд электрона, а n_e – плотность электронов.

Импульсный характер излучения пульсаров позволяет измерить дисперсию путем определения момента прихода импульсов на разных частотах. Для импульса, испущенного на двух разных частотах ω_1 и ω_2 разница во времени прихода импульса [53]:

$$t_2 - t_1 = \frac{2\pi e^2}{mc} \cdot \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1^2 \omega_2^2} \cdot DM, \quad (2.2)$$

где DM в единицах пк/см³ – мера дисперсии, один из параметров, который характеризует степень рассеяния радиоизлучения, испускаемого пульсарами. Мера дисперсии определяется как общее количество свободных электронов, на-

ходящихся на луче зрения «наблюдатель-пульсар».

$$DM = \int n_e dl, \quad (2.3)$$

Меру дисперсии можно определить, измерив разницу времени прихода импульса $t_{\nu_2} - t_{\nu_1}$ на двух частотах ν_1 и ν_2 :

$$DM = 2.410 \cdot 10^{-16} \cdot D, \quad (2.4)$$

где D – постоянная дисперсии выражается:

$$D = (t_{\nu_2} - t_{\nu_1}) \cdot \frac{\nu_1^2 \nu_2^2}{\nu_1^2 - \nu_2^2}, \quad (2.5)$$

где ν_1, ν_2 – искомые частоты, на которых измеряется время прихода импульса.

Однако, в реальности, распределение свободных электронов является неоднородным. Масштабы таких неоднородностей лежат в широком диапазоне: от нескольких километров до сотен астрономических единиц. Мелкомасштабные неоднородности преломляют радиоволны таким образом, что они распространяются по различным путям. Многолучевая интерференция радиоизлучения от пространственно-когерентного источника образует около Земли случайную дифракционную картину с характерным частотным масштабом $\Delta\nu_d = 1/(2 \cdot \pi \cdot \tau_{SC})$, где τ_{SC} это типичное запаздывание лучей. Компактными источниками, обеспечивающими высокий уровень когерентности для различных путей распространения радиоизлучения, являются пульсары. Высокие собственные движения (поперечные скорости) пульсаров приводят к тому, что интерференционная картина заметно меняется с временным масштабом $\Delta t = \lambda/(\theta_H \cdot V)$ от минут до часов (λ – длина волны, θ_H – угол рассеяния лучей от источника, а V – усредненная и взвешенная должным образом скорость в направлении пульсар-среда-наблюдатель).

При рассеянии наблюдается целый ряд эффектов, которые были рассмотрены сразу после открытия пульсаров в работе Шоуера [1]. Более подробно эти эффекты были впоследствии проанализированы теоретически Риккетом [2]. Среди наблюдаемых эффектов рассеяния можно выделить: мерцания (модуляция интенсивности импульсов), увеличение угловых размеров θ_H , а также увеличение длительности регистрируемого импульса от пульсара τ_{SC} .

Изменение угловых размеров в результате рассеяния связано с распространением излучения на пути к наблюдателю по разным путям. Таким образом, компактный точечный источник излучения становится в некотором роде протяженным. Явления, вызываемые рассеянием радиоизлучения пульсаров в межзвездной среде, используются для изучения структуры мелкомасштабных флуктуаций электронной плотности, по крайней мере, на размерах от 1000 км до 10 а. е. Крупномасштабные неоднородности ионизованной составляющей межзвездной среды вызывают рефракционные эффекты, проявляющиеся в медленных изменениях плотности потока излучения и угловом смещении источника. Анализируя результаты наблюдений дифракционных и рефракционных мерцаний, а также вариаций меры дисперсии и меры вращения, в работах [3; 54] было показано, что спектр неоднородностей в широком диапазоне пространственных масштабов является Колмогоровским с показателем $-11/3$.

Однако, в некоторых направлениях и для ряда пульсаров были получены отклонения от Колмогоровского спектра [15; 55; 56]. Форма спектра неоднородностей была исследована в работе Шишова [57]. Пульсары являются главным источником информации о структуре неоднородностей межзвездной плазмы. Несмотря на многолетние исследования, нет полного понимания о происхождении, развитии и диссипации турбулентности в межзвездной среде. Нет окончательных ответов на вопросы: какая фаза межзвездной среды отвечает главным образом за наблюдаемые мерцания, как вещество распределено по лучу зрения, каково соотношение между случайной турбулентностью и детерминированными структурами. Таким образом, изучение эффектов рассеяния по наблюдениям радиоимпульсов пульсаров остается актуальной задачей радиоастрономии. Особый интерес представляет использование гигантских радиоимпульсов, излучаемых некоторыми пульсарами. Самым перспективным объектом такого рода является пульсар в Крабовидной туманности V0531+21.

Гигантские импульсы от пульсара в Крабовидной туманности являются отличным инструментом для зондирования межзвездной плазмы, так как они предоставляют возможность измерять мгновенные параметры рассеяния без усреднения. Интерферометрические РСДБ наблюдения гигантских импульсов этого пульсара ранее были выполнены на частоте 2.3 ГГц при совместных наблюдениях радиотелескопов в Калязине и в Алгонкине [58].

2.1.1 Диск рассеяния

Обратимся к наблюдаемым эффектам рассеяния. Для начала рассмотрим упрощенную модель, когда рассеяние происходит при распространении когерентного радиоизлучения от пульсара через неоднородности плотности электронов n_e с характерным масштабом a , а спектр этих неоднородностей имеет гауссову форму с максимумом на пространственной частоте $1/a$ [53; 59]. После прохождения расстояния L от пульсара до наблюдателя, лучи на своем пути встречают L/a таких неоднородностей, что приводит к среднеквадратичному значению фазовых флуктуаций [59]:

$$\Delta\varphi = \frac{2e^2}{m_e c} \cdot \frac{\sqrt{a \cdot L}}{\nu} \cdot \Delta n_e, \quad (2.6)$$

где e – заряд электрона, m_e – масса электрона, c – скорость света, ν – частота, на которой проводились наблюдения и Δn_e – флуктуация электронной плотности.

При прохождении радиоизлучения от пульсара сквозь межзвездную среду, возникает запаздывание лучей в зависимости от угла преломления по сравнению с прямыми лучами, которые не подверглись рассеянию. В результате, наблюдатель видит вместо точечного источника рассеянный диск с характерным угловым полудиаметром θ_H [59]:

$$\theta_H \approx \frac{e^2}{2\pi m_e} \cdot \frac{\Delta n_e}{\nu^2} \cdot \sqrt{\frac{L}{a}}, \quad (2.7)$$

2.1.2 Время рассеяния

Время запаздывания лучей – время рассеяния τ_{SC} определяется, как [59]:

$$\tau_{SC} = \frac{\theta_H^2 \cdot L}{c} \approx \frac{1}{ac} \cdot \frac{e^4 \Delta n_e^2}{4\pi^2 m_e^2} \cdot \frac{L^2}{\nu^4} \quad (2.8)$$

Зарегистрированный наблюдателем импульс пульсара будет иметь протяженную экспоненциальную форму с характерным масштабом τ_{SC} . Данный эффект хорошо наблюдается по форме среднего профиля пульсара. Время рассеяния так же, как и угловые размеры диска рассеяния θ_H зависят от частоты. С увеличением частоты эффекты рассеяния становятся менее превалирующими и заметными.

2.1.3 Мерцания

Эффект мерцаний – изменение интенсивности излучения пульсара, которое возникает при интерференции прямого и рассеянного лучей. Интерференция лучей формирует картину на плоскости наблюдателя, состоящую из пятен различной интенсивности. Эта картина движется в плоскости наблюдателя из-за относительного движения пульсара, межзвездной среды и наблюдателя. В результате происходит изменение интенсивности излучения пульсара с характерным временным масштабом t_{scint} (время мерцаний) и зависит от относительной скорости движения. Изменение интенсивности излучения происходит в ограниченной полосе частот $\Delta\nu_d$ (полоса декорреляции). Этот интервал частот можно определить следующим образом [59]:

$$\Delta\nu_d \approx 8\pi ac \cdot \frac{m_e^2}{\Delta n_e^2 \cdot e^2} \cdot \frac{\nu^4}{L^2}, \quad (2.9)$$

Регистрируемые сигналы за время τ_{SC} имеют набор фаз $\Delta\varphi \sim 2\pi \cdot \Delta\nu_d \cdot \tau_{SC}$. Интерференция лучей возможна в случае, когда фаза их волн отличается не более, чем на 1 радиан. Таким образом, условием для интерференции будет соотношение $2\pi \cdot \Delta\nu_d \cdot \tau_{SC} = 1$, которое связывает полосу декорреляции и время рассеяния.

Как видно из выражений 2.7, 2.8, 2.9 – время рассеяния τ_{SC} , угловой размер θ_H и полоса декорреляции $\Delta\nu_d$ имеют степенную зависимость от частоты наблюдений ν . В вышеописанном случае упрощенной модели: $\Delta\nu_d \propto \nu^4$ для полосы декорреляции, для времени рассеяния $\tau_{SC} \propto \nu^{-4}$ и для углового размера кружка рассеяния $\theta_H \propto \nu^{-2}$ соответственно.

Для произвольного степенного спектра неоднородностей плотности $P(q) \approx q^{-\beta}$, принимая показатель спектра неоднородностей как $\alpha = \beta/(\beta - 2)$, зависимость параметров рассеяния от частоты будет иметь следующий вид: $\theta_H \propto \nu^{-\alpha}$, $\tau_{SC} \propto \nu^{-2\alpha}$, $\Delta\nu_d \propto \nu^{2\alpha}$ [60].

2.2 Модель тонкого рассеивающего экрана

Изначально модель тонкого рассеивающего экрана была разработана для объяснения эффектов мерцаний в ионосфере, но в дальнейшем, после открытия пульсаров, оказалось, что эту модель можно применить к исследованию структуры межзвездной среды.

В модели предполагается, что неоднородная межзвездная среда сосредоточена в бесконечно тонком слое, имея один характерный спектр неоднородностей. При этом учитываются только фазовые вариации, возникающие при прохождении радиоизлучения через этот слой.

Рассмотрим в общем случае распределение рассеивающего материала на луче зрения наблюдатель-пульсар. Для углового размера θ_H и времени рассеяния τ_{SC} справедливы соотношения [61]:

$$\theta_H = \frac{4 \ln 2}{L^2} \int_0^L z^2 \psi(z) dz, \quad (2.10)$$

$$\tau_{SC} = \frac{1}{2c \cdot L} \int_0^L z(L - z) \psi(z) dz, \quad (2.11)$$

где L – расстояние от наблюдателя до пульсара, z – координата на луче зрения пульсар-наблюдатель, $\psi(z)$ среднее значения угла рассеяния в зависимости от z , при этом $\psi(z) \propto \Delta n_e$.

Предполагая, что рассеивающий материал сконцентрирован в бесконечно тонком экране, расположенном на расстоянии d от наблюдателя, тогда $\psi(z) \propto$

$\delta(z - L + d)$ и для углового размера рассеянного диска θ_H получаем [62]:

$$\theta_H = \sqrt{8 \ln 2 \cdot c \cdot \tau_{SC} \cdot \frac{(L - d)}{L \cdot d}}, \quad (2.12)$$

для времени рассеяния τ_{SC} :

$$\tau_{SC} = \frac{\theta_H^2}{8c \cdot \ln 2} \cdot \frac{L \cdot d}{(L - d)}, \quad (2.13)$$

Используя соотношения 2.12, 2.13 и обозначив параметр α_s как $\alpha_s = d/L$ (где d – расстояние от наблюдателя до рассеивающего экрана, а L – расстояние от наблюдателя до пульсара), и зная время рассеяния τ_{SC} и угловой размер рассеянного диска θ_H , вычислим параметр α_s :

$$\alpha_s = \frac{8c \cdot \tau_{SC} \cdot \ln 2}{\theta_H^2 \cdot L + 8c \cdot \tau_{SC} \cdot \ln 2}, \quad (2.14)$$

В этом случае наблюдаемый размер дифракционной картины r_{diff} неоднородностей межзвездной среды может быть выражен следующим соотношением [13]:

$$r_{diff} = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \frac{\lambda}{\pi \cdot \theta_H}, \quad (2.15)$$

где λ – длина волны, на которой проводились наблюдения.

Зная величину r_{diff} и скорость движения дифракционной картины v , можно оценить характерное время мерцаний пульсара:

$$t_{scint} \approx \frac{r_{diff}}{v}, \quad (2.16)$$

Экспериментально измерить угловые размеры рассеянного диска можно на основе анализа зависимости амплитуды функции видности от проекции базы, получаемой с помощью РСДБ наблюдений [12]:

$$|V_{ij}(B)| = |V(0)| \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\pi}{\sqrt{2 \ln 2}} \cdot \frac{\theta_H \cdot B}{\lambda} \right)^{\alpha-2} \right], \quad (2.17)$$

где B – проекция базы в длинах волн, α – показатель спектра неоднородностей, λ – длина волны, на которой проводились наблюдения.

Все приведенные в данной работе оценки и результаты были получены в рамках модели одиночного тонкого рассеивающего экрана, расположенного на луче зрения «наблюдатель-пульсар». Также предполагалось, что рассеивающая среда изотропна. Для экспериментальной оценки углового размера диска рассеяния с помощью соотношения 2.17 предполагалось, что спектр неоднородностей имеет гауссову форму, т. е. $\alpha = 4$.

2.3 Выводы

1. Свободные электроны, которые содержатся в межзвездной среде, приводят к рассеянию когерентного радиоизлучения пульсаров. Наличие неоднородностей распределения свободных электронов образует многолучевую интерференцию радиоизлучения, которая формирует в полоскости наблюдателя дифракционную картину с характерным частотным $\Delta\nu = 1/(2\pi \cdot \tau_{SC})$ и пространственным $r_{diff} = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \lambda / (\pi \cdot \theta_H)$ масштабами. Наблюдается ряд эффектов, вызванных рассеянием: мерцания с характерным временным масштабом t_{scint} , увеличение длительности регистрируемого импульса пульсара, которая характеризуется временем рассеяния τ_{SC} , увеличение угловых размеров источника θ_H . Данные параметры можно измерить с помощью РСДБ методов с хорошей точностью. Наблюдение эффектов рассеяния позволяют изучать структуру межзвездной среды на масштабах от 1000 км до 10 а. е.
2. Актуальность задачи по исследованию межзвездной среды определяется отсутствием полноты понимания возникновения и развития турбулентности, поэтому изучение эффектов рассеяния с помощью наблюдения пульсаров является важной задачей радиоастрономии. Гигантские импульсы от пульсара в Крабовидной туманности являются отличным инструментом для исследования структуры межзвездной плазмы, так как они предоставляют возможность измерять мгновенные параметры рассеяния без усреднения.

Глава 3. Радиointерферометрические наблюдения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности в миссии «Радиоастрон»

В данной главе рассказывается об основах радиointерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), наземно-космическом интерферометре «Радиоастрон», методах обработки данных РСДБ наблюдений пульсаров, в частности, о методах корреляционной обработки наблюдений гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности, которые были разработаны диссертантом. Алгоритмы, процедура и методика обработки данных изложены в работах [А1;А4].

3.1 Радиointерферометрия со сверхдлинными базами

Одним из основных параметров радиотелескопа является его угловое разрешение, которое определяется выражением:

$$\theta \approx \frac{\lambda}{D_a}, \quad (3.1)$$

где θ – угловое разрешение радиотелескопа в радианах, λ – длина волны, на которой производятся наблюдения (см), D_a – размер апертуры (например, для одиночной параболической антенны – это её диаметр).

Для исследования компактных деталей и компонент в структуре радиосточников, угловое разрешение можно улучшить либо уменьшением длины волны, на которой выполняются наблюдения, либо увеличением апертуры радиотелескопа. Для одиночной антенны существует предел, обусловленный конструктивными возможностями, до которого может быть увеличен размер апертуры. Как правило для подвижных полноповоротных телескопов этот предел составляет около 100 м и в этом случае наилучшее достижимое угловое разрешение составляет порядка 1-2 угловых минут в сантиметровом диапазоне.

Однако, размер апертуры можно увеличить, если перейти от наблюдений в режиме одиночного телескопа к наблюдениям в режиме интерферометра.

Главным отличием радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) от обычного интерферометра – это одновременное проведение наблюдений на нескольких телескопах независимо, без непосредственной связи этих телескопов друг с другом, с последующей обработкой записанных сигналов с помощью коррелятора [63].

Но и в случае наземной радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами существуют пределы по достижению наилучшего углового разрешения, ограниченные размером Земли.

Логическим продолжением радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами с использованием наземных телескопов можно считать наземно-космическую РСДБ (КРСДБ). Вывод одного из радиотелескопов на околоземную орбиту существенно расширяет границы и возможности радиоинтерферометрии. Примером такой системы является проект «Радиоастрон». Космический радиотелескоп совместно с наземными антеннами регистрирует радиоизлучение от источника, преобразует его в цифровую форму и передает в реальном времени по линии радио связи на Землю, где принятый сигнал восстанавливается и записывается на носители информации. Наземно-космическая интерферометрия со сверхдлинными базами является точной синхронизированной системой взаимодействующих между собой наземных и космического радиотелескопов, включая средства приема, передачи данных от космического радиотелескопа на наземные станции слежения и доставки их для корреляционной обработки.

Основная задача интерферометра – получение наилучшей разрешающей способности. В случае наземно-космической интерферометрии она достигается в полном объеме и по сути ограничивается конфигурацией орбиты космического аппарата. Возможность проводить наблюдения с ранее недостижимым угловым разрешением открывает новые перспективы в исследовании как галактических, так и внегалактических источников радиоизлучения.

3.2 Миссия «Радиоастрон»

Миссия «Радиоастрон» стартовала 18 июля 2011 года вместе с запуском 10-метрового космического радиотелескопа «Спектр-Р». Выполнение за-

дач миссии «Радиоастрон» проводится под руководством Астрокосмического центра Физического института им П.Н. Лебедева (АКЦ ФИАН) [64; 65]. Управление спутником миссии осуществляется научно-производственным объединением имени С.А. Лавочкина [66]. Совместно с наземными радиотелескопами, «Радиоастрон» образует самый большой известный в мире радиоинтерферометр, тем самым реализуя метод наземно-космической радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами. Орбита космического аппарата является эллиптической с максимальным удалением от Земли 350 000 км. Таким образом, протяженность наземно-космического плеча данного радиоинтерферометра позволяет получать беспрецедентно высокое угловое разрешения вплоть до 8 микросекунд дуги, ранее недостижимое в радиодиапазоне наземными средствами РСДБ.

Бортовой комплекс научной аппаратуры состоит из приемников, которые обеспечивают прием сигналов в четырех диапазонах длин волн:

- Р-диапазон с центральной частотой 324 МГц (длина волны 92 см)
- L-диапазон с центральной частотой 1664 МГц (длина волны 18 см)
- S-диапазон с центральной частотой 4832 МГц (длина волны 6 см)
- K-диапазон с центральной частотой 22232 МГц (длина волны 1.3 см)

Космический радиотелескоп способен вести наблюдения одновременно на одной или двух частотах. Регистрация сигнала производится в четырех каналах: верхняя и нижняя субполосы шириной 16 МГц каждая, две круговые поляризации (ЛКП – левая круговая поляризация, ПКП – правая круговая поляризация) для каждой из субполос. В Таблице 2 представлены основные параметры радиотелескопа для тех диапазонов частот, которые использовались в наблюдениях пульсара В0531+21. На основе этих наблюдений проводились исследования, результаты которых представлены в данной работе.

Таблица 2 — Основные параметры космического радиотелескопа «Спектр-Р» для длин волн 92 см и 18 см. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [67].

	92 см ЛКП / ПКП	18 см ЛКП / ПКП
Интервал частот, (МГц)	316 – 332	1636 – 1692
Ширина полосы, (МГц)	16 / 16	16 / 16
SEFD, (Ян)	13300 ± 1400 / 13500 ± 1400	2760 ± 270 / 2930 ± 270
Чувствительность, (мЯн)	14	3

В радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами немаловажную роль играет стабильность частоты и фазы, которая определяется стандартом частоты. Сигнал от стандарта частоты используется как опорный при проведении необходимых последовательных частотных преобразований. На космическом радиотелескопе возможно использование трех опорных сигналов: опорного сигнала от бортового водородного стандарта частоты, сигнала петли фазовой синхронизации (режим «Когерент»), который синхронизован с водородным стандартом частоты наземной станции слежения, а также опорного сигнала бортового рубидиевого стандарта частоты.

Бортовой водородный стандарт частоты (БВСЧ), установленный на космическом радиотелескопе «Радиоастрон», является первым в мире прибором подобного рода, который активно функционирует на борту космического аппарата, находящегося на околоземной орбите, и успешно участвует в реализации научной программы миссии уже более пяти лет. Номинальные значения частот выходных сигналов бортового водородного стандарта частоты: 1 Гц, 5 МГц, 15 МГц. Допустимая относительная погрешность прибора по частоте составляет не более $3 \cdot 10^{-13}$ (с учетом периодических корректирующих поправок).

Орбита космического аппарата периодическая, возмущенная Луной. В марте 2012 была произведена коррекция, что увеличило время существования аппарата на заданной орбите до 9 лет. Параметры орбиты по состоянию на 14 апреля 2012 г. представлены в Таблице 3.

Таблица 3 — Параметры орбиты космического радиотелескопа «Спектр-Р» на 14 апреля 2012 г. Таблица подготовлена диссертантом на основе данных, представленных в руководстве пользователя наземно-космического интерферометра «Радиоастрон»⁴.

Параметр	Значение
Большая полуось, (км)	174714.234
Эксцентриситет, e	0.692
Аргумент перигея, ω ($^\circ$)	303 $^\circ$
Наклонение орбиты, i ($^\circ$)	79.69 $^\circ$
Долгота восходящего узла, Ω ($^\circ$)	300.55 $^\circ$

⁴<http://www.asc.rssi.ru/radioastron/documents/rauh/en/rauh.pdf>

Начальный период орбиты на 14 апреля 2012 г. составлял 8.5 дней. Перигей орбиты меняется от 7065 км до 81500 км, в свою очередь апогей меняется с 280000 км до 353000 км, эксцентриситет орбиты меняется в пределах от 0.59 до 0.96. Характерный период изменений вышеуказанных параметров составляет порядка трёх лет. Вектор нормали к плоскости орбиты описывает эллипс размером 150° на 45° за период примерно в 4-5 лет. Подобная эволюция орбиты делает возможным наблюдение многих радиоисточников, расположенных близко к плоскости орбиты, с достаточным угловым разрешением.

Определение орбиты космического аппарата выполняется Баллистической группой Института прикладной математики имени М. В. Келдыша [68–70]. Используемая методика восстановления орбиты позволяет реконструировать орбиту космического радиотелескопа для последующей корреляционной обработки данных с точностями не хуже ± 500 м для пространственного положения космического аппарата и не хуже ± 2 см/с для скорости космического аппарата по трем координатам. Данная точность является оценкой остаточной медленно меняющейся разности между реальной орбитой и восстановленной.

Научная программа миссии «Радиоастрон» включает в себя три направления, которые характеризуются типом исследуемых объектов: квазары и активные ядра галактик, мазеры и пульсары. В свою очередь программа наблюдений подразделяется на этапы. Первым этапом научной программы миссии «Радиоастрон» был поиск лепестков («Radioastron Fringe Search», код наблюдательных сессий RAFS), реализовывался в период с ноября 2011 по январь 2012 года включительно. Затем следовал этап ранней научной программы («Radioastron Early Science», код наблюдательных сессий RAES) с февраля 2012 года по июнь 2013 года включительно. С июля 2013 года наблюдения проводятся в рамках ежегодных этапов подачи заявок на наблюдательное время (Announcement of Opportunity - AO) ключевой научной программы (RAKS), директорского времени (Radioastron Director's Time – код наблюдательных сессий RADT) и общего наблюдательного времени (General Observing Time - GOT, код наблюдательных сессий RAGS).

Данные всех РСДБ наблюдений, проводимых совместно с космическим радиотелескопом поступают и хранятся в центре обработки научной информации (ЦОНИ) в Астрокосмическом Центре ФИАН. Отличительной особенностью миссии «Радиоастрон» является то, что для всех сеансов наблюдений хранятся

исходные непрокоррелированные данные, получаемые от телескопов. Это позволяет в будущем, при необходимости, произвести дополнительную корреляционную обработку любого сеанса с необходимыми параметрами. Поступающие данные хранятся на онлайн-хранилище, объемом 440 Терабайт, а затем переводятся в офлайн архив, который состоит из жестких дисков суммарным объемом 2450 Терабайт, а также в резервное хранилище на ленточных носителях информации общим объемом 2000 Терабайт.

3.3 Наблюдения пульсара B0531+21

Радиоинтерферометрические наблюдения пульсара в Крабовидной туманности B0531+21 проводились в рамках выполнения научной программы миссии «Радиоастрон» совместно с 10-метровым космическим радиотелескопом «Спектр-Р» и наземными телескопами. Наблюдения пульсара в Крабовидной туманности производилось на двух частотах: 324 МГц («Р»-диапазон, длина волны 92 см) и 1668 МГц («L»-диапазон, длина волны 18 см).

Всего было проведено девять сеансов: в рамках первичного поиска лепестков (код экспериментов RAFS) проводился один сеанс длительностью 1 час на длине волны 18 см; в рамках ранней научной программы (код экспериментов RAES) — 3 сеанса на длине волны 18 см, два из которых имели продолжительность 4 часа каждый, один сеанс был продолжительностью 2 часа; в рамках ключевой научной программы (код экспериментов RAKS) — 2 сеанса: один на длине волны 18 см общей продолжительностью 3 часа, второй на длине волны 92 см продолжительностью 12 часов.

Также, были проведены три сеанса наблюдений по заявке на общее наблюдательное время периода 2014-2015 гг. (код экспериментов RAGS) на длинах волн 18 см и 92 см, где один из сеансов выполнялся одновременно на 18 см и 92 см.

В Таблице 4 представлен полный список проведенных наблюдений с указанными: названием сеанса, датой и временем проведения наблюдений, их продолжительностью T в часах, максимальной проекцией базы на наземно-космическом плече B в километрах, длиной волны λ в сантиметрах, количеством

наземных телескопов N_{GRT} , а также наличием или отсутствием корреляции на наземно-космической базе. Для сеансов RAGS10A, RAGS10B, RAGS10C не все наземные телескопы N_{GRT} смогли успешно провести наблюдения, поэтому указано фактическое количество станций, а в скобках общее количество, согласно представленным заявкам на наблюдения. На станциях Вестерборк и Джодрелл Бэнк в сеансах RAGS10B и RAGS10C на 92 см были технические проблемы, поэтому данные телескопы в итоге не принимали участия в наблюдениях.

Таблица 4 — Список сеансов наблюдений пульсара B0531+21. Таблица диссертанта из работы [A4].

Код сеанса	Дата	Время	T , (часы)	B , (км)	λ , (см)	N_{GRT}	Корр.
RAFS01	14.11.2011	23:00 - 00:00	1.0	46000	18	4	Есть
RAES04A	02.03.2012	13:00 - 17:00	4.0	145000	18	8	Нет
RAES04B	06.03.2012	13:30 - 17:30	4.0	128000	18	8	Есть
RAES04D	23.10.2012	07:00 - 09:00	2.0	113000	18	7	Есть
RAKS02AD	27.10.2013	06:00 - 09:00	3.0	150000	18	4	Есть
RAKS02AE	02.11.2013	19:30 - 08:40	12.0	57000	92	5	Нет
RAGS10A	10.01.2015	22:00 - 04:00	6.0	153000	18	5 (11)	Есть
RAGS10B	28.01.2015	21:00 - 03:00	6.0	140000	18/92	10 (15)	Есть
RAGS10C	15.02.2015	20:00 - 02:00	6.0	107000	92	2 (4)	Нет

В шести из девяти сеансов была обнаружена корреляция на наземно-космических базах. Во всех сеансах, за исключением одного (RAGS10C) обнаружена корреляция на наземных базах. В сеансе RAGS10C на телескопе Аресибо была некорректно установлена частотная полоса.

Таблица 5 — Таблица чувствительности наземных телескопов ($SEFD$, Ян). Пояснительный материал, таблица сделана диссертантом на основе материалов, размещенных на интернет ресурсах обсерваторий [71–75].

Название телескопа	Диаметр, (м)	Чувствительность $SEFD$, (Ян)	
		92 см	18 см
Arecibo (Ar)	305	12 (1302)	3 (275)
Badary (Bd)	32		330 (1160)
Effelsberg (Ef)	100	600 (1890)	19 (900)
Green Bank (Gb)	100	11 (1301)	9 (839)
Jodrell Bank (Jb)	76	132 (1422)	65 (895)
Zelenchuk (Zc)	32		300 (1130)
Hartebeesthoek(Hh)	26		450 (1280)
Medicina (Mc)	32		700 (1530)
Onsala (On)	25		320 (1150)
Kalyazin (Kl)	70	100 (1390)	
Robledo (Ro)	70		35 (865)
Torun (Tr)	32		300 (1130)
Westerbork (Wb)	14x25	150 (365)	40 (165)
Svetloe (Sv)	32		360 (1190)

В Таблице 5 приведен список телескопов, участвовавших в наблюдениях, а также их чувствительность, выраженная в эквивалентной плотности потока системы в янских. В скобках указана чувствительность с учетом собственного вклада от Крабовидной туманности. По выполненным оценкам на частоте 1668 МГц плотность потока от нее составляет ≈ 830 Ян, а для частоты 324 МГц ≈ 1290 Ян [76].

Для получения наблюдательного времени на наземных телескопах, которые смогли бы обеспечивать поддержку наземно-космических радиоинтерферометрических наблюдений, были направлены отдельные заявки на телескопы EVN (Европейская РСДБ сеть, в которую входят антенны: Westerbork (Wb), Effelsberg (Ef), Jodrell Bank (Jb) и др.) и заявка на телескоп Green Bank (Gb). Телескопы HartRAO (Hh), Robledo (Ro), Medicina (Mc), Urumqi (Ur), Onsala (On) работают совместно с космическим радиотелескопом по соглашению и для них подача заявок на наблюдательное время не требовалась. Представленная информация по чувствительности радиотелескопов взята из официальных документов и из интернет ресурсов обсерваторий [71–75].

3.4 Обработка данных

Обработка РСДБ данных производится с помощью коррелятора, задачей которого является цифровой когерентный анализ сигналов, полученных независимо на телескопах интерферометра. Существует два типа корреляторов: программные и аппаратные, которые в свою очередь можно разделить на «XF» и «FX» корреляторы. Программные корреляторы выполняют обработку данных на обычных компьютерах, либо на вычислительных кластерах, под управлением таких операционных систем, как например Microsoft Windows или Linux. В свою очередь аппаратные корреляторы реализуются с помощью средств программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) или FPGA. Корреляторы типа «XF» и «FX» отличаются последовательностью выполняемых операций, где «X» – означает перемножение, а «F» – преобразование Фурье. Соответственно в «XF» корреляторах сначала производится умножение сигналов, а затем преобразование Фурье. В «FX» корреляторах сначала выполняется преобразование Фурье, а затем результат перемножается.

Аппаратные корреляторы чаще всего используются в компактных антенных решетках апертурного синтеза, таких, как например VLA (Very Long Array) или ALMA (Atacama Large Millimeter Array). Это позволяет в реальном времени, в процессе наблюдений, получать готовые для последующего анализа прокоррелированные данные. Однако, для наземно-космического РСДБ программный коррелятор является предпочтительным, так как обладает существенным преимуществом перед аппаратным – гибкостью настройки.

В рамках подготовки к запуску миссии «Радиоастрон» в Астрокосмическом Центре ФИАН был разработан собственный программный «FX» коррелятор – коррелятор АКЦ [77]. На данный момент в мире широко известны еще два программных коррелятора для обработки РСДБ наблюдений – коррелятор DiFX [78] и коррелятор JIVE SFXC [79].

Неотъемлемой составляющей любого коррелятора является модель задержки, которая позволяет учесть все поправки различия во времени регистрации сигналов на разных антенных пунктах во время РСДБ наблюдений. Основным отличием коррелятора АКЦ является использование собственной модели задержки ORBITA, разработанной на базе модели ARIADNA [80]. Использо-

мая в корреляторах DiFX и SFXC модель CALC [81] по сравнению с моделью ORBITA является менее точной, т.к. задержка вычисляется до 1-го порядка разложения в ряд Тейлора, в то время как в модели коррелятора АКЦ вычисление задержки производится до 2-ого порядка.

Коррелятор АКЦ работает на компьютерном кластере НРС с применением интерфейса MPI для параллельных вычислений. Общая вычислительная мощность данного комплекса составляет 1 Тфлопс. Функционально программный коррелятор поддерживает множество режимов обработки данных: обработка в режиме непрерывного спектра, в режиме спектральных линий, а также несколько режимов обработки наблюдений пульсаров, включая поиск и корреляцию гигантских импульсов. Также, он поддерживает все известные на сегодняшний день форматы исходных данных, которые используются при записи наблюдений на радиотелескопах: MarkIVA, Mark5B, VDIF, RDF, LBA и др. Около 95% всех наблюдений, проводимых в рамках миссии «Радиоастрон» обрабатывается на корреляторе АКЦ.

Первичная обработка наблюдений пульсара в Крабовидной туманности производилась на программном «FX» корреляторе АКЦ ФИАН. Сложность обработки радиоинтерферометрических наблюдений пульсаров в первую очередь заключается в необходимости компенсировать дисперсию сигнала, приводящую к временному размытию регистрируемого от пульсара сигнала.

3.4.1 Компенсация дисперсии

В результате дисперсии радиоволн теряется временное разрешение. Регистрируемый сигнал от гигантских импульсов «размывается» во времени. Поэтому, прямая корреляция такого сигнала дает интерференционный отклик с пониженным соотношением сигнала к шуму. Для восстановления исходной формы сигнала (импульса пульсара) используются методики компенсации дисперсии, которые позволяют значительно увеличить амплитуду интерференционного отклика. Существуют два метода компенсации дисперсии: когерентная (додетекторная) компенсация дисперсии и некогерентная (постдетекторная) компенсация дисперсии. Рассмотрим каждую из вышеуказанных методик подробнее как

в общем виде, так и для случая обработки данных с помощью программного «FX» коррелятора. Подробно вся процедура обработки сигналов от пульсаров описана в фундаментальной работе [82]. В корреляторе АКЦ для обработки наблюдений пульсаров используется метод некогерентной компенсации дисперсии.

3.4.2 Когерентная компенсация дисперсии

В общем случае метод когерентной компенсации дисперсии заключается в компенсации дисперсии сигнала пульсара в полосе приема с шириной B_ν , прежде чем этот сигнал пройдет через систему детектирования (т. н. додетекторная компенсация дисперсии). Данный метод основан на том, что эффект дисперсии, накладываемый на сигнал от пульсара может быть смоделирован в виде операции линейной фильтрации. Если характеристика такого фильтра известна, то исходный сигнал может быть восстановлен из принимаемого сигнала путем выполнения обратной операции фильтрации. Временное разрешение при таком подходе составляет $1/B_\nu$ – это максимально возможное временное разрешение для сигнала с шириной полосы пропускания B_ν .

Пропуская сигнал через фильтр, описываемый функцией вида $e^{i \cdot k(\nu) \cdot z}$, можно восстановить исходный сигнал в заданном интервале частот и времени.

В программной реализации метода когерентной компенсации дисперсии используется фильтрация сигнала с применением быстрого преобразования Фурье. Пусть x_j – функция от времени регистрации сигнала (поля) в полосе приема B_ν . Для этой функции преобразование Фурье имеет вид:

$$X_k = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=0}^{N-1} x_j \cdot e^{-\frac{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot j \cdot k}{N}}, \quad (3.2)$$

Необходимо выполнить дискретную свертку вида:

$$y_i = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=0}^{N-1} x_{i-j} \cdot h_j, \quad (3.3)$$

Таким образом, что

$$Y_k = X_k \cdot H_k, \quad (3.4)$$

где H_k – дискретное представление соотношения:

$$H(\nu + \nu_0) = e^{\frac{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot D \cdot \nu^2}{\nu_0^2 \cdot (\nu_0 + \nu)} \cdot DM \cdot \nu^2} \quad (3.5)$$

где DM – мера дисперсии, D – постоянная дисперсии, ν_0 – центральная частота.

Функции H_k и X_k вычисляются прямо, используя быстрое преобразование Фурье. Так как для быстрого преобразования Фурье существует особенность, связанная с периодичностью преобразуемых функций, то в нашем случае, обратное преобразование даст бесконечную свертку. Чтобы избежать подобной ситуации, функцию отклика h_j , которая имеет 2^{m-1} элементов, дополняют нулями:

$$\begin{aligned} h_j &= h_j, & 0 \leq j < 2^{m-1}, \\ h_j &= 0, & 2^{m-1} \leq j < 2^m. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Затем вычисляется быстрое Фурье преобразование размером 2^m и получается функция $Y_k = X_k \cdot H_k$. С помощью обратного преобразования Фурье восстанавливается искомая функция y_i . Представленное описание метода основано на работах [59; 82].

По сравнению с методом некогерентной компенсации дисперсии, когерентная компенсация дисперсии обладает лучшим временным разрешением для той же ширины полосы пропускания B_ν . Поэтому данный метод компенсации дисперсии часто используется, когда необходимо проводить исследования, требующие наилучшего временного разрешения, например детальное исследование профилей пульсаров и их микроструктуры. Основным недостатком метода когерентной компенсации дисперсии является сложность практической реализации, что в первую очередь связано с высокими требованиями к вычислительным мощностям. В виду чего, в режиме реального времени данную методику реализовать практически невозможно. Большинство схем когерентной компенсации дисперсии реализуются в оффлайн режиме, где конечный сигнал от телескопа,

записанный с помощью регистраторов, анализируется с использованием быстрых компьютеров.

3.4.3 Некогерентная компенсация дисперсии

Метод некогерентной компенсации дисперсии заключается в разбиении полосы пропускания наблюдения B_ν на N узких каналов b , так называемых «бинов». Сигнал от пульсара детектируется в каждом из каналов, при этом размытие сигнала в каждом канале будет гораздо меньше, чем размытие во всей полосе пропускания.

Обнаруженный сигнал от каждого канала сдвигается на соответствующую ему задержку таким образом, что в итоге компенсируется задержка δt вызванная дисперсией между центрами этих каналов, которая в простом случае задается как

$$\delta t = 2 \cdot \frac{B_\nu \cdot D}{\nu_0^3}, \quad (3.7)$$

где B_ν – полоса пропускания, D – постоянная дисперсии.

Затем данные из каналов суммируются, чтобы получить конечный сигнал v_j , который имеет временную дисперсию, соизмеримую с полосой пропускания B_ν/N , тем самым снижается влияние дисперсии.

Конечный восстановленный сигнал будет иметь вид:

$$v_j = \sum_{i=1}^N b_{i,j-i}, \quad (3.8)$$

где $b_{i,j-i}$ – интенсивность сигналов в момент времени j .

В случае, когда шум Гауссовый, улучшение в соотношении сигнала к шуму по сравнению с исходным сигналом будет в \sqrt{N} раз.

При использовании данного метода компенсации дисперсии, результирующее временное разрешение для конкретного наблюдения пульсара будет огра-

ничиваться выбранным количеством частотных каналов N , на которое разбивается полоса пропускания B_ν .

На Рисунке 3.1 приведена схема, иллюстрирующая процедуру некогерентной компенсации дисперсии. Каждая частотная область B_ν корректируется на своё значение задержки δt .

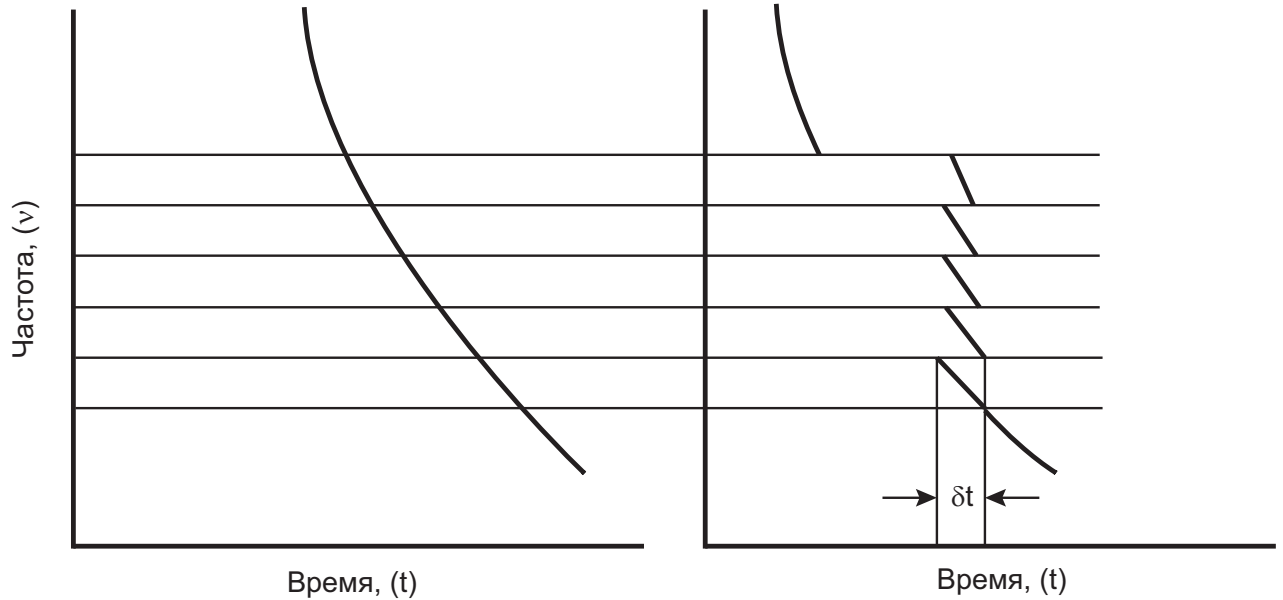


Рисунок 3.1 — Схематичное изображение метода некогерентной компенсации дисперсии. Слева – исходный сигнал в зависимости от частоты и времени, справа – скорректированный сигнал на величину δt . Иллюстрация заимствована из книги [59].

Метод некогерентной компенсации дисперсии относительно просто реализуется программно, а подбор оптимального количества бинов существенно ускоряет процедуру компенсации дисперсии по сравнению с методикой когерентной компенсации дисперсии, но в ущерб временному разрешению.

3.4.4 Процедура корреляции

Корреляция гигантских импульсов несколько отличается от процедуры корреляции обычных импульсов пульсара. В виду спонтанности появления гигантских импульсов, требуется алгоритм их поиска, компенсации дисперсии и последующей корреляции. Для этого был разработан модуль поиска и корреля-

ции гигантских импульсов, использующий метод некогерентной компенсации дисперсии. Этот модуль затем был внедрен в программный коррелятор АКЦ.

Суть алгоритма заключается в получении кросс-корреляционной функции путем обратного преобразования Фурье от комплексного кросс-спектра для каждой элементарной выборки данных и в дальнейшем сравнении амплитуды интерференционного отклика по заданному критерию. Размер элементарной выборки данных определяется параметрами корреляции: количеством спектральных каналов и временем интегрирования.

Изначально, при поиске гигантских импульсов использовался критерий по уровню $8 \cdot \sigma$, где σ есть среднеквадратичное значение флуктуаций амплитуды кросс-корреляционных функции для шумового сигнала, не содержащего импульса. Такой критерий гарантированно позволял отсеять ложные детектирования. Однако, при дальнейшем анализе, критерий был снижен до $6 \cdot \sigma$, что позволило улучшить статистику в три раза — увеличилось количество детектирований для более слабых гигантских импульсов.

Дополнительный анализ на ложные срабатывания проводился путем проверки значения вращательной фазы зарегистрированных импульсов. Известно, что гигантские импульсы пульсара в Крабовидной туманности детектируются только на вращательных фазах главного импульса и интеримпульса. Таким образом, отбрасывались ложные детектирования, значения вращательных фаз которых не соответствовали значениям главного импульса и интеримпульса. Количество ложных детектирований оказалось много меньше 1% и составило порядка 1 – 2 ложных импульса на 1000 успешных детектирований.

При корреляции данных 18 см использовались следующие параметры: количество спектральных каналов – 1024, время интегрирования было выбрано примерно кратное периоду пульсара – 0.033 с, а при корреляции данных 92 см количество спектральных каналов – 2048, время интегрирования – 0.198 с. Для длины волны 92 см время интегрирования выбиралось много больше периода пульсара, в виду размытия сигнала из-за дисперсии. Ширина импульса на половине интенсивности W_{50} для данной длины волны достигает величин порядка 30 мс [83].

Количество спектральных каналов выбиралось с учетом ожидаемых значений полосы декорреляции и времени рассеяния, а также в виду неточности определения орбиты космического аппарата. Из-за этих неточностей величина

остаточной задержки интерференционного лепестка может достигать значений 10 и более микросекунд. Количество спектральных каналов 1024 для 18 см и 2048 для 92 см (которые соответствуют диапазону задержек ± 16 микросекунды и ± 32 микросекунды) гарантировано покрывают диапазон возможных остаточных задержек и тем самым исключают отсутствие детектирования на наземно-космических базах из-за неточностей орбиты космического аппарата.

Для корреляционной функции шумового сигнала значение среднеквадратичной флуктуации σ должна составлять величину, равную $1/\sqrt{n}$, где n – количество спектральных каналов. Для 18 см количество спектральных каналов выбиралось $n = 1024$, и σ должна составлять 0.03, а предел обнаружения события в $6 \cdot \sigma = 0.18$.

Шаг по времени выбирался примерно равным периоду пульсара для удобства работы алгоритма поиска гигантских импульсов, который включает в себя режим некогерентной компенсации дисперсии. Выбранный интервал времени $\delta t_{sol} = 0.033$ с., разбивался на N бинов, где каждый бин соответствует своей вращательной фазе в периоде пульсара. Таким образом, искомое временное разрешение при поиске гигантских импульсов было равно $\delta t = \delta t_{sol}/N = 0.00011$ с, где число бинов $N = 300$.

Для корреляции использовались эфемериды пульсара B0531+21, взятые из каталога ATNF [84; 85] и каталога обсерватории Джодрелл Бэнк [34; 35]. Для определения долготы гигантских импульсов пульсара использовался программный пакет ТЕМРО2 [86].

Основным продуктом первичной обработки данных РСДБ наблюдений (выход коррелятора) является набор авто и кросс-спектров, которые в общем виде могут быть представлены как:

$$S_{ij}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} V_{ij}(\tau) \cdot e^{-i \cdot \nu \cdot \tau} d\tau, \quad (3.9)$$

где индексы i и j соответствуют телескопам, при $i = j$ – получается автоспектр, а $V_{ij}(\tau)$ – кросскорреляционная функция (ККФ) или функция видности:

$$V_{ij}(\tau) = \int_{-T/2}^{T/2} E_i(t) \cdot E_j^*(t + \tau) dt, \quad (3.10)$$

В случае $i = j$ – имеем автокорреляционную функцию (АКФ).

Функция видности является комплексной величиной: везде и далее анализировалась её амплитуда $|V(\tau)|$ и фаза $\varphi(\tau)$, где $|V(\tau)| = \sqrt{R(\tau)^2 + I(\tau)^2}$ и $\varphi(\tau) = \arctg \frac{I(\tau)}{R(\tau)}$, а $R(\tau)$ и $I(\tau)$ – действительная и мнимая части $V(\tau)$.

3.4.5 Нормировка амплитуды

Коррелированная амплитуда для гигантских импульсов на выходе коррелятора зависит от их интенсивности. Поэтому, для получения корректной зависимости амплитуды функции видности от проекции базы, необходима нормировка данной амплитуды. Для произвольной базы с телескопами « i » и « j »:

$$|V_{ij*}(0)| = \frac{|V_{ij}(0)|}{R}, \quad (3.11)$$

где R – нормировочный коэффициент, $|V_{ij}(0)|$ – исходное ненормированное значение амплитуды функции видности, $|V_{ij*}(0)|$ – нормированное значение амплитуды функции видности.

В общем случае, для двух наземных телескопов применялось следующее нормировочное соотношение:

$$|V_{ij*}(0)| = \frac{|V_{ij}(0)|}{\sqrt{(\sigma_{i,tot}^2 - \sigma_{i,off}^2) \cdot (\sigma_{j,tot}^2 - \sigma_{j,off}^2)}}, \quad (3.12)$$

где индекс « tot » соответствует мощности сигнала от зарегистрированного гигантского импульса на телескопе, « off » соответствует мощности сигнала вне импульса. Процедура обработки описана в работе [A1].

На наземно-космических базах использовалось иное соотношение нормировки. Для космического радиотелескопа, чувствительность которого существенно ниже наземных станций, величина приращения сигнала относительно шума $\sigma_{tot}^2 - \sigma_{off}^2$ может быть очень мала или отрицательна, поэтому применялось соотношение:

$$|V_{ij^*}(0)| = \frac{|V_{ij}(0)|}{\left(\sigma_{2tot}^2 - \sigma_{2off}^2\right) \cdot \frac{\sigma_{1off}}{\sigma_{2off}} \cdot \sqrt{\frac{SEFD_2}{SEFD_1}}}, \quad (3.13)$$

где индекс «1» соответствует космическому радиотелескопу, а индекс «2» – наземному.

Это выражение использует известное соотношение между эффективными шумовыми температурами телескопов (SEFD - System Equivalent Flux Density) [87]. Чувствительности телескопов, участвовавших в наблюдениях приведены в Таблице 5.

3.5 Выводы

1. Запуск в июле 2011 года космического радиотелескопа проекта «Радиоастрон» позволил провести наблюдения пульсара в Крабовидной туманности, исследовать структуру межзвездной среды и эффекты рассеяния радиоизлучения данного пульсара с ранее недостижимым угловым разрешением: ~ 0.24 миллисекунд дуги (длина волны 18 см) и ~ 3.2 миллисекунд дуги (длина волны 92 см).
2. Проведено девять сеансов наблюдений гигантских импульсов пульсара B0531+21 на наземно-космическом интерферометре «Радиоастрон», из них: восемь сеансов успешных, семь сеансов наблюдались на длине волны 18 см, один сеанс на длине волны 92 см. Интерференционные лепестки с космическим радиотелескопом обнаружены в шести сеансах из восьми. Максимальная проекция базы для сеансов на длине волны 18 см составила 153000 км и 57000 км для длины волны 92 см. Подобные наблюдения проводились впервые.
3. Разработан модуль поиска и корреляции для программного коррелятора Астрокосмического Центра ФИАН. Данный модуль позволил выполнить потоковую первичную обработку (корреляцию) всех проведенных сеансов наблюдений пульсара в Крабовидной туманности. В результате было протектировано около 6500 гигантских импульсов.

Глава 4. Исследование свойств гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности

В данной главе представлены результаты исследования свойств гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности, а также исследование влияния их структуры и эффектов рассеяния на измерение наблюдаемой полосы декорреляции, времени рассеяния и на структуру полученных функций видности. Результаты, описанные в §4.1 - §4.4 включительно, опубликованы в работе [A3]. Результаты, описанные в §4.5 и §4.6, опубликованы в работе [A4].

4.1 Обработка данных

Для исследования свойств гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности использовались данные наблюдений пульсара B0531+21 от 10-11 января 2015 года с 22:00 до 04:00 по мировому времени UTC (код эксперимента: RAGS10A). В наблюдениях данного эксперимента участвовали: космический радиотелескоп проекта «Радиоастрон», наземные телескопы Вестерборк (WB), Аресибо (AR), Эффельсберг (EF) и Хартбишоп (HH). Центральная частота полосы приема сигнала составляла 1668 МГц, одновременно регистрировались верхняя и нижняя субполосы, каждая шириной по 16 МГц, в двух каналах: с левой (ЛКП) и правой (ПКП) круговой поляризацией. Данные записывались сканами длительностью 1170 секунд с 30-секундными перерывами. На наземных радиотелескопах регистрация данных проводилась в формате Marks5B с двухбитной оцифровкой. Анализировались данные для трех наземных телескопов: Вестерборк (WB), Аресибо (AR) и Эффельсберг (EF). Для воспроизведения этих данных использовалась библиотека чтения форматов MarkIV и Mark5B – mark5access, разработанная Уолтером Брискеном [88; 89].

В отличие от стандартного метода обработки данных, изложенного в Главе 3, для анализа, описываемого в этой главе применялся метод когерентной компенсации влияния дисперсии [90] на каждом радиотелескопе перед вычислением функции видности для индивидуальных гигантских импульсов. Такой

метод позволяет восстановить тонкую структуру самих гигантских импульсов, то есть получить профиль индивидуального импульса, в то время как коррелятор АКЦ выдает автокорреляционные и кросскорреляционные спектры. Для меры дисперсии $DM = 56.772$ пк/см³, взятой на дату наблюдений из каталога обсерватории Джодрелл Бэнк [35], размытие импульса в полосе 16 МГц составляет величину 1773 мкс. Для удобства чтения данных, «окно» восстановления сигнала было выбрано с длительностью $2/3$ периода повторения импульса ($N=762432$ точки) так, что оно вмещало главный импульс и интеримпульс. Это окно смещалось синхронно с периодом, а для эфемериды времени прихода импульсов использовалась программа ТЕМРО2 [86] и данные из каталога обсерватории Джодрелл Бэнк [35].

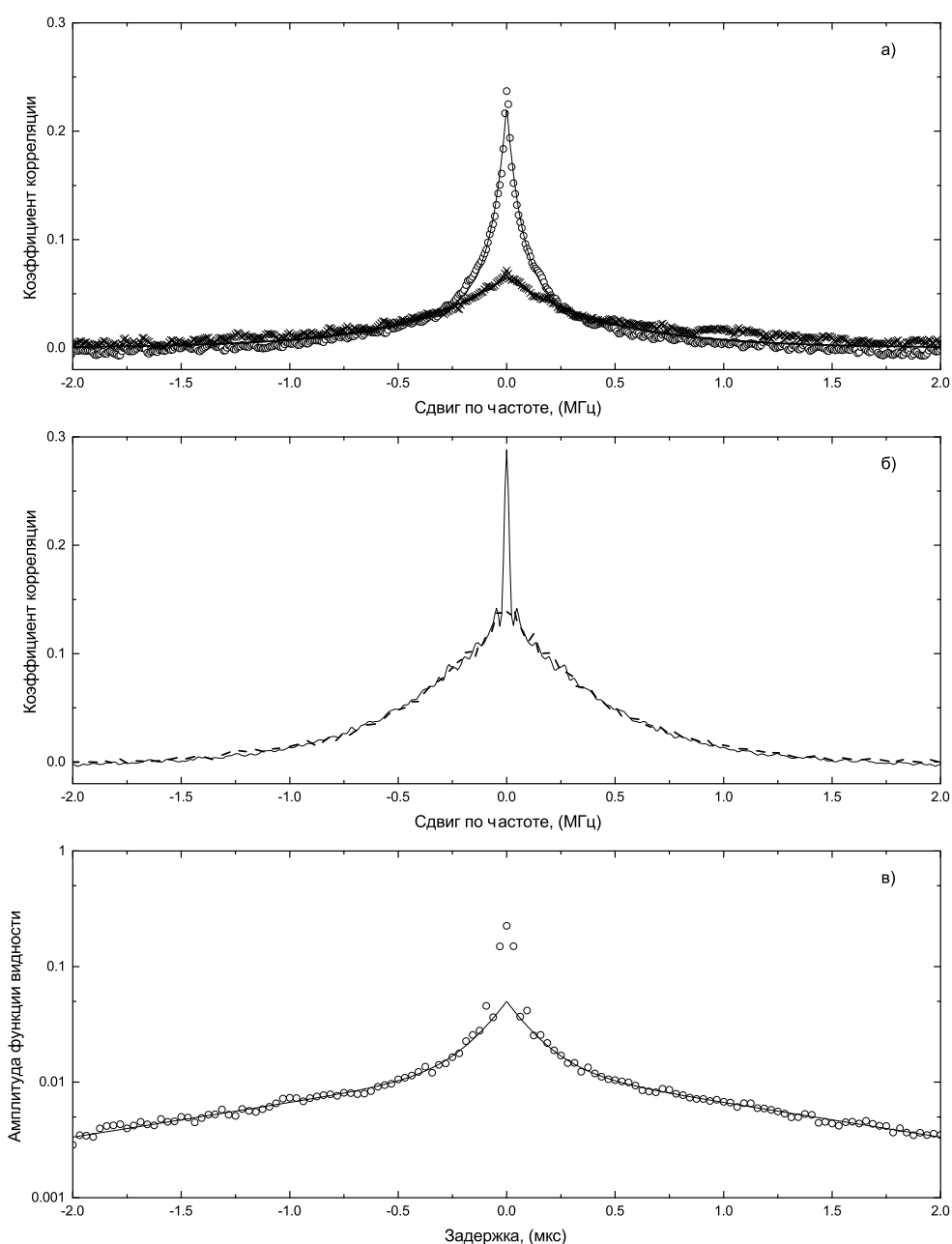
С учетом вклада от Крабовидной туманности эквивалентные системные температуры радиотелескопов составили 165, 275, и 900 Ян, для телескопов WB, AR и EF соответственно. Синтезированная диаграмма системы апертурного синтеза в Вестерборке наиболее эффективно подавляет мощное радиоизлучение, исходящее от самой Крабовидной туманности, которая на частоте 1668 МГц имеет плотность потока 830 Ян [76]. Поэтому, для первичного обнаружения гигантских импульсов использовалась запись именно с этого телескопа. Порог детектирования был установлен на уровне $22 \cdot \sigma$, что составило 3600 Ян. Таким образом, после компенсации дисперсии, формировалось два вида сигнала: протектированный сигнал (мощность) и аналитический сигнал (поле). Затем по каналу мощности проверялось условие превышение порога детектирования для телескопа WB, и в случае положительного детектирования вычислялись комплексные кросскорреляционные функции – функции видности между восстановленными аналитическими сигналами на базах WB-AR и WB-EF. Окно корреляции имеет 2048 каналов (32 мкс), что позволяет анализировать поведение амплитуды и фазы функции видности не только вблизи её максимума, но и в широких крыльях. Время обработки на персональном компьютере одного 20-минутного скана, для одной комбинации баз и одного поляризационного канала с когерентной компенсацией дисперсии составило около 20 часов. Результаты анализа были получены для наблюдений в интервале времени от 01:20 до 04:00 по мировому времени, в котором работал радиотелескоп обсерватории Аресибо. Всего за этот период времени (2 часа 40 минут) было обнаружено около 1500 гигантских импульсов.

4.2 Особенности измерения параметров рассеяния

Одним из важнейших параметров рассеяния является значение полосы декорреляции $\Delta\nu_d$ дифракционных спектральных искажений. Величина полосы декорреляции может быть охарактеризована значением полуширины автокорреляционной функции спектра мощности сигнала. Чтобы это значение было статистически значимым, его следует определять на интервале, который заметно превышает характерное время мерцаний t_{scint} . Такое определение удобно делать по динамическому спектру мерцаний $F(\nu, t)$, путем вычисления двумерной автокорреляционной функции $ACF(\Delta\nu, \Delta t)$ и последующего анализа сечений этой функции. Чтобы исключить влияние вклада от шумов вблизи нулевых сдвигов $ACF(\Delta\nu, \Delta t)$ вместо автокорреляционной функции для одиночного телескопа анализируют кросскорреляционную функцию, полученную для спектров, соответствующих разным поляризационным каналам ЛКП и ПКП этого телескопа. В случае РСДБ наблюдений можно также анализировать кросскорреляционные функции, полученные для разных радиотелескопов, участвующих в наблюдениях. При наблюдениях гигантских импульсов, настоящий динамический спектр построить невозможно, так как эти импульсы приходят случайным образом во времени и интервал между соседними зарегистрированными импульсами часто превышает характерное время мерцаний. Тогда для определения полосы декорреляции используются автокорреляционные функции, полученные для индивидуальных спектров, путем усреднения этих функций. Вместо автокорреляционной функции здесь также можно использовать кросскорреляционные функции между спектрами, полученными для разных поляризационных каналов на одном телескопе или в одном поляризационном канале на разных телескопах. Характерное время мерцаний при этом исключается из рассмотрения.

На Рисунке 4.1 (а) приведены две кросскорреляционные функции, одна из которых получена между спектрами в разных поляризациях для радиотелескопа в Вестерборке (крестики), а другая, обозначенная кружочками, построена между спектрами, полученными в одинаковой поляризации (ЛКП) на разных радиотелескопах (Вестерборк и Аресибо). Наблюдается большое различие между двумя функциями: амплитуда кросскорреляционной функции между телескопами почти в пять раз превышает амплитуду кросскорреляционной функ-

ции, полученной между разными поляризационными каналами и имеет узкую спектральную составляющую с полушириной 50 кГц. В то же время, форма кросскорреляционной функции, полученной между разными поляризационными каналами хорошо аппроксимируется одной экспоненциальной функцией с полушириной 320 кГц. Эта же функция подходит для больших частотных сдвигов при аппроксимации формы кросскорреляционной функции между двумя телескопами. Такое же противоречие было получено ранее в работе Кондратьева с соавторами [58] при анализе РСДБ наблюдений гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частоте 2300 МГц между телескопами Алгонкин и Калязин.



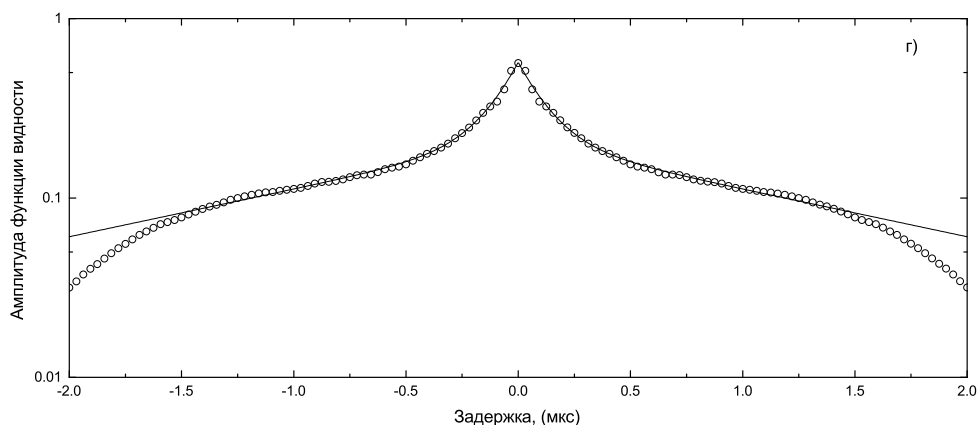


Рисунок 4.1 — а) – Кросскорреляционные функции автоспектров. Крестиками изображена кросскорреляционная функция, полученная между автоспектрами в разных поляризациях (ПКП и ЛКП) для радиотелескопа в Вестерборке, кружочками изображена кросскорреляционная функция, полученная между автоспектрами в одинаковой поляризации (ЛКП) на разных радиотелескопах (Вестерборк и Аресибо). Сплошной линией изображена аппроксимация двумя экспонентами, прерывистой линией изображена аппроксимация одной экспонентой. б) – Средняя функция видности для базы Вестерборк-Аресибо. Количество усредненных гигантских импульсов $N=3600$. в) – Кросскорреляционные функции, полученные от смоделированных спектров гигантских импульсов. Сплошная линия соответствует корреляционной функции между синтезированными спектрами для разных телескопов в одной поляризации. г) – Средняя функция видности, полученная от смоделированных гигантских импульсов. Сплошная линия соответствует сумме двух экспоненциальных функций с полуширинами 0.09 и 1.12 микросекунд. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3].

Другой важной характеристикой рассеяния, которая получается из данных РСДБ наблюдений гигантских импульсов, является форма и структура функции видности $|V(\tau)|$. Она вычисляется с помощью обратного преобразования Фурье от кросс-спектра сигнала, зарегистрированного на разных радиотелескопах в одинаковых поляризационных каналах. На Рисунке 4.1 (б) изображена средняя функция видности $\langle |V(\tau)| \rangle$, полученная между телескопами в Вестерборке и Аресибо путем усреднением всех $|V(\tau)|$ в верхних и нижних полосах приемника за 2 часа 40 минут наблюдений. Всего получилось 3600 усреднений.

Средняя функция видности имеет узкий пик при нулевой задержке шириной $\tau_0 = 1/B_\nu$ и имеет два экспоненциальных масштаба (аппроксимируется суммой двух экспоненциальных функций) с полуширинами $\tau_1 = 0.10 \mu s$ и $\tau_2 = 1.0 \mu s$. Отношение амплитуд короткомасштабной составляющей к долговременной $a_1/a_2 = 3.0$. Центральный пик в функции видности указывает на то, что кружок рассеяния не был разрешен на базе интерферометра между Вестерборком и Аресибо (проекция базы около 6000 км). Важный вопрос заключается в том, какой из двух экспоненциальных масштабов следует принимать за величину характерного времени рассеяния τ_{SC} ? Данная величина играет важную роль при оценке расстояния до эффективного рассеивающего экрана. Вернемся к этому вопросу в ходе обсуждения результатов численного моделирования рассеяния.

4.3 Моделирование рассеяния

Для анализа влияния характерной структуры гигантских импульсов на измерение наблюдаемой полосы декорреляции и на структуру полученной функции видности, было выполнено моделирование распространения гигантских импульсов с заданной структурой через рассеивающую среду с некоторой характерной полосой декорреляции. Значение полосы декорреляции выбиралось на основе реальных измерений $\Delta\nu_d \approx 300$ кГц.

Представим передаточную функцию рассеяния в следующей форме $K(i\omega) = K(\omega)e^{i\varphi(\omega)}$, где $K(\omega)$ – амплитудно-частотная характеристика среды (АЧХ), а $\varphi(\omega)$ – фазочастотная характеристика (ФЧХ). В теории линейных электрических цепей получено однозначное соответствие между АЧХ и ФЧХ. Можно записать передаточную функцию в логарифмическом масштабе $\ln K(i\omega) = \ln K(\omega) + i\varphi(\omega) = A(\omega) + i\varphi(\omega)$. Как показано, например, в монографии Гоноровского [91]:

$$A(\omega_1) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi(\omega)}{\omega - \omega_1} d\omega, \quad (4.1)$$

$$\varphi(\omega_1) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(\omega)}{\omega - \omega_1} d\omega, \quad (4.2)$$

Из этих выражений видно, что $A(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ однозначно связаны между собой преобразованием Гильберта или являются сопряженными функциями по Гильберту. Одним из свойств преобразования Гильберта является простое соотношение между гармониками спектра сопряженных функций, а именно, фазы соответствующих гармоник отличаются на величину $\pi/2$. Это свойство обеспечивает простой способ перехода от одной функции к сопряженной. Допустим, что функция $A(\omega)$ известна, тогда можно получить Фурье преобразование этой функции и осуществить сдвиг фазы всех гармоник на $\pi/2$. Фактически происходит процедура смены местами реальной и мнимой составляющих. Обратное Фурье преобразование дает функцию $\varphi(\omega)$.

Структура гигантских импульсов моделировалась случайным набором неразрешенных во времени всплесков, равномерно распределенных в интервале 2-х микросекунд с амплитудами, распределенными по Гауссу. Каждый всплеск представляется в виде двух отсчетов с одинаковыми амплитудами и разными знаками. В большинстве приведенных далее примеров число всплесков было принято равным 20. К этой структуре добавлялся некоторый уровень случайного шума с нормальным распределением, так что отношение сигнала к шуму составляло величину около 100. На Рисунке 4.2 изображены профили индивидуальных гигантских импульсов, один из которых соответствует выполненному моделированию, а другой соответствует реально наблюдавшемуся импульсу.

Была сформирована АЧХ приемника $F(\nu)$ в полосе $B_\nu = 16$ МГц с плоским участком в диапазоне от ν_b до $B_\nu - \nu_b$ и с краями, спадающими по степенному закону $F(\nu) \propto F(\nu - \nu_b)^{-k}$ с показателем $k = 4$. Плоский участок занимал 0.75 всей полосы, то есть 12 МГц. Эта АЧХ накладывалась на спектр мерцаний, заданный в виде суммы двусторонних экспоненциальных функций $Y_i(\omega) = A_i e^{-b(\omega - \omega_i)}$, частотные центры которых ω_i были случайно-равномерно распределены по всей полосе приема, а амплитуды распределены по Гауссу. Показатель экспоненты b был выбран в соответствии с реально измеренным средним значением полосы декорреляции (около 300 кГц). Число мерцательных пиков в спектре было принято равным 10.

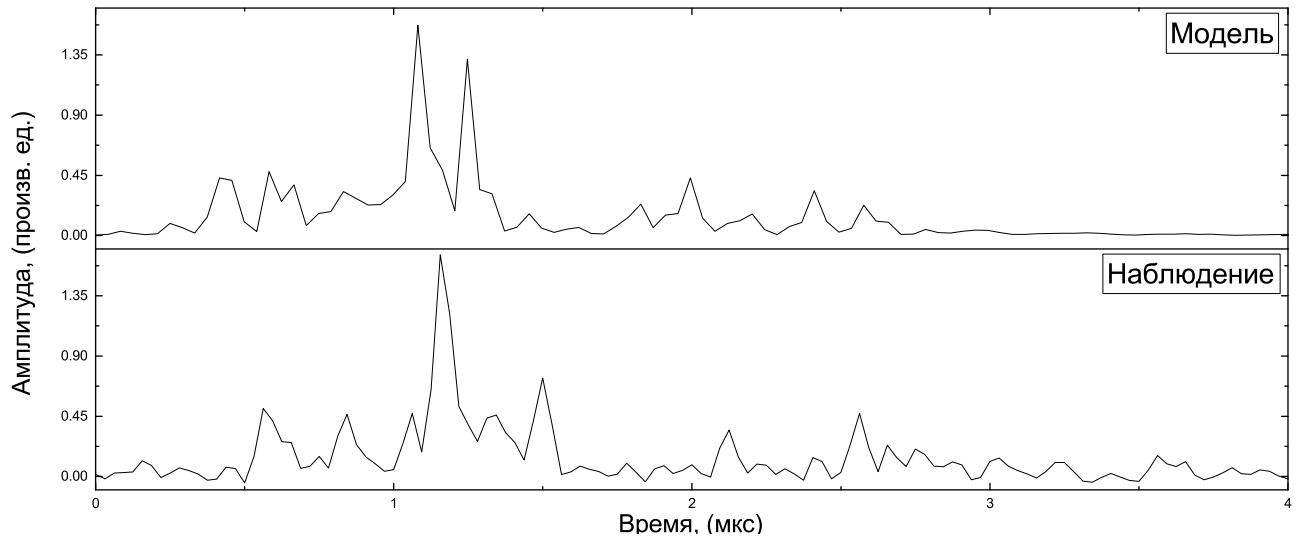


Рисунок 4.2 — Временная структура индивидуальных гигантских импульсов — смоделированного (сверху) и реально наблюдавшегося (снизу). Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3].

Далее, для каждого случая по сформированной АЧХ вычислялась ФЧХ описанным выше способом, а результат прохождения смоделированного гигантского импульса через данную реализацию рассеивающей среды получался путем умножения спектра этого импульса на передаточную функцию $K(i\omega)$. На выходе получался комплексный спектр сгенерированного сигнала гигантского импульса, прошедшего через данную реализацию рассеивающей среды. Такой спектр служил основой для дальнейшего сравнительного анализа.

4.3.1 Влияние на полосу декорреляции

В дальнейшем выполнялось моделирование определения полосы декорреляции двумя способами: путем корреляции спектров, полученных для разных поляризационных каналов, и путем корреляции спектров, полученных в одной и той же поляризации на разных радиотелескопах. Напомним, что в реальных гигантских импульсах от пульсара B0531+21 наблюдается разная структура импульса в разных поляризационных каналах. Для моделирования первого случая задавалась различная структура гигантских импульсов и при этом использовалась одинаковая структура мерцаний. Для второго случая и структура

импульса, и структура спектра были одинаковыми, различие имели только их шумовые составляющие. Всего было сгенерировано 10^5 реализаций.

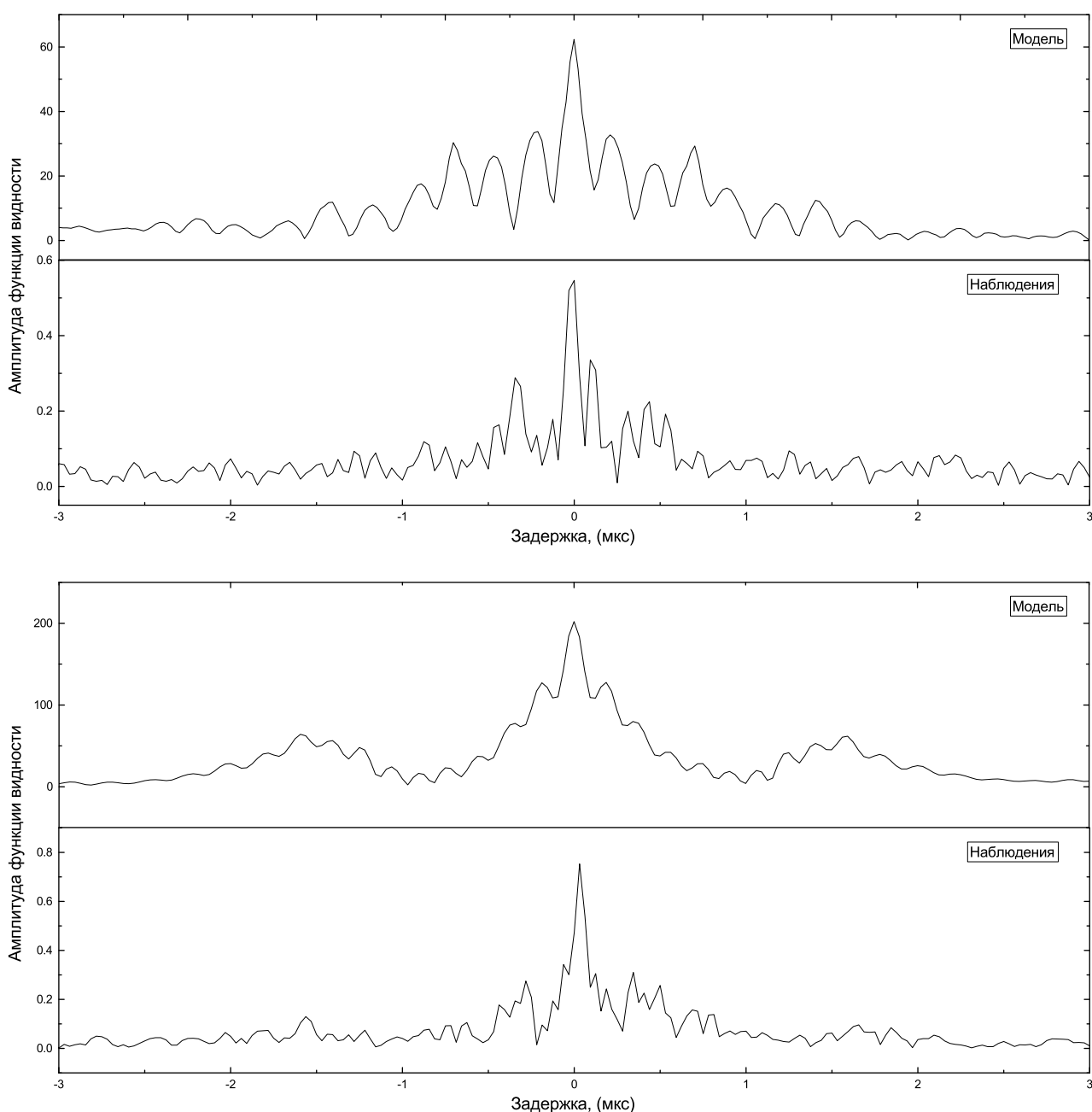
На Рисунке 4.1 (в) приведен результат моделирования: сплошная линия соответствует кросскорреляционной функции, полученной между синтезированными спектрами для разных телескопов в одной поляризации (одинаковые структуры импульсов), а пунктирной линией показана средняя кросскорреляционная функция, полученная между разными поляризационными каналами (различная структура импульса). Смоделированные функции подтверждают основное свойство реально полученных кросскорреляционных функций (см. Рисунок 4.1 (а)), а именно, кросскорреляционная функция от спектров в одной поляризации имеет в два раза большую амплитуду при нулевом сдвиге и демонстрирует узкую частотную структуру, в то время как при больших частотных сдвигах обе функции совпадают и имеют чисто экспоненциальный спад с показателем экспоненты, заданном при моделировании. Таким образом, узкая центральная компонента обусловлена влиянием спектра индивидуальных импульсов, а широкая компонента соответствует спектру мерцаний. Именно эту широкую компоненту следует использовать при определении значения полосы декорреляции.

4.3.2 Влияние на функцию видности

Были смоделированы функции видности путем корреляции аналитических сигналов для одной и той же структуры сгенерированных импульсов, пропущенной через одинаковую структуру мерцательного спектра, но с разной примесью белого шума (интерферометр с нулевой базой). Средняя функция видности для 10^5 реализаций показана на Рисунке 4.1 (г). Сплошная линия, проходящая через кружки представляет собой сумму двух экспоненциальных функций с полуширинами 0.09 и 1.12 микросекунд. В этом моделировании задавался только один масштаб, связанный с шириной экспоненциальных дифракционных искажений радиоспектра ($\Delta\nu_{1/2}=300$ кГц). Появление в средней функции видности дополнительного кратковременного масштаба связано с влиянием структуры индивидуальных гигантских импульсов. Отсутствие центрального пика в

смоделированной средней функции видности объясняется тем, что в использованной модели отсутствует протяженная составляющая, которая наблюдается в реальных гигантских импульсах.

На Рисунке 4.3 проведено сравнение смоделированных и реально наблюдавшихся функций видности индивидуальных гигантских импульсов. Это сравнение показывает, что прохождение импульсов, состоящих из случайного набора небольшого числа неразрешенных компонент, через среду, дающую в спектре случайные искажения с характерным частотным масштабом, приводит к появлению в функции видности квазиупорядоченных структур.



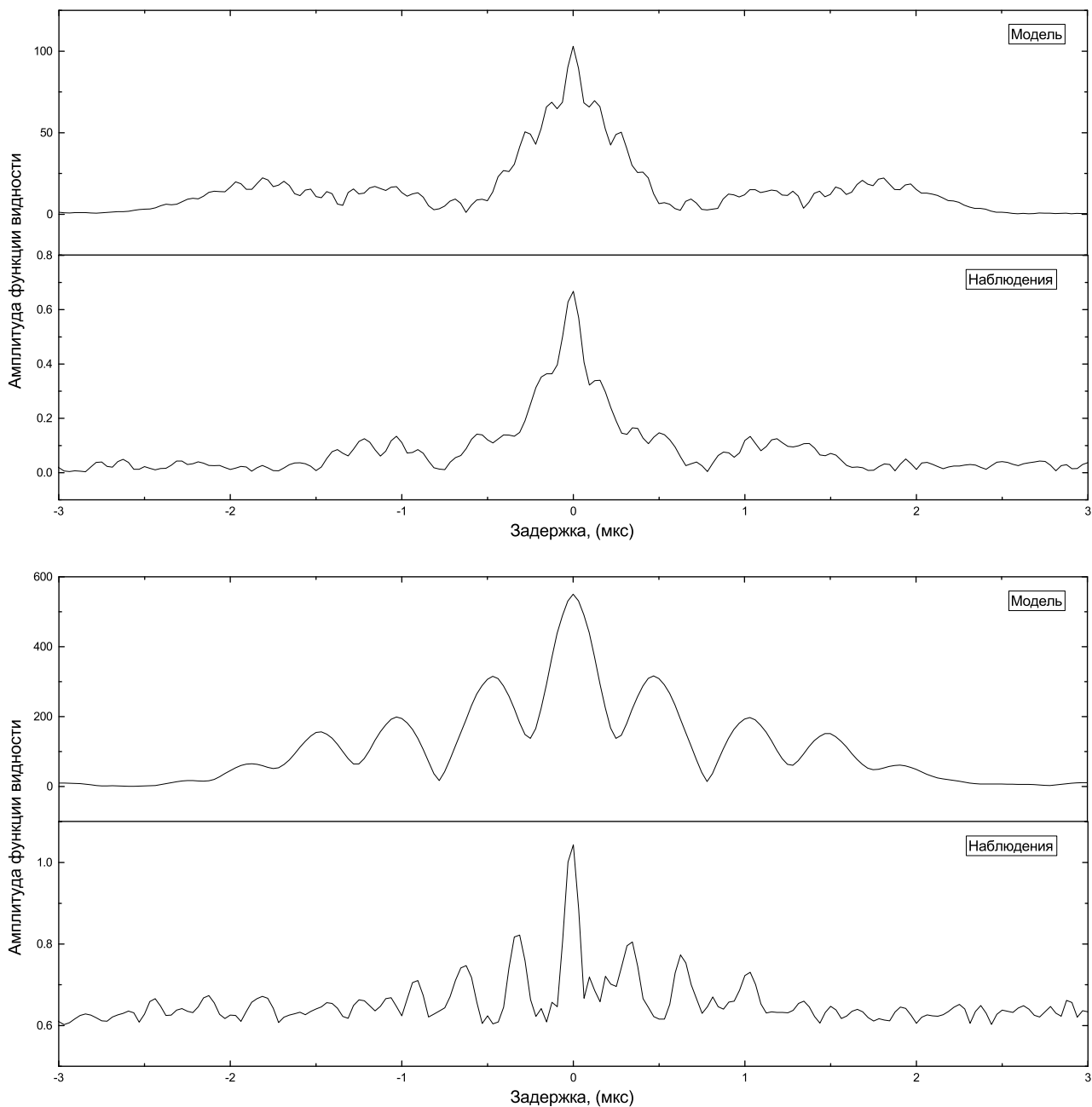


Рисунок 4.3 — Четыре пары смоделированных и реально наблюдавшихся функций видности для индивидуальных гигантских импульсов. В каждой паре сверху представлена амплитуда функции видности для смоделированного импульса, снизу – для реально наблюдавшегося. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3].

Появление таких структур подтверждает заданную модель гигантских импульсов, в которой доминируют неразрешенные компоненты, а наблюдаемые структуры являются результатом интерференции между отдельными идентичными волновыми пакетами. Временной масштаб таких неразрешенных компо-

мент ≤ 30 нс. В этом случае можно оценить нижний предел яркостной температуры гигантских импульсов пульсара В0531+21 [47]:

$$T_b \geq \frac{E_p \cdot L^2}{k \cdot \nu^2 \cdot \tau_{GP}^3}, \quad (4.3)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана, ν – частота, на которой выполнялись наблюдения, $\tau_{GP} = 30$ нс – временной масштаб неразрешенной компоненты гигантского импульса, L – расстояния от наблюдателя до пульсара. Для самого сильного импульса, зарегистрированного в наблюдениях 10-11 января 2015 года $E_p = 3 \cdot 10^{-26}$ эрг/с·см²·Гц, что дает оценку яркостной температуры $T_b \geq 10^{38}$ К. Другие оценки дают схожее значение яркостной температуры [38; 58].

4.4 Гигантский импульс как сильная электромагнитная волна

Насколько оправдано название гигантские импульсы, представляет ли это явление нечто экстраординарное в физическом смысле? Для ответа на этот вопрос нужно оценить напряженность поля электромагнитной волны гигантского импульса, чтобы сопоставить ее с условиями в магнитосфере пульсара. Пиковая плотность потока гигантских импульсов, измеренная в Ян, которую регистрируют телескопы в районе Земли, связана с амплитудой волны известным из электродинамики соотношением [92]:

$$U = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} \equiv \frac{A^2}{4\pi} \cdot c = S_{peak(Jy)} \cdot 10^{-23} \cdot \Delta\nu, \quad (4.4)$$

где $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц} = 10^{-23} \text{ эрг/с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Гц}$, U – плотность энергии, E и H – напряженность электрического и магнитного поля волны соответственно, A – амплитуда волны, тождественно равная амплитуде колебаний магнитного или электрического поля (для электромагнитной волны $E = H = A$), $\Delta\nu$ – полоса частот излучения, c – скорость света. Из этого следует, что вблизи Земли

амплитуда:

$$A_{\oplus} = \left(\sqrt{\frac{4\pi}{c} \cdot S_{peak(Jy)} \cdot \Delta\nu} \right) \cdot 3.3 \cdot 10^{-12} \approx 6.8 \cdot 10^{-17} \cdot \sqrt{S_{peak(Jy)} \cdot \Delta\nu}, \quad (4.5)$$

Наблюдаемая плотность потока импульса зависит, кроме яркости самого импульса, также и от параметров аппаратуры – прежде всего от полосы приемника и временного разрешения. По этой причине, зачастую вместо плотности потока используют энергию импульса E , выраженную в единицах Ян-ский, умноженный на микросекунду. Это дает возможность легко сравнивать различные наблюдения. В таком случае $A_{\oplus} = 6.8 \cdot 10^{-17} \cdot \sqrt{E \cdot \Delta\nu / \Delta t}$, Δt – длительность импульса. Амплитуду волны можно для удобства выразить в единицах, имеющих размерность круговой частоты [37], используя выражение, аналогичное выражению для ларморовской гирочастоты, где вместо напряженности постоянного магнитного поля подставлена напряженность поля волны: $\omega_W = eA/mc = 1.76 \cdot 10^7 \cdot A$. На границе магнитосферы, в районе светового цилиндра поток $S_{LC} = S_{peak(Jy)} \cdot (L/R_{LC})^2$, получим значение амплитуды $A_{LC} = A_{\oplus} \frac{L}{R_{LC}}$ (закон обратных квадратов), где L – расстояние от наблюдателя до пульсара, $R_{LC} = cP/2\pi$ – радиус светового цилиндра, P – период пульсара. Для пульсара в Крабовидной туманности $L = 2 \text{ кпк} = 6 \cdot 10^{21} \text{ см}$, $R_{LC} = 1.6 \cdot 10^9 \text{ см}$, тогда $A_{LC} = 3.8 \cdot 10^{12} \cdot A_{\oplus} = 2.6 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{S_{peak(Jy)} \cdot \Delta\nu}$. Пиковая плотность потока гигантских импульсов, наблюдавшихся в Крабовидной туманности, заключена в пределах $4000 - 10^6$ Ян. Выполним оценку для полосы частот $\Delta\nu = 16 \text{ МГц}$, так как данная ширина полосы использовалась в наблюдениях, представленных в данной работе. В этом случае амплитуда волны (напряженность поля) гигантского импульса у светового цилиндра будет $120 - 2000 \text{ Гс}$. Эти значения скорее можно рассматривать как нижний предел, поскольку, как указано в предыдущем параграфе (см. также [38]), в гигантских импульсах доминируют неразрешенные компоненты и для них $\Delta\nu \sim \nu$, а также пиковая плотность потока в этом случае должна быть увеличена в $\nu/16 \text{ МГц}$ раз по сравнению с наблюдаемой. Для частоты 1.6 ГГц , на которой было проведено большинство наших наблюдений, получим значения $A \sim 3 \cdot 10^3 \text{ Гс}$.

Закон обратных квадратов применим и для области внутри магнитосферы почти до самой поверхности нейтронной звезды, радиус которой $R_* \sim 10^6 \text{ см}$. Амплитуду волны гигантских импульсов вблизи поверхности можно оценить

как $A_* = 3 \cdot 10^{15} \cdot A_{\oplus} = 0.2 \cdot \sqrt{S_{peak}(Jy)\Delta\nu} \sim 5 \cdot 10^6 - 10^{10}$ Гс, что соответствует плотности энергии $3 \cdot 10^{12} - 10^{21}$ эрг·см⁻³. Однако плотность энергии частиц, унесенных с поверхности и ускоренных за счет индуцированного электрического поля, принципиально не может превышать долю $(2\pi R_*/cP)^2 = 4 \cdot 10^{-5}$ от плотности энергии магнитного поля, что составляет 10^{19} эрг·см⁻³. То обстоятельство, что плотность энергии гигантских импульсов превосходит плотность энергии плазмы, как отмечено в [38], создает большие трудности при попытках привлечь для объяснения феномена подобных импульсов традиционные плазменные механизмы. Но гораздо важнее другое, а именно – более внимательный анализ приводит к неожиданному выводу, что поведение электромагнитных волн столь большой амплитуды, которая наблюдается у гигантских импульсов, вообще не может быть описано в рамках привычных законов физики плазмы, т. к. они перестают быть справедливыми если волна настолько сильная, что способна ускорять заряженные частицы до релятивистских скоростей.

Очевидным критерием сильной волны служит условие $\omega_W > \omega$, где ω_W – амплитуда сильной волны, выраженная в единицах круговой частоты, а ω – круговая частота первичной волны. Другими словами, при $\omega_W/\omega \gg 1$ – волна сильная, при $\omega_W/\omega \ll 1$, – волна слабая. В этом случае характер взаимодействия волны и плазмы радикальным образом меняется: частицы излучают в узком конусе вдоль своего движения, преимущественно в направлении перпендикулярном направлению первичной волны и на более высоких частотах. Никакой интерференции вторичных и первичных волн не происходит, взаимодействие частиц с волной сводится к потере энергии волной на ускорение частиц, иными словами – гигантские импульсы действуют как эффективный ускоритель частиц.

Задача о движении заряженной частицы в поле электромагнитной волны имеет точное аналитическое решение, справедливое при любом значении ω_W/ω [92]. Из него следует, что если $\omega_W \gg \omega$, то в поле волны с круговой поляризацией частица движется по кругу радиуса $\lambda/2\pi$ (λ – длина волны) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения первичной волны, с Лоренц-фактором $\gamma = \omega_W/\omega$, излучает на частоте $\omega_{em} \sim \omega\gamma^3 = \omega_W^3/\omega \gg \omega$ в пределах угла раствором $\theta_{em} \sim \gamma^{-1} \approx \omega_W/\omega$, что является аналогом синхротронного излучения. В поле линейно поляризованной волны частица движется по траектории в форме восьмерки в плоскости **E** и **k** векторов волны, продоль-

ная ось восьмерки перпендикулярна направлению распространения волны. Лоренц-фактор изменяется вдоль траектории от значений $\gamma = 0.36 \cdot \omega_W$ на краях до $\gamma = 1.03 \cdot \omega_W/\omega$ в центре.

Возможным свидетельством такого «бокового» излучения могут служить радикальные изменения в профиле пульсара на частотах выше 4 ГГц [44]. Полностью исчезает главный импульс. Фаза интеримпульса скачком меняется на 15° . На долготях, где на низких частотах отсутствовало какое-либо излучение, появляются две широких детали. Предположительно, такую картину можно интерпретировать как излучение частиц, ускоренных в поле волны гигантских импульсов. Что касается природы гигантских импульсов и их роли в формировании излучения пульсаров, можно предположить следующий сценарий: гигантские импульсы рождаются вблизи поверхности нейтронной звезды в момент каскадного пробоя вакуумного зазора, как естественное следствие возникновения объемного заряда, которое сопровождает этот процесс. На всем пути, от поверхности звезды до границы магнитосферы, гигантский импульс работает как эффективный ускоритель частиц. Пульсар в Крабовидной туманности – молодой пульсар, с коротким периодом и соответственно малым радиусом светового цилиндра, поэтому за короткое время прохождения через магнитосферу гигантский импульс успевает потратить на ускорение частиц только небольшую долю своей энергии. Для старых пульсаров, с периодом порядка секунды, размер магнитосферы в десятки раз больше, и вся энергия гигантских импульсов расходуется на ускорение частиц. Таким образом импульс растрчивает всю свою энергию, но при этом возбуждает плазму магнитосферы, что делает возможным генерацию радиоизлучения стандартными плазменными механизмами (например, в результате двухпотоковой неустойчивости).

4.5 Распределение гигантских импульсов по энергиям

Получаемые при первичной обработке кросскорреляционные функции (функции видности) содержат в себе информацию о мощности зарегистрированного сигнала, которая определяется для произвольной базы из двух телескопов « i » и « j » максимальным значением амплитуды функции $|V_{ij}(\tau)|$. После

корреляционной обработки максимум функции видности находится при $\tau = 0$, т.е. $|V_{ij}(0)|$.

На Рисунке 4.4 изображены средние профили пульсара B0531+21 для каждого наблюдения, полученные: на телескопе РТ-70 в Евпатории для сеанса RAFS01; на телескопе Вестерборк для сеансов RAES04A, RAES04B, RAES04D, RAKS02AD, RAGS10A; на телескопе Эффельсберг для сеанса RAGS10B; на телескопе Аресибо для сеанса RAKS02AE. На низких частотах эффекты рассеяния проявляются сильнее, что видно на Рисунке 4.4 из среднего профиля, полученного на частоте 324 МГц (сеанс RAKS02AE).

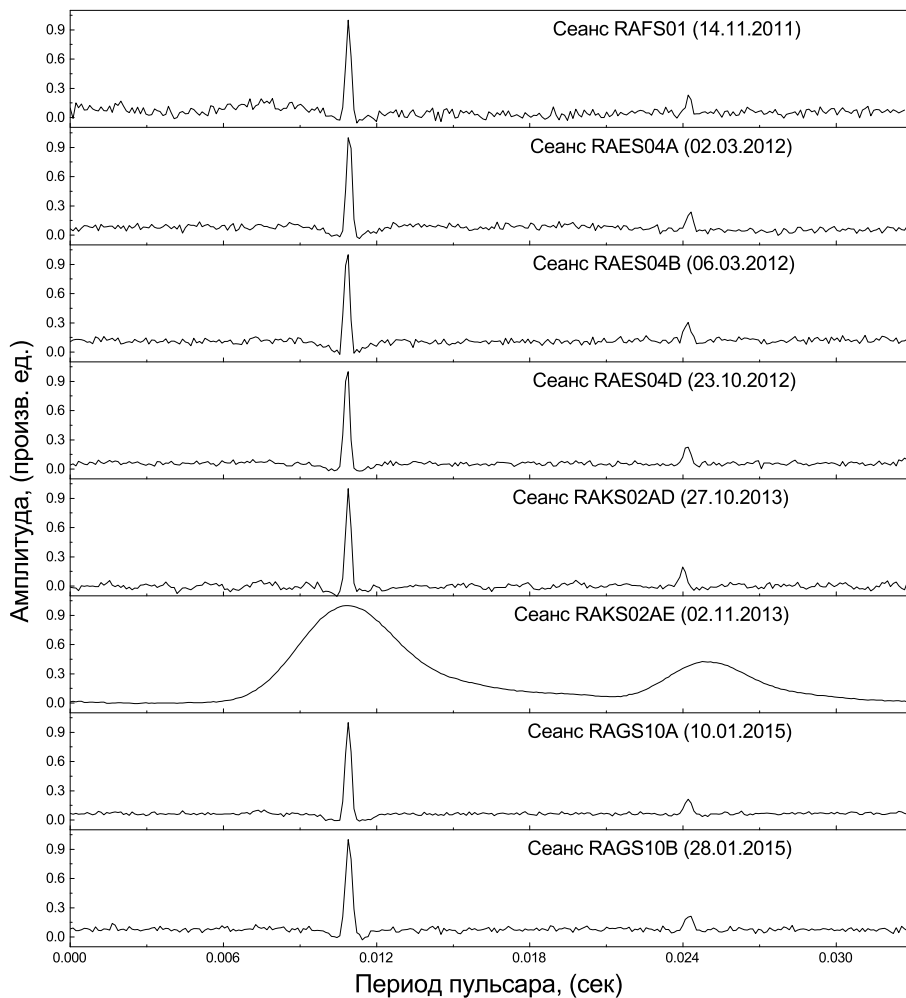


Рисунок 4.4 — Средние профили пульсара B0531+21 для восьми наблюдений.

Все сеансы проводились на длине волны 18 см, за исключением сеанса RAKS02AE — 92 см. Амплитуда среднего профиля приведена в произвольных единицах, отнормированных на максимальное значение амплитуды главного импульса. Результат диссертанта из работы [A4].

Для дальнейшей обработки данных применялась нормировка амплитуды функции видности, описанная в Главе 3. Используя получаемые на выходе коррелятора кросс-спектры, можно оценить распределение зарегистрированных гигантских импульсов по энергиям. Большое преимущество такого подхода заключается в том, что во-первых минимизируется шумовая составляющая в распределении по энергиям, а во-вторых оценка не привязана к ширине зарегистрированного импульса.

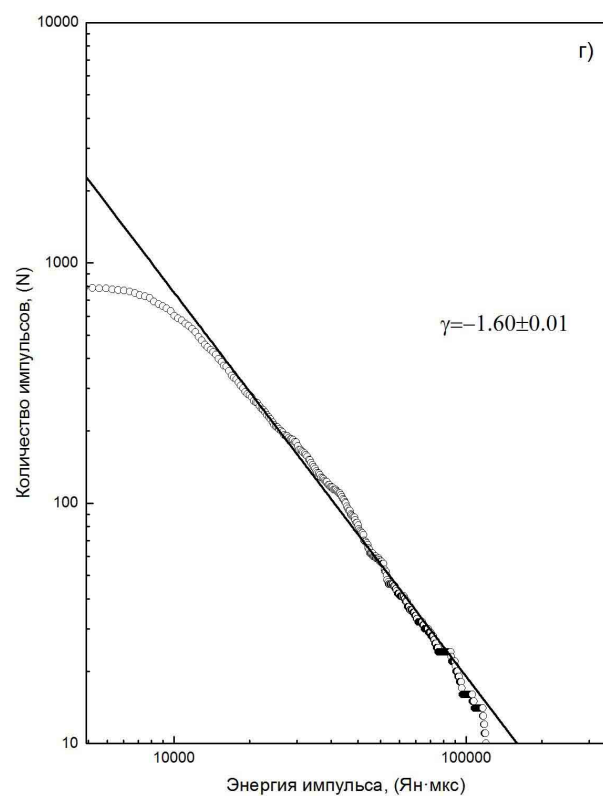
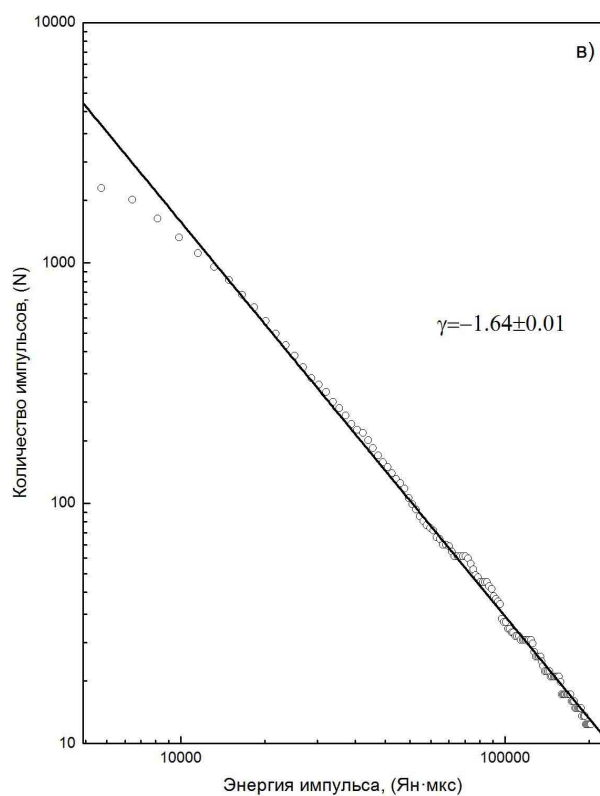
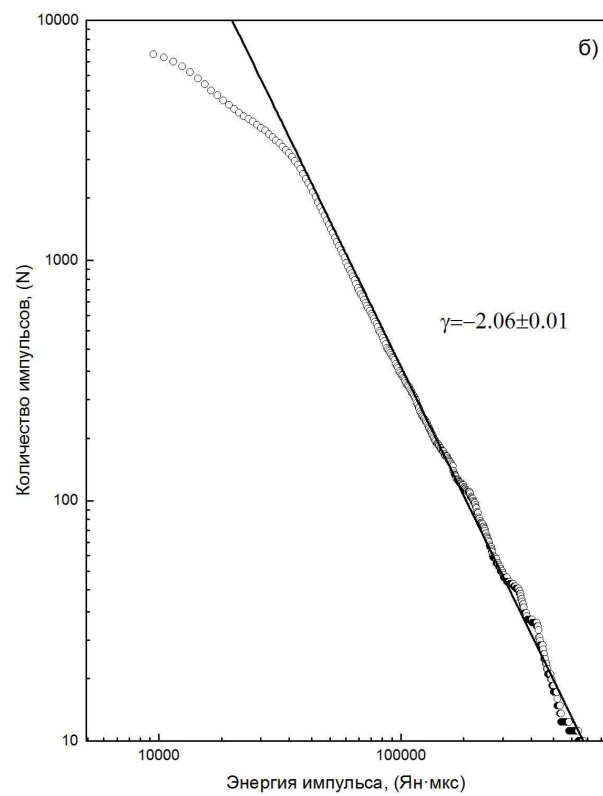
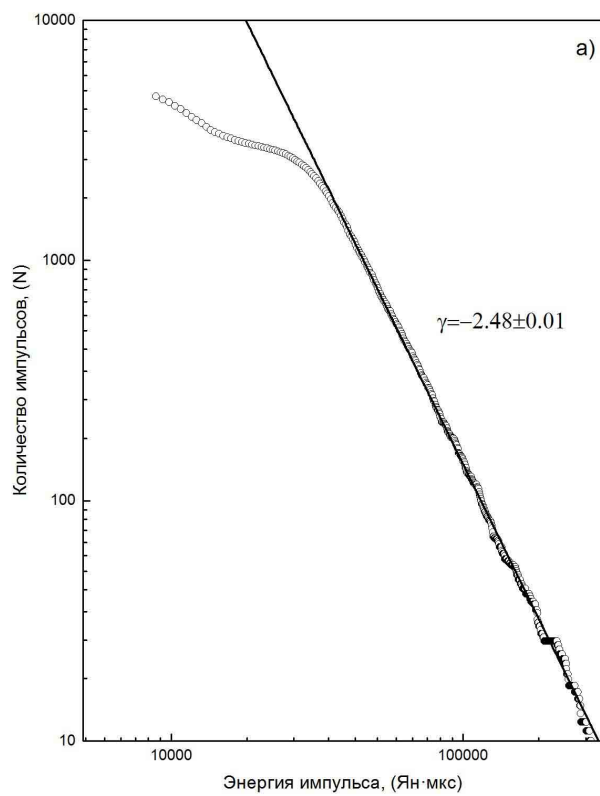
Для перехода от нормированной амплитуды функции видности $|V_{ij*}(0)|$ к коррелированному потоку для каждой базы использовалось соотношение:

$$S_{Jy} = |V_{ij*}(0)| \cdot \sqrt{SEFD_1 \cdot SEFD_2}, \quad (4.6)$$

где S_{Jy} – коррелированный поток в Ян, $|V_{ij*}(0)|$ – нормированная амплитуда функции видности, $SEFD_1$ и $SEFD_2$ – эквивалентные плотности потока системы для двух телескопов, выраженные в Ян. В значении $SEFD$ для телескопов учитывался также собственный вклад от Крабовидной туманности, который по выполненным оценкам составил 165 Ян для телескопа Вестерборк и 275 Ян для телескопа Аресибо, для остальных телескопов ~ 830 Ян на частоте 1668 МГц и ~ 1090 Ян на частоте 324 МГц. Распределение гигантских импульсов по энергиям носит степенной характер $N(E) \propto E^{-\gamma}$:

$$N(E > E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} n(E) dE \propto E_\gamma^{-\beta+1}, \quad (4.7)$$

где $n(E)$ – количество гигантских импульсов с энергией E , а $\gamma = \beta - 1$. В работе анализировались кумулятивные распределения (CPD) гигантских импульсов по энергиям для главного импульса (см. Рисунок 4.5). В рамках этих оценок, данные для интерпульса не анализировались в виду меньшей статистики. Полная энергия в единицах Ян×мкс вычислялась как $S_{Jy} \times \delta t$, где $\delta t_{18cm} = 32$ мкс и $\delta t_{92cm} = 64$ мкс – ширина окна корреляции в микросекундах, которая выбиралась при корреляционной обработке для 18 см и 92 см соответственно, S_{Jy} – коррелированный поток в янских.



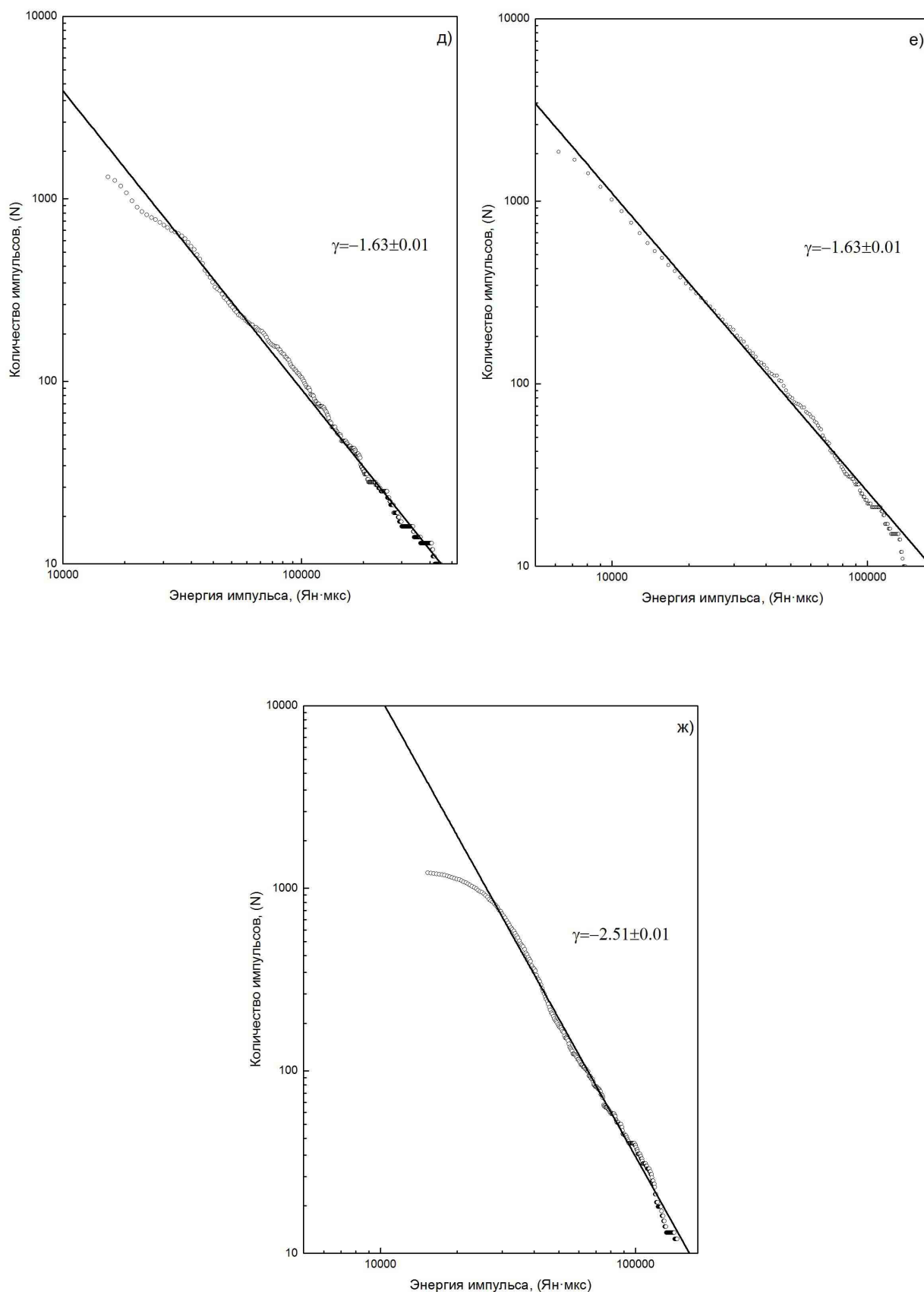


Рисунок 4.5 — Распределение гигантских импульсов по энергии в логарифмическом масштабе: а) – сеанс RAES04A (02.03.2012), б) – сеанс RAES04B (06.03.2012), в) – сеанс RAES04D (23.10.2012), г) – сеанс RAKS02AD (27.10.2013), д) – сеанс RAKS02AE (02.11.2013), е) – сеанс RAGS10A (10.01.2015), ж) – сеанс RAGS10B (28.01.2015). Прямыми сплошными линиями показан наклон распределений. Результат диссертанта из работы [A4].

Величина спектрального индекса γ оценивалась путем степенной аппроксимации данных распределений. Полученные значения спектрального индекса для каждого сеанса приведены в Таблице 2. Для сеанса RAFS01 оценка спектрального индекса не проводилась в виду малой продолжительности сеанса (1 час) и малой статистики зарегистрированных импульсов. Оценки показателя степени другими авторами давали значения в интервале $-1.5 \div -3.5$ для разных частотных диапазонов [44; 93]. Измеренные значения показателя γ находятся в хорошем соответствии с ранее полученными результатами. Отсутствие излома в низкоэнергичной области обусловлено ограничениями на чувствительность по интерферометрическому отклику. Похожие значения показателя распределения импульсов по энергиям были получены для миллисекундного пульсара B1937+21, который тоже является источником гигантских импульсов ($\gamma \approx -1.4$, длительность импульсов $\approx 1 - 2$ мкс) [47].

4.6 Фаза и структурная функция фазы для гигантских импульсов

Исследование поведения фазы во времени с помощью структурных функций представляет дополнительный интерес и позволяет сделать дополнительные оценки углового размера кружка рассеяния. В данном разделе представлен результат анализа структурных функций фазы функции видности во времени для индивидуальных гигантских импульсов на наземных базах.

Значение фазы функции видности $\varphi(\tau)$ выбиралось для максимального значения амплитуды функции видности $|V(\tau)|$, при этом дополнительно проводилась проверка на события (импульсы) с недостаточным отношением сигнала к шуму и события (импульсы), которые не давали корреляцию на выбранной базе. Подобные события исключались из рассмотрения. Наземно-космические базы в этом анализе не использовались, так как наблюдаемое изменение формы функции и недостаточный уровень отношения сигнала к шуму не позволяли однозначно определить канал по задержке в функции видности, для которой следует выбирать значение фазы. В общем виде, структурная функция фазы

определяется следующим выражением:

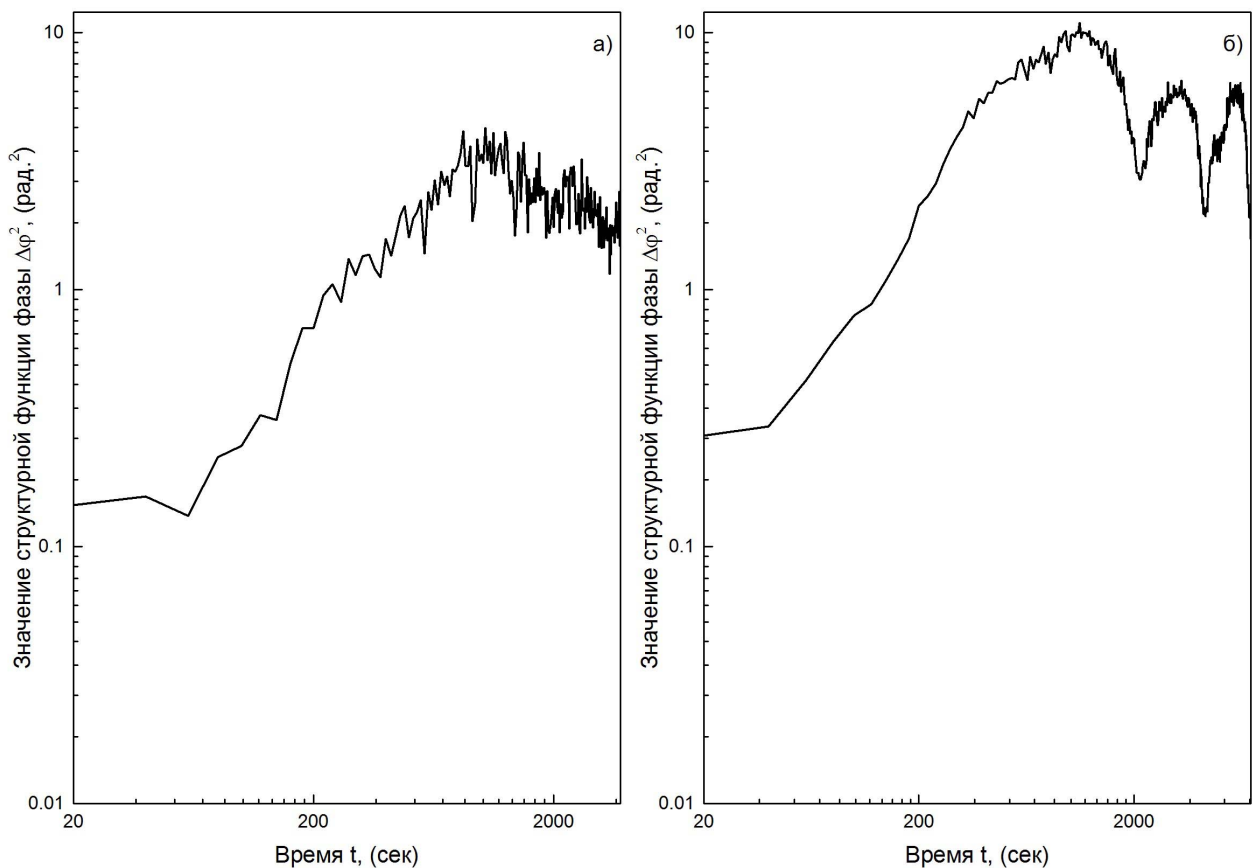
$$D_\varphi(\Delta t) = \langle [\varphi(t) - \varphi(t + \Delta t)]^2 \rangle_t, \quad (4.8)$$

Величину фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ можно получить из структурной функции фазы от времени – она соответствует квадратному корню из значения структурной функции фазы в точке с минимальным значением времени. На Рисунке 4.6 изображены структурные функции фазы для каждого сеанса наблюдений, вычисленные для наилучшей наземной базы.

Предполагалось измерить угловые размеры диска рассеяния пульсара методом, предложенным в работе [58]. Зная величину $\Delta\varphi$, можно вычислить геометрическую задержку $\tau_g = \Delta\varphi / (2 \cdot \pi \cdot \nu)$, где ν – частота, на которой выполнялись наблюдения. Тогда, угловой размер диска рассеяния может быть оценен по формуле:

$$\theta_H = \frac{c \cdot \tau_g}{B}, \quad (4.9)$$

где B – проекция базы в километрах.



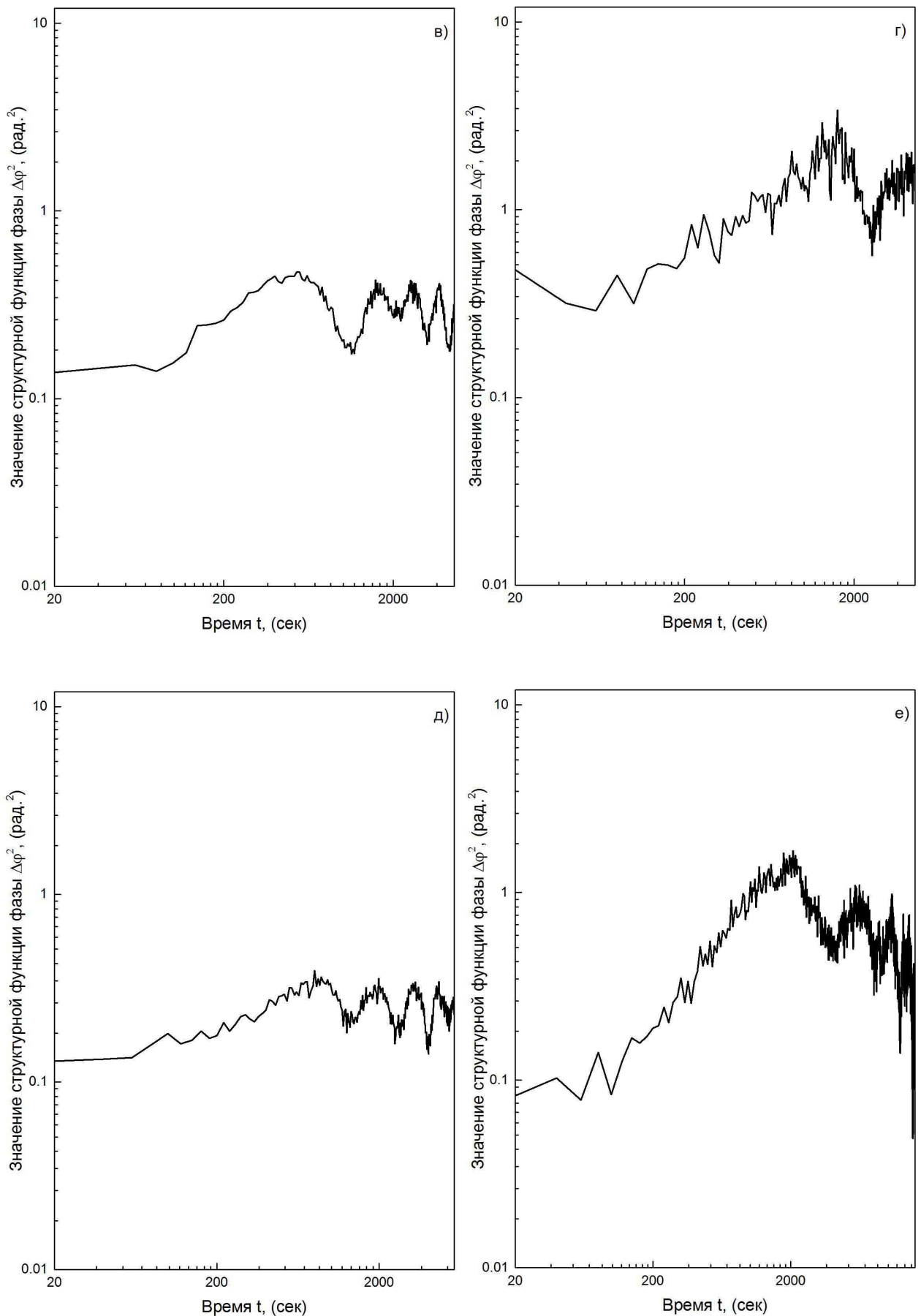


Рисунок 4.6 — Структурные функции фазы: а) — сеанс RAES04A (02.03.2012), б) — сеанс RAES04B (06.03.2012), в) — сеанс RAES04D (23.10.2012), г) — сеанс RAKS02AD (27.10.2013), д) — сеанс RAGS10A (10.01.2015), е) — сеанс RAGS10B (28.01.2015). Результат диссертанта из работы [A4].

На Рисунке 4.7 (а) изображены структурные функции фазы для пульсара B0531+21 (сеанс RAGS10A) и для сравнения для квазара 0642+449 на длине волны 18 см. При вычислении структурных функций, шаг по времени выбирался равным $\Delta t = 20$ сек. Для пульсара в Крабовидной туманности (сеанс RAGS10A) значение структурной функции фазы при минимальном временном сдвиге составило $\Delta\varphi = 0.4$ рад. Для квазара 0642+449 эта величина оказалась существенно меньше (см. Рисунок 4.7 (а)) и составляет $\Delta\varphi = 0.036$ рад.

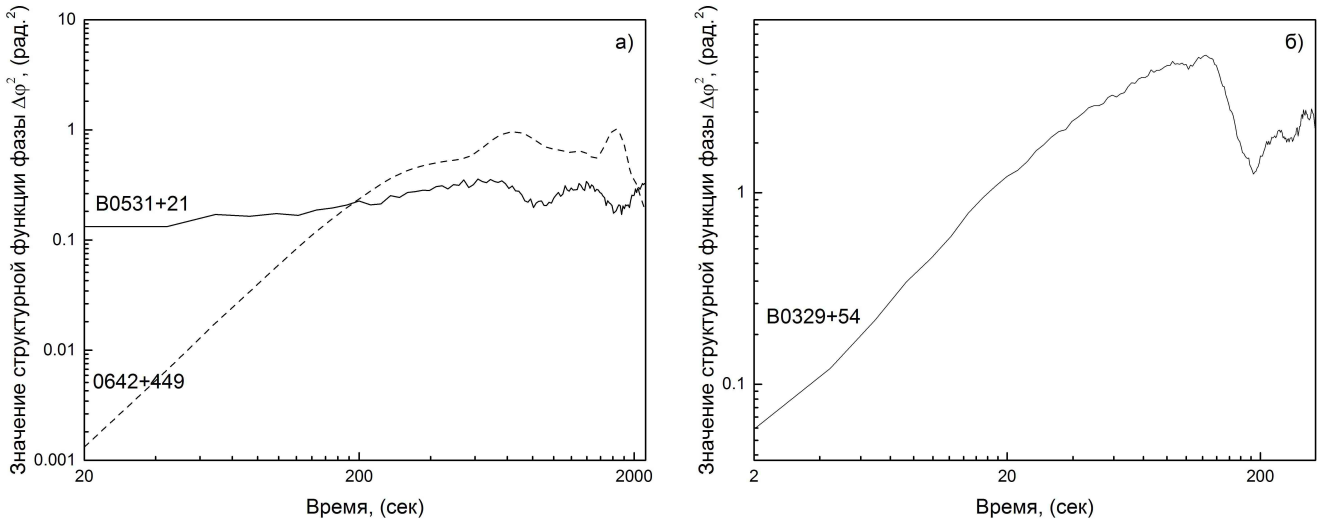


Рисунок 4.7 — Структурная функции фазы для пульсара B0531+21 (сеанс RAGS10A, сплошная линия) и для сравнения для квазара 0642+449 (пунктирная линия) (а), временной шаг $\Delta t = 20$ сек. Структурная функции фазы для пульсара B0329+54 (б), временной шаг $\Delta t = 2$ сек. Результат диссертанта из работы [A4].

Разница в величине $\Delta\varphi$ для квазара и гигантских импульсов пульсара B0531+21 обусловлена рассеянием радиоизлучения гигантских импульсов на межзвездной среде. При больших значениях $t > 100$ с ($5 \cdot \Delta t$) наблюдаются похожие квази-периодические крупномасштабные флуктуации фазы, которые связаны с атмосферными и ионосферными возмущениями и имеют характерный временной масштаб $t \approx 1000 - 1200$ секунд.

Из Рисунке 4.8 (а, б) видно, что $\Delta\varphi$ не зависит от проекции базы. Средне-квадратичное значение фазовых флуктуаций для пульсара при минимальном сдвиге Δt составило $\langle \Delta\varphi \rangle = 0.42$ рад., а стандартное отклонение для этой величины $\sigma_{\Delta\varphi} = 0.12$ рад.

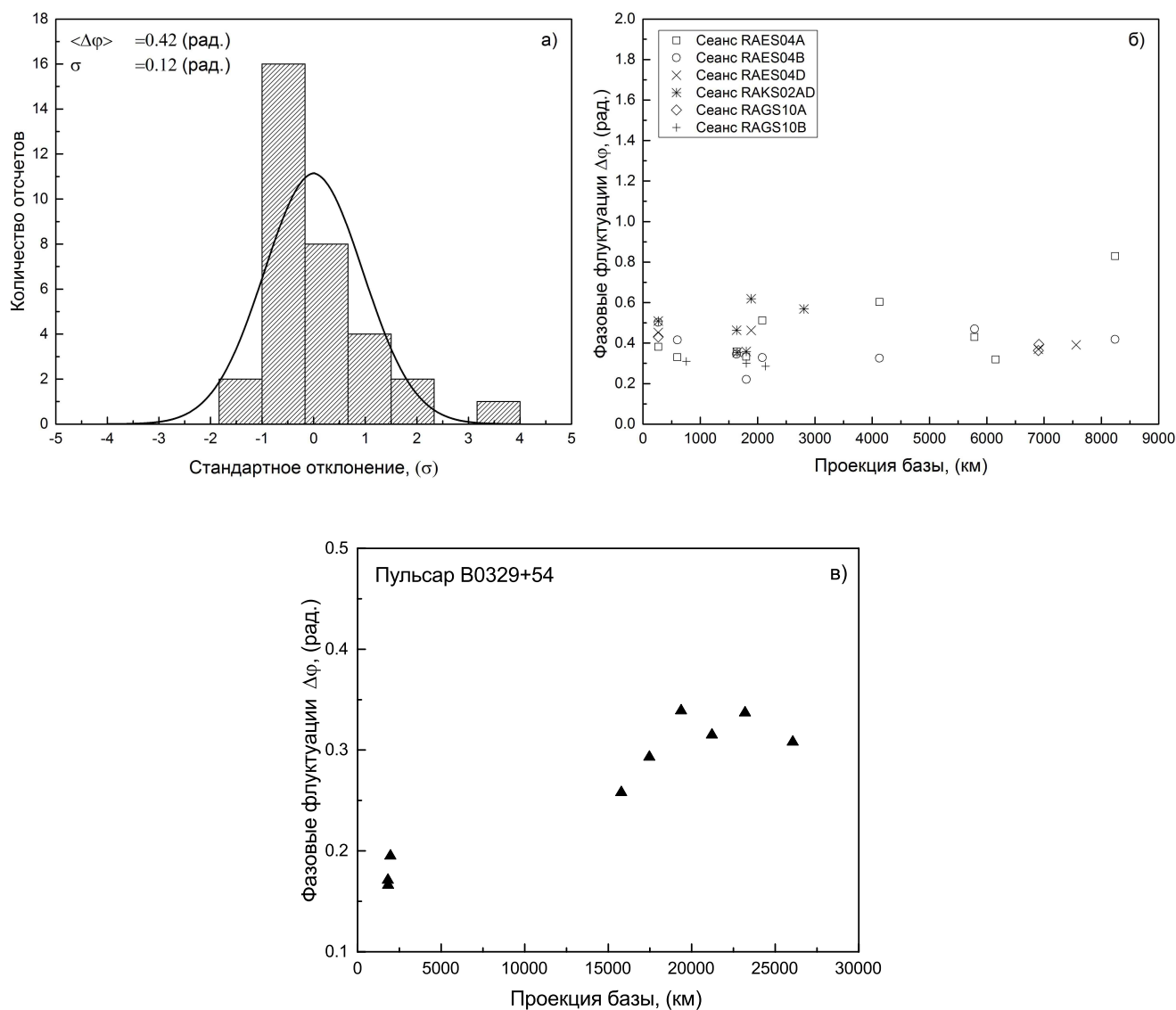


Рисунок 4.8 — Гистограмма статистического распределения фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ (а) и зависимость фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ от проекции базы (б) для пульсара в Крабовидной туманности, и для сравнения зависимость фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ от проекции базы для пульсара V0329+54 (в). Проекция базы указана в километрах. Результат диссертанта из работы [А4].

Для сравнения, был выполнен аналогичный анализ структурных функций фазы для пульсара V0329+54, который также наблюдался в рамках научной программы миссии «Радиоастрон». Радиус дифракционного пятна на длине волны 92 см для этого пульсара составлял 17000 км [13]. Среднее значение флуктуации фазы до проекций базы 2000 км составляла $\Delta\varphi \approx 0.16 - 0.19$, для проекций базы больше 15000 км значение $\Delta\varphi$ изменялось с увеличением

проекции базы с 0.25 до 0.33 и становилось примерно постоянным $\Delta\varphi \approx 0.33$ после 18000 км (см. Рисунок 4.8 (в)).

Величина фазовых флуктуация для пульсара V0531+21 сохраняется постоянной с увеличением проекции базы, так как значение радиуса дифракционного пятна для длины волны 18 см находится в пределах от 10000 до 34000 км, при этом максимальное значение наземных проекций базы в наблюдениях не превышал значений в 9000 км.

Из результатов анализа, следует, что изменение фазовых флуктуаций наблюдается только в случае, когда проекция базы B будет превышать значение радиуса дифракционного пятна $r_{diff} = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \lambda / (\pi \cdot \theta_H)$. Только при $B > r_{diff}$ можно вычислить угловые размеры кружка рассеяния θ_H , используя соотношение 4.9.

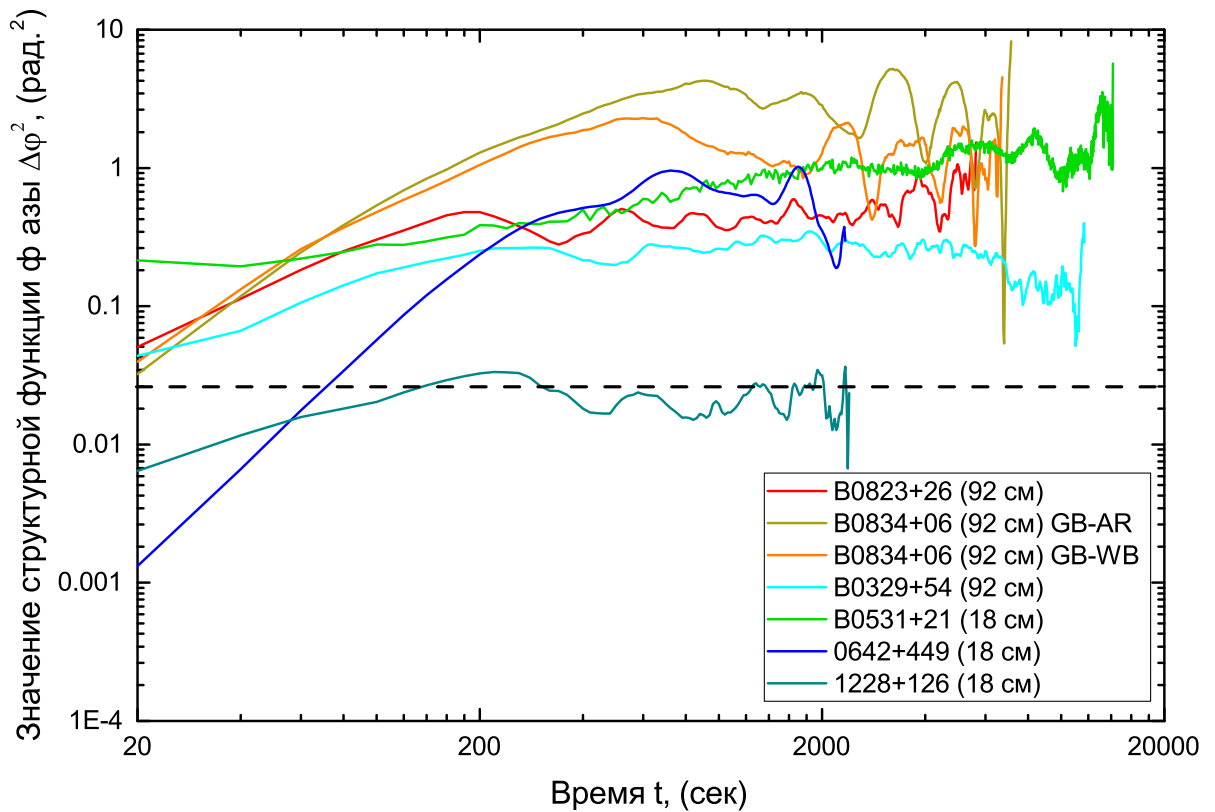


Рисунок 4.9 — Структурные функции фазы для пульсаров V0823+26, V0834+06, V0329+54 и V0531+21, а также для двух внегалактических источников 0642+449 и 1228+126. Неопубликованный иллюстративный материал, рисунок подготовлен диссертантом. На защиту не выносится.

Значения времени мерцаний t_{scint} (см. Таблицу 6) оказались меньше или соизмеримы с выбранным шагом по времени $\Delta t = 20$ сек структурной функции.

Для пульсара B0531+21 участок роста структурной функции фазы находится за пределами минимально выбранного анализируемого интервала времени ($t_{scint} < \Delta t$). Выбор меньшего временного интервала Δt для пульсара в Крабовидной туманности невозможен, что в первую очередь связано с трудностями обработки гигантских импульсов, частота детектирования которых в анализированных сеансах наблюдений составляла порядка 2 – 5 импульсов в минуту. В свою очередь, для пульсара B0329+54, время мерцаний которого составляет ≈ 100 секунд, структурная функция фазы с $\Delta t = 2$ сек, показывает плавный рост и имеет область насыщения при $t \approx 100$ сек. (см. Рисунок 4.7 (б)).

Для сравнения были построены структурные фазы для нескольких пульсаров: B0823+26, B0834+06 (для короткой и протяженной баз), B0329+54, и для двух внегалактических источников: 0642+449 и 1228+126 (см. Рисунок 4.9). Как и ожидалось, величина фазовых флуктуаций для пульсаров оказалась значительно выше, чем для источников непрерывного спектра.

4.7 Выводы

1. На примере сеанса RAGS10A (10.01.2015) показано, что спектр мощности сигнала гигантского импульса состоит из протяженной части (характерный частотный масштаб ~ 320 кГц), обусловленной дифракционными искажениями, и узкополосной детали (характерный частотный масштаб ~ 50 кГц), которая обусловлена спектром самих гигантских импульсов. За измеряемую полосу декорреляции следует принимать широкополосную деталь в кросскорреляционной функции от автоспектров, полученных на различных радиотелескопах. В средней функции видности также присутствуют две компоненты: короткомасштабная деталь (характерный временной масштаб ~ 60 нс), обусловленная тонкой структурой гигантских импульсов и протяженная деталь (характерный временной масштаб ~ 1.5 мкс), обусловленная рассеянием. Величину времени рассеяния τ_{SC} следует измерять по протяженной составляющей средней функции видности.

2. Показано, что наличие квазирегулярных структур в функции видности на частоте 1668 МГц для индивидуальных гигантских импульсов обусловлено присутствием ярких неразрешенных компонент. Было выполнено моделирование распространения гигантских импульсов с заданной структурой через рассеивающую среду со значением полосы декорреляции $\Delta\nu \approx 300$ кГц. Результаты моделирования сравнивались с представленными в работе результатами РСДБ наблюдений на частоте 1668 МГц. Сравнительный анализ позволил выявить наличие в гигантских импульсах тонкой структуры. Обнаруженная тонкая структура состоит из неразрешенных пиков длительностью $\tau \leq 30$ нс и яркостной температурой $T_b \geq 10^{38}$ К. Такие неразрешенные компоненты, по-видимому, будут распространяться, как сильные электромагнитные волны, ускоряя частицы окружающей плазмы. Подобные компоненты ранее наблюдались только на частотах выше 5 ГГц – в той области частот, где они не замываются рассеянием.
3. Получены значения показателя γ степенного распределения количества гигантских импульсов по энергиям для каждой эпохи наблюдений. Значение показателя γ лежит в пределах $-1.6 \div -2.5$, что не противоречит ранее полученным значениям. Обнаружены вариации значения показателя γ в зависимости от эпохи наблюдений.
4. Показано, что значение фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ для пульсара в Крабовидной туманности отражает влияние дифракционных искажений радиоспектра индивидуальных импульсов, обусловленных мерцаниями, а также тонкую структуру самих гигантских импульсов. Для этого был выполнен анализ структурных функций фазы функций видности, полученных в сеансах на длине волны 18 см для наземных баз. Среднее значение флуктуации фазы для пульсара В0531+21 составило $\langle \Delta\varphi \rangle \approx 0.42$ рад. По сравнению с внегалактическими источниками непрерывного спектра 0642+449 ($\Delta\varphi \approx 0.036$ рад.) и 1228+126 ($\Delta\varphi \approx 0.08$ рад.), величина фазовых флуктуаций пульсаров оказалась существенно больше.
5. Показано, что фазовые флуктуации $\Delta\varphi$ не меняются с увеличением проекции базы B до 9000 км. Для сравнения была получена зависимость величины $\Delta\varphi$ от B для пульсара В0329+54 на длине волны 92

см. Изменение фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ для этого пульсара наблюдалось при проекциях базы, превышающих радиус дифракционного пятна r_{diff} , который составляет ~ 17000 км на длине волны 92 см. Полученное в данной работе значение радиуса дифракционного пятна r_{diff} для пульсара В0531+21 на длине волны 18 см для разных эпох находится в пределах $10361 \pm 1700 \div 34015 \pm 9268$ км, что превышает максимальную проекцию наземных баз. Величина $\Delta\varphi$ для пульсара В0531+21 не зависит от проекции базы B , когда $B < r_{diff}$. В этом случае невозможно измерить угловой размер диска рассеяния θ_H , используя соотношение $\theta_H = c \cdot \tau_g / B$.

6. Наблюдается квази-регулярная флуктуация фазы в структурной функции с характерным временным масштабом $\sim 1000 - 1200$ секунд. Наличие данных крупномасштабных флуктуаций фазы объясняются атмосферными и ионосферными возмущениями.

Глава 5. Зондирование космической плазмы гигантскими импульсами пульсара в Крабовидной туманности

В данной главе приведены результаты исследования структуры межзвездной среды на направление пульсара B0531+21, расположенного в Крабовидной туманности, а также приведены результаты изучения эффектов рассеяния гигантских импульсов от данного пульсара. Были измерены параметры рассеяния, определено расстояние до рассеивающего экрана. Все представленные в данной главе результаты опубликованы в работах [А1;А2;А4] и в тезисах докладов [Б1;Б2].

5.1 Оценка параметров рассеяния

Оценка параметров рассеяния выполнялась с помощью анализа кросс-корреляционных функций (ККФ), полученных путем обратного преобразования Фурье от кросспектра, вычисленного на корреляторе. Далее ниже будет использоваться термин амплитуды функции видности в данном контексте.

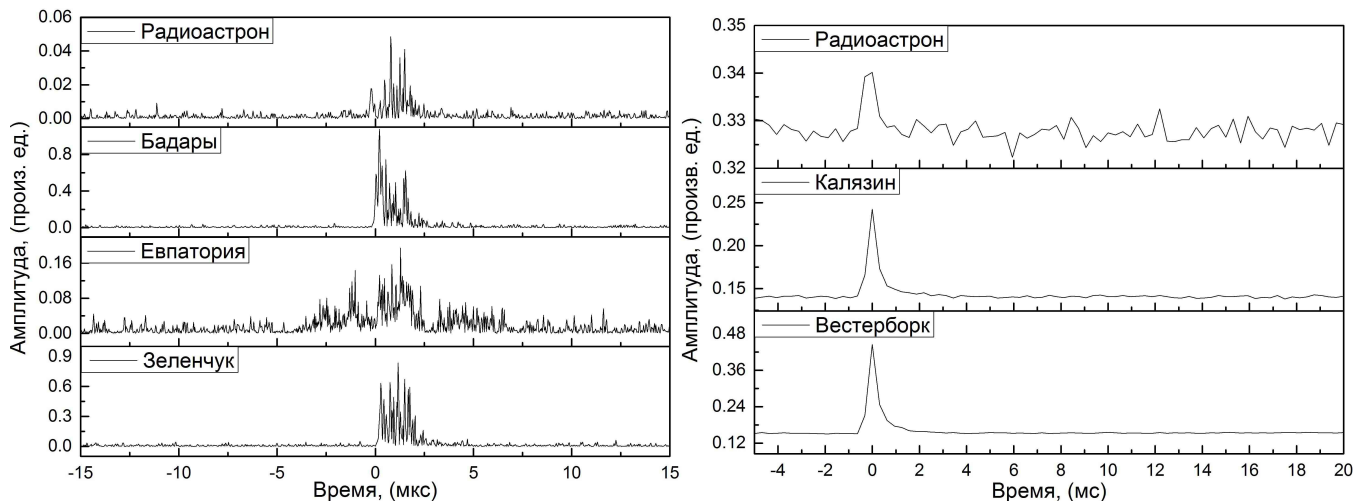


Рисунок 5.1 — Пример профиля индивидуального гигантского импульса на длине волны $\lambda=18$ см (слева, сеанс RAFS01) с оригинальным временным разрешением 31.25 нс и для длины волны $\lambda=92$ см (справа, сеанс RAKS02AE) с усреднением по 1 мс. Результат диссертанта из работы [А1].

На Рисунке 5.1 представлены профили индивидуальных гигантских импульсов для длин волны 18 (слева) и 92 см (справа) соответственно. Корреляция на наземно-космических базах была обнаружена для шести сеансов на длине волны $\lambda=18$ см. На длине волны $\lambda=92$ см интерференционного отклика с космическим радиотелескопом обнаружено не было, несмотря на наличие гигантских импульсов на космическом радиотелескопе в режиме одиночной антенны.

Таблица 6 — Таблица параметров рассеяния пульсара B0531+21. Результат диссертанта из работ [A4].

Код сеанса	τ_{SC} , (мкс)	θ_H , (мас)	$\Delta\nu_d$, (кГц)	r_{diff} , (км)	α_s	γ	t_{scint} , (сек)	Кол-во. ГИ
RAFS01	0.9 ± 0.1	1.3 ± 0.2	116.3 ± 24.5	10361 ± 1700	0.36 ± 0.08	—	123.3 ± 20.2	98
RAES04A	5.8 ± 0.3	0.6 ± 0.1	55.2 ± 5.9	21817 ± 2900	0.94 ± 0.02	-2.48 ± 0.01	9.3 ± 1.2	1202
RAES04B	5.5 ± 0.7	0.5 ± 0.1	41.2 ± 7.9	26949 ± 7700	0.96 ± 0.03	-2.06 ± 0.01	7.5 ± 2.1	1034
RAES04D	5.1 ± 0.5	1.2 ± 0.1	40.7 ± 4.6	11413 ± 900	0.79 ± 0.03	-1.64 ± 0.01	20.2 ± 1.6	929
RAKS02AD	2.2 ± 0.3	1.2 ± 0.1	78.1 ± 7.9	12113 ± 1200	0.61 ± 0.06	-1.60 ± 0.01	51.5 ± 5.1	453
RAKS02AE	2340 ± 23	14.0 ± 1.4	0.068 ± 0.002	5140 ± 500	0.92 ± 0.07	-1.63 ± 0.01	2.9 ± 0.3	579
RAGS10A	1.4 ± 0.2	0.4 ± 0.1	161.1 ± 13.4	34015 ± 9268	0.91 ± 0.05	-1.63 ± 0.01	22.4 ± 6.1	1807
RAGS10B	1.5 ± 0.1	0.5 ± 0.1	70.2 ± 8.3	25675 ± 4485	0.85 ± 0.04	-2.51 ± 0.01	30.2 ± 5.3	627
RAGS10C	—	—	—	—	—	—	—	0

Оценки параметров рассеяния радиоизлучения от пульсара в Крабовидной туманности производились в рамках модели одиночного тонкого экрана и в предположении, что среда изотропна [94].

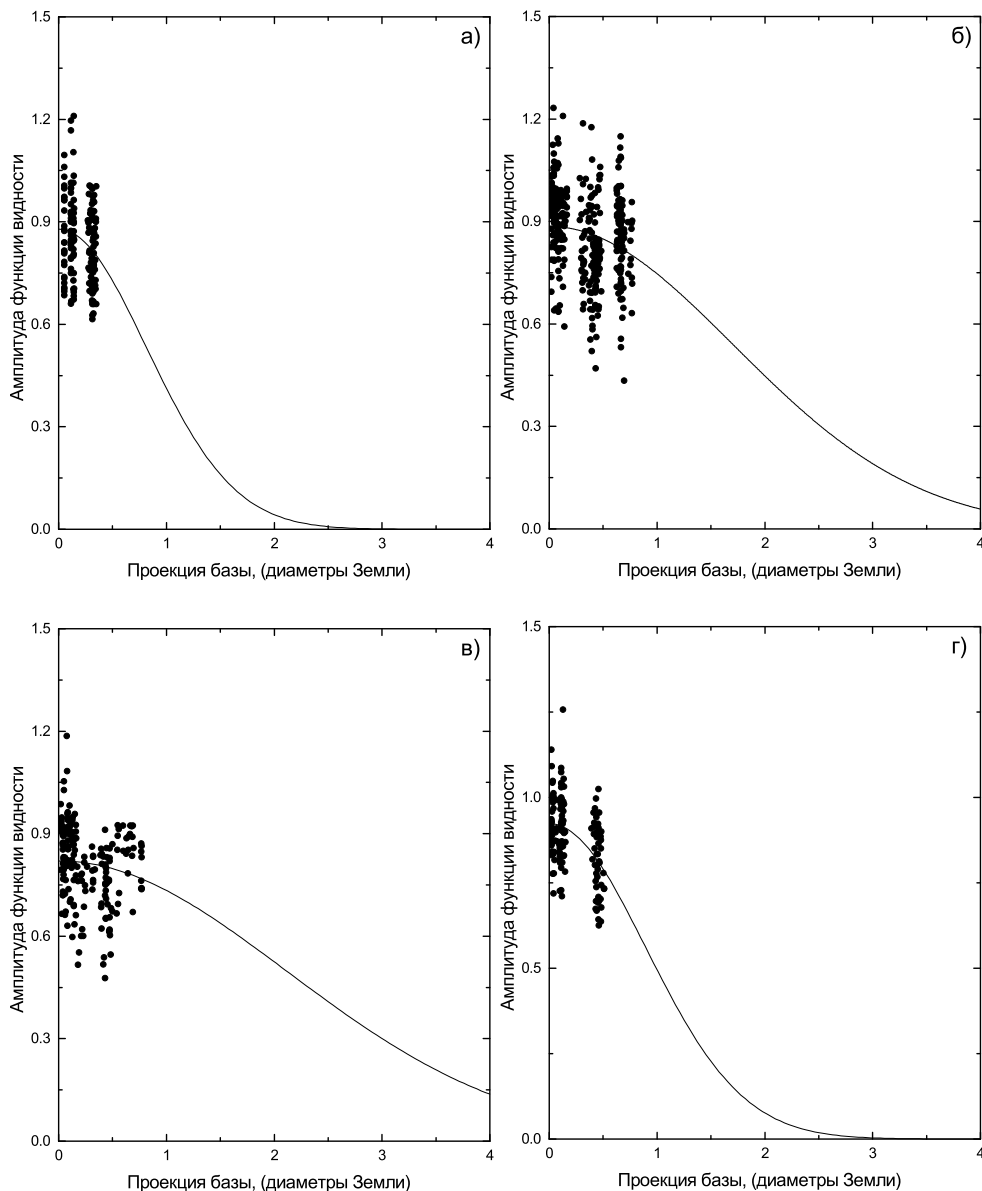
5.1.1 Угловые размеры кружка рассеяния

Угловые размеры кружка рассеяния можно определить из зависимости амплитуды функции видности от проекции базы. В предположении модели однородного рассеивающего диска, эту зависимость можно аппроксимировать Гауссовым распределением [12]:

$$|V_{ij}(B)| = |V(0)| \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\pi}{\sqrt{2 \ln 2}} \cdot \frac{\theta_H \cdot B}{\lambda} \right)^2 \right], \quad (5.1)$$

где θ_H – угловой размер кружка рассеяния в угловых секундах дуги (полная ширина по уровню 0.5), B – проекция базы в см, λ – длина волны в см, на которой проводились наблюдения.

Угловые размеры кружка рассеяния θ_H определялись путем аппроксимации вышеуказанным выражением распределения амплитуды функции видности в зависимости от проекции базы. Ошибки угловых размеров определялись, как формальные ошибки, получаемые методом наименьших квадратов (МНК) при аппроксимации распределения выражением 5.1. На Рисунке 5.2 изображены зависимости максимального значения амплитуды функции видности от проекции базы. Указаны зависимости для всех гигантских импульсов всех комбинаций наземных баз, для каждого из анализируемых сеансов. Сплошными линиями показаны аппроксимации этих зависимостей выражением 5.1.



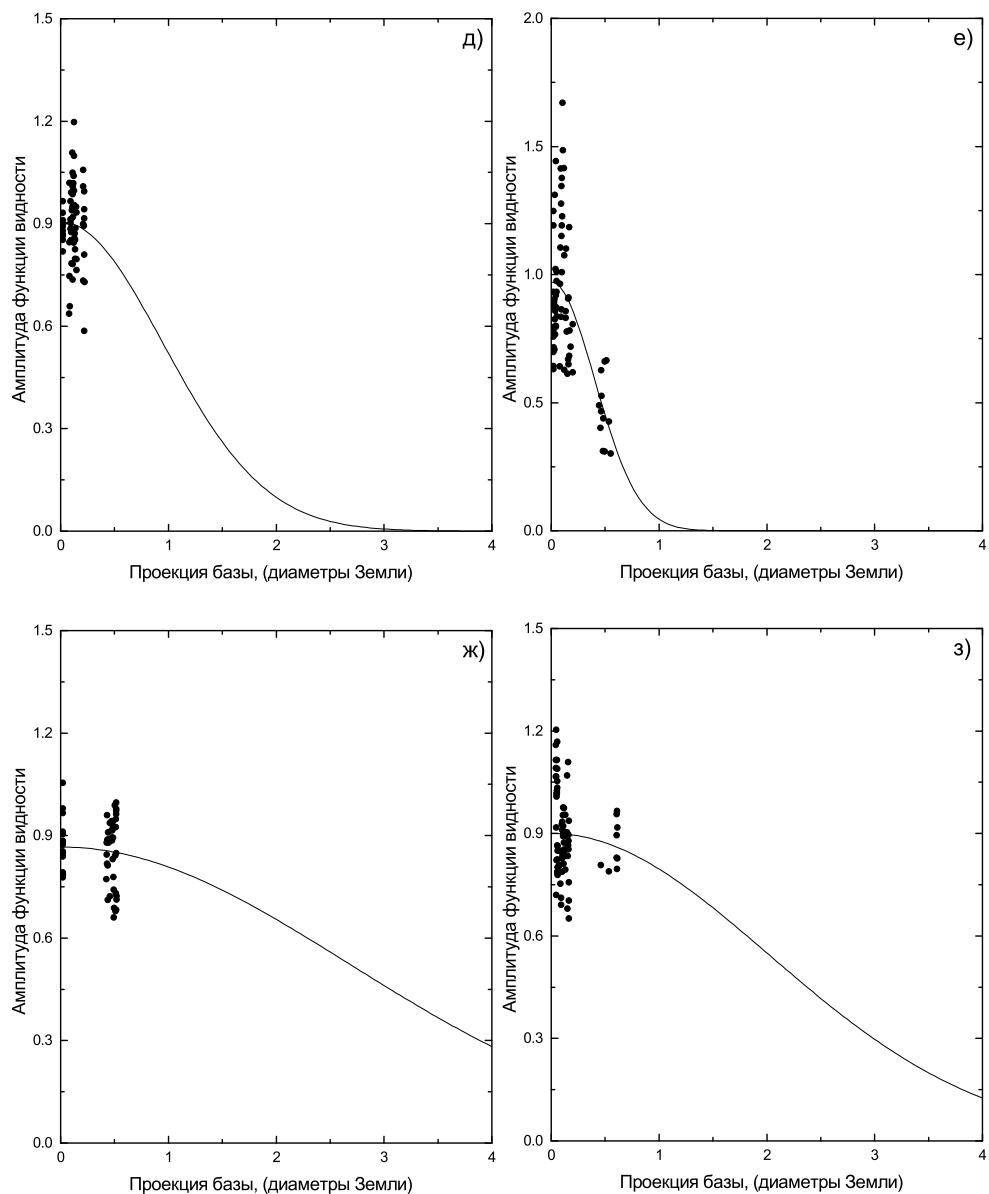


Рисунок 5.2 — Зависимости амплитуды функции видности от проекции базы. На рисунке изображены следующие сеансы: а) — сеанс RAFS01 (14.11.2011), б) — сеанс RAES04A (02.03.2012), в) — сеанс RAES04B (06.03.2012), г) — сеанс RAES04D (23.10.2012), д) — сеанс RAKS02AD (27.10.2013), е) — сеанс RAKS02AE (02.11.2013), ж) — сеанс RAGS10A (10.01.2015), з) — сеанс RAGS10B (28.01.2015). Сплошной линией показаны кривые аппроксимации выражением 5.1. Результаты диссертанта из работ [A1;A4].

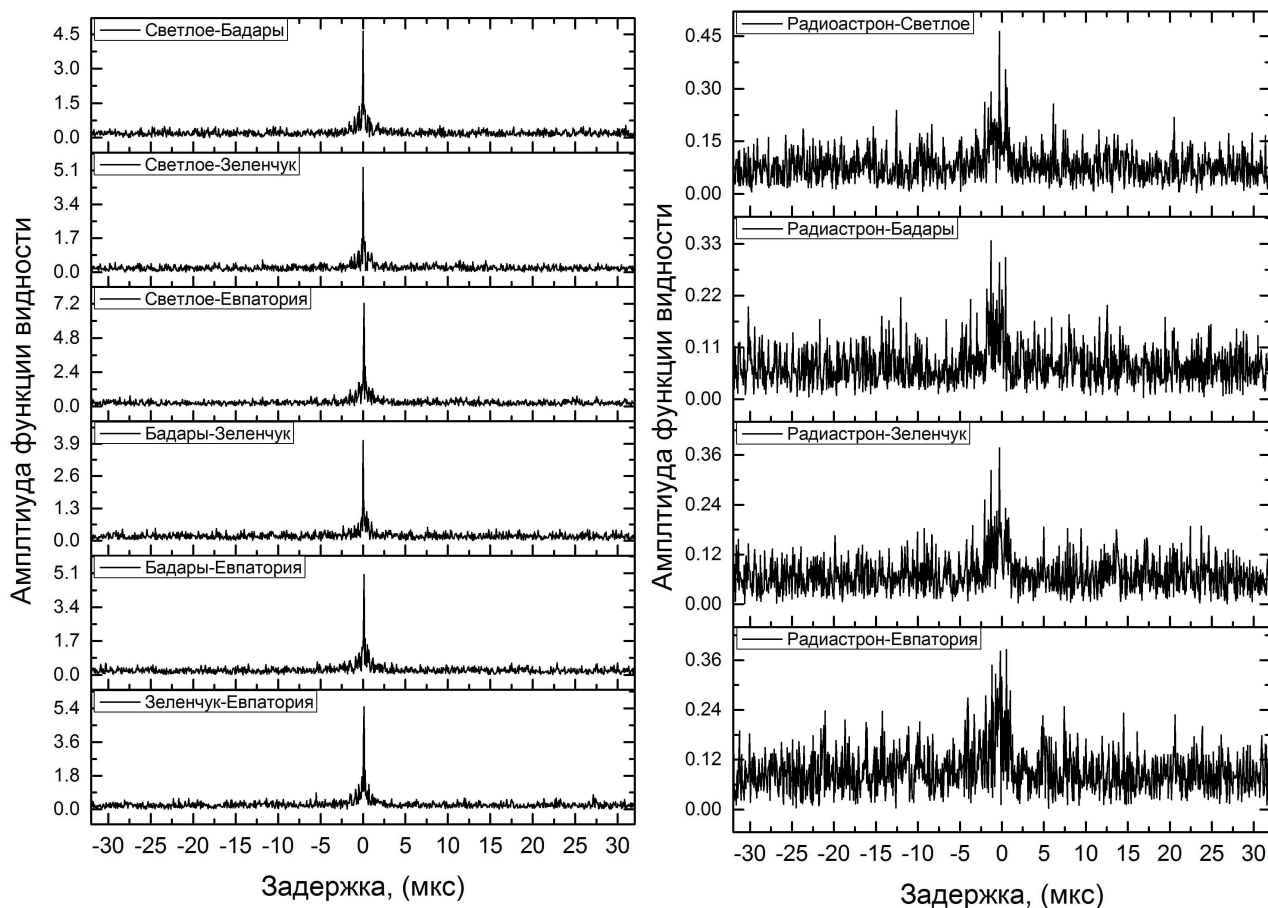


Рисунок 5.3 — Пример изменения формы кросс-корреляционных функций (функций видности) для наземных баз (слева) и наземно-космических баз (справа). Сеанс (RAFS01 14.11.2011), длина волны 18 см. Результат диссертанта из работы [A1].

Как видно из Рисунка 5.3, форма амплитуды функции видности сильно изменяется при переходе от наземных баз к наземно-космическим. На наземных базах (Рисунок 5.3, слева) амплитуда функции видности имеет две детали: центральную компактную и широкую, но менее интенсивную, в то время как на наземно-космических базах (Рисунок 5.3, справа) наблюдается существенно иная форма функции видности с множеством деталей. Форма амплитуды функции видности для наземно-космических баз отражает величину τ_{SC} , на которую произошло рассеяние. Подобная форма функции видности на протяженных наземно-космических базах свидетельствует о наличии субструктуры в диск рассеяния. Аналогичный результат был получен ранее для пульсара V0329+54 [13].

На Рисунке 5.4 представлена зависимость амплитуды функции видности от проекции базы для наземных и наземно-космических баз. Видно, что сред-

няя величина амплитуды функции видности для наземно-космических баз при $B > 40000$ км вплоть до 150000 км постоянна и имеет величину ≈ 0.45 . Сравнение этого результата с численным моделированием, описанным в работе [95], позволяет сделать вывод о том, что при значении проекции базы $B > r_{diff}$ угловой размер диска рассеяния остается неизменным и постоянное сохраняющееся значение амплитуды функции видности для наземно-космических баз свидетельствует о наличии субструктуры в диске рассеяния.

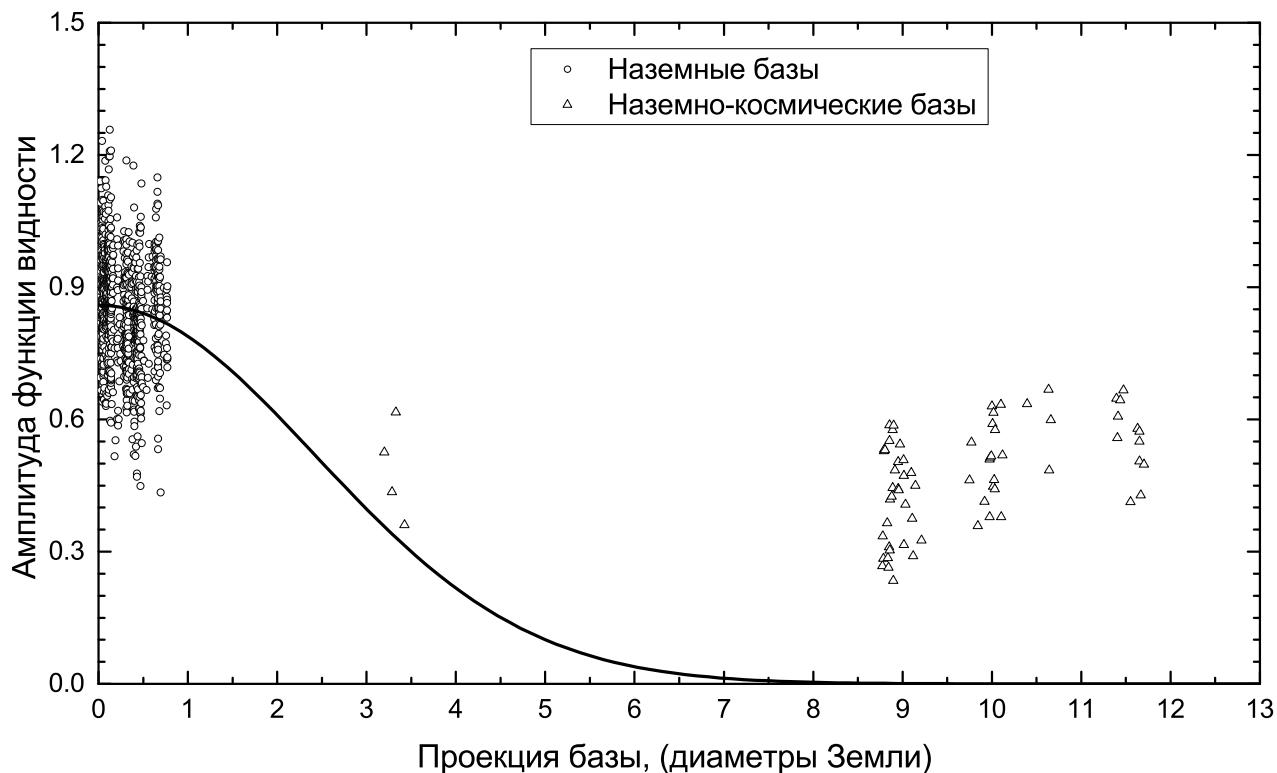


Рисунок 5.4 — Зависимость амплитуды функции видности от проекции базы для всех сеансов наблюдений пульсара V0531+21 на длине волны 18 см.

Кружками показаны значения амплитуды функции видности для наземных баз, треугольниками отображено максимальное значение амплитуды функции видности для наземно-космических баз. Сплошной линией показана аппроксимация выражением 5.1. Результат диссертанта из работы [Б1].

5.1.2 Полоса декорреляции

Другим важным параметром рассеяния является полоса декорреляции. Этот параметр соответствует характерному частотному масштабу искажений в спектре, обусловленному рассеянием. Параметры τ_{SC} и $\Delta\nu_d$ связаны соотношением $2\pi \cdot \Delta\nu_d \cdot \tau_{SC} = 1$.

На Рисунке 5.5 приведен пример автоспектра, полученного на телескопе РТ-70 в Евпатории для сильного индивидуального гигантского импульса, зарегистрированного в сеансе RAFS01 (14.11.2011). В спектра отчетливо видны упорядоченные структуры – мерцательные пятна.

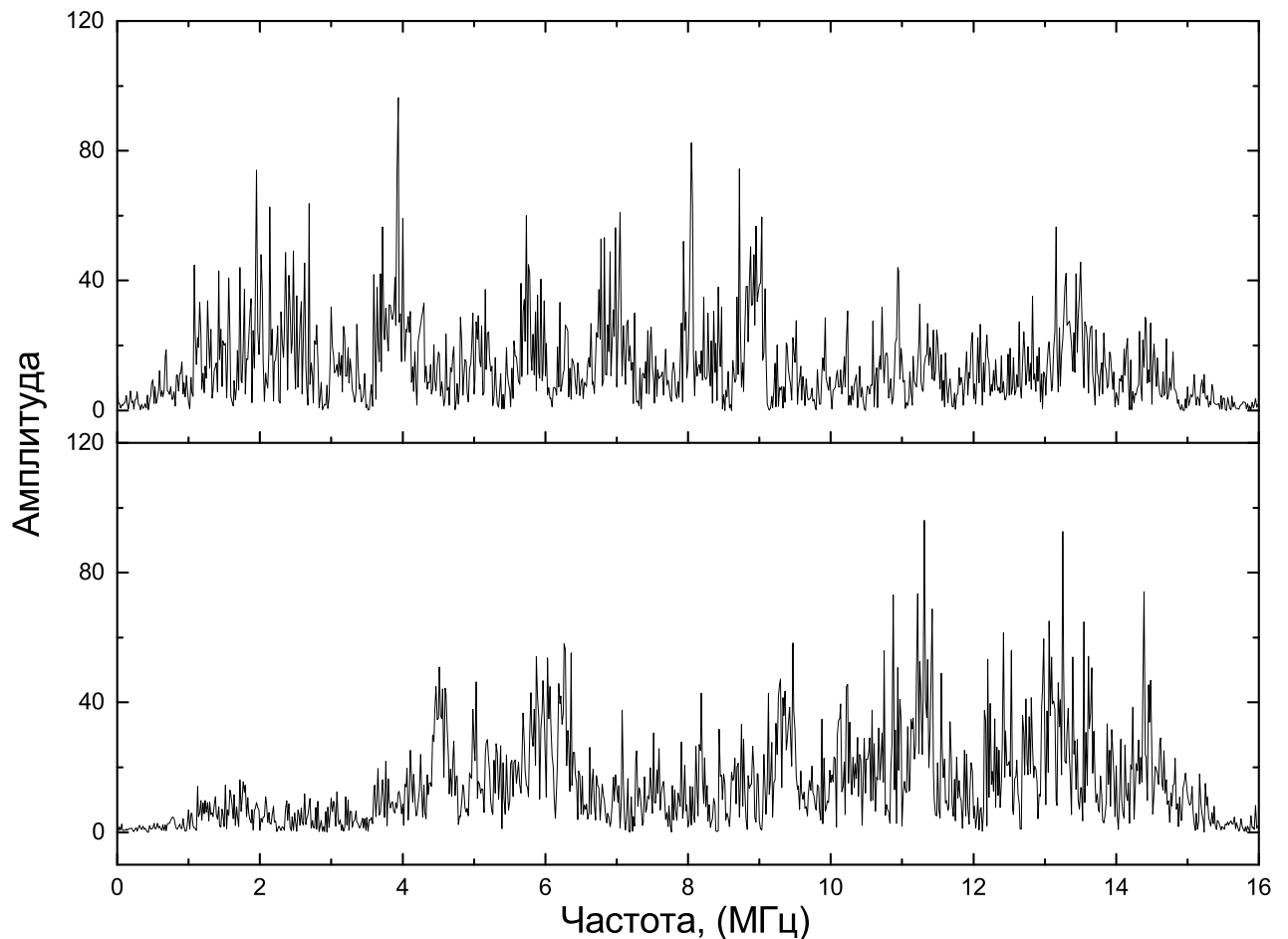


Рисунок 5.5 — Пример автоспектра индивидуального гигантского импульса, полученного на телескопе РТ-70 в Евпатории, сверху – спектр верхней субполосы, снизу – нижней субполосы. Неопубликованный иллюстративный материал, рисунок подготовлен диссертантом. На защиту не выносится.

Полоса декорреляции $\Delta\nu_d$ определялась экспоненциальной аппроксимацией кросскорреляционных функций $CCF(\nu) = A_0 \cdot \exp(-\nu/\Delta\nu_d)$, получаемых при корреляции между собой двух автоспектров от разных радиотелескопов в одном поляризационном канале. Второй метод измерения частотного масштаба рассеяния заключался в экспоненциальной аппроксимации кросскорреляционных функций, получаемых при корреляции между собой двух автоспектров от одного радиотелескопа, но из разных поляризационных каналов.

На Рисунке 5.6 представлены кросскорреляционные функции $CCF(\nu)$, полученные путем корреляции автоспектров двух разных телескопов, но в одном поляризационном канале и кросскорреляционные функции, полученные путем корреляции автоспектров одного телескопа, но из разных поляризационных каналов (см. Рисунок 5.7). Такие кросскорреляционные функции использовались вместо автокорреляционных функций для устранения шумового пика при нулевом сдвиге.

Таблица 7 — Сравнительная таблица времени рассеяния τ_{SC} и полосы декорреляции ν_d для пульсара B0531+21, измеренных двумя независимыми способами. Результат диссертанта из работы [A4].

Код сеанса	τ_{SC1} , (мкс)	τ_{SC2} , (мкс)	$\Delta\nu_{d1}$, (кГц)	$\Delta\nu_{d2}$, (кГц)
RAFS01	0.9 ± 0.1	1.1 ± 0.3	116.3 ± 24.5	149.3 ± 47.6
RAES04A	5.8 ± 0.3	4.3 ± 0.4	55.2 ± 5.9	43.5 ± 5.6
RAES04B	5.5 ± 0.7	5.3 ± 0.6	41.2 ± 7.9	57.3 ± 9.9
RAES04D	5.1 ± 0.5	4.6 ± 0.7	40.7 ± 4.6	44.3 ± 3.8
RAKS02AD	2.2 ± 0.3	2.5 ± 0.2	78.1 ± 7.9	140.8 ± 20.3
RAGS10A	1.4 ± 0.2	1.9 ± 0.2	161.1 ± 13.4	279.2 ± 34.4
RAGS10B	1.5 ± 0.1	1.7 ± 0.6	70.2 ± 8.3	192.6 ± 26.1

В Таблице 6 представлен полный список полученных параметров рассеяния для всех сеансов наблюдения пульсара B0531+21, которые проводились в рамках научной программы проекта «Радиоастрон».

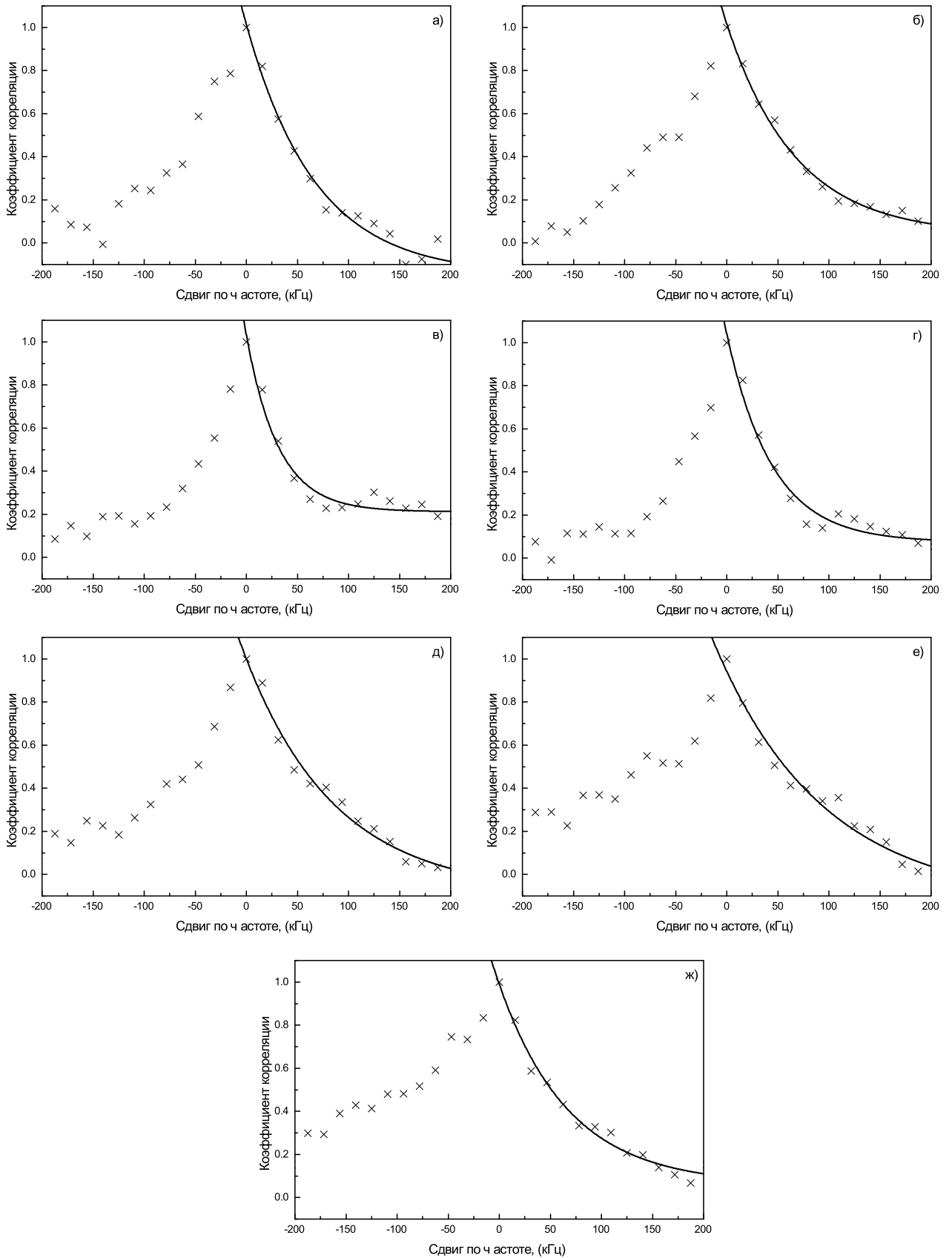


Рисунок 5.6 — Коскорреляционные функции, полученные путем корреляции автоспектров двух разных телескопов, но в одном поляризационном канале: Сплошной линией показана экспоненциальная аппроксимация. Результат диссертанта из работы [А4].

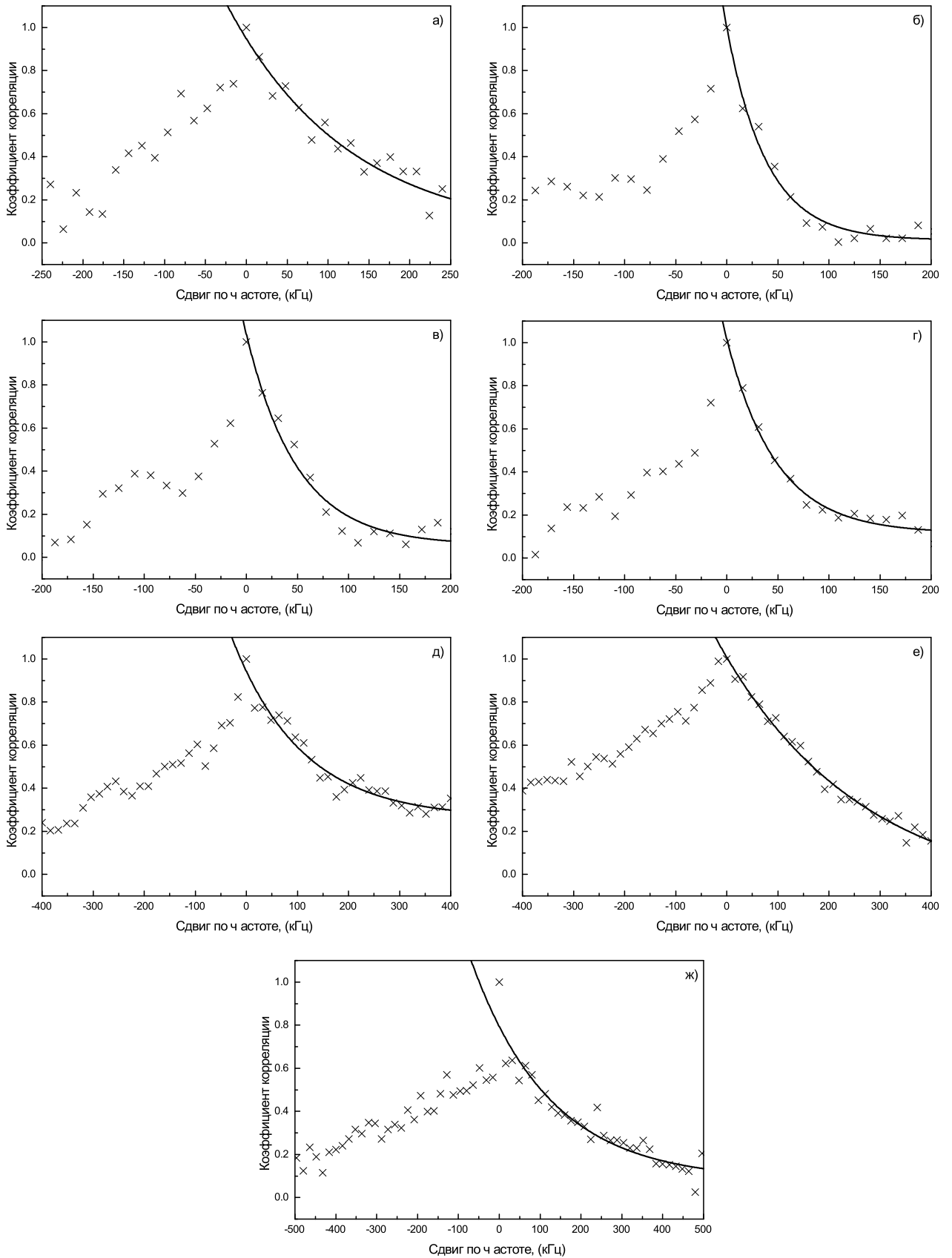


Рисунок 5.7 — Кросскорреляционные функции, полученные путем корреляции автоспектров одного телескопа, но из разных поляризационных каналов. Сплошной линией показана экспоненциальная аппроксимация. Результат диссертанта из работы [А4].

5.1.3 Время рассеяния

Одним из основных параметров характеризующим рассеяние является время рассеяния τ_{SC} , которое обусловлено запаздыванием рассеянных лучей. Для вычисления τ_{SC} анализировались средние кросс-корреляционные функции – функции видности $\langle |V(\tau)| \rangle$. Для наземно-космических баз во временной структуре функции видности отсутствует центральная компактная деталь и присутствует только протяженная часть, которая соответствует рассеянию. В этом случае наземно-космические базы позволяют прямым методом измерить время рассеяния с помощью экспоненциальной аппроксимации функции видности $\langle |V(\tau)| \rangle$.

Другой метод измерения времени рассеяния заключается в анализе средней функции видности $\langle |V(\tau)| \rangle$ для наземных баз. Функция видности в этом случае имеет две детали: узкую центральную деталь, соответствующую неразрешенной структуре и широкую деталь, соответствующую рассеянию.

На Рисунке 5.9 изображены средние функции видности для каждого сеанса для наилучшей базы в полулогарифмическом масштабе. Для вычисления времени рассеяния использовалась аппроксимация суммой экспоненциальных функций (протяженная деталь) и функции Гаусса (узкая деталь):

$$\langle |V(\tau)| \rangle = V_1 \cdot e^{-\frac{|x|}{\tau_1}} + V_2 \cdot e^{-\frac{x^2}{\tau_2}} + V_0, \quad (5.2)$$

Во всех сеансах, кроме RAFS01 (14.11.2011) и RAGS10B (28.01.2015) был обнаружен еще один экспоненциальный масштаб с характерным размером $\tau \sim 100$ нс. В этом случае, функция аппроксимации принимает вид:

$$\langle |V(\tau)| \rangle = V_1 \cdot e^{-\frac{|x|}{\tau_1}} + V_2 \cdot e^{-\frac{|x|}{\tau_2}} + V_3 \cdot e^{-\frac{x^2}{\tau_3}} + V_0, \quad (5.3)$$

Для сеанса наблюдений на 92 см (RAKS02AE) удалось измерить время рассеяния только по среднему профилю пульсара (см. Рисунок 4.4) путем экспоненциальной аппроксимации протяженной части главного импульса или интер-импульса, что дало время рассеяния $\tau_{SC} = 2340 \pm 23$ мкс. Оценка полосы декорреляции, с использованием соотношения $2\pi \cdot \Delta \cdot \nu_d \tau_{SC} = 1$, дает в результате значение полосы декорреляции $\Delta \nu_d = 68 \pm 2$ Гц.

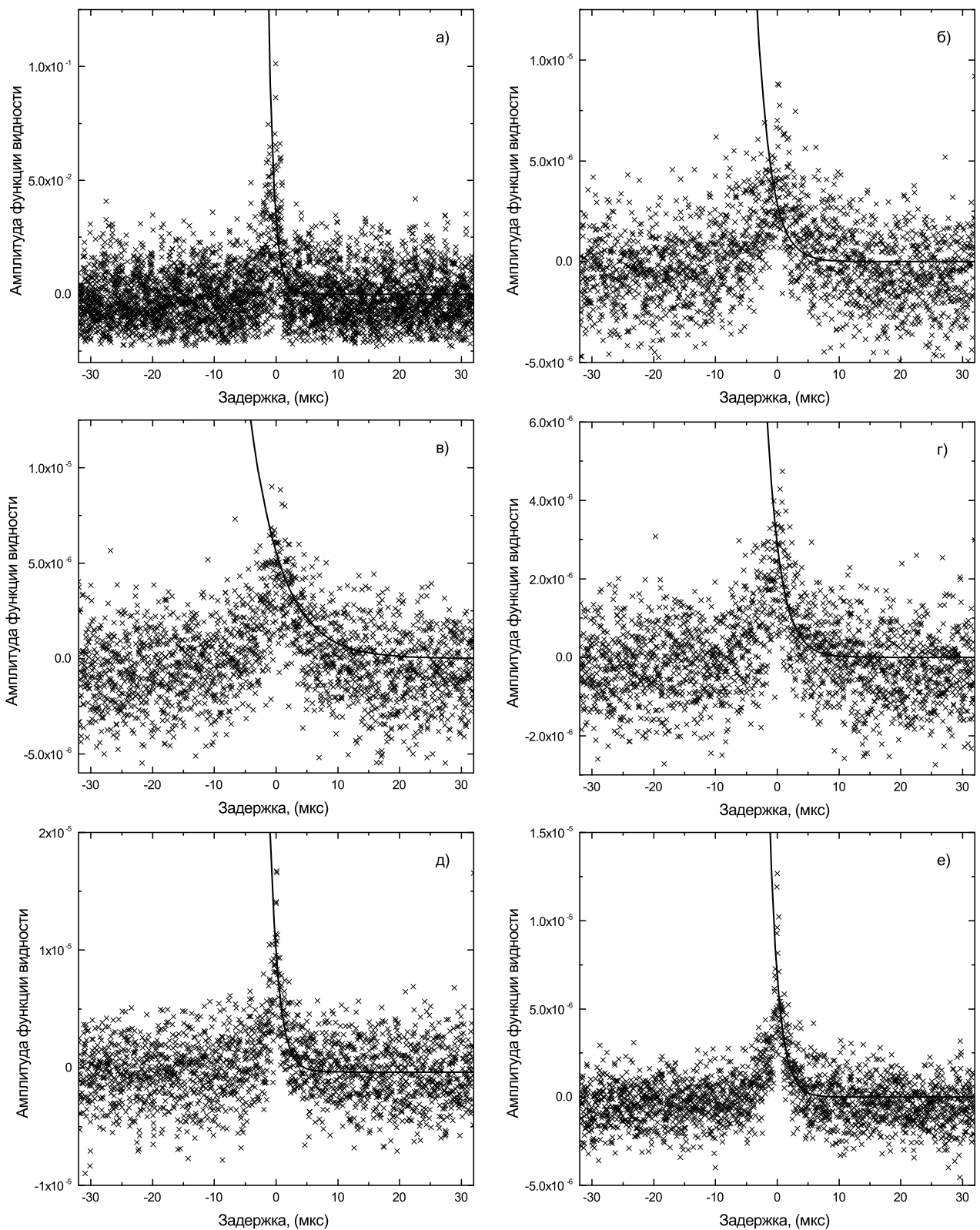


Рисунок 5.8 — Средние функции видности для наземно-космических баз. Задержка выражена в микросекундах. На рисунке представлены следующие сеансы: а) – сеанс RAFS01 (14.11.2011), б) – сеанс RAES04B (02.03.2012), в) – сеанс RAES04D (23.10.2012), г) - сеанс RAKS02AD (27.10.2013), д) – сеанс RAGS10A (10.01.2015), е) – сеанс RAGS10B (28.01.2015). Сплошной линией показаны кривые аппроксимации выражением 5.2, 5.3. Результат диссертанта из работ [A1;A4].

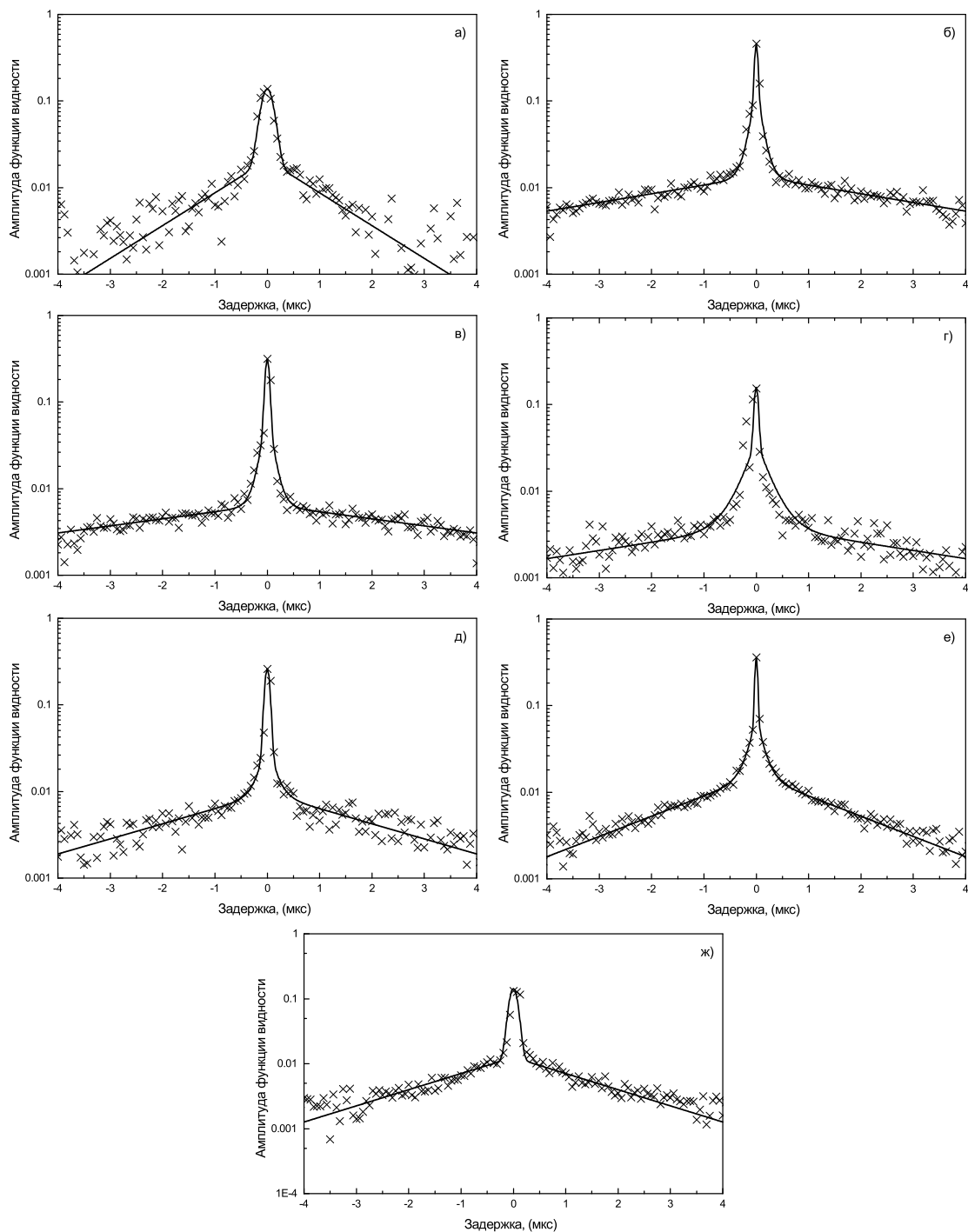


Рисунок 5.9 — Средние функции видности для наземных баз: а) — сеанс RAFS01 (14.11.2011, база Светлое-Евпатория), б) — сеанс RAES04A (02.03.2012, база Эффельсберг-Вестерборк), в) — сеанс RAES04B (06.03.2012, база Эффельсберг-Вестерборк), г) — сеанс RAES04D (23.10.2012, база Эффельсберг-Вестерборк), д) — сеанс RAKS02AD (27.10.2013, база Эффельсберг-Вестерборк), е) — сеанс RAGS10A (10.01.2015, база Вестерборк-Аресибо), ж) — сеанс RAGS10B (28.01.2015, база Эффельсберг-Медичина). Задержка выражена в микросекундах. Прямой сплошной линией показана аппроксимация средней функции видности.

Результат диссертанта из работы [A4].

5.1.4 Расстояние до эффективного рассеивающего экрана

В приближении модели одиночного тонкого рассеивающего экрана, угловой размер кружка рассеяния связан с временем рассеяния и расстоянием до экрана следующим соотношением [62]:

$$\theta_H^2 = \frac{8 \cdot c \cdot \tau_{SC} \cdot \ln 2 \cdot (1 - \alpha_s)}{\alpha_s \cdot L}, \quad (5.4)$$

где $L = 2$ кпк — расстояние до пульсара в Крабовидной туманности, $\alpha_s = d/L$ — расстояние от наблюдателя до рассеивающего экрана относительно расстояния до пульсара L , τ_{SC} — время рассеяния, c — скорость света.

Зная угловые размеры кружка рассеяния θ_H и время рассеяния τ_{SC} можно определить относительное расстояние до рассеивающего экрана α :

$$\alpha_s = \frac{8 \cdot c \cdot \tau_{SC} \cdot \ln 2}{\theta_H^2 \cdot L + 8 \cdot c \cdot \tau_{SC} \cdot \ln 2}, \quad (5.5)$$

На Рисунке 5.10 изображена зависимость этих параметров рассеяния τ_{SC} и θ_H от частоты. В данной работе использовалась модель одиночного тонкого рассеивающего экрана с гауссовой формой спектра неоднородностей. В этом приближении величина показателя степени для $\theta_H(\nu)$ составляет -2.0 и для $\tau_{SC}(\nu)$ — -4.0 . Экспериментально полученные значения показателей степени оказались меньше ожидаемых. Данный результат указывает на наличие анизотропии рассеивающего вещества на луче зрения наблюдатель-пульсар [96].

Из восьми эпох наблюдений в четырех положение рассеивающего экрана было ближе к Крабовидной туманности. Для этих эпох вычисленные значения параметра α_s , который определяет положение экрана, были $\alpha_s \geq 0.9$, что соответствует расстоянию от пульсара до рассеивающего экрана ≤ 200 пк. Изменяющееся положение рассеивающего экрана указывает на наличие как минимум двухкомпонентного рассеяния — области, близкой к Крабовидной туманности и протяженной рассеивающей области, обусловленной межзвездной плазмой [97–100].

Для сеанса (RAFS01, 14.11.2011) расстояние до экрана соответствует случаю равномерно распределенного рассеивающего вещества на луче зрения $d = L/3$ [101].

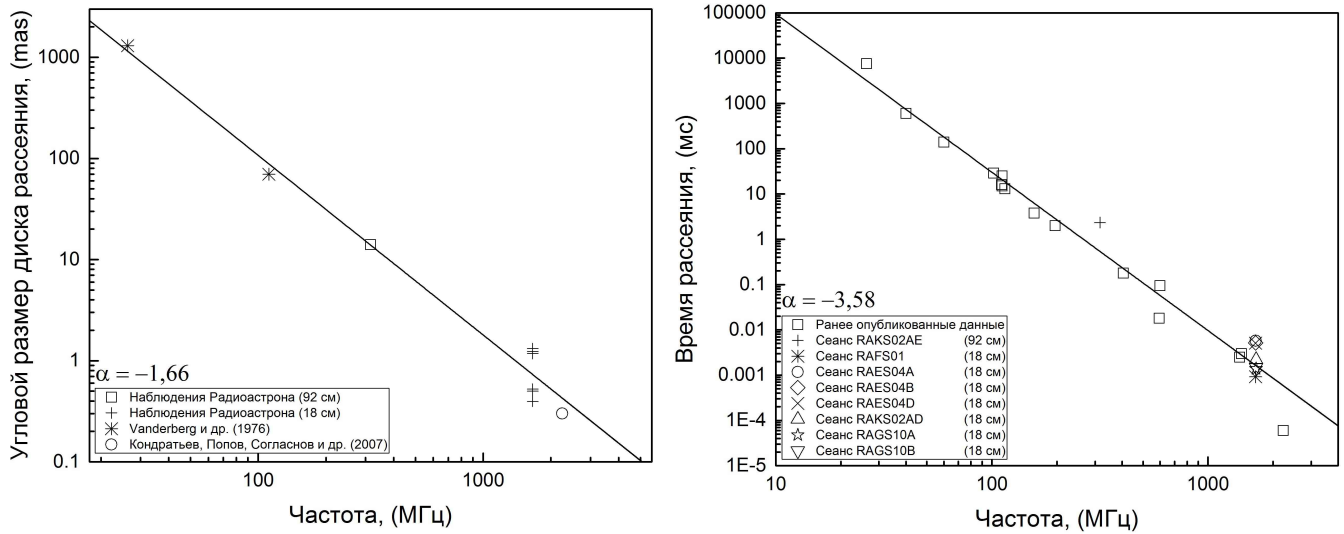


Рисунок 5.10 — Зависимость углового размера диска рассеяния θ_H (слева) и времени рассеяния τ_{SC} (справа) от частоты. Различными символами показаны как ранее опубликованные результаты, так и результаты измерений, полученные в рамках проекта «Радиоастрон». Результат диссертанта из работы [A1;A4].

5.1.5 Радиус дифракционного пятна и время мерцаний

Радиус дифракционного пятна r_{diff} , характеризующий пространственный масштаб дифракционной карты в плоскости наблюдателя, зависит от угловых размеров кружка рассеяния и длины волны, на которой проводилось наблюдение, и связан с этими параметрами соотношением [13]:

$$r_{diff} = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \frac{\lambda}{\theta_H \cdot \pi}, \quad (5.6)$$

Из Таблицы 4 (параметр B – проекция базы в километрах) и Таблицы 6 (параметр r_{diff} – диаметр дифракционного пятна в километрах) видно, что максимальная проекция наземно-космических баз B в сеансах превышает вычисленные размеры дифракционных пятен r_{diff} , за исключением сеанса

RAKS02AE, который проводился на длине волны 92 см. Вычисленный размер дифракционного пятна составлял 5140 км. Эта величина соизмерима с максимальной проекцией наземной базы, на которой кружок рассеяния полностью разрешается.

Используя соотношения $t_{scint} \approx r_{diff}/v$ и 5.6, можно вычислить значение времени мерцаний для каждой эпохи наблюдений. Для этого, зная расстояние L от наблюдателя до пульсара В0531+21 — 2 кпк, и выразив расстояние от наблюдателя до рассеивающего экрана через измеряемый параметр α_s , как $d = \alpha_s \cdot L$, вычислим скорость дифракционной картины в плоскости наблюдателя:

$$v = v_p \cdot \frac{d}{L - d}, \quad (5.7)$$

где v_p — поперечная скорость пульсара, для пульсара в Крабовидной туманности, измеренная по известному параллаксу и собственному движению составляет примерно $v_p \approx 150$ км/с [102; 103].

5.2 Выводы

1. Благодаря наблюдениям на наземно-космическом интерферометре «Радиоастрон» на длине волны 18 см обнаружена субструктура в диске рассеяния радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности. Наличие субструктуры подтверждается характерной формой функции видности для наземно-космических баз и поведением амплитуды функции видности в зависимости от проекции базы. Форма функции видности для наземных баз имеет доминирующую узкую компактную деталь (временной масштаб ~ 60 нс), для наземно-космических баз функция видности состоит из набора деталей, накладывающихся друг на друга, и распределенных в некотором интервале запаздываний, который отождествляется с временем рассеяния интерферирующих лучей τ_{SC} (временной масштаб $\sim 1 - 5$ мкс). Зависимость амплитуды функции видности от проекции базы при $B > 40000$ км становится постоянной со средней величиной ≈ 0.45 .

2. На основе измеренных параметров рассеяния, подтверждается степенная зависимость $\theta_H \propto \nu^\alpha$ с показателем степени $\alpha = -1.66$ для зависимости углового размера диска рассеяния от частоты, и $\tau_{SC} \propto \nu^\alpha$, где $\alpha = -3.58$ для зависимости времени рассеяния от частоты. Для гауссовой формы спектра неоднородностей величина показателя α для $\theta_H(\nu)$ составляет -2.0 и для $\tau_{SC}(\nu)$ -4.0 . Отклонение показателей степени от ожидаемых значений указывает на наличие анизотропии рассеивающего вещества на луче зрения наблюдатель-пульсар.
3. Измерены параметры рассеяния для восьми эпох наземно-космических РСДБ наблюдений гигантских импульсов пульсара V0531+21. Измерялось время рассеяния τ_{SC} , полоса декорреляции $\Delta\nu_d$, угловой размер диска рассеяния θ_H , время мерцаний t_{scint} , а также размер дифракционного пятна r_{diff} . Для разных эпох параметры рассеяния на длине волны 18 см находятся в пределах: $\tau_{SC} : 0.9 \pm 0.1 \div 5.8 \pm 0.3$ мкс, $\Delta\nu_d : 40.7 \pm 4.6 \div 161.1 \pm 13.4$ кГц, $\theta_H : 0.4 \pm 0.1 \div 1.3 \pm 0.2$ миллисекунд дуги, $r_{diff} : 10361 \pm 1700 \div 34015 \pm 9268$ км, $t_{scint} : 7.5 \pm 2.1 \div 123.3 \pm 20.2$ сек, для длины волны 92 см: $\tau_{SC} = 2.34 \pm 0.02$ мс, $\Delta\nu_d = 68 \pm 2$ Гц, $r_{diff} = 5140 \pm 500$ км, $t_{scint} = 2.9 \pm 0.3$ сек. Полоса декорреляции $\Delta\nu_d$ и время рассеяния τ_{SC} дополнительно измерялись двумя независимыми способами. Результаты этих измерений находятся в хорошем согласии между собой. Измерение двумя независимыми способами позволили провести дополнительную проверку вычисленных параметров и убедиться в их корректности. В процессе анализа функций видности для наземных баз, практически во всех сеансах на длине волны 18 см, выявлено три временных масштаба: масштаб, соответствующий узкой центральной неразрешенной компоненте (~ 60 нс), протяженный масштаб, соответствующий рассеянию ($\sim 1 - 5$ мкс) и промежуточный масштаб ($\sim 90 - 100$ нс). Полученные параметры рассеяния находятся не противоречат ранее опубликованным результатам.
4. Для каждой эпохи наблюдений, на основе измеренных параметров рассеяния, определены расстояния до эффективного рассеивающего экрана. Результаты показали, что расстояние до экрана в зависимости от эпохи менялось. В период сильного рассеяния расстояние было близко к Крабовидной туманности. Из этого следует, что Крабовидная туман-

ность часто имеет доминирующее влияние на наблюдаемые эффекты рассеяния. Из восьми эпох наблюдений пульсара B0531+21, в четырех из них положение рассеивающего экрана было ближе к Крабовидной туманности. В этих сеансах вычисленные значения параметра α_s , который определяет положение экрана, были $\alpha_s \geq 0.9$, что соответствует расстоянию от пульсара до рассеивающего экрана ≤ 200 пк. В случае первого сеанса (RAFS01, 14.11.2011) расстояние до экрана соответствует случаю равномерного распределенного рассеивающего вещества на луче зрения $d = L/3$. Изменяющееся положение рассеивающего экрана указывает на наличие как минимум двухкомпонентного рассеяния — области, близкой к Крабовидной туманности и протяженной рассеивающей области, обусловленной межзвездной плазмой.

Заключение

Для достижения поставленной цели работы были решены следующие задачи:

1. Разработан модуль для программного коррелятора Астрокосмического Центра ФИАН, позволяющий в потоковом режиме выполнять поиск и корреляцию гигантских импульсов пульсара.
2. Проведено девять сеансов наблюдений гигантских импульсов пульсара В0531+21 на наземно-космическом интерферометре «Радиоастрон», Наблюдения проводились на длине волны 18 см и 92 см. Интерференционные лепестки с космическим радиотелескопом обнаружены в шести сеансах.

На основе анализа данных наземно-космических РСДБ наблюдений были получены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Впервые для пульсара в Крабовидной туманности с помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» на длине волны 18 см обнаружена субструктура в диске рассеяния радиоизлучения этого пульсара. Наличие субструктуры в диске рассеяния подтверждается характерной формой функции видности для наземно-космических баз и поведением амплитуды функции видности в зависимости от проекции базы. Функции видности для наземных баз имеет доминирующую узкую компактную деталь (её временной масштаб ~ 60 нс). Для наземно-космических баз функция видности состоит из группы деталей, накладывающихся друг на друга и распределенных в некотором интервале запаздываний, который отождествляется с временем рассеяния интерферирующих лучей τ_{SC} (временной масштаб $\sim 1 - 5$ мкс). С увеличением проекции базы амплитуда функции видности падает. Однако на протяженных наземно-космических базах ($B > 40000$ км) она становится практически постоянной, имеет значимую и отличную от нуля величину ≈ 0.45 .
2. Измерены параметры рассеяния гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности для восьми эпох наблюдений на длинах волн 18 см и 92 см. Измерены: время рассеяния τ_{SC} , полоса декорреляции $\Delta\nu_d$,

- угловой размер диска рассеяния θ_H , время мерцаний t_{scint} , а также размер дифракционного пятна r_{diff} . С помощью наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» прямым методом измерено время рассеяния τ_{SC} . Для разных эпох измеренные параметры рассеяния на длине волны 18 см находятся в пределах: $\tau_{SC} : 0.9 \pm 0.1 - 5.8 \pm 0.3$ мкс, $\Delta\nu_d : 40.7 \pm 4.6 \div 161.1 \pm 13.4$ кГц, $\theta_H : 0.4 \pm 0.1 \div 1.3 \pm 0.2$ миллисекунд дуги, $r_{diff} : 10361 \pm 1700 \div 34015 \pm 9268$ км, $t_{scint} : 7.5 \pm 2.1 \div 123.3 \pm 20.2$ сек. Для длины волны 92 см: $\tau_{SC} = 2.34 \pm 0.02$ мс, $\Delta\nu_d = 68 \pm 2$ Гц, $\theta_H = 14.0 \pm 1.4$ миллисекунд дуги, $r_{diff} = 5140 \pm 500$ км, $t_{scint} = 2.9 \pm 0.3$ сек.
3. Для каждой эпохи наблюдений, на основе измеренных параметров рассеяния, определены расстояния до эффективного рассеивающего экрана. В результате показано, что расстояние до экрана в зависимости от эпохи наблюдений менялось. В период сильного рассеяния расстояние было близким к Крабовидной туманности. Следовательно, Крабовидная туманность часто имеет доминирующее влияние на наблюдаемые эффекты рассеяния. Из восьми эпох наблюдений пульсара В0531+21, в четырех из них положение рассеивающего экрана было ближе к Крабовидной туманности. В этих сеансах вычисленные значения параметра α_s , который определяет положение экрана, составляли $\alpha_s \geq 0.9$, что соответствует расстоянию до рассеивающего экрана от центра Крабовидной туманности ≤ 200 пк. В случае первого сеанса (RAFS01, 14.11.2011) расстояние до экрана соответствует равномерному распределению рассеивающего вещества на луче зрения $d = L/3$. Изменяющееся положение рассеивающего экрана указывает на наличие, как минимум, двух областей рассеяния: области близкой к Крабовидной туманности и протяженной рассеивающей области, обусловленной межзвездной плазмой.
 4. Обнаружены вариации спектрального индекса γ степенного распределения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности по энергиям в зависимости от эпохи. Величина показателя степени γ распределения импульсов по энергиям в зависимости от эпохи наблюдений составила: -2.48 ± 0.01 (02.03.2012), -2.06 ± 0.01 (06.03.2012), $-1.64 \pm$

- 0.01 (23.10.2012), -1.60 ± 0.01 (27.10.2013), -1.63 ± 0.01 (02.11.2013), -1.63 ± 0.01 (10.01.2015), -2.51 ± 0.01 (28.01.2015).
5. Впервые на частоте 1668 МГц в индивидуальных гигантских импульсах пульсара в Крабовидной туманности обнаружена временная субструктура, которая содержит неразрешенные всплески длительностью меньше 30 нс. Было выполнено моделирование распространения гигантских импульсов с заданной структурой через рассеивающую среду с экспериментально измеренным значением полосы декорреляции $\Delta\nu_d \approx 300$ кГц. Результаты моделирования сравнивались с представленными в работе результатами РСДБ наблюдений на частоте 1668 МГц. Сравнительный анализ позволил выявить наличие в гигантских импульсах тонкой структуры. Обнаруженная тонкая структура состоит из неразрешенных пиков длительностью $\tau \leq 30$ нс и яркостной температурой $T_b \geq 10^{38}$ К. Подобные компоненты ранее наблюдались только на частотах выше 4 – 5 ГГц – в той области частот, где они не замываются рассеянием.
 6. Анализ структурных функций фазы функции видности показал, что величина фазовых флуктуаций на малых временах $\Delta t \leq 20$ сек. определяется мерцаниями. Средняя величина фазовых флуктуаций на основе измерений по восьми эпохам наблюдений составила $\langle \Delta\varphi \rangle = 0.42$ рад. Измерения этой величины проводились на наземных базах вплоть до 9000 км. Показано, что величина $\Delta\varphi$ не зависит от проекции базы B в случае, когда проекция базы меньше характерного масштаба дифракционной картины $B < r_{diff}$.

Выражаю глубокую благодарность: своему научному руководителю Попову Михаилу Васильевичу за чуткое руководство, терпение и ценные указания во время выполнения научной работы; заведующему отделу обработки астрофизических наблюдений АКЦ ФИАН Лихачеву Сергею Федоровичу и всем сотрудникам этого отдела за полезные замечания; Согласнову Владимиру Анатольевичу за ценные научные дискуссии; всему коллективу, задействованному в проекте «Радиоастрон»; своим родителям, супруге и близким друзьям за поддержку.

Список литературы

1. *Scheuer P. A. G.* Amplitude Variations in Pulsed Radio Sources // *Nature*. — 1968. — Vol. 268. — Pp. 920–922.
2. *Rickett B. J.* Interstellar scattering and scintillation of radio waves // *Annual review of astronomy and astrophysics*. — 1977. — Vol. 15. — Pp. 479–504.
3. *Armstrong J. W., Rickett B. J., Spangler S. R.* Electron density power spectrum in the local interstellar medium // *Astrophysical Journal, Part 1*. — 1995. — 4. — Vol. 443, no. 1. — Pp. 209–221.
4. *Rickett B. J.* Radio propagation through the turbulent interstellar plasma // *Annual review of astronomy and astrophysics*. — 1990. — Vol. 28. — Pp. 561–605.
5. *Narayan R.* The Physics of Pulsar Scintillation // *Philosophical Transactions: Physical Sciences and Engineering*. — 1992. — 10. — Vol. 341, no. 1660. — Pp. 151–165.
6. *Putney M. L., Stinebring D. R.* Multiple Scintillation Arcs In Six Pulsars // *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics, Supplement*. — 2006. — 12. — Vol. 6, no. S2. — Pp. 233–236.
7. *Rickett B. J., Johnston S., Tomlinson T., Reynolds J.* The inner scale of the plasma turbulence towards PSR J1644-4559 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — 5. — Vol. 395, no. 3. — Pp. 1391–1402.
8. *Fiedler R. L., Dennison B., Johnston K. J., Hewish A.* Extreme scattering events caused by compact structures in the interstellar medium // *Nature*. — 1987. — 4. — Vol. 326. — Pp. 675–678.
9. *Lazio T., Joseph W., Waltman E. B. et al.* A Dual-Frequency, Multiyear Monitoring Program of Compact Radio Sources // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2001. — 10. — Vol. 136, no. 2. — Pp. 265–392.
10. *Senkbeil C. E., Ellingsen S. P., Lovell J. E. J. et al.* A Compact Extreme Scattering Event Cloud toward AO 0235+164 // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — 1. — Vol. 672, no. 2. — P. L95.

11. *Desai K. M., Fey A. L.* Anisotropic Interstellar Scattering toward the Cygnus Region // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2001. — 4. — Vol. 133, no. 2. — Pp. 395–411.
12. *Gwinn C. R., Bartel N., Cordes J. M.* Angular broadening of pulsars and distribution of interstellar plasma fluctuations // *Astrophysical Journal*. — 1993. — 6. — Vol. 410, no. 2. — P. 673.
13. *Popov M. V., Andrianov A. S., Bartel N. et al.* PSR B0329+54: Statistics of Substructure Discovered within the Scattering Disk on RadioAstron Baselines of up to 235,000 km // *Astrophysical Journal*. — 2016. — Vol. 822, no. 2. — P. 13.
14. *Попов М. В., Андрианов А. С., Бартель Н. и др.* Распределение неоднородностей межзвездной плазмы в направлении трех удаленных пульсаров по результатам наблюдений с наземно-космическим интерферометром «Радио-астрон» // *Астрономический журнал*. — 2016. — Т. 93, № 9. — С. 778–794.
15. *Smirnova T. V., Shishov V. I., Popov M. V. et al.* RadioAstron Studies of the Nearby, Turbulent Interstellar Plasma with the Longest Space-Ground Interferometer Baseline // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 786. — P. 115.
16. *Shishov V. I., Smirnova T. V., Gwinn C. R. et al.* Interstellar scintillations of PSR B1919+21: space-ground interferometry // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, *submitted*. — 2016.
17. *Gwinn C. R., Kovalev Y. Y., Johnson M. D., Soglasnov V. A.* Discovery of Substructure in the Scatter-broadened Image of Sgr A* // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2014. — 10. — Vol. 794, no. 1. — P. L14.
18. *Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H. et al.* Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source // *Nature*. — 1968. — 2. — Vol. 217, no. 5130. — Pp. 709–713.
19. *Baade W., Zwicky F.* Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays // *Physical Review*. — 1934. — 7. — Vol. 46, no. 1. — Pp. 76–77.
20. *Kardashev N. S.* Magnetic Collapse and the Nature of Intense Sources of Cosmic Radio-Frequency Emission // *Soviet Astronomy*. — 1965. — Vol. 8, no. 5. — Pp. 643–648.

21. *Kardashev N. S.* Pulsars and Nonthermal Radio Sources // *Soviet Astronomy*. — 1970. — Vol. 14, no. 3. — Pp. 375–384.
22. *Pacini F.* Energy Emission from a Neutron Star // *Nature*. — 1967. — 11. — Vol. 216, no. 5115. — Pp. 567–568.
23. *Breen A., McCarthy D.* A Re-evaluation of the Eastern and Western Records of the Supernova of 1054 // *Vistas in Astronomy*. — 1995. — Vol. 39, no. 3. — Pp. 363–379.
24. *Trimble V.* The Distance to the Crab Nebula and NP 0532 // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 1973. — Vol. 85, no. 507. — P. 579.
25. *Mayall N. U., Oort J. H.* Further Data Bearing on the Identification of the Crab Nebula with the Supernova of 1054 A.D. Part II. The Astronomical Aspects // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 1942. — 4. — Vol. 54, no. 318. — Pp. 95–104.
26. *Staelin D. H., Reifenstein E. C.* Pulsating Radio Sources near the Crab Nebula // *Science*. — 1968. — Vol. 162, no. 3861. — Pp. 1481–1483.
27. *Reifenstein E. C., Brundage W. D., Staelin D. H.* Crab Nebula Pulsar NPO527 // *Physical Review Letters*. — 1969. — Vol. 22, no. 7. — Pp. 311–311.
28. *Matveenko L. I.* Position of a Source of Small Angular Size in the Crab Nebula // *Soviet Astronomy*. — 1968. — Vol. 12, no. 7. — P. 552.
29. *Nather R. E., Warner B., Macfarlane M.* Optical Pulsations in the Crab Nebula Pulsar // *Nature*. — 1969. — Vol. 221, no. 5180. — Pp. 527–529.
30. *Weisskopf M. C., Hester J. J., Tennant A. F. et al.* Discovery of Spatial and Spectral Structure in the X-Ray Emission from the Crab Nebula // *Astrophysical Journal*. — 2000. — 1. — Vol. 536, no. 2. — Pp. L81–L84.
31. *Loll A. M., Desch S. J., Scowen P. A., Foy J. P.* Observations of the Crab Nebula's Asymmetrical Development // *Astrophysical Journal*. — 2013. — 3. — Vol. 765, no. 2. — P. 16.

32. *Temim T., Gehrz R. D., Woodward C. E. et al.* Spitzer Space Telescope Infrared Imaging and Spectroscopy of the Crab Nebula // *Astronomical Journal*. — 2006. — 10. — Vol. 132, no. 4. — Pp. 1610–1623.
33. *Bietenholz M. F., Yuan Y., Buehler R. et al.* The variability of the Crab nebula in radio: no radio counterpart to gamma-ray flares // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*. — 2015. — 1. — Vol. 446, no. 1. — Pp. 205–216.
34. *Lyne A. G., Pritchard R. S., Graham-Smith F.* Optical Pulsations in the Crab Nebula Pulsar // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*. — 1993. — Vol. 265. — P. 1003.
35. Jodrell Bank Crab Pulsar Monthly Ephemeris. — URL: <http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab.html> (Дата обращения: 12.04.2017).
36. *Espinoza C. M., Lyne A. G., Stappers B. W., Kramer M.* A study of 315 glitches in the rotation of 102 pulsars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*. — 2011. — Vol. 414, no. 2. — Pp. 1679–1704.
37. *Soglasnov V. A.* Amazing properties of giant pulses and the nature of pulsar's radio emission // *MPE Report*. — 2007. — P. 68.
38. *Hankins T. H., Kern J. S., Weatherall J. C., Eilek J. A.* Nanosecond radio bursts from strong plasma turbulence in the Crab pulsar // *Nature*. — 2003. — Vol. 422. — P. 141.
39. *Popov M. V., Soglasnov V. A., Kondrat'ev V. I. et al.* Results of three-frequency monitoring of giant pulses from the Crab pulsar // *Astronomy Reports*. — 2008. — Vol. 52. — Pp. 900–909.
40. *Jessner A., Popov M. V., Kondratiev V. I. et al.* Results of three-frequency monitoring of giant pulses from the Crab pulsar // *Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — Vol. 524. — P. A60.
41. *Popov M. V., Soglasnov V. A., Kondrat'ev V. I. et al.* Giant pulses – the main component of the radio emission of the crab pulsar // *Astronomy Reports*. — 2006. — Vol. 50. — Pp. 55–61.
42. *Sallmen S., Backer D. C., Hankins T. H. et al.* Simultaneous Dual-Frequency Observations of Giant Pulses from the Crab Pulsar // *Astrophysical Journal*. — 1999. — Vol. 517, no. 1. — Pp. 460–471.

43. *Lundgren S. C., Cordes J. M., Ulmer M. et al.* Giant Pulses from the Crab Pulsar: A Joint Radio and Gamma-Ray Study // *Astrophysical Journal*. — 1995. — Vol. 453. — P. 433.
44. *Hankins T. H., Jones G., Eilek J. A.* The Crab Pulsar at Centimeter Wavelengths. I. Ensemble Characteristics // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 802, no. 2. — P. 130.
45. *Eilek J. A., Hankins T. H.* Radio emission physics in the Crab pulsar // *Journal of Plasma Physics*. — 2016. — Vol. 82, no. 3. — P. 34.
46. *Hankins T. H., Eilek J. A.* Radio Emission Signatures in the Crab Pulsar // *Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 670, no. 1. — Pp. 693–701.
47. *Soglasnov V. A., Popov M. V., Bartel N. et al.* Giant pulses from PSR B1937+21 with widths ≤ 15 nanoseconds and $T_b \geq 5 \cdot 10^{39}$ K the highest brightness temperature observed in the Universe // *Astrophysical Journal*. — 2004. — Vol. 616, no. 1. — P. 439.
48. *Aliu E., Archambault S., Arlen T. et al.* Search for a Correlation between Very-high-energy Gamma Rays and Giant Radio Pulses in the Crab Pulsar // *Astrophysical Journal*. — 2012. — 10. — Vol. 760, no. 2. — P. 136.
49. *Bilous A. V., McLaughlin M. A., Kondratiev V. I., Ransom S. M.* Correlation of Chandra Photons with the Radio Giant Pulses from the Crab Pulsar // *Astrophysical Journal*. — 2012. — 4. — Vol. 749, no. 1. — P. 7.
50. *Oronsaye S. I., Ord S. M. et al.* Simultaneous Observations of Giant Pulses from the Crab Pulsar, with the Murchison Widefield Array and Parkes Radio Telescope: Implications for the Giant Pulse Emission Mechanism. // *Astrophysical Journal*. — 2015. — 8. — Vol. 809, no. 1. — P. 10.
51. *Takefuji K., Terasawa T., Kondo T. et al.* Very Long Baseline Interferometry Experiment on Giant Radio Pulses of Crab Pulsar toward Fast Radio Burst Detection // *Publications of the Astronomical Society of Pacific*. — 2016. — 8. — Vol. 128, no. 966. — P. 084502.
52. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. — Москва: Издательство «Наука», 1967. — 683 с.

53. *Манчестер Р., Тейлор Дж.*. Пульсары. — Москва: Издательство "МИР" 1980. — 292 с.
54. *Shishov V. I., Smirnova T. V.* The outer turbulence scale in the interstellar plasma // *Astronomy Reports*. — 2002. — Vol. 46, no. 9. — Pp. 731–739.
55. *Shishov V. I., Smirnova T. V., Sieber W. et al.* Measurements of the interstellar turbulent plasma spectrum of PSR B0329+54 using multi-frequency observations of interstellar scintillations // *Astronomy and Astrophysics*. — 2003. — Vol. 404. — P. 557.
56. *Smirnova T. V., Gwinn C. R., Shishov V. I.* Interstellar scintillation of PSR J0437-4715 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — Vol. 453. — Pp. 601–607.
57. *Shishov V. I.* Interstellar scintillation of pulsars // *Astronomy Reports*. — 1993. — Vol. 37. — Pp. 378–382.
58. *Kondratiev V. I., Popov M. V., Soglasnov V. A. et al.* Probing cosmic plasma with giant radio pulses // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. — 2007. — Vol. 26. — Pp. 585–595.
59. *Lorimer D. R., Kramer M.* Handbook of pulsar astronomy. — United Kingdom: Cambridge University Press, 2005. — 301 pp.
60. *Lee L. C., Jokipii J. R.* The irregularity spectrum in interstellar space // *Astrophysical Journal*. — 1976. — Vol. 206, no. 1. — Pp. 735–743.
61. *Blandford R., Narayan R.* Low-frequency variability of pulsars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*. — 1976. — Vol. 213. — Pp. 591–611.
62. *Britton M. C., Gwinn C. R., Ojeda M. J.* Angular broadening of nearby pulsars // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 501. — P. 101.
63. *Матвеевко Л. И., Кардашев Н. С., Шоломицкий Г. Б.* О радиоинтерферометре с большой базой // *Изв. высших учебных заведений*. — 1965. — Т. 8, № 4. — С. 651.
64. *N. S. Kardashev, V. V. Khartov, V. V. Abramov et al.* "RadioAstron" – A telescope with a size of 300 000 km: Main parameters and first observational results // *Astronomy Reports*. — 2013. — Vol. 57. — Pp. 153–194.

65. Бургин М. С., Войцук П. А., Кутькин А. М. и др. Управление и контроль функционирования бортового комплекса научной аппаратуры космического радиотелескопа // *Космические исследования*. — 2015. — Т. 53, № 3. — С. 199–206.
66. Хартов В. В., Ширшаков А. Е., Артюхов М. И. и др. Особенности управления миссией "РАДИОАСТРОН" // *Космические исследования*. — 2015. — Т. 53, № 3. — С. 199–206.
67. Ковалев Ю. А., Васильков В. И., Попов М. В. и др. Проект "РАДИОАСТРОН". Измерения и анализ основных параметров космического телескопа в полете в 2011-2013 гг. // *Космические исследования*. — 2014. — Т. 52, № 5. — С. 430–439.
68. Заславский Г. С., Захваткин М. В., Степаньянц В. А. и др. Баллистико-навигационное обеспечение управления полетом КА и выполнения научной программы парокета РадиоАстрон. Пять лет полета // *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина*. — 2016. — Т. 33, № 3. — С. 25.
69. Захваткин М. В., Пономарев Ю. Н., Степаньянц В. А. и др. Навигационное обеспечение научной миссии «РАДИОАСТРОН» // *Космические исследования*. — 2014. — Т. 52, № 5. — С. 376–386.
70. Заславский Г. С., Степаньянц В. А., Тучин А. Г. и др. Коррекция траектории движения космического аппарата «СПЕКТР-Р» // *Космические исследования*. — 2014. — Т. 52, № 5. — С. 387.
71. European VLBI Network Status Tables. — URL: http://www.evlbi.org/user_guide/EVNstatus.txt (Дата обращения: 12.04.2017).
72. Southern Hemisphere VLBI Telescopes – System Parameters. — URL: http://www.atnf.csiro.au/vlbi/documentation/vlbi_antennas (Дата обращения: 12.04.2017).
73. VLBA Observational Status Summary. — URL: <http://science.nrao.edu/facilities/vlba/docs/manuals/oss2013b> (Дата обращения: 12.04.2017).
74. The Proposer's Guide for the Green Bank Telescope. — URL: <https://science.nrao.edu/facilities/gbt/proposing/GBTpg.pdf> (Дата обращения: 12.04.2017).

75. VLA Telescope Status and Performance. — URL: <http://science.nrao.edu/facilities/vla/docs/manuals/oss2013a/performance/sensitivity> (Дата обращения: 05.04.2017).
76. *Bietenholz M. F., Kassim N., Frail D. A. et al.* The Radio Spectral Index of the Crab Nebula // *Astrophysical Journal*. — 1997. — Vol. 490, no. 1. — Pp. 291–301.
77. *Андреанов А. С., Гурин И. А., Жаров В. Е. и др.* Корреляционная обработка данных наземно-космического интерферометра «РАДИОАСТРОН» // *Вестник НПО им. С. А. Лавочкина*. — 2014. — Т. 3. — С. 55–59.
78. *Deller A. T., Tingay S. J., Bailes M., West C.* DiFX: A Software Correlator for Very Long Baseline Interferometry Using Multiprocessor Computing Environments // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2007. — 3. — Vol. 119, no. 853. — Pp. 318–336.
79. *Keimpema A., Kettenis M. M.* The SFXC software correlator for very long baseline interferometry: algorithms and implementation // *Experimental Astronomy*. — 2015. — 6. — Vol. 39, no. 2. — Pp. 259–279.
80. *Жаров В. Е.* Основы радиоастрометрии. — Москва: Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, 2011. — 278 с.
81. CALC: The Next Upgrade / International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2004 General Meeting Proceedings Ed. by N. R. Vandenberg, K. D. Baver. — 2004. — 6.
82. *Hankins T. H., Rickett B. J.* Pulsar signal processing // *Methods in computational physics*. — 1975. — Vol. 14. — Pp. 55–129.
83. *Krishnakumar M. A., Mitra D., Naidu A. et al.* Scatter Broadening Measurements of 124 Pulsars At 327 Mhz // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 804, no. 1. — P. 9.
84. *Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M.* The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue // *The Astronomical Journal*. — 2005. — Vol. 129. — Pp. 1993–2006.

85. ATNF Pulsar Catalogue. — URL: <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/prscat/> (Дата обращения: 12.04.2017).
86. *Hobbs G. B., Edwards R. T., Manchester R. N.* TEMPO2, a new pulsar-timing package - I. An overview // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*. — 2006. — Vol. 369. — Pp. 655–672.
87. *Wrobel J. M., Walker R. C.* Sensitivity, Synthesis Imaging in Radio Astronomy II, A Collection of Lectures from the Sixth NRAO/NMIMT Synthesis Imaging Summer School. Edited by G. B. Taylor, C. L. Carilli, and R. A. Perley. // *ASP Conference Series*. — 1999. — Vol. 180. — P. 171.
88. *Briskin W.* C/C++ libraries mark5access for reading Mark IV/V formatted data. — URL: <http://www.aoc.nrao.edu/~wbriskin/> (Дата обращения: 12.04.2017).
89. *Briskin W.* A Guide to Software Correlation Using NRAO-DiFX Version 1.1 // *National Radio Astronomical Observatory*. — 2008. — P. 56. — URL: https://library.nrao.edu/public/memos/vlba/up/VLBASU_23.pdf.
90. *Hankins T. H.* Removal of Dispersion Distortion from Pulsar Radio Signals // *Astronomy and Astrophysics Supplement*. — 1974. — Vol. 15. — P. 363.
91. *Гоноровский И. С.* Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов. Издание четвертое, переработанное и дополненное. — Москва: Радио и связь, 1986. — 512 с.
92. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Теория поля. 7-е изд. — Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. — 512 с.
93. *Popov M. V., Stappers B.* Statistical properties of giant pulses from the Crab pulsar // *Astronomy and Astrophysics*. — 2007. — Vol. 470, no. 3. — Pp. 1003–1007.
94. *Gwinn C. R., Britton M. C., Reynolds J. E. et al.* Interstellar optics // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 505. — P. 928.
95. *Goodman J., Narayan R.* The shape of a scatter-broadened images - II. Interferometric visibilities // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*. — 1989. — Vol. 238. — P. 995.

96. *Geyer M., Karastergiou A.* The frequency dependence of scattering imprints on pulsar observations // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 462, no. 3. — Pp. 2587–2602.
97. *Counselman C. C., Rankin J. M.* Multipath Delay Distortion of Radio Pulses from NP 0532 // *Astrophysical Journal*. — 1971. — Vol. 166. — P. 513.
98. *Rankin J. M., Counselman C. C.* Pulsar NP 0532: Variability of Dispersion and Scattering // *Astrophysical Journal*. — 1973. — Vol. 181. — Pp. 875–890.
99. *Lyne A. G., Thorne D. J.* Anomalous scattering in the Crab Nebula // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1975. — Vol. 172. — Pp. 97–108.
100. *Karuppusamy R., Stappers B. W., Van Straten W.* Giant pulses from the Crab pulsar. A wide-band study // *Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — Vol. 515. — P. A36.
101. *Desai K. M., Gwinn C. R., Reynolds J.* A speckle hologram of the interstellar plasma // *Astrophysical Journal, Part 2 - Letters*. — 1992. — Vol. 393, no. 2. — Pp. L75–L78.
102. *Wyckoff S., Murray C. A.* Proper motion of the Crab pulsar // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1977. — Vol. 180. — Pp. 717–729.
103. *Kaplan D. L., Chatterjee S., Gaensler B. M., Anderson J.* A Precise Proper Motion for the Crab Pulsar, and the Difficulty of Testing Spin-Kick Alignment for Young Neutron Stars // *Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 667, no. 2. — Pp. 1201–1215.

Список рисунков

- 1.1 Изображения Крабовидной туманности, полученные в разных диапазонах электромагнитного спектра: а) – рентгеновский диапазон (рисунок из работы [30]), б) – оптический диапазон (рисунок из работы [31]), в) – инфракрасный диапазон (рисунок из работы [32]), г) – радиодиапазон (рисунок из работы [33]). . . . 15
- 3.1 Схематичное изображение метода некогерентной компенсации дисперсии. Слева – исходный сигнал в зависимости от частоты и времени, справа – скорректированный сигнал на величину δt . Иллюстрация заимствована из книги [59]. 41
- 4.1 а) – Кросскорреляционные функции автоспектров. Крестиками изображена кросскорреляционная функция, полученная между автоспектрами в разных поляризациях (ПКП и ЛКП) для радиотелескопа в Вестерборке, кружочками изображена кросскорреляционная функция, полученная между автоспектрами в одинаковой поляризации (ЛКП) на разных радиотелескопах (Вестерборк и Аресибо). Сплошной линией изображена аппроксимация двумя экспонентами, прерывистой линией изображена аппроксимация одной экспонентой. б) – Средняя функция видности для базы Вестерборк-Аресибо. Количество усредненных гигантских импульсов $N=3600$. в) – Кросскорреляционные функции, полученные от смоделированных спектров гигантских импульсов. Сплошная линия соответствует корреляционной функции между синтезированными спектрами для разных телескопов в одной поляризации. г) – Средняя функция видности, полученная от смоделированных гигантских импульсов. Сплошная линия соответствует сумме двух экспоненциальных функций с полуширинами 0.09 и 1.12 микросекунд. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3]. 50

- 4.2 Временная структура индивидуальных гигантских импульсов – смоделированного (сверху) и реально наблюдавшегося (снизу). Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3]. 53
- 4.3 Четыре пары смоделированных и реально наблюдавшихся функций видности для индивидуальных гигантских импульсов. В каждой паре сверху представлена амплитуда функции видности для смоделированного импульса, снизу – для реально наблюдавшегося. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А3]. 56
- 4.4 Средние профили пульсара В0531+21 для восьми наблюдений. Все сеансы проводились на длине волны 18 см, за исключением сеанса RAKS02AE – 92 см. Амплитуда среднего профиля приведена в произвольных единицах, отнормированных на максимальное значение амплитуды главного импульса. Результат диссертанта из работы [А4]. 61
- 4.5 Распределение гигантских импульсов по энергии в логарифмическом масштабе: а) – сеанс RAES04A (02.03.2012), б) – сеанс RAES04B (06.03.2012), в) – сеанс RAES04D (23.10.2012), г) – сеанс RAKS02AD (27.10.2013), д) – сеанс RAKS02AE (02.11.2013), е) – сеанс RAGS10A (10.01.2015), ж) – сеанс RAGS10B (28.01.2015). Прямыми сплошными линиями показан наклон распределений. Результат диссертанта из работы [А4]. 64
- 4.6 Структурные функции фазы: а) – сеанс RAES04A (02.03.2012), б) – сеанс RAES04B (06.03.2012), в) – сеанс RAES04D (23.10.2012), г) – сеанс RAKS02AD (27.10.2013), д) – сеанс RAGS10A (10.01.2015), е) – сеанс RAGS10B (28.01.2015). Результат диссертанта из работы [А4]. 67
- 4.7 Структурная функции фазы для пульсара В0531+21 (сеанс RAGS10A, сплошная линия) и для сравнения для квазара 0642+449 (пунктирная линия) (а), временной шаг $\Delta t = 20$ сек. Структурная функции фазы для пульсара В0329+54 (б), временной шаг $\Delta t = 2$ сек. Результат диссертанта из работы [А4]. 68

- 4.8 Гистограмма статистического распределения фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ (а) и зависимость фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ от проекции базы (б) для пульсара в Крабовидной туманности, и для сравнения зависимость фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ от проекции базы для пульсара В0329+54 (в). Проекция базы указана в километрах. Результат диссертанта из работы [А4]. 69
- 4.9 Структурные функции фазы для пульсаров В0823+26, В0834+06, В0329+54 и В0531+21, а также для двух внегалактических источников 0642+449 и 1228+126. Неопубликованный иллюстративный материал, рисунок подготовлен диссертантом. На защиту не выносится. 70
- 5.1 Пример профиля индивидуального гигантского импульса на длине волны $\lambda=18$ см (слева, сеанс RAFS01) с оригинальным временным разрешением 31.25 нс и для длины волны $\lambda=92$ см (справа, сеанс RAKS02AE) с усреднением по 1 мс. Результат диссертанта из работы [А1]. 74
- 5.2 Зависимости амплитуды функции видности от проекции базы. На рисунке изображены следующие сеансы: а) – сеанс RAFS01 (14.11.2011), б) – сеанс RAES04A (02.03.2012), в) – сеанс RAES04B (06.03.2012), г) – сеанс RAES04D (23.10.2012), д) – сеанс RAKS02AD (27.10.2013), е) – сеанс RAKS02AE (02.11.2013), ж) – сеанс RAGS10A (10.01.2015), з) – сеанс RAGS10B (28.01.2015). Сплошной линией показаны кривые аппроксимации выражением 5.1. Результаты диссертанта из работ [А1;А4]. 77
- 5.3 Пример изменения формы кросс-корреляционных функций (функций видности) для наземных баз (слева) и наземно-космических баз (справа). Сеанс (RAFS01 14.11.2011), длина волны 18 см. Результат диссертанта из работы [А1]. 78

- 5.4 Зависимость амплитуды функции видности от проекции базы для всех сеансов наблюдений пульсара В0531+21 на длине волны 18 см. Кругами показаны значения амплитуды функции видности для наземных баз, треугольниками отобразено максимальное значение амплитуды функции видности для наземно-космических баз. Сплошной линией показана аппроксимация выражением 5.1. Результат диссертанта из работы [Б1]. 79
- 5.5 Пример автоспектра индивидуального гигантского импульса, полученного на телескопе РТ-70 в Евпатории, сверху – спектр верхней субполосы, снизу – нижней субполосы. Неопубликованный иллюстративный материал, рисунок подготовлен диссертантом. На защиту не выносится. 80
- 5.6 Косскорреляционные функции, полученные путем корреляции автоспектров двух разных телескопов, но в одном поляризационном канале: Сплошной линией показана экспоненциальная аппроксимация. Результат диссертанта из работы [А4]. 82
- 5.7 Кросскорреляционные функции, полученные путем корреляции автоспектров одного телескопа, но из разных поляризационных каналов. Сплошной линией показана экспоненциальная аппроксимация. Результат диссертанта из работы [А4]. 83
- 5.8 Средние функции видности для наземно-космических баз. Задержка выражена в микросекундах. На рисунке представлены следующие сеансы: а) – сеанс RAFS01 (14.11.2011), б) – сеанс RAES04B (02.03.2012), в) – сеанс RAES04D (23.10.2012), г) – сеанс RAKS02AD (27.10.2013), д) – сеанс RAGS10A (10.01.2015), е) – сеанс RAGS10B (28.01.2015). Сплошной линией показаны кривые аппроксимации выражением 5.2, 5.3. Результат диссертанта из работ [А1;А4]. 85

- 5.9 Средние функции видности для наземных баз: а) – сеанс RAFS01 (14.11.2011, база Светлое-Евпатория), б) – сеанс RAES04A (02.03.2012, база Эффельсберг-Вестерборк), в) – сеанс RAES04B (06.03.2012, база Эффельсберг-Вестерборк), г) – сеанс RAES04D (23.10.2012, , база Эффельсберг-Вестерборк), д) – сеанс RAKS02AD (27.10.2013, база Эффельсберг-Вестерборк), е) – сеанс RAGS10A (10.01.2015, база Вестерборк-Арсибо), ж) – сеанс RAGS10B (28.01.2015, база Эффельсберг-Медицина).
 Задержка выражена в микросекундах. Прямой сплошной линией показана аппроксимация средней функции видности. Результат диссертанта из работы [A4]. 86
- 5.10 Зависимость углового размера диска рассеяния θ_H (слева) и времени рассеяния τ_{SC} (справа) от частоты. Различными символами показаны как ранее опубликованные результаты, так и результаты измерений, полученные в рамках проекта «Радиоастрон». Результат диссертанта из работы [A1;A4]. 88

Список таблиц

1	Параметры пульсара В0531+21. Пояснительный материал, таблица подготовлена диссертантом на основе данных мониторинговых наблюдений пульсара В0531+21 в обсерватории Jodrell Bank ³	16
2	Основные параметры космического радиотелескопа «Спектр-Р» для длин волн 92 см и 18 см. Таблица подготовлена диссертантом на основе опубликованных данных [67].	30
3	Параметры орбиты космического радиотелескопа «Спектр-Р» на 14 апреля 2012 г. Таблица подготовлена диссертантом на основе данных, представленных в руководстве пользователя наземно-космического интерферометра «Радиоастрон» ⁴	31
4	Список сеансов наблюдений пульсара В0531+21. Таблица диссертанта из работы [А4].	34
5	Таблица чувствительности наземных телескопов (<i>SEFD</i> , Ян). Пояснительный материал, таблица сделана диссертантом на основе материалов, размещенных на интернет ресурсах обсерваторий [71–75].	35
6	Таблица параметров рассеяния пульсара В0531+21. Результат диссертанта из работ [А4].	75
7	Сравнительная таблица времени рассеяния τ_{SC} и полосы декорреляции ν_d для пульсара В0531+21, измеренных двумя независимыми способами. Результат диссертанта из работы [А4].	81