

# ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАССЕЯНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТЕ 1650 МГц В НАПРАВЛЕНИИ ПУЛЬСАРА B1937+21 С ПОМОЩЬЮ НАЗЕМНО-КОСМИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА РАДИОАСТРОН

© 2025 г. Е. Н. Фадеев<sup>1,\*</sup>, М. С. Бургин<sup>1</sup>, М. В. Попов<sup>1</sup>, А. Г. Рудницкий<sup>1</sup>,  
Т. В. Смирнова<sup>2</sup>, В. А. Согласнов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,  
Астрокосмический центр, Москва, Россия

<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,  
Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пущино, Россия

\*e-mail: fadeev@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 24.04.2025 г.

После доработки 11.06.2025 г.

Принята к публикации 27.06.2025 г.

В рамках Ранней научной программы проекта Радиоастрон в октябре 2012 г. были проведены наблюдения миллисекундного пульсара B1937+21. Общая продолжительность эксперимента, в котором участвовали 8 наземных радиотелескопов, составила около трех часов. Регистрировалось излучение в обеих круговых поляризациях в полосе частот 1644–1676 МГц. Измерены характерные временные и частотные масштабы мерцаний, вызванных рассеянием на неоднородностях межзвездной плазмы:  $\Delta t_{\text{dif}} = 275.2 \pm 0.1$  с и  $\Delta v_{\text{dif}} = 580 \pm 30$  кГц. По падению амплитуды интерферометрического отклика на наземно-космических базах был оценен угловой диаметр диска рассеяния,  $\theta_H = 0.32 \pm 0.03$  mas. По зависимости амплитуды функции видности от запаздывания обнаружены два характерных времени рассеяния,  $\tau_{\text{scl}} = 110 \pm 30$  нс и  $\tau_{\text{sc2}} = 750 \pm 100$  нс, что указывает на вытянутую форму диска рассеяния с отношением осей 2.6:1. Показано, что дрейф максимума функции видности по частоте интерференции, наблюдаемый на межконтинентальных базах, может быть объяснен влиянием атмосферы, причем доминирующим эффектом является дополнительный набег фазы в тропосфере над европейскими станциями.

**Ключевые слова:** межзвездная плазма, радиопульсары, межзвездные мерцания, РСДБ

**DOI:** 10.7868/S3034518925110066

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа продолжает цикл исследований параметров рассеяния радиоизлучения пульсаров на неоднородностях межзвездной плазмы с использованием наземно-космического интерферометра Радиоастрон. Некоторые итоги этих исследований обсуждаются в статьях [1–3] и цитированных там работах.

Пульсар B1937+21 расположен практически в плоскости Галактики (галактические координаты  $l = 57^{\circ}31'$ ,  $b = -0^{\circ}17'$ ). Астрометрические РСДБ наблюдения позволили определить расстояние до пульсара,  $2600^{+350}_{-290}$  пк, а также модуль  $V_p = 5 \pm 2$  км/с и позиционный угол вектора его тангенциальной

скорости,  $(PA)_V = 169.5 \pm 0.2^{\circ}$  [4]. Измеренная в работе [5] мера дисперсии составляет  $DM = 71.1$  пк/см<sup>3</sup>.

B1937+21 является первым обнаруженным миллисекундным пульсаром [6]. Короткий период следования импульсов ( $P \approx 1.557$  мс) и их малая длительность ( $\approx 150$  мкс) налагают жесткие ограничения на работу коррелятора; эти ограничения будут рассмотрены в разделе 2. Средний профиль пульсара указывает на наличие интеримпульса такой же длительности, как и главный импульс, но с меньшей в два раза амплитудой [5].

Кроме обычных импульсов, пульсар B1937+21 также излучает так называемые гигантские им-

пульсы [7, 8], которые имеют длительность меньше 15 нс [9, 10]. В настоящей работе гигантские импульсы не исследуются, так как из-за малой длительности их анализ не может проводиться стандартными методами и требует применения специальных алгоритмов, использующих когерентную дедисперсию для компенсации влияния межзвездной дисперсии на характеристики принимаемого сигнала.

Наблюдения, использованные в настоящей работе, были выполнены в рамках Ранней научной программы проекта Радиоастрон. В разделе 2 описаны конфигурация использованного наземно-космического радиоинтерферометра и методика корреляционной обработки. Далее приведены выводы о характеристиках рассеивающей среды, сделанные на основе анализа динамического спектра (раздел 3); исследована зависимость интерферометрической функции видности от различных параметров (раздел 4); сформулированы выводы (раздел 5).

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ И КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Наблюдения были проведены 22 октября 2012 г., общая продолжительность эксперимента составила около трех часов. В наблюдениях участвовали 8 наземных радиотелескопов, перечисленных в таблице.

На рис. 1 проиллюстрировано покрытие UV-плоскости проекциями баз интерферометра за время эксперимента. Эти базы можно разделить на три категории: малые внутриевропейские базы, межконтинентальные базы между Аресибо и европейскими станциями, и базы между наземными

радиотелескопами и космическим радиотелескопом (RA). Максимальные наземно-космические базы достигают величин в 27000 км, что обеспечивает предельное угловое разрешение около 1 mas (здесь и далее 1 mas = 0.001").

Регистрация сигнала от пульсара на радиотелескопах осуществлялась сканами, разделенными 30-секундными интервалами. Длительность сканов составляла 10 мин для последнего скана сеанса и 9.5 мин для остальных. Регулировка усиления выполнялась операторами телескопов, так как система автоматической регулировки усиления была отключена. Весь эксперимент состоял из 18 сканов с общей продолжительностью около 3 часов. Измерения производились в двух смежных частотных субполосах с шириной по 16 МГц каждая. Центральная частота была установлена равной 1660 МГц, так что общая полоса приема занимала диапазон 1644–1676 МГц. На всех радиотелескопах, кроме обсерватории в Робледо, регистрировалось радиоизлучение в двух каналах с круговыми поляризациями (LCP и RCP). В Робледо проводились наблюдения только в левой поляризации LCP.

Первым этапом получения информации о свойствах межзвездной среды, рассеивающей излучение пульсара, из результатов наблюдений является предварительная обработка, включающая в себя корреляционную обработку и нормировку наблюдательных данных. Целью предварительной обработки является построение для каждой пары антенн, обозначаемых далее  $a$  и  $b$ , динамического кросс-спектра

$$I_{ab}(v, t) = \left\langle \tilde{E}_a(v, t) \tilde{E}_b^*(v, t) \right\rangle, \quad (1)$$

Таблица. Список телескопов

Обозначение	Телескоп	Начало сеанса	Длительность, мин
RA	Радиоастрон	20:30:01	180
AR	Аресибо	20:30:01	180
EF	Эффельсберг	20:30:01	180
JB	Джодрел Бэнк	20:30:01	180
MC	Медичина	20:30:07	159.9
NT	Ното	20:30:01	169.5
RO	Робледо	20:30:01	180
TR	Торунь	20:30:04	179.9
WB	Вестерборк	20:30:01	159.5

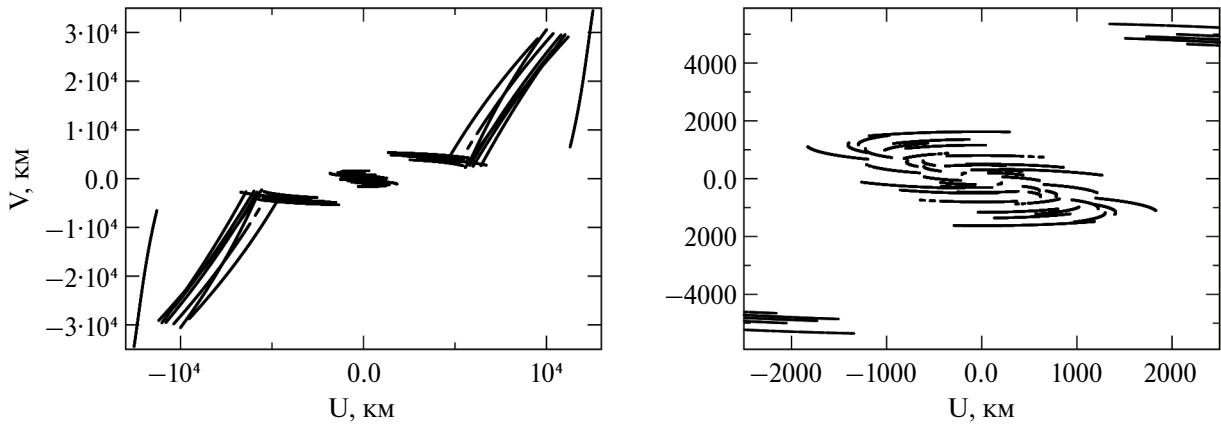


Рис. 1. Покрытие UV-плоскости базами интерферометра. Слева показаны все базы, справа — в более крупном масштабе центральная часть UV-плоскости с внутриевропейскими базами

который является функцией частоты  $v$  и времени  $t$ . Здесь  $\tilde{E}_a(v, t)$  и  $\tilde{E}_b(v, t)$  обозначают Фурье образ напряженностей электрических полей излучения, принимаемого антеннами  $a$  и  $b$ , верхний индекс (\*) — комплексное сопряжение, а  $\langle \dots \rangle$  — усреднение. В частном случае  $a = b$  кросс-спектр является действительной величиной и пропорционален спектральной плотности потока, а в общем случае, при  $a \neq b$ , является комплексной величиной. Ниже для сокращения записи мы будем, как правило, опускать индексы, обозначающие используемые антенны.

Корреляционная обработка производилась с помощью коррелятора АКЦ ФИАН [11]. Для представления информации о частотной зависимости  $I(v, t)$ , при корреляционной обработке производится разбиение полосы частот на  $N_{ch}$  каналов равной ширины. Кроме того, при обработке пульсарных наблюдений коррелятором АКЦ ФИАН корреляция может производиться в произвольно задаваемых “окнах” — интервалах, повторяющихся с периодом пульсара  $P$ . Как правило, одно из окон, используемое для измерения полезного сигнала, выбирается так, чтобы покрывать главный импульс, а одно или два окна, расположенных в тех областях, где излучение пульсара отсутствует, используются для измерения шума системы. Значение  $N_{ch}$  и положение окон корреляции являются регулируемыми параметрами, определяющими режим работы коррелятора, и выбираются в зависимости от характеристик наблюдаемого объекта и решаемых научных задач.

Выборка коррелятором данных из поступивших со станций интерферометра файлов производится сегментами продолжительностью  $N_{ch} \times 0.03125$  мкс. Процедура позиционирования окна корреляции

осуществляется с точностью до длительности этих сегментов. С точки зрения увеличения отношения сигнал/шум желательно, чтобы ошибка позиционирования была мала по сравнению с продолжительностью главного импульса, которая для B1937+21 составляет 150 мкс по уровню 0.1 от максимальной интенсивности. Это условие определило выбор числа спектральных каналов коррелятора при обработке каждой субполосы  $N_{ch}/2 = 128$ , которое соответствует ошибке позиционирования  $\approx 8$  мкс и ширине частотного канала  $\Delta v_{ch} = 125$  кГц.

Для каждого периода пульсара вычислялись некалибранные кросс-спектры в окне импульса ( $\hat{I}^{on}$ ) и в окне вне импульса ( $\hat{I}^{off}$ ) для всех баз интерферометра (см. рис. 2). Далее производилось усреднение результатов по интервалам длительностью  $T_{av} = 1000P = 1.557$  с.

### 3. ДИНАМИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Оценку параметров, характеризующих рассеяние радиоизлучения пульсара межзвездной средой, мы проводили с помощью традиционного анализа динамических автоспектров. Исходными данными служили результаты наблюдений на Аресибо. Используемая нами методика построения динамических спектров и вычисления двумерных корреляционных функций от них подробно описана в работе Фадеева с соавторами [1]. Для ясности изложения мы кратко повторим здесь основные положения этой методики.

Получаемый на выходе коррелятора результат измерения динамического автоспектра представляет собой дискретную последовательность мгно-

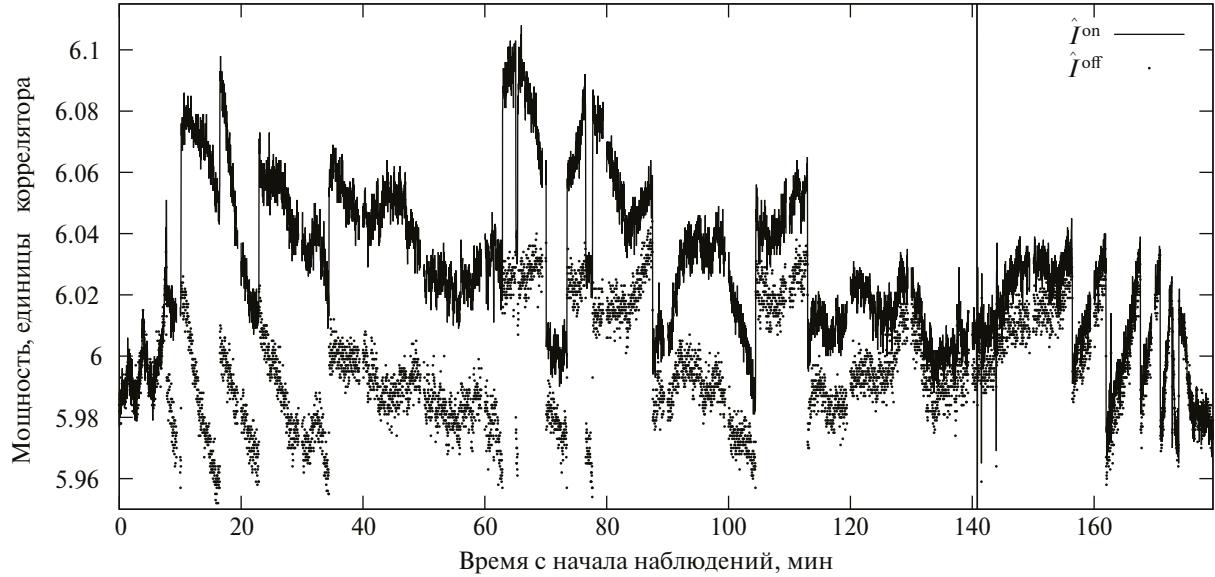


Рис. 2. Зависимость регистрируемой мощности в импульсе ( $\hat{I}_{ij}^{\text{on}}$ ) и вне импульса ( $\hat{I}_{ij}^{\text{off}}$ ) от времени для антенны в Аресибо

венных измерений спектра, то есть двумерный массив  $\hat{I}_{ij} = \hat{I}(v_i, t_j)$  — таблицу функции частоты  $v$  и времени  $t$ . Здесь  $0 \leq i < N_{\text{ch}}$  — номер спектрального канала, а  $0 \leq j \leq N_p$  — номер интервала усреднения по времени.

Измеренный в окне импульса сигнал содержит как само излучение пульсара, подвергшееся влиянию межзвездной среды, так и шум приемной системы, а также внешние помехи. Измерение вне импульса позволяет оценить величину шума одновременно с записью сигнала. Отклик приемной системы не одинаков в полосе приема, а сложным образом зависит от частоты. Во время сеанса усиление также не остается постоянным. Приращение сигнала в окне импульса в первом приближении пропорционально уровню системного шума. Таким образом возникают искусственные искажения мощности сигнала пульсара по времени и частоте внутри динамического спектра. Для коррекции этих искажений мы вычисляли нормированный динамический спектр

$$I_{ij} = \frac{\hat{I}_{ij}^{\text{on}} - \hat{I}_{ij}^{\text{off}}}{\langle \hat{I}_{ij}^{\text{off}} \rangle}. \quad (2)$$

Здесь  $\hat{I}_{ij}^{\text{on}}$  — результаты измерений в окне импульса, а  $\langle \hat{I}_{ij}^{\text{off}} \rangle$  — скользящее среднее измерений вне окна.

Оставшиеся значительные помехи отдельно в обеих субполосах и обеих поляризациях заменены случайными значениями со средним значением

и дисперсией, определенными в соседних областях спектра, после чего спектры верхней и нижней субполос были соединены, а полученные спектры в двух поляризациях суммированы. Построенный динамический спектр показан на рис. 3.

Как было замечено выше, в первом и последнем сканах сигнал не выделялся над уровнем шумов, но во все остальное время отчетливо наблюдаются мерцания. В нижней субполосе мерцания выражены несколько сильнее, чем в верхней, хотя уровень шума в обеих субполосах примерно одинаковый.

Для определения характеристик мерцания мы вычисляли двумерную корреляционную функцию:

$$DCCF(\Delta v_n, \Delta t_m) = \frac{\sum_{i=0}^{N_{\text{ch}}-1} \sum_{j=0}^{N_p-1} I_{ij} I_{i+n, j+m}}{(N_{\text{ch}} - n)(N_p - m)}, \quad (3)$$

где  $\Delta v_n = n \Delta v_{\text{ch}} = 125n$  кГц,  $\Delta t_m = m T_{\text{av}} = 1.557m$  с (см. раздел 2),  $n = -N_{\text{ch}}/2 + 1, \dots, N_{\text{ch}}/2 - 1$  и  $m = -N_p/2 + 1, \dots, N_p/2 - 1$ .

### 3.1. Время мерцаний и индекс спектра флюктуаций электронной плотности

Простейшими количественными характеристиками, описывающими вызванную межзвездными мерцаниями зависимость динамического спектра от времени и частоты, являются время мерцаний  $\Delta t_{\text{dif}}$  и полоса декорреляции  $\Delta v_{\text{dif}}$ . Для расчета этих характеристик вводятся времененная и частотная корреляционные функции  $C_t(\Delta t_m) = DCCF(0, \Delta t_m)$

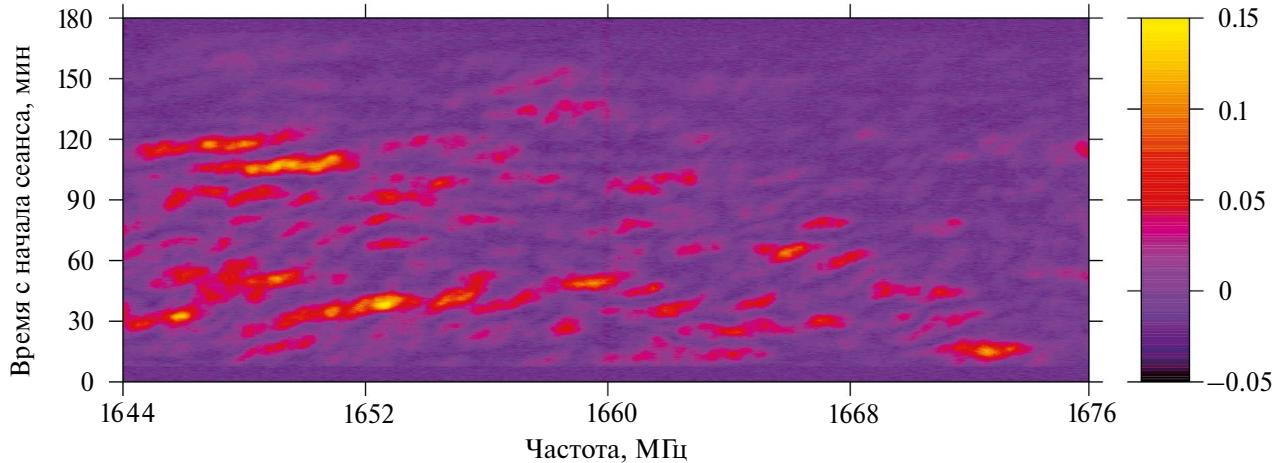


Рис. 3. Динамический спектр по измерениям в Аресибо, просуммированный по двум поляризационным каналам (LCP и RCP). Цветовая шкала в правой части рисунка устанавливает соответствие цвета и спектральной плотности потока в импульсе, нормированной на шум системы

и  $C_v(\Delta v_n) = DCCF(\Delta v_n, 0)$  соответственно. Время мерцаний определяется как полуширина функции  $C_t(\Delta t_m)$  на уровне  $1/e$  от максимума, а полоса декорреляции — как полуширина  $C_v(\Delta v_n)$  на уровне  $1/2$  от максимума.

Одним из основных параметров межзвездной среды, влияющих на наблюдаемые характеристики мерцаний, является форма пространственного спектра флюктуаций электронной плотности. Информация о виде этого спектра содержится во временной структурной функции динамического спектра  $S_t(\Delta t)$ , которая может быть оценена из наблюдений с помощью соотношения

$$S_t(\Delta t) = 2(C_t(0) - C_t(\Delta t)). \quad (4)$$

Если спектр флюктуаций электронной плотности межзвездной плазмы описывается степенным законом с показателем  $\alpha_e$ , то согласно [12]:

$$\alpha_e = 2 + \frac{d(\lg S_t(\Delta t))}{d(\lg(\Delta t))} \Bigg|_{\Delta t \rightarrow 0}. \quad (5)$$

В принципе, значения  $\Delta t_{\text{dif}}$  и  $\Delta v_{\text{dif}}$  могут быть найдены непосредственно из экспериментально полученных функций  $C_t(\Delta t_m)$  и  $C_v(\Delta v_n)$ , а значение  $\alpha_e$  — аппроксимируя производную в (5) конечной разностью. При таком подходе, однако, указанные параметры вычисляются на основе лишь двух или трех измеренных значений корреляционных функций, и из-за малого числа используемых измерений шумы системы оказывают сильное влияние на конечный результат. Кроме того, в описанном

выше простейшем методе одним из исходных значений является значение  $DCCF(0, 0)$ , что еще более увеличивает ошибку результата, так как в точке  $(0, 0)$  влияние шумов системы сильнее, чем при других значениях аргументов.

Для увеличения точности результатов был применен следующий подход. Полученные из наблюдений функции  $C_t(\Delta t_m)$  и  $C_v(\Delta v_n)$  аппроксимировались априорно заданными аналитическими выражениями путем подгонки свободных параметров, входящих в эти выражения. Подгонка производилась с учетом всех экспериментальных точек, достаточно близких к нулю, кроме самой нулевой точки. Далее, вычисление параметров мерцаний производилось на основе полученных аппроксимаций. Таким образом измерение, наиболее подверженное ошибкам, полностью исключалось из рассмотрения, а вызываемая шумами случайная ошибка искомых параметров уменьшалась при усреднении по большому числу точек, учитываемых при подгонке.

В качестве аппроксимирующих использовались функции из семейства

$$y(x | A, B, p, s, w) = A \exp\left(-(|x - s| / w)^p\right) + B, \quad (6)$$

где  $A, B, p, s$  и  $w$  — свободные параметры и их суммы, если имелось несколько масштабов видимых в корреляционной функции. Ранее это семейство использовалось в аналогичной ситуации в работе [1]. Значения  $C_t(\Delta t_m)$  и  $C_v(\Delta v_n)$ , рассчитанные из результатов наблюдений, и результаты поиска соответствующих аппроксимаций проиллюстрированы на рис. 4.

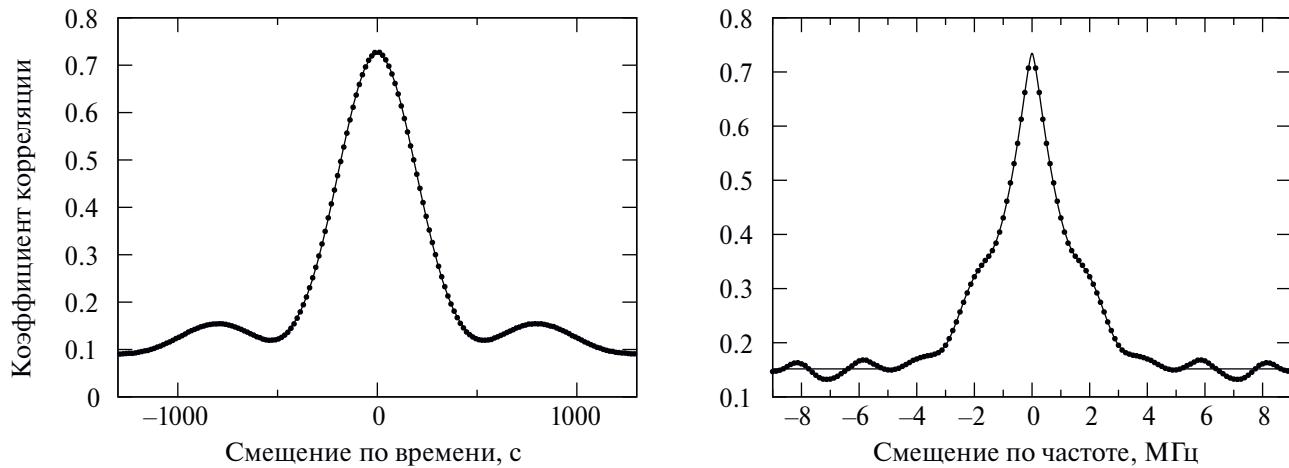


Рис. 4. Временная (слева) и частотная (справа) автокорреляционные функции. Значения, полученные из наблюдений, показаны точками, наилучшая аппроксимация — сплошной линией

Как видно из рисунка, функция  $C_t(\Delta t)$  достаточно точно аппроксимируется суммой выражений из семейства (6) в широком диапазоне значений  $\Delta t$ . Полученное на основе этой аппроксимации значение времени мерцаний  $\Delta t_{\text{dif}} \approx 275$  с хорошо согласуется с выводами работы [13].

Для определения  $\alpha_e$  с помощью (5) желательно получить по возможности более точное приближение для  $C_t(\Delta t)$  в окрестности точки  $\Delta t = 0$ . Чтобы исключить влияние измерений при больших  $\Delta t$  на результаты вычислений, при расчете  $\alpha_e$  использовалась аппроксимация выражением  $y(\Delta t_m)$  с  $s = 0$  на интервале  $\Delta t < \Delta t_{\text{dif}}/2$ , в результате было получено значение  $\alpha_e = 3.82 \pm 0.02$ .

Информация о спектре флюктуаций электронной плотности может быть извлечена также из частотной зависимости времени рассеяния  $\tau_{\text{sc}}(v)$ . А именно, при степенном спектре флюктуаций с индексом  $\alpha_e$  зависимость  $\tau_{\text{sc}}(v)$  описывается, согласно [14], степенным законом с индексом  $\alpha_{\text{sc}}$ , причем  $\alpha_e = 2\alpha_{\text{sc}}/(\alpha_{\text{sc}} - 2)$ . Кондратьев с соавторами [15] по своим измерениям на частоте 2100 МГц и по опубликованным данным определили для пульсара B1937+21 зависимость времени рассеяния от частоты,  $\tau_{\text{sc}} \propto v^{-4.2}$ . Этот результат соответствует  $\alpha_e = 3.82$ , что совпадает с определенным нами значением.

Рамачандар и др. [16] по вариациям меры дисперсии на интервале в 20 лет получили показатель  $\alpha_e = 3.66 \pm 0.04$ , близкий к колмогоровскому значению  $\alpha_e = 11/3$ , для пространственных масштабов, соответствующих временным сдвигам 30–2000 дней. Поскольку изученные в упомянутой работе временные масштабы более чем на четыре порядка

превосходят масштабы, исследованные нами, то отличие их результатов от наших можно интерпретировать как указание на зависимость крутизны спектра неоднородностей от волнового числа.

### 3.2. Ширина полосы декорреляции

Достаточно точная аппроксимация частотной автокорреляционной функции  $C_v(\Delta v)$  суммой выражений вида (6) оказалась возможной только при  $\Delta v < 5$  МГц. За ширину полосы декорреляции принята ширина слагаемого с  $s = 0$  на половине максимума, равная  $\Delta v_{\text{dif}} = 580 \pm 30$  кГц.

Авторы [13] аппроксимировали результаты измерений  $C_v$  на частоте  $v = 1360$  МГц функцией Лоренца, игнорируя тот факт, что лоренциан не очень хорошо вписывается в их данные. Приведение полученного ими результата  $\Delta v_{\text{dif}}(1360 \text{ МГц}) = 410$  кГц к нашей частоте с помощью зависимости  $\Delta v_{\text{dif}}(v) \propto v^{4.2}$  дает  $\Delta v_{\text{dif}}(1660 \text{ МГц}) = 947$  кГц. Однозначно указать на основную причину существенной разницы значений, полученных в работе [13] и в нашей работе, сложно. Возможно, сказывается различие в методах, использованных для определения  $\Delta v_{\text{dif}}$ . Кроме того, существенный вклад может давать реальная переменность  $\Delta v_{\text{dif}}$ : в работе [13] указано, что значения, полученные по наблюдениям, проведенным в разные дни, меняются (после приведения к нашей частоте) между 846 кГц и 1375 кГц.

В работе [17] выведены соотношения, связывающие параметры рассеивающих экранов и “межзвездной призмы” со структурной функцией динамического спектра, рассматриваемого как функция времени, частоты и координат наблюдателя. Для того чтобы воспользоваться развитым там подходом, мы

с помощью соотношения, аналогичного (4), вычислили частотную структурную функцию  $S_v(\Delta v)$  и попытались определить ее поведение вблизи точки  $\Delta v = 0$  методом, подобным использованному при анализе временной структурной функции. При этом мы полагали, что вблизи нуля  $S_v(\Delta v) \propto \Delta v^{-\alpha_v}$ . Полученное в результате значение  $\alpha_v = 1.6$  (отметим, что  $\alpha_e = \alpha_v + 2$ ) является, однако, в значительной степени формальным и не может быть использовано в дальнейшем анализе. Причиной служит малое число экспериментальных точек, удовлетворяющих условию  $\Delta v \ll \Delta v_{\text{dif}}$ .

#### 4. ФУНКЦИЯ ВИДНОСТИ

При построении радиоизображения исследуемых объектов шагом, следующим за получением динамических спектров  $I_{ab}(v, t)$ , обычно является вычисление нормированных интерферометрических функций видности  $V_{ab}(f_{\text{res}}, \tau)$  как функции остаточной частоты интерференции  $f_{\text{res}}$  и запаздывания  $\tau$ . Функция  $V_{ab}(f_{\text{res}}, \tau)$  является, по сути дела, коэффициентом кросс-корреляции электрических полей сигналов, регистрируемых на станциях  $a$  и  $b$ , при сдвиге по времени, равном  $\tau$ . Она находится, как правило, путем двойного преобразования Фурье динамического кросс-спектра (обратное преобразование по частоте  $v$  и прямое преобразование по времени  $t$ ), нормировки на амплитуды сигналов, принимаемых на станциях, и коррекции, учитывающей влияние шумов системы.

В идеализированной ситуации наблюдаемого объекта простой структуры использование при корреляционной обработке точных эфемерид объекта, геометрических параметров интерферометра и поправок часов, большого отношения сигнал/шум и отсутствия заметных искажений со стороны межзвездной и межпланетной среды и земной атмосферы, амплитуда функции видности  $|V_{ab}(f_{\text{res}}, \tau)|$  является унимодальной функцией на плоскости  $(f_{\text{res}}, \tau)$  с максимумом при  $f_{\text{res}} = 0, \tau = 0$ . Смещение максимума от этой точки несет информацию о различных параметрах, характеризующих отличие реальной ситуации от описанной выше идеализированной, и об изменении этих параметров за время наблюдений.

##### 4.1. Величина и положение максимума амплитуды функции видности

Одной из важнейших величин, получаемых при обработке интерферометрических наблюдений, является  $|V|_{\text{max}}$  — значение  $|V_{ab}(f_{\text{res}}, \tau)|$  в максимуме. Значение  $|V|_{\text{max}}$  несет информацию об угло-

вом размере наблюдаемого объекта, в нашем случае — о протяженности диска рассеяния. Поскольку структура диска рассеяния может изменяться за время наблюдений, а различного рода погрешности — смещать максимум  $|V|_{\text{max}}$  по плоскости  $(f_{\text{res}}, \tau)$ , то следует разбить измерения на отдельные интервалы и проводить поиск максимума независимо для каждого интервала.

С точки зрения уменьшения погрешности, вызванной случайными ошибками измерений, желательно использовать возможно более продолжительные интервалы. С другой стороны, их продолжительность ограничена сверху характерным временем межзвездных мерцаний. В качестве компромисса, мы разбили каждый скан на два интервала продолжительностью 285 с, что близко к полученному в разделе 3 значению  $\Delta t_{\text{dif}} \approx 275$  с.

Для каждого интервала путем преобразования Фурье исходного динамического спектра была рассчитана некалиброванная функция видности  $\hat{V}_{ab}$  на сетке с шагами по задержке  $\tau$  и частоте интерференции  $f_{\text{res}}$  равными, соответственно, 31.25 нс и 3.5 мГц. При этом использовались только данные в нижней субполосе (1644 – 1660 МГц), где мерцания проявлялись ярче (см. рис. 3).

Полученное значение  $\hat{V}_{ab}$  выражено в тех же единицах, что и полученный коррелятором динамический спектр, то есть в единицах регистраторов сигнала на станциях, и искажено влиянием шумов систем. Вычисление  $V_{ab}$  производится с помощью соотношения:

$$V_{ab} = \hat{V}_{ab} / R_{ab} (D_a^{\text{on}}, D_a^{\text{off}}, D_b^{\text{on}}, D_b^{\text{off}}), \quad (7)$$

где  $D_a^{\text{on}}$  и  $D_b^{\text{on}}$  — дисперсии сигналов, регистрируемых на станциях  $a$  и  $b$  в импульсе пульсара, а  $D_a^{\text{off}}$  и  $D_b^{\text{off}}$  — вне импульса.

Для больших наземных радиотелескопов (Аре-сибо, Эффельсберг и Вестерборк) надежно оценивается разность  $D^{\text{on}} - D^{\text{off}}$ ; нормирующий коэффициент  $R$  в (7) рассчитывался по формуле:

$$R_{ab} = \sqrt{(D_a^{\text{on}} - D_a^{\text{off}})(D_b^{\text{on}} - D_b^{\text{off}})}. \quad (8)$$

Нормировка проводилась отдельно для двух поляризационных каналов. В дальнейшем анализе использовались усредненные по двум каналам значения.

На рис. 5 показано изменение со временем максимума нормированной амплитуды функции видности на базах Эффельсберг-Вестерборк (EF-WB)

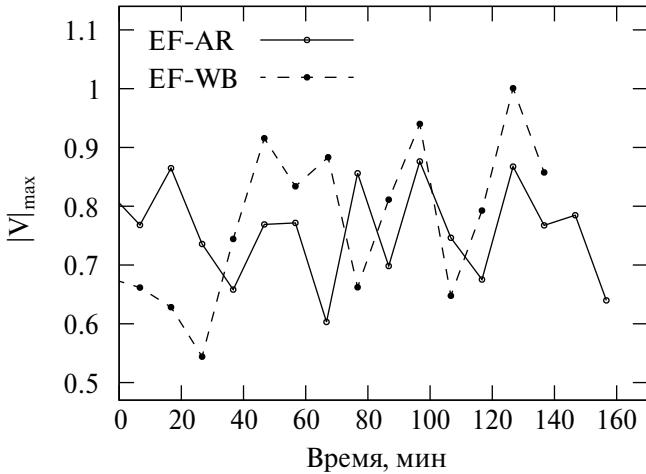


Рис. 5. Сравнение максимумов амплитуды нормированной функции видности на европейской (EF-WB) и межконтинентальной (EF-AR) базах интерферометра

и Эффельсберг-Аресибо (EF-AR). Наблюдается значительный разброс индивидуальных значений. Однако среднее значение  $|V|_{\max}$  на европейских и межконтинентальных базах совпадает и составляет величину  $0.75 \pm 0.05$ . То, что значительное увеличение проекции базы не приводит к уменьшению  $|V|_{\max}$ , свидетельствует о том, что диск рассеяния не разрешился на межконтинентальных базах.

Значимое отличие значения  $|V|_{\max}$  от единицы для неразрешенного источника свидетельствует о том, что нормирующий коэффициент  $R$  вычисляется с заметной погрешностью. Причиной этого является существенная нестационарность шума системы и малость величины  $(D_{\text{RA}}^{\text{on}} - D_{\text{RA}}^{\text{off}})/D_{\text{RA}}^{\text{off}}$ . Формула (8) справедлива для стационарного шумового сигнала. При ее применении к ярким пульсарам с периодами порядка секунды нормировка проводилась для каждого индивидуального импульса (см., напр., [18]), так что на каждом единичном интервале шум с большой точностью можно было считать стационарным. В случае пульсара B1937+21 определение функции видности проводилось на интервале времени 4.75 мин, содержащем более  $1.8 \times 10^5$  индивидуальных импульсов. На таком интервале нестационарность шума становится заметной. В совокупности с малостью приращения сигнала в окне импульса над шумами вне окна, которое даже для самого чувствительного радиотелескопа в Аресибо не превышает несколько процентов, и переменностью сигнала из-за мерцаний это приводит к смещению оценки  $R_{ab}$  и, следовательно,  $|V|_{\max}$ .

Занижение значения  $|V|_{\max}$  при вычислении нормирующего коэффициента с помощью (8) при низких значениях отношения сигнал/шум для индивидуального отсчета коррелятора проиллюстрировано на рис. 6.

Другой вероятной причиной понижения амплитуды функции видности является влияние атмосферы Земли. Оно будет рассмотрено в разделе 4.5.

Из наземно-космических баз интерферометрический сигнал был уверенно зарегистрирован только на базе Радиоастрон-Аресибо (RA-AR). На этой базе нормировка функции видности с помощью соотношения (8) невозможна, поскольку на космическом радиотелескопе, в отличие от наземных, использовалось однобитное квантование и  $D_{\text{RA}}^{\text{on}} = D_{\text{RA}}^{\text{off}} \equiv 1$ . В этом случае для вычисления нормирующего коэффициента использовался метод, предложенный в работе Попова с соавторами [18], приводящий к следующему выражению:

$$R = \left( D_{\text{RA}}^{\text{off}} / D_{\text{AR}}^{\text{off}} \right)^{1/2} \left( D_{\text{AR}}^{\text{on}} - D_{\text{AR}}^{\text{off}} \right) \sqrt{\eta}, \quad (9)$$

где

$$\eta = 1.25 S_{\text{RA}} / S_{\text{AR}}. \quad (10)$$

Здесь  $S$  — эквивалентная плотность потока системы, а множитель 1.25 в (10) учитывает различие методов квантования сигнала на космическом (однобитное) и наземных (двухбитное) телескопах.

На рис. 7 показана зависимость амплитуды функции видности от длины проекции базы наземно-космического интерферометра. Среднее значение  $|V|_{\max}$  составило величину  $0.86 \pm 0.05$ ,

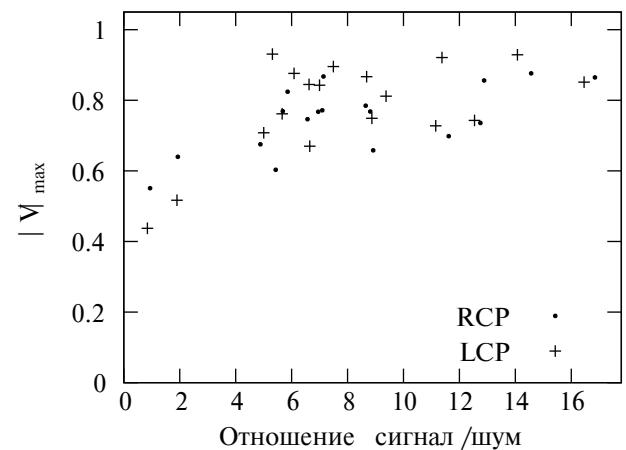


Рис. 6. Зависимость максимума амплитуды функции видности на базе AR-EF, усредненной по интервалу 4.75 мин, от отношения сигнал/шум для индивидуального отсчета коррелятора

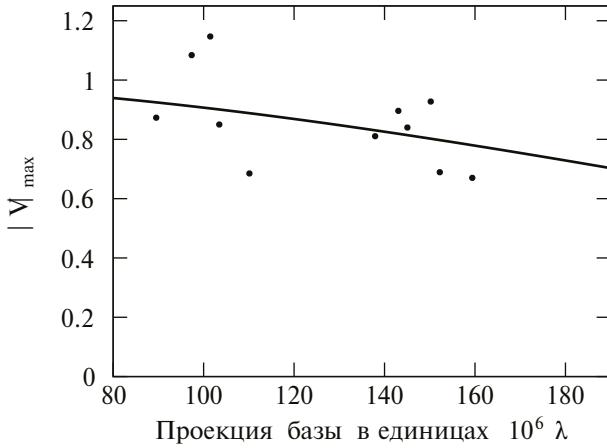


Рис. 7. Зависимость максимума амплитуды функции видности от длины проекции базы RA-AR. Сплошная линия показывает аппроксимацию данных моделью диска рассеяния с радиусом 0.3 mas

что несколько выше, чем среднее значение на наземных базах ( $0.75 \pm 0.05$ ). Такое соотношение понятно, если приписывать понижение амплитуды функции видности на наземных базах влиянию атмосферы на результаты измерений на европейских телескопах, так как космический телескоп находится вне атмосферы, а радиотелескоп в Аре-сио наблюдал в направлениях, близких к зениту.

На рис. 7 можно заметить также тенденцию к уменьшению амплитуды функции видности с увеличением длины базы наземно-космического интерферометра. Мы предприняли попытку оценить размер диска рассеяния по этим данным. Сплошная линия представляет собой аппроксимацию наблюдательных данных моделью диска рассеяния с шириной  $\theta_H = 0.32 \pm 0.03$  mas. Для аппроксимации использовалась зависимость амплитуды функции видности  $|V|_{\max}(B)$  от длины проекции базы  $B$ ,

$$|V|_{\max}(B) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{\sqrt{2 \ln 2}} \frac{\theta_H B}{\lambda} \right)^{\alpha_e - 2} \right], \quad (11)$$

из работы Гвинна и др. [19]. Здесь  $\lambda$  — длина волны наблюдения,  $\theta_H$  — диаметр диска рассеянного изображения пульсара на половине максимума и  $\alpha_e = 3.82$  — показатель степени пространственного спектра флуктуаций электронной плотности (см. раздел 3).

#### 4.2. Определение времени рассеяния по зависимости функции видности от задержки

Информация о геометрии диска рассеяния содержится в зависимости  $|V(f_{\text{res}}, \tau)|$  от задержки  $\tau$

при фиксированном  $f_{\text{res}} = f_m$ . Здесь  $f_m$  — значение  $f_{\text{res}}$ , при котором достигается максимум  $|V|$ . Для анализа зависимости  $|V(f_m, \tau)|$  мы выбрали на базе EF-AR сканы, в которых выполнялось соотношение  $|V|_{\max} > 10\sigma_V$ , где  $\sigma_V$  — среднеквадратичная ошибка определения  $|V|$ . Для всех этих сканов значение  $f_m$  оказалось равным нулю, а значение  $\tau$ , для которого  $|V|$  достигает максимума, одинаковым. Для дальнейшего сравнения с теоретической моделью использовалась функция  $|\mathcal{V}_a(\tau)|$  — среднее по выбранным сканам значение  $|V(0, \tau)|$ .

При интерпретации наблюдательных данных следует учесть влияние, оказываемое на результаты измерения  $|\mathcal{V}_a(\tau)|$  флуктуациями интенсивности излучения, генерируемого пульсаром, с характерными временами, сравнимыми и меньшими, чем время накопления интерферометрического сигнала. В работе Рикетта [20] проведены расчеты автокорреляционной функции регистрируемого сигнала в так называемом приближении амплитудно-модулированного шума. В этом приближении интенсивность излучения пульсара аппроксимируется произведением белого шума на функцию, описывающую средний импульс пульсара. При этом автокорреляционная функция регистрируемого сигнала представляется в виде суммы двух компонентов: узкого шумового пика вблизи задержки  $\tau = 0$  и сравнительно медленно меняющейся “подложки”, несущей информацию о форме импульса.

Шумовой пик возникает как следствие того, что автокорреляционная функция белого шума представляет собой  $\delta$ -функцию Дирака. Для наблюдаемого сигнала амплитуда пика конечна, а ширина отлична от нуля из-за сглаживания входного шума регистрирующей системой с конечной полосой пропускания.

Как было замечено выше, функция видности, вычисляемая при обработке РСДБ наблюдений, является кросс-корреляционной функцией сигналов, регистрируемых на антенах базы. Интенсивность излучения, генерируемого пульсаром, входит как множитель в сигнал, регистрируемый обеими антеннами. В силу этого влияние шумовой природы излучения пульсара на статистические характеристики измеряемой функции видности вблизи точки  $\tau = 0$  вполне аналогично тому, что имеет место в одноантенных наблюдениях. При этом параметры шумового пика зависят, в основном, не от характеристик рассеивающей среды, а от свойств самого пульсара и параметров интерферометра. В частности, полоса пропускания системы “при-

емник + коррелятор” и, следовательно, ширина шумового пика определяется временем накопления сигнала при корреляции. В нашем случае шумовой пик включает три точки: точку  $\tau = 0$  и две смежные с ней.

В работе Попова с соавторами [21] по наблюдениям пяти пульсаров, проведенным на наземно-космическом интерферометре, анализировалась тонкая структура функции (в наших обозначениях)  $|I_a(\tau)|$  вблизи  $\tau = 0$ . Так же, как и в нашем случае, результаты измерений хорошо описывались моделью амплитудно-модулированного шума и их можно было представить в виде суммы двух компонентов с примерно равными при  $\tau = 0$  значениями: узкого шумового пика вблизи  $\tau = 0$  и гладкой, медленно уменьшающейся при возрастании  $|\tau|$  функции.

При сравнении наблюдательных данных с результатами модельных расчетов в нашей работе использовался подход, близкий к тому, что был применен в работе [21]. Поскольку информация о структуре диска рассеяния содержится в широком компоненте, то измерения при тех значениях  $\tau$ , в которых вклад шумового пика ощутим, в анализе не учитывались. Измеренные значения  $|I_a(\tau)|$  и аппроксимирующая их модельная функция приведены на рис. 8.

Характеристики диска рассеяния определяются путем аппроксимации широкого компонента теоретической моделью. В простейшем случае круглого диска рассеяния, формирующегося на тонком фазовом экране, модельная зависимость широкого компонента имеет вид:

$$|V|_a(\tau) = |V|_{\max}^{(w)} L(\tau, \tau_{sc}), \quad (12)$$

где  $|V|_{\max}^{(w)}$  — амплитуда широкого компонента, функция Лоренца  $L$  задается выражением

$$L(\tau, \tau_{sc}) = \frac{\tau_{sc}^2}{\tau^2 + \tau_{sc}^2}, \quad (13)$$

а время рассеяния  $\tau_{sc}$  определяется угловым размером диска рассеяния и расстояниями экрана и пульсара от наблюдателя.

В нашем случае найти удовлетворительное приближение результатов измерений моделью (12) не удалось, и для аппроксимации  $|V|(\tau)$  мы использовали сумму двух слагаемых вида (12). Как видно из рис. 8, такая модель с  $\tau_{sc1} = 0.11 \pm 0.03$  мкс и  $\tau_{sc2} = 0.75 \pm 0.01$  мкс является хорошим приближением к наблюдаемому широкому компоненту.

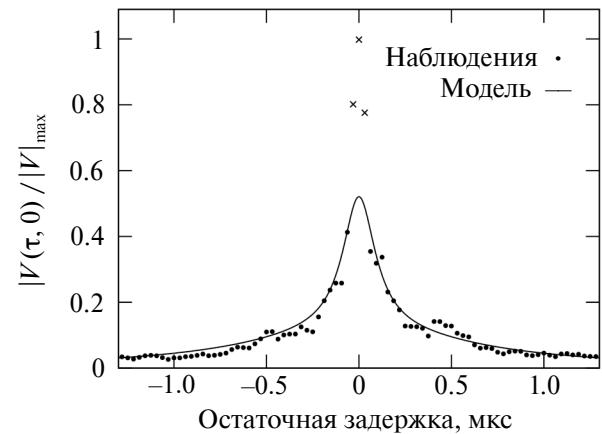


Рис. 8. Наблюдаемая и модельная зависимости амплитуды нормированной функции видности от остаточной задержки на базе EF-AR. Результаты измерений вблизи  $\tau = 0$ , обозначенные символом “ $\times$ ”, искажены шумовым сигналом пульсара и при определении параметров модели не учитывались. В качестве модельной аппроксимации использовалась сумма двух функций Лоренца с полуширинами  $\tau_{sc1} = 0.11 \pm 0.03$  мкс,  $\tau_{sc2} = 0.75 \pm 0.01$  мкс

Согласно [21, 22], два существенно разных временных масштаба возникают в зависимости  $|I_a(\tau)|$  в том случае, когда диск рассеяния имеет эллиптическую форму. Следуя изложенному в этих работах подходу, получаем, что поскольку  $\tau_{sc} \propto \theta_H^2$ , то большая и малая оси диска рассеяния относятся как 2.6 : 1.

В работе [16] на частоте 327 МГц наблюдались вариации  $\tau_{sc}$  со временем (1996–2004 гг.) в диапазоне от 90 до 155 мкс. Исходя из среднего значения  $\tau_{sc} = 120$  мкс и частотной зависимости  $\tau_{sc}(v) \propto v^{-4.4}$  получим  $\tau_{sc} = 0.094$  мкс на частоте 1660 МГц, что хорошо согласуется с измеренным нами значением 0.11 мкс.

#### 4.3. Анализ вторичных спектров

Вторичным спектром называют квадрат результата двумерного преобразования Фурье динамического спектра  $|\tilde{I}(\tau, f_{res})|^2 = |\mathcal{F}_2[I(v, t)]|^2$ . Стайнбринг и др. [23] обнаружили, что во вторичных спектрах ряда пульсаров присутствуют специфические структуры, названные параболическими дугами. Они возникают вследствие интерференции излучения пульсара на отдельных элементах субструктуре внутри диска рассеяния пульсаров. В работах [24, 25] показано, что сильная вытянутость диска рассеяния является одним из необходимых условий для образования параболических дуг. Найденная нами несимметричность кружка рассеяния соответствует условию возникновения дуг.

Мы построили вторичный спектр на основе динамического спектра, полученного в Аресибо, и не обнаружили никаких следов параболических дуг. Тернер и др. [13], проводившие наблюдения на телескопе Аресибо месяцем ранее, обнаружили во вторичном спектре пульсара B1937+21 две параболические дуги. Они показали, что контрастность дуг сильно падает с ростом частоты от 1285 до 1460 МГц. Наши наблюдения проходили на частоте 1660 МГц со сравнимой шириной полосы приема, следовательно, отсутствие дуг в наших данных не противоречит найденному тренду.

#### 4.4. Смещение максимума $|V|$ по остаточной частоте интерференции

Отличие  $f_m$  (остаточной частоты интерференции, на которой достигается максимум амплитуды функции видности) от нуля и изменение  $f_m$  за время наблюдений являются чувствительным индикатором воздействия различных факторов, искажающих результаты корреляции. Для оценки влияния этих факторов на конечные результаты были проведены вычисления  $|V(f_{\text{res}}, 0)|$  отдельно для каждого скана продолжительностью в 570 с, что обеспечивало разрешение по частоте интерференции 1.75 мГц.

На рис. 9 показана зависимость функции  $|V(f_{\text{res}}, 0)|$  от остаточной частоты интерференции в начале и в конце наблюдений. На межконтинентальных базах EF-AR и WB-AR наблюдается смещение максимума за время наблюдательной сессии на  $\approx 8$  мГц, в то время как на малой базе EF-WB такое смещение отсутствует. Изменяется от 1 до 3 мГц и ширина максимума функции  $|V(f_{\text{res}}, 0)|$ , измеренная по полуширине на уровне половины максимума. Возможные причины описанных вариаций формы и положения максимума  $|V(f_{\text{res}}, 0)|$  будут обсуждаться в разделе 4.5.

#### 4.5. Искажение интерферометрического сигнала атмосферой Земли

Одним из источников ошибок результатов измерений параметров диска рассеяния являются искажения, вносимые земной атмосферой. Теоретические модели, объясняющие происхождение этих искажений и позволяющие оценить их влияние на результаты наблюдений, описаны в работе [26] и приведенных там ссылках. Количественной характеристикой атмосферных эффектов, влияющих на результаты РСДБ наблюдений, служит  $L(t)$  — вызванное атмосферой изменение оптического пути вдоль луча зрения. Атмосферные искажения оптического пути вызывают сдвиг фазы

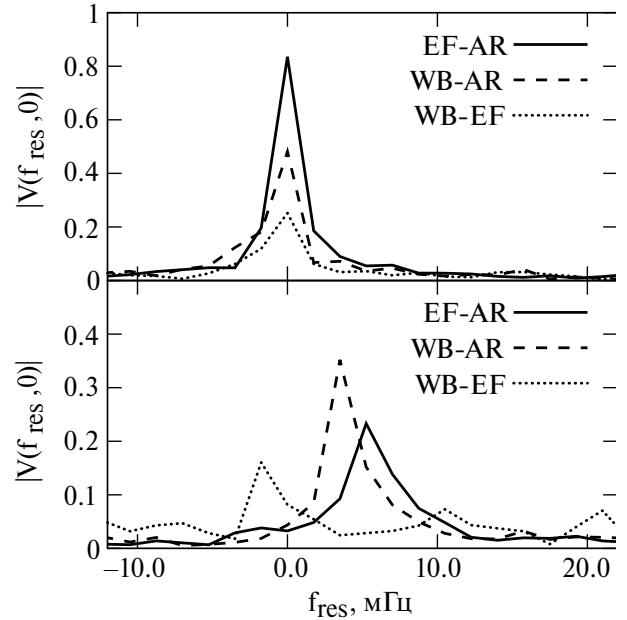


Рис. 9. Зависимость амплитуды функции видности от остаточной частоты интерференции. Верхний график относится к началу наблюдательной сессии ( $T = 21$  час), а нижний — к окончанию ( $T = 23$  часа)

принимаемого на станции сигнала на  $\phi = 2\pi L/\lambda$ , где  $\lambda = 18$  см — длина волны, и смещению фазы кросс-спектра для базы  $a - b$  на  $\Delta\phi_{ab} = \phi_a - \phi_b$ . Переменность атмосферных искажений приводит к сдвигу остаточной частоты интерференции на

$$\delta f_{ab} = \frac{d\Delta\phi_{ab}}{dt}. \quad (14)$$

Точный расчет зависимости  $L(t)$  от времени  $t$  для каждой из участвующих в наблюдениях наземной станции требует учета как изменения зенитного расстояния  $z(t)$  наблюдаемого объекта за время сеанса, так и вариаций параметров атмосферы над станцией. Как замечено выше (см. рис. 9), на длинных базах между Аресибо и европейскими станциями смещение максимума функции  $|V_{ab}(f_{\text{res}}, \tau)|$  по  $f_{\text{res}}$  за время сеанса существенно больше, чем для сравнительно коротких баз между европейскими станциями. Такое различие естественно объясняется в том случае, если доминирующей причиной переменности  $L(t)$  является изменение зенитного расстояния. Для баз Аресибо-Европа зенитные расстояния источника на станциях сильно различаются и по-разному меняются за время наблюдений, в то время как для недалеких друг от друга европейских станций зенитные расстояния все время остаются близкими друг к другу.

Зенитное расстояние источника на Аресибо не превышало  $20^\circ$  во время всего сеанса, в то время как на европейских станциях наблюдения проводились на больших и увеличивающихся к концу сеанса зенитных расстояниях. В частности, в момент завершения наблюдений в Вестерборке в 23:09:30 UTC зенитные расстояния в Эффельсберге и Вестерборке составляли  $72.6^\circ$  и  $71.9^\circ$  соответственно. Поскольку искажение фазы кросс-спектров, получаемых на выходе коррелятора, определяется разностью между значениями  $L(t)$  для каждой пары станций, а значение  $L(t)$ , особенно его тропосферное слагаемое, сильно растет при приближении луча зрения к горизонту, то на межконтинентальных базах доминирующим фактором является дополнительный набег фазы в тропосфере над европейскими станциями.

Приведенная ниже оценка вклада атмосферы в результаты измерений кросс-спектра основана на статических моделях тропосферы и ионосферы, для которых в работе [26] приведены зависимости  $L(z)$ . Атмосферный сдвиг остаточной частоты интерференции для базы  $a - b$  вычислялся с помощью соотношения

$$\delta f_{ab} = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{dL_a(z)}{dz} \frac{dz_a(t)}{dt} - \frac{dL_b(z)}{dz} \frac{dz_b(t)}{dt} \right), \quad (15)$$

результаты расчетов проиллюстрированы на рис. 10.

Полученная теоретическая оценка атмосферного сдвига остаточной частоты интерференции  $\approx 3$  мГц за время наблюдений на межконтинентальных базах несколько меньше значения  $\approx 5$  мГц, полученного из измерений. Следует учесть, однако, что использованная для оценки модель атмосферы является весьма грубым приближением к действительности. Основными источниками погрешности являются статичность модели тропосферы и отсутствие в ней учета влияния водяного пара. В силу этого, влияние атмосферы представляется наиболее вероятной причиной обнаруженного сдвига.

В использованной выше статической модели земной атмосферы вариации фазовых возмущений связаны только с изменением зенитного расстояния пульсара. Поэтому возникающий как следствие этих возмущений сдвиг  $f_m$  становится заметным лишь на сравнительно больших интервалах времени, превосходящих длительность скана (10 мин). Вариации  $f_m$  с меньшими характерными временами могут вызываться нестационарными процессами в атмосфере. Наиболее вероятной причиной таких быстрых вариаций в нашем случае

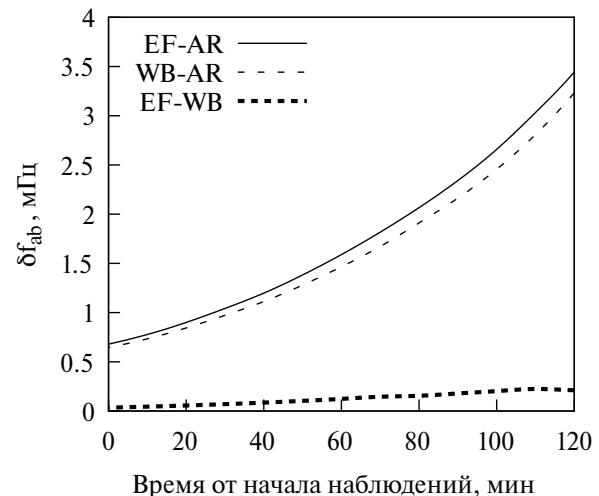


Рис. 10. Изменение атмосферных искажений остаточной частоты интерференции на межконтинентальных и внутриевропейской базе

служит переменность лучевой концентрации водяного пара, которая может быть особенно сильной при наблюдениях на больших зенитных расстояниях, то есть на европейских станциях в конце сеанса.

Переменность  $f_m$  с характерным временем, меньшим чем время накопления при расчете функции  $|V(f_{res}, \tau)|$ , приводит к тому, что пик функции  $|V|$ , рассматриваемой как функция аргумента  $f_{res}$ , расширяется, а  $|V|_{max}$  — значение  $|V|$  в максимуме — уменьшается. Рисунок 9 показывает, что именно такая ситуация наблюдается в наших измерениях.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью наземно-космического радиоинтерферометра проведены наблюдения миллисекундного пульсара B1937+21 на частоте 1660 МГц с проекциями баз до 27000 км. Используя традиционную методику анализа динамических спектров, мы изучили характеристики межзвездных мерцаний. По результатам анализа данных, полученных на радиотелескопе в Аресибо, самом большом из участвовавших в эксперименте наземном телескопе, для времени мерцаний и ширины полосы декорреляции получены значения, соответственно,  $\Delta t_{dif} = 275.2 \pm 0.1$  с и  $\Delta v_{dif} = 580 \pm 30$  кГц.

Используя связь между временной структурной функцией межзвездных мерцаний и статистическими характеристиками флуктуаций электронной плотности в рассеивающей плазме, получена оценка  $\alpha_e = 3.82 \pm 0.02$  для индекса степенного спектра этих флуктуаций. Эта оценка совпадает с приведенным в работе [15] результатом, получен-

ным на основе изучения частотной зависимости времени рассеяния. Сравнение нашего значения с результатами [16] указывает на зависимость  $\alpha_e$  от волнового числа.

Интерферометрический отклик обнаружен как на наземных базах, так и на базе Аресибо-Радиоастрон. Сравнение  $|V|_{\max}$  — максимума амплитуды функции видности на сравнительно небольших внутриевропейских базах и на межконтинентальных базах Аресибо-Европа показывает, что даже на самых длинных наземных базах диск рассеяния не разрешается. Зависимость  $|V|_{\max}$  от времени демонстрирует сильные случайные флуктуации (см. рис. 5 и 6). Для среднего значения этой величины мы получили  $|V|_{\max} \approx 0.75$ , что заметно ниже значения  $|V|_{\max}$ , ожидаемого для неразрешенного источника. Такое понижение среднего уровня и сильные флуктуации обусловлены двумя причинами. Во-первых, указанные эффекты могут вызываться атмосферными искажениями. Во-вторых, использованный метод расчета функции видности приводит к смещенному оценке  $|V|_{\max}$  из-за малого и сильно нестационарного отношения сигнал/шум исходных измерений на станциях интерферометра.

На наземно-космической базе AR-RA наблюдается уменьшение  $|V|_{\max}$  с увеличением проекции базы. Сравнение измерений с теоретической моделью позволяет получить для углового размера сечения диска рассеяния в направлении проекции базы оценку  $\theta_H = 0.32 \pm 0.03$  mas.

Вид зависимости амплитуды функции видности от запаздывания (рис. 8) указывает на наличие двух характерных времен рассеяния  $\tau_{sc1} = 0.11 \pm 0.03$  мкс и  $\tau_{sc2} = 0.75 \pm 0.01$  мкс. Это свидетельствует о том, что форма диска рассеяния близка к эллипсу с отношением осей 2.6 : 1.

На межконтинентальных базах наблюдается систематическое смещение положения максимума функции видности по частоте интерференции. Показано, что это смещение вызвано, в основном, искажениями, возникающими в тропосфере. При этом наибольший вклад дают искажения на европейских станциях, где наблюдения проводились на больших зенитных углах. Смещение функции видности по частоте интерференции на больших базах может быть также частично обусловлено влиянием рефракции на неоднородностях межзвездной плазмы.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Проект Радиоастрон осуществлялся Астрокосмическим центром Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук

и Научно-производственным объединением им. С. А. Лавочкина по контракту с Госкорпорацией РОСКОСМОС совместно с многими научно-техническими организациями в России и в других странах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E.N. Fadeev, A.S. Andrianov, M.S. Burgin, M.V. Popov, A.G. Rudnitskiy, T.V. Smirnova, and V.A. Soglasnov, *Astron. Rep.* **68**(11), 1076 (2024).
2. M.V. Popov, N. Bartel, A.S. Andrianov, M.S. Burgin, et al., *Astrophys. J.* **954**(2), id. 126 (2023).
3. M.B. Попов, Т.В. Смирнова, Астрон. журн. **98**(11), 929 (2021).
4. H. Ding, A.T. Deller, B.W. Stappers, T.J.W. Lazio, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **519**(4), 4982 (2023).
5. V.M. Kaspi, J.H. Taylor, and M.F. Ryba, *Astrophys. J.* **428**, 713 (1994).
6. D.C. Backer, S.R. Kulkarni, C. Heiles, M.M. Davis, and W.M. Goss, *Nature (London)* **300**(5893), 615 (1982).
7. A. Kinkhabwala and S.E. Thorsett, *Astrophys. J.* **535**(1), 365 (2000).
8. J.W. McKee, B.W. Stappers, C.G. Bassa, S. Chen, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**(4), 4784 (2019).
9. V.A. Soglasnov, M.V. Popov, N. Bartel, W. Cannon, A.Yu. Novikov, V.I. Kondratiev, and V.I. Altunin, *Astrophys. J.* **616**(1), 439 (2004).
10. V.I. Kondratiev, M.V. Popov, V.A. Soglasnov, Y.Y. Kovalev, N. Bartel, and F. Ghigo, in *WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars and Pulsars 40 years after the Discovery*, edited by W. Becker and H. H. Huang, p. 76 (2007).
11. S.F. Likhachev, V.I. Kostenko, I.A. Girin, A.S. Andrianov, A.G. Rudnitskiy, and V.E. Zharov, *J. Astron. Instrument.* **6**(3), id. 1750004-131 (2017).
12. V.I. Shishov, T.V. Smirnova, W. Sieber, V.M. Malofeev, et al., *Astron. and Astrophys.* **404**, 557 (2003).
13. J.E. Turner, T. Dolch, J.M. Cordes, S.K. Ocker, et al., *Astrophys. J.* **972**(1), id. 16 (2024).
14. R.W. Romani, R. Narayan, and R. Blandford, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **220**, 19 (1986).
15. V.I. Kondratiev, M.V. Popov, V.A. Soglasnov, Y.Y. Kovalev, N. Bartel, W. Cannon, and A.Yu. Novikov, *Astron. Astrophys. Trans.* **26**(6), 585 (2007).
16. R. Ramachandran, P. Demorest, D.C. Backer, I. Cognard, and A. Lommen, *Astrophys. J.* **645**(1), 303 (2006).
17. T.V. Smirnova, V.I. Shishov, M.V. Popov, C.R. Gwinn, et al., *Astrophys. J.* **786**, id. 115 (2014).

18. M.V. Popov, N. Bartel, C.R. Gwinn, M.D. Johnson, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**(1), 978 (2017).
19. C.R. Gwinn, J.M. Cordes, N. Bartel, A. Wolszczan, and R.L. Mutel, *Astrophys. J. Letters* **334**, L13 (1988).
20. B.J. Rickett, *Astrophys. J.* **197**, 185 (1975).
21. M.V. Popov, N. Bartel, M.S. Burgin, C.R. Gwinn, T.V. Smirnova, and V.A. Soglasnov, *Astrophys. J.* **888**(2), id. 57 (2020).
22. C.R. Gwinn, M.V. Popov, N. Bartel, A.S. Andrianov, et al., *Astrophys. J.* **822**, id. 96 (2016).
23. D.R. Stinebring, M.A. McLaughlin, J.M. Cordes, K.M. Becker, J.E. Espinoza Goodman, M.A. Kramer, J.L. Sheckard, and C.T. Smith, *Astrophys. J. Letters* **549**(1), L97 (2001).
24. M.A. Walker, D.B. Melrose, D.R. Stinebring, and C.M. Zhang, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **354**(1), 43 (2004).
25. J.M. Cordes, B.J. Rickett, D.R. Stinebring, and W.A. Coles, *Astrophys. J.* **637**(1), 346 (2006).
26. A.R. Thompson, J.M. Moran, and G.W. Swenson, Jr., *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, 3rd Edition (Cham: Springer, 2017).

## MEASUREMENT OF RADIO EMISSION SCATTERING PARAMETERS AT THE FREQUENCY 1650 MHz IN THE DIRECTION OF PULSAR B1937+21 WITH GROUND-SPACE INTERFEROMETER RAOASTRON

© 2025 E. N. Fadeev<sup>1,\*</sup>, M. S. Burgin<sup>1</sup>, M. V. Popov<sup>1</sup>, A. G. Rudnitskiy<sup>1</sup>,  
T. V. Smirnova<sup>2</sup>, V. A. Soglasnov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Astrospase Center of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Puschino Radio Astronomical Observatory of the Astrospase Center of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Pushchino, Russia*

\*e-mail: fadeev@asc.rssi.ru

As part of the Early Science Program of the RadioAstron project, the millisecond pulsar B1937+21 was observed in October 2012. The total duration of the experiment supported by eight ground-based radio telescopes was about three hours. The radiation in both circular polarizations in the frequency band of 1644–1676 MHz was recorded. Characteristic time and frequency scales of scintillation caused by the scattering on the interstellar plasma density fluctuations were measured:  $\Delta t_{\text{dif}} = 275.2 \pm 0.1$  s and  $\Delta v_{\text{dif}} = 580 \pm 30$  kHz. The angular diameter of the scattering disk,  $\theta_H = 0.32 \pm 0.03$  mas, have been estimated from the drop-off of the amplitude of the interferometric response at the ground-space baselines. The dependence of the visibility amplitude on the delay shows two scattering time scales:  $\tau_{\text{sc1}} = 110 \pm 30$  ns and  $\tau_{\text{sc2}} = 750 \pm 100$  ns, which indicates an ellipse-like scattering disc with an axis ratio of 2.6:1. The drift of the visibility maximum on the residual interference frequency that was observed at the intercontinental baselines can be explained by atmospheric effects, the dominant contribution being the additional phase shift in the troposphere above European stations.

*Keywords:* interstellar plasma, radio pulsars, interstellar scintillation, VLBI