

УДК 524.52

## АНИЗОТРОПНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА В 0833–45 В ОСТАТКЕ СВЕРХНОВОЙ В СОЗВЕЗДИИ ПАРУСОВ

© 2019 г. М. В. Попов<sup>1</sup>, А. С. Андрианов<sup>1</sup>, М. С. Бургин<sup>1\*</sup>, В. А. Зуга<sup>1</sup>,  
А. Г. Рудницкий<sup>1</sup>, Т. В. Смирнова<sup>2</sup>, В. А. Согласнов<sup>1</sup>, Е. Н. Фадеев<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

Поступила в редакцию 08.10.2018 г.; после доработки 27.11.2018 г.; принята к публикации 27.11.2018 г.

В рамках выполнения научной программы проекта “Радиоастрон” проведены РСДБ наблюдения пульсара В 0833–45. Наземная поддержка осуществлялась интерферометрической сетью LBA (Long Baseline Array), в которую входят радиотелескопы Австралии и других стран южного полушария. На основе анализа результатов РСДБ наблюдений пульсара измерены параметры, характеризующие рассеяние радиоизлучения: угловые размеры диска рассеяния, пространственный масштаб дифракционной картины, скорость дрейфа этой картины относительно наблюдателя, время рассеяния импульса, характерные масштабы мерцаний по времени и частоте, а также показатель степени спектра флуктуаций электронной плотности. Сопоставление этих величин с предсказаниями теории рассеяния на тонком экране позволяет определить положение такого эффективного экрана на луче зрения. Оценки, выполненные разными методами, дают для расстояния до экрана от наблюдателя значения от 0.79 до 0.87 в долях общего расстояния до пульсара. Хотя положение экрана оказывается за границей остатка сверхновой в созвездии Парусов, мы считаем, что доминирующее значение в рассеянии играет именно этот объект. По поведению амплитуды интерферометрической функции видности на различных ориентациях проекции базы получено заключение о том, что диск рассеяния представляет собой эллипс с отношением осей 2:1 и с позиционным углом большой оси  $\approx 50^\circ$ . Это заключение подтверждается также интерпретацией формы модуля функции видности в зависимости от задержки.

DOI: 10.1134/S0004629919040066

### 1. ВВЕДЕНИЕ

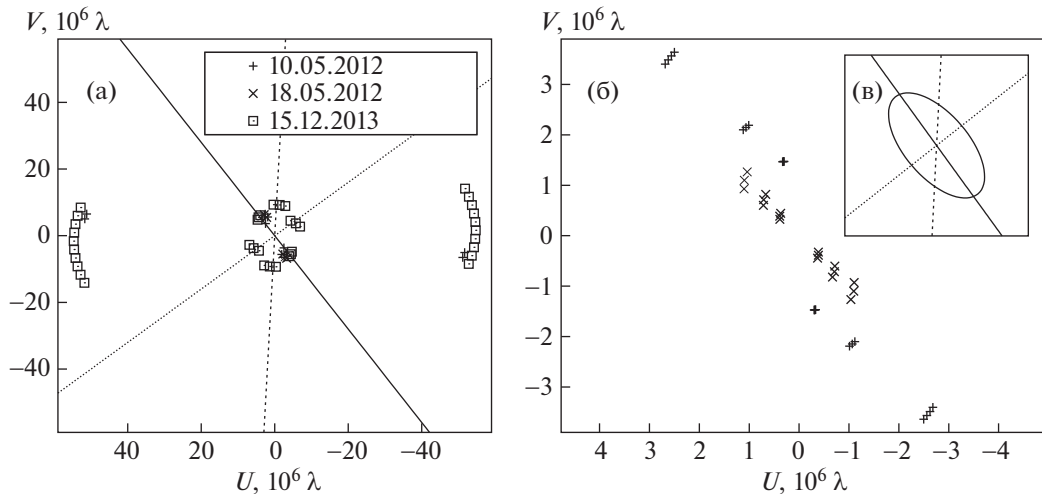
Радиоизлучение пульсаров подвергается искажениям при распространении через межзвездную среду, а именно, дисперсии и рассеянию на неоднородностях плазмы. Дисперсия радиоволн приводит к размытию импульсов пульсара в полосе приемника. Для восстановления истинной структуры импульса необходимо провести компенсацию дисперсии, что легко осуществимо при известном значении меры дисперсии данного пульсара [1].

Рассеяние вызывает несколько эффектов: увеличение углового размера, размытие импульса, модуляцию интенсивности излучения (мерцания) и искажения радиоспектра. Эффекты рассеяния имеют случайный характер. Однако статистические параметры, такие как время мерцаний  $t_{\text{dif}}$ ,

время расплывания импульса  $\tau_{\text{sc}}$ , полоса декорреляции  $\Delta f_{\text{dif}}$  и усредненный угол рассеяния  $\theta_{\text{H}}$  могут служить для исследования свойств рассеивающих неоднородностей. Величины  $\tau_{\text{sc}}$ ,  $\Delta f_{\text{dif}}$  и  $t_{\text{dif}}$  могут быть измерены на одиночном радиотелескопе путем анализа динамических спектров, в то время как измерение пространственного масштаба дифракционной картины  $\rho_{\text{dif}}$  требует синхронных измерений динамических спектров на двух разнесенных антеннах с базой сравнимой с этим масштабом, а  $\theta_{\text{H}}$  можно получить только с помощью РСДБ наблюдений.

В этой работе представлены результаты анализа РСДБ наблюдений пульсара в созвездии Парусов, выполненных в рамках научной программы проекта “Радиоастрон” [2]. Данный пульсар располагается в одном из ближайших к Солнцу остатках сверхновой, вспышка которой произошла около 11 000 лет тому назад. Расстояние до пульсара, измеренное

\*E-mail: mburgin@asc.rssi.ru



**Рис. 1.** Покрытие UV-плоскости наземными базами, проекции базы выражены в длинах волн (18 см). Слева (а) — базы длиной  $> 4 \times 10^6 \lambda$ , прямые показывают ориентацию баз, использованных для определения параметров эллипса рассеяния. Справа (б) — базы длиной  $< 4 \times 10^6 \lambda$ . Во врезке (в) приведен эллипс рассеяния в произвольном масштабе.

по параллаксу, составляет  $290 + 20$  пк, а собственное движение  $\mu_\alpha \cos \delta = -49.68 + 0.06 \text{ mas/yr}^1$ ,  $\mu_\delta = +29.9 + 0.1 \text{ mas/yr}$  [3]. При этом поперечная скорость пульсара  $V_{\text{psr}} = 78 \pm 5 \text{ км/с}$ . В направлении на пульсар находится целый комплекс объектов, включающий в себя, кроме пульсара и остатка сверхновой, туманность Гама (Gamma nebula), двойную систему из звезд класса Вольф-Райе ( $\gamma^2$  Velorum), инфракрасный источник (IRAS Vela Shell) и OB2 ассоциацию.

Одновременное измерение размера диска рассеяния и времени рассеяния позволяет оценить расстояние до эффективного рассеивающего экрана в направлении пульсара в созвездии Парусов, аналогично тому, как это было выполнено для других пульсаров в наших предшествующих работах [4–6].

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения пульсара В 0833–45 в созвездии Парусов были проведены в мае 2012 г. (два сеанса) и в декабре 2013 г. на частоте 1668 МГц. Кроме космической обсерватории “Радиоастрон” (КРТ), в наблюдениях приняли участие радиотелескопы интерферометрической системы LBA, в которые входят радиотелескопы ATNF (Australia Telescope Compact Array (AT), Парк (PA) и Мопра (MP)), радиотелескопы университета Тасмании (Седуна (CD) и Хоббарт (HO)), а также радиотелескоп Хартбишок (HN) в Южной Африке. Кроме того,

в одном сеансе участвовал радиотелескоп системы дальней космической связи НАСА в Титбинбилле (ТВ).

Регистрация сигнала осуществлялась в полосе  $2 \times 16$  МГц на центральной частоте 1668.0 МГц в двух круговых поляризациях (LCP и RCP). На наземных радиотелескопах использовалась двухбитная оцифровка сигнала, а на КРТ — однобитная. На радиотелескопе в Титбинбилле регистрировался сигнал только в одной поляризации (LCP). Для каждого сеанса продолжительность в часах  $T_{\text{obs}}$  и набор участвовавших в наблюдениях телескопов приведены в табл. 1.

Регистрация проводилась сканами длительностью 10.5 и 19.5 мин для сеансов 2012 и 2013 г., соответственно, с тридцатисекундными перерывами. Система автоматической регулировки усиления (APУ) была отключена во избежание ее срабатывания на сильных импульсах пульсара. Из-за инерционности APУ и сильного изменения потока от импульса к импульсу такое срабатывание привело бы к существенным потерям данных.

На рис. 1 показано покрытие UV-плоскости, реализованное в наземных наблюдениях; для увеличения масштаба на рисунке не показаны наземно-космические базы.

**Таблица 1.** Список сеансов наблюдений

Дата	$T_{\text{obs}}$	Радиотелескопы
10.05.2012	3.0	HN, HO, MP, PA, TB
18.05.2012	1.5	AT, HN, HO, MP, PA
15.12.2013	2.5	AT, CD, HN, HO

<sup>1</sup>Угловая миллисекунда дуги в год — mas/yr (milli arc second) — единица измерения собственных движений звезд.

Таблица 2. Длина проекции базы  $|\mathbf{b}|$  и амплитуда функции видности  $|V(\mathbf{b})|$ 

Дата	База	$ \mathbf{b} , 10^6 \lambda$	$ V(\mathbf{b}) $
10.05.2012	MP–HO	6.72	0.811(6)
10.05.2012	TB–HH	52.0	0.09(2)
10.05.2012	TB–HO	4.35	0.907(3)
10.05.2012	TB–MP	2.38	0.969(3)
10.05.2012	TB–PA	1.51	0.983(3)
18.05.2012	AT–HH	52.2	0.07(2)
18.05.2012	AT–HO	7.30	0.782(3)
18.05.2012	AT–MP	0.55	0.986(2)
18.05.2012	AT–PA	1.51	0.980(3)
18.05.2012	HO–PA	5.80	0.868(3)
18.05.2012	MP–HO	6.72	0.75(2)
18.05.2012	MP–PA	1.0	0.999(4)
18.05.2012	PA–HH	52.2	0.06(2)
15.12.2013	AT–CD	6.72	0.87(2)
15.12.2013	AT–HH	54.5	0.08(2)
15.12.2013	AT–HO	6.96	0.81(1)
15.12.2013	HO–CD	9.33	0.89(3)

В табл. 2 даны приблизительные размеры проекций баз для всех комбинаций радиотелескопов в миллионах длин волн. В последнем столбце приведена величина амплитуды функции видности.

### 3. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Отклик интерферометра представляет собой функцию взаимной когерентности поля, зарегистрированного на радиотелескопах в пунктах  $A$  и  $B$ . Эта функция может быть представлена в двух эквивалентных формах, а именно, в частотной области в виде комплексного кросс-спектра,

$$I_{A-B}(f, \mathbf{b}) = \langle E_A(f) \times E_B^*(f) \rangle, \quad (1)$$

где скобки “ $\langle \rangle$ ” обозначают усреднение, которое проводится в корреляторе за время  $\delta_T$ , и в области задержек  $\tau$  в виде комплексной функции видности  $V_{A-B}$ , связанной с  $I_{A-B}$  соотношением

$$V_{A-B}(\tau, \mathbf{b}) = \mathcal{F}^{-1}(I_{A-B}(f, \mathbf{b})). \quad (2)$$

Здесь и далее  $\mathbf{b}$  — величина проекции базы между пунктами  $A$  и  $B$ ,  $\mathcal{F}$  — преобразование Фурье. В этой статье мы не анализировали поведение фазы в приведенных выше комплексных функциях, а использовали только амплитуды (или модули) функции видности.

Эволюция  $V_{A-B}$  и  $I_{A-B}$  во времени представляет собой динамическую функцию видности и динамический кросс-спектр соответственно. Двумерное преобразование Фурье от динамического кросс-спектра дает так называемый вторичный динамический спектр или диаграмму “запаздывание — частота интерференции”. Во вторичных динамических спектрах часто наблюдаются упорядоченные структуры — параболические арки [7]. Анализ авто- и кросс-динамических спектров обеспечивает нас важной информацией относительно свойств неоднородностей, вызывающих рассеяние радиоволн на пути от пульсара к наблюдателю.

Основные параметры рассеяния, такие как время мерцаний и полоса декорреляции, могут быть определены по двумерной автокорреляционной функции динамического спектра, как это было сделано в работе [4]. Аналогичный метод использовался и в настоящей работе, однако для подавления не несущего полезной информации максимума вблизи  $\Delta f = 0$ , обусловленного в основном шумом, вместо автокорреляционной функции мы использовали  $DCCF(\Delta f, \Delta t)$  — кросс-корреляционную функцию между динамическими спектрами, полученными в каналах с левой (LCP) и правой (RCP) поляризацией.

При определении  $|V_{A-B}|$  применялся метод, описанный в работе Шишова и соавт. [8] и использующий связь между модулем средней ковариационной функции от комплексных кросс-спектров и амплитудой функции видности. Как показано в [8], в случае сильного дифракционного рассеяния такая ковариационная функция может быть представлена в виде суммы двух слагаемых, причем одно из слагаемых зависит только от величины частотного сдвига  $\Delta f$ , а второе только от проекции базы и дает величину пространственной функции когерентности поля  $|B(\mathbf{b})|$ .

Таким образом,

$$J_1(\Delta f) = \left| \langle I_{A-B}(f, \mathbf{b}) I_{A-B}^*(f + \Delta f, \mathbf{b}) \rangle \right| = \quad (3)$$

$$= |B(\Delta f)|^2 + |B(\mathbf{b})|^2,$$

где  $|B(\Delta f)|^2$  — частотная корреляционная функция флуктуаций потока,  $B(\mathbf{b})$  — нормированная на единичный поток пространственная функция когерентности поля. Вследствие этого, амплитуда функции видности может быть определена из соотношения

$$\frac{J_1(\mathbf{b}, \Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}})}{J_1(\mathbf{b}, \Delta f = 0)} = \frac{|B(\mathbf{b})|^2}{1 + |B(\mathbf{b})|^2}, \quad (4)$$

Более подробно использование соотношения (4) для определения амплитуды функции видности обсуждается в работе [4].

Наблюдаемые параметры рассеяния зависят от физических свойств и структуры межзвездной плазмы. Если анализировать результаты наших измерений в рамках простой модели тонкого экрана, то согласно [9]

$$|B(\mathbf{b})| = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{b}{\rho_{\text{dif}}} \right)^{n-2} \right], \quad (5)$$

где  $b = |\mathbf{b}|$ ,  $n$  — показатель степени в спектре неоднородностей межзвездной плазмы, который равен 4 для распределения Гаусса и 11/3 для колмогоровского распределения.

Пространственный дифракционный масштаб  $\rho_{\text{dif}}$  связан с углом рассеяния  $\theta_{\text{sc}}$  соотношением

$$\theta_{\text{sc}} = \frac{\lambda}{2\pi\rho_{\text{dif}}}. \quad (6)$$

В некоторых случаях вместо  $\theta_{\text{sc}}$  используется диаметр диска рассеяния  $\theta_{\text{H}}$ , определяемый как полуширина гауссианы на уровне 1/2 амплитуды:

$$\theta_{\text{H}} = 2\sqrt{2 \ln 2} \times \theta_{\text{sc}}. \quad (7)$$

Диаметр диска рассеяния  $\theta_{\text{H}}$  входит в соотношение между величиной проекции базы и амплитудой

функции видности следующим образом [10]:

$$V_{A-B}(b) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\pi \times \theta_{\text{H}} \times b}{\sqrt{2 \ln 2} \times \lambda} \right)^{n-2} \right]. \quad (8)$$

Из приведенных в [11] результатов следует, что в приближении тонкого рассеивающего слоя по измеренному времени рассеяния  $\tau_{\text{sc}}$  и угловому размеру диска рассеяния  $\theta_{\text{H}}$  можно оценить расстояние  $d_s$  от наблюдателя до экрана с помощью соотношения

$$\frac{d_s}{D} = \left( \frac{\theta_{\text{H}} D}{8c \ln 2 \times \tau_{\text{sc}}} + 1 \right)^{-1}, \quad (9)$$

где  $D$  — расстояние до пульсара.

Дифракционная картина движется относительно наблюдателя с некоторой эффективной скоростью  $V_{\text{eff}}$ , которая является результатом векторного сложения скоростей пульсара  $\mathbf{V}_{\text{psr}}$ , наблюдателя  $\mathbf{V}_{\text{obs}}$  и экрана  $\mathbf{V}_{\text{screen}}$ :

$$\mathbf{V}_{\text{eff}} = \frac{d_s}{D - d_s} \mathbf{V}_{\text{psr}} + \mathbf{V}_{\text{obs}} - \frac{D}{D - d_s} \mathbf{V}_{\text{screen}}, \quad (10)$$

и для времени мерцаний должно выполняться соотношение

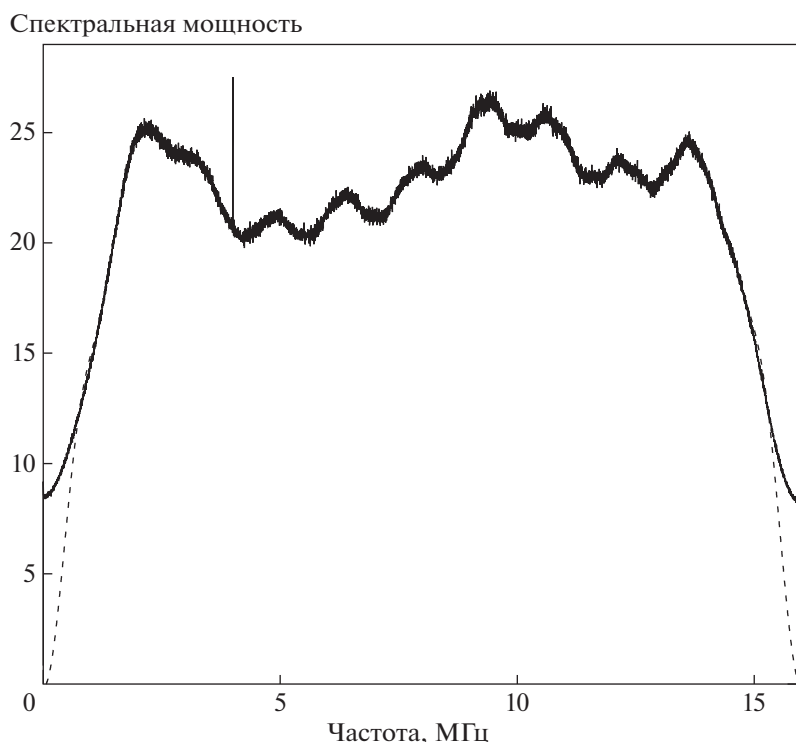
$$t = \rho_{\text{dif}} / |\mathbf{V}_{\text{eff}}|. \quad (11)$$

Это соотношение использовалось нами в дальнейшем для определения  $\mathbf{V}_{\text{eff}}$  и затем  $d_s$ .

#### 4. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Корреляция данных проводилась на корреляторе АКЦ с использованием компенсации влияния дисперсии. Корреляция проводилась в двух “окнах” длительностью  $\approx 3$  мс, расположенных на импульсе пульсара (ON) и вне импульса пульсара (OFF). Полоса приемника была разбита на 8192 частотных каналов, что обеспечило частотное разрешение в 1.95 кГц. Коррелятор АКЦ выдает комплексные кросс-спектры для всех комбинаций баз, включая и автоспектры. После вычисления индивидуальных кросс-спектров проводилось их усреднение по отрезку времени, составляющему 10 периодов пульсара. Таким образом, кросс-спектры на выходе коррелятора формировались с интервалом в  $10P_1$ , где  $P_1 = 0.089328$  с — период пульсара.

В данной работе мы анализировали динамические автоспектры  $U_{A-A}(f, \mathbf{b}, t)$ , индивидуальные функции видности  $V_{A-B}(b)$  и комплексные ковариационные функции от кросс-спектров  $J_1(\mathbf{b}, \Delta f)$ . При построении динамических автоспектров проводилась коррекция за форму полосы пропускания приемной системы каждого радиотелескопа. Для



**Рис. 2.** Амплитудно-частотная характеристика приемника на радиотелескопе в Седуне (верхняя субполоса, левая круговая поляризация LCP). Сплошная линия показывает усредненный измеренный отклик системы, пунктирная — АЧХ системы  $G(f)$ .

этого выполнялось усреднение модуля автоспектра для окна вне импульса (OFF) за весь 19.5-минутный скан. Так как результат такого усреднения содержит шумы и помехи, мы осуществляли фильтрацию среднего спектра путем прямого и обратного Фурье преобразования с отбрасыванием высокочастотных гармоник перед обратным преобразованием. На практике обычно сохранялось от 20 до 30 гармоник в зависимости от формы полосы на данном телескопе. Кроме того, проводилось сведение к нулю функции полосы на ее краях путем умножения на функцию  $(1 - \cos(i/n)\pi)/2$ , где  $n$  — число краевых точек спектра,  $i$  — номер точки, отсчитываемый от края полосы. В данном случае мы положили  $n = 512$ , что составляет ровно 1 МГц. В большинстве случаев эти краевые зоны спектра не использовались в анализе.

На рис. 2 показаны пример усредненного спектра в канале с левой круговой поляризацией для радиотелескопа в Седуне и сформированная амплитудно-частотная характеристика приемной системы  $G(f)$ . Окончательно в качестве функции динамического автоспектра использовалась разность спектров, полученных в “окнах” ON и OFF, нормированная на форму полосы  $G(f)$ . Такое вычитание индивидуальных спектров ON–OFF приводит к исключению мелких динамических помех. Однако в ряде случаев приходилось замещать

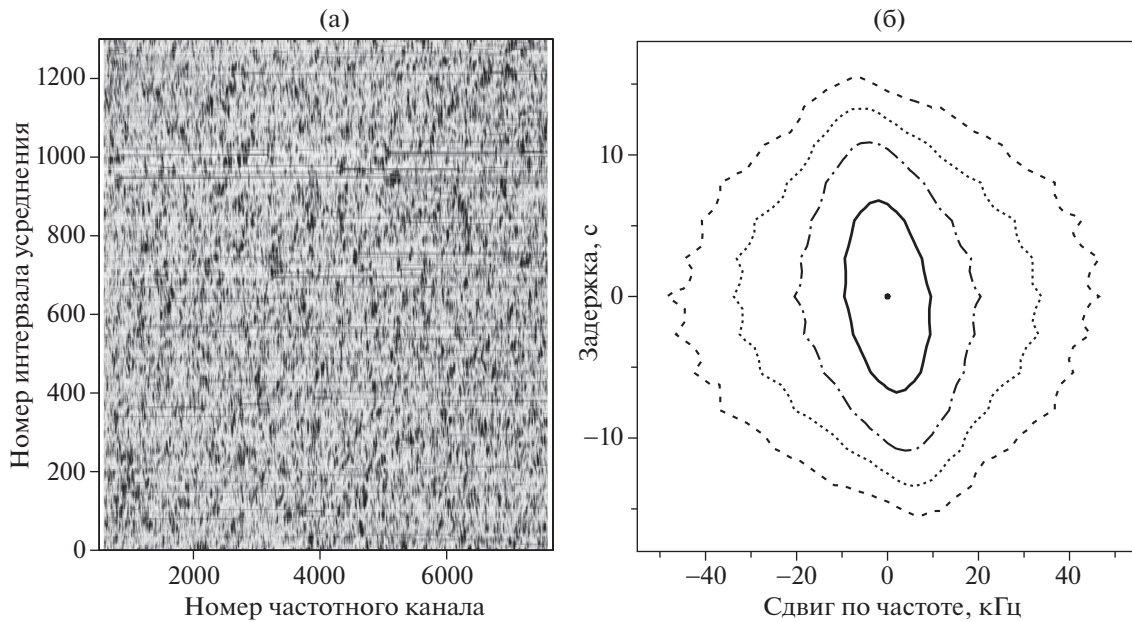
зоны, пораженные сильными помехами, случайными шумами по предварительно составленному списку таких участков.

Другая величина, которая использовалась в нашем анализе, представляет собой амплитуду функции видности  $V_{A-B}(\tau, b)$ . Данная функция вычислялась через обратное Фурье-преобразование от комплексных кросс-спектров  $U_{A-B}(f, \mathbf{b})$ , которые получаются на выходе коррелятора. Мы анализировали индивидуальные функции видности, так как в корреляторе уже было проведено усреднение по 10 импульсам. Пульсар в созвездии Парусов является самым ярким пульсаром на небе, что обеспечивает при указанном усреднении хорошее отношение сигнала к шуму для определения максимальной амплитуды функции видности.

При определении максимальной амплитуды функции видности  $V_{A-B}(\tau, b)$  мы использовали в своем анализе среднюю ковариационную функцию от индивидуальных кросс-спектров  $J_1(\Delta f)$ . При этом усреднение осуществлялось в комплексной форме, и только в заключение вычислялся модуль ковариационной функции.

## 5. ДИНАМИЧЕСКИЙ СПЕКТР И СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ

Динамический спектр, полученный для одного скана на радиотелескопе АТ в канале с левой



**Рис. 3.** Динамический спектр за один скан, полученный 15 декабря 2013 г. на радиотелескопе АТ в канале с левой круговой поляризацией (а) и кросс-корреляция между динамическими спектрами, полученными на радиотелескопе АТ в каналах с левой и правой круговой поляризацией (б). Изолинии соответствуют уровням 0.05 (внешний контур), 0.1, 0.2 и 0.5 (внутренний контур) от максимального значения.

круговой поляризацией (LCP) в сеансе 15 декабря 2013 г., приведен на рис. 3а. Двумерная корреляционная функция  $DCCF(\Delta f, \Delta t)$  между динамическими спектрами, полученными в левой и в правой поляризации для этого же скана, показана на рис. 3б.

На рис. 4 даны сечения этой функции по времени и частоте. В частотном сечении было выявлено два масштаба и функция  $DCCF(\Delta f, 0)$  аппроксимировалась выражением

$$DCCF(\Delta f, 0) = a_1 \exp(-|\Delta f|/b_1) + a_2 \exp(-|\Delta f|/b_2), \quad (12)$$

где  $b_1 = 9.1$  кГц,  $b_2 = 47.8$  кГц.

Сечение по времени аппроксимировалось гауссианой с полушириной по уровню  $1/e$ , равной 9.0 с. Таким образом, наше частотное разрешение в три раза меньше полосы декорреляции, а временное разрешение на порядок короче времени мерцаний.

Из сечений  $DCCF$ , представленных на рис. 4а, б можно получить структурные функции

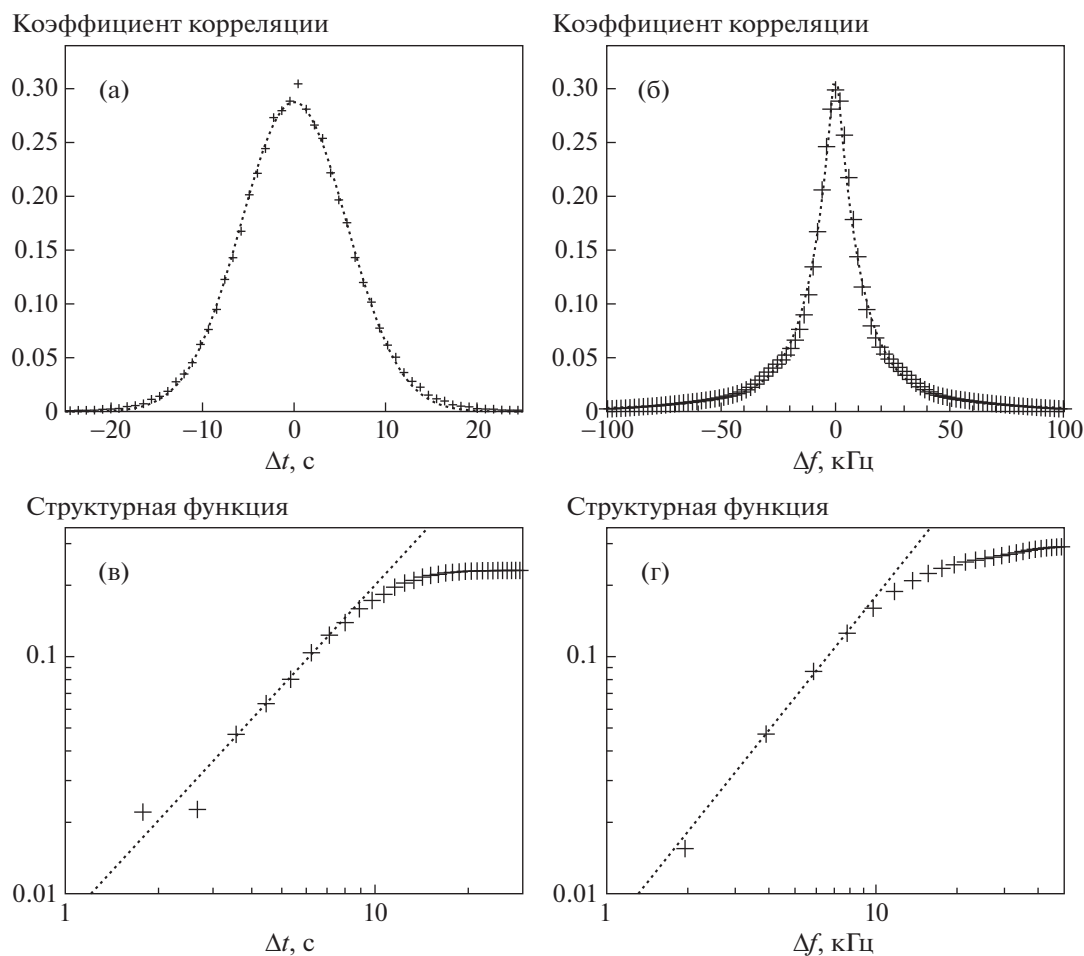
$$DS(\Delta f) = 2.0(DCCF(0, 0) - DCCF(\Delta f, 0)), \quad (13)$$

$$DS(\Delta t) = 2.0(DCCF(0, 0) - DCCF(0, \Delta t)). \quad (14)$$

Данные функции представлены на рис. 4в, г в двойном логарифмическом масштабе. Как было

показано Шишовым и соавт. [12] наклон начального участка временной структурной функции  $\alpha$  связан с показателем степени в распределении неоднородностей плазмы  $n = \alpha + 2$ . Измеренный нами наклон  $\alpha$  временной структурной функции  $DS(\Delta t)$  для наблюдений 2013 г. оказался равным  $1.42 + 0.04$ , что соответствует показателю степени в степенном спектре неоднородностей, равным 3.42. Интересно, что наклон начального участка частотной структурной функции  $DS(\Delta f)$  также равен  $1.42 + 0.06$ . Для эпохи 2012 г. показатель степени  $\alpha$  во временной структурной функции сохраняет значение около 1.5, а показатель степени в частотной структурной функции отличается от значения эпохи 2013 г. и оказывается близким к единице. Все измеренные параметры рассеяния приведены в табл. 3.

По двумерной  $DCCF(\Delta f, \Delta t)$  для наблюдений 2013 г. (рис. 3б) заметен частотный дрейф дифракционной структуры динамического спектра. Измеренная скорость дрейфа составляет 5.2 кГц/с. Наличие такого дрейфа, а также одинаковый наклон частотной и временной структурных функций, указывают на то, что на формирование частотно-временной структуры мерцаний существенное влияние оказывает рефракция, вызванная “космической призмой”, расположенной между наблюдателем и пульсаром. Аналогичный эффект был обнаружен при наблюдениях других пульсаров [4, 12, 13].



**Рис. 4.** Сеанс наблюдений 2013 г. Сечения двумерных корреляционной и структурной функций по времени (а, в) и по частоте (б, г). Пунктирные прямые на рисунках (в) и (г) показывают наилучшие степенные аппроксимации начальных участков соответствующих структурных функций.

Так как проекция базы АТ–НН на вектор скорости движения дифракционной картины достаточно велика (ее максимальное значение составляет 9100 км), то нам удалось надежно измерить временное запаздывание картины мерцаний по двумерной корреляции динамических спектров, полученных на этих станциях. При этом мы использовали значения запаздываний, усредненные для каналов приемника с левой и правой круговой поляризации.

Пример сечения  $DCCF$  по запаздыванию показан на рис. 5а для эпохи наблюдений 2013 г. Из-за изменения ориентации базы вследствие суточного вращения Земли запаздывание заметно изменялось за время проведения наблюдений. Суточный ход запаздывания показан на рис. 5б. Полная амплитуда синусоидальной кривой составила  $16.8 \pm 2.2$  с. Модуль вектора скорости дрейфа дифракционной картины получается равным  $540 \pm 60$  км/с. Соответствующая аппроксимационная синусоида показана сплошной линией, а штрихо-

вая линия соответствует скорости 340 км/с, определенной в следующей части статьи по значениям  $\rho_{\text{dif}}$  и  $t_{\text{dif}}$ .

Как указано выше, собственная поперечная скорость пульсара составляет  $78 \pm 5$  км/с. В предположении  $V_{\text{screen}}, V_{\text{obs}} \ll V_{\text{psr}}$ , выражение (10) дает для расстояния от наблюдателя до экрана величину  $0.87 \pm 0.10$  в единицах полного расстояния до пульсара. Такой метод оценки расстояния до рассеивающего экрана использовался нами ранее в других работах [4, 8, 9].

## 6. АМПЛИТУДА ФУНКЦИИ ВИДНОСТИ И ПОЛОЖЕНИЕ РАССЕИВАЮЩЕГО ЭКРАНА

Для измерения угла рассеяния мы использовали зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы. Амплитуду функции видности можно получить путем нормировки “сырых” значений, полученных в единицах выхода коррелято-



Таблица 3. Таблица измеренных параметров

Дата	$\Delta f_{\text{dif}}^{(1)}$ , кГц	$\Delta f_{\text{dif}}^{(2)}$ , кГц	$t_{\text{dif}}$ , с	$\tau_{\text{sc}}^{(1)}$ , мкс	$\tau_{\text{sc}}^{(2)}$ , мкс	$\theta_{\text{H}}$ , mas	$n_t$	$n_f$
10.05.2012	8.4(5)	28(3)	6.4(3)	6.3(3)	19.0(3)	6.4(4)	1.48(9)	0.98(2)
18.05.2012	7.3(1)		6.2(1)	9.2(1)		6.4(4)	1.6(1)	0.99(3)
15.12.2013	6.2(2)	33(3)	9.0(3)	3.6(3)	21.5(5)	$8.0(3) \times 3.6(2)$	1.42(4)	1.42(6)

ра, на корректирующий фактор, учитывающий реальный вклад излучения пульсара в принимаемый полный сигнал на каждом радиотелескопе. Такая нормировка является ненадежной из-за неоптимального усиления приемной системы на импульсе пульсара при отключении автоматической регулировки усиления. Поэтому в данной работе мы использовали другой метод, не зависящий от нормировки функции видности.

Амплитуду функции видности можно получить из сравнения значений ковариационной функции кросс-спектра в ее максимуме при  $\Delta f = 0$  со значением за пределом полосы декорреляции ( $\Delta f \gg \Delta f_{\text{dif}}$ ) с помощью соотношения (4). На рис. 6 иллюстрирующем этот метод, показаны зависимости ковариационной функции от сдвига по частоте для баз АТ–СД и АТ–НН для эпохи наблюдений 2013 г.

Измеренная амплитуда функции видности на базе АТ–НН составила величину 0.077. Проекция базы при этом равна 9720 км. По этим значениям, воспользовавшись уравнением (5), и приняв показатель спектра неоднородностей  $n = 3.42$ , получим пространственный масштаб дифракционной картины  $\rho_{\text{dif}} = 3070 \pm 200$  км и  $\theta_{\text{sc}} = 1.9 \pm 0.2$  mas ( $\theta_{\text{H}} = 4.5 \pm 0.3$  mas). В предположении, что скорость пульсара существенно превосходит скорость наблюдателя и скорость экрана, найдем эффективную скорость движения дифракционной картины относительно наблюдателя и расстояние до экрана (см. ур-ние (10)):  $V_{\text{eff}} = \rho_{\text{dif}}/t_{\text{dif}} = 340 \pm 30$  км/с и  $d_s/D = 0.81 \pm 0.08$ . Здесь мы использовали скорость пульсара  $V_{\text{PSR}} = 78 \pm 5$  км/с [3] и  $t_{\text{dif}} = 9$  с. Полученное значение  $d_s/D$  совпадает в пределах ошибки со значением, полученным Десаи и соавт. в работе [14].

Измеренное нами значение  $V_{\text{eff}}$  по запаздыванию дифракционной картины на базе АТ–НН (540 км/с) в 1.6 раза больше указанного выше. Для  $V_{\text{eff}} = 340$  км/с следует ожидать время запаздывания 26.5 с, и соответствующая синусоида показана штрихпунктирной линией на рис. 5б. Эта синусоида удовлетворительно вписывается в экспериментальные данные.

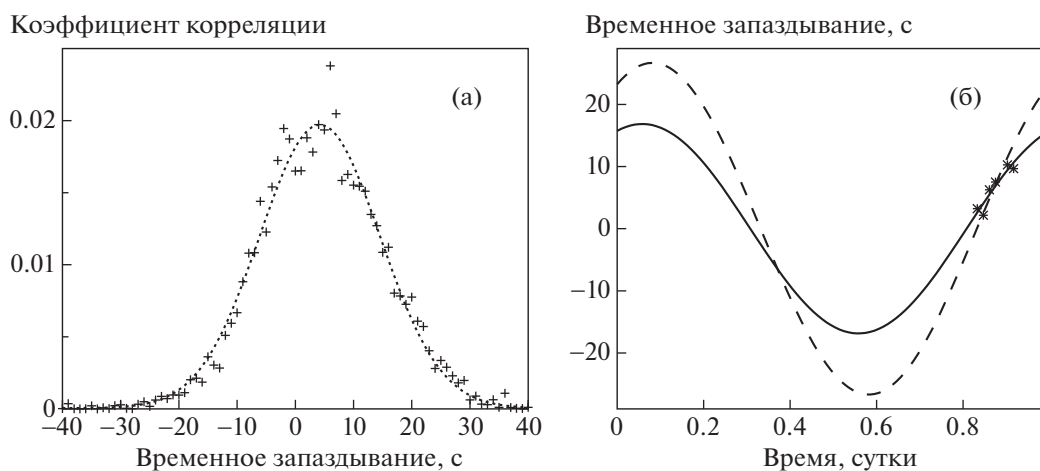
Наконец, сделаем оценку положения эффективного рассеивающего экрана по соотношению (9). Возьмем угол рассеяния, определенный выше на базе АТ–НН (4.5 mas). Для определения времени рассеяния мы вычислили обратное Фурье преобразование от динамического кросс-спектра и усреднили его модуль по времени. Эта функция соответствует функции видности и приведена на рис. 7. Для  $\tau_{\text{sc}}$  используем значение на уровне 1/2 от максимума функции, приведенной на рис. 7; эта величина составляет  $10 \pm 1$  мкс. Тогда для отношения  $d_s/D$  получается значение  $0.79 \pm 0.05$ ; относительно большая неопределенность связана с некоторым произволом в выборе значений  $\theta_{\text{H}}$  и  $\tau_{\text{sc}}$  для эллиптического диска рассеяния.

## 7. РАЗМЕР, ФОРМА И ОРИЕНТАЦИЯ ДИСКА РАССЕЙНИЯ

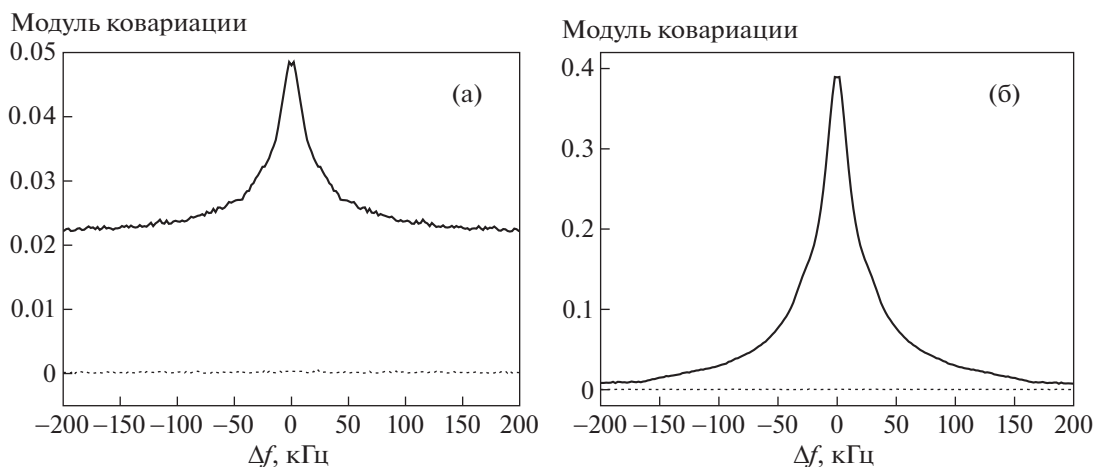
Для простейшей модели тонкого рассеивающего экрана, в которой неоднородности вызваны изотропной турбулентностью со степенным или гауссовым спектром, распределение яркости по диску рассеяния является осесимметричным. При этом пространственная функция когерентности  $|B(\mathbf{b})|$  не зависит от ориентации проекции базы  $\mathbf{b}$  и является убывающей функцией ее длины  $|\mathbf{b}|$  (см. (5)). Соответственно параметр  $\theta_{\text{H}}$  является однозначно определяемой моделью величиной и не зависит от ориентации базы.

Предварительный анализ результатов наблюдений показал, что такая простая модель несовместима с полученными нами данными, и для их интерпретации необходимо использовать более сложную модель, в которой распределение яркости рассеянного излучения не является осесимметричным и  $|B(\mathbf{b})|$  зависит не только от  $|\mathbf{b}|$ , но и от ориентации вектора  $\mathbf{b}$ . В качестве такой модели мы использовали приближение двумерного распределения Гаусса яркости рассеянного излучения в картинной плоскости. В этом приближении  $\theta_{\text{H}}$  зависит от ориентации базы, т.к. изофоты рассеянного излучения представляют собой подобные эллипсы с коллинеарными большими осями. Модель однозначно характеризуется тремя параметрами: большой и малой осью изофоты на заданном уровне (в





**Рис. 5.** Определение временного запаздывания между динамическими спектрами, полученными на базе АТ–НН для сеанса наблюдений 2013 г. (а) и зависимость этого временного запаздывания от времени суток (б). Сплошной линией показана аппроксимационная синусоида, а штриховая линия соответствует скорости 340 км/с.



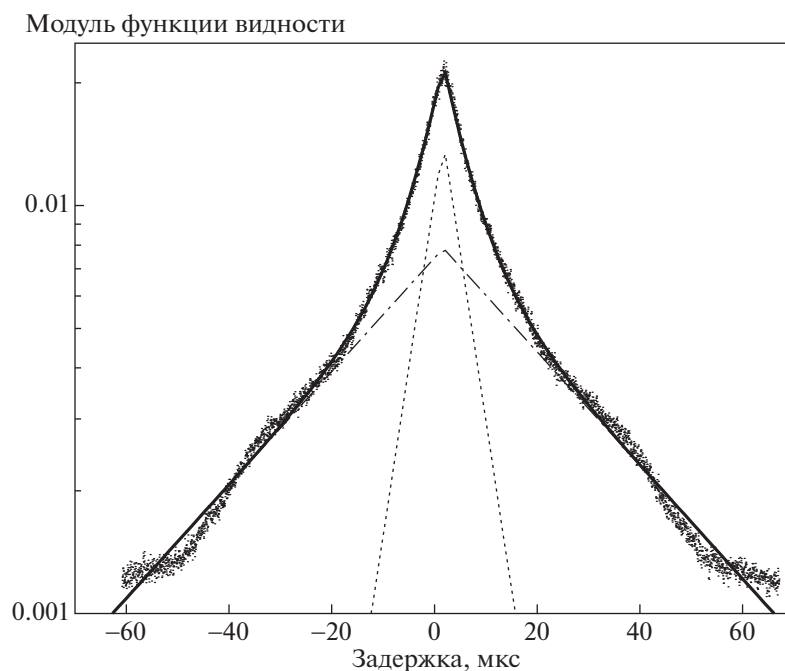
**Рис. 6.** Ковариационные функции кросс-спектров на базах АТ–СD (а) и АТ–НН (б) для эпохи наблюдений 2013 г. Пунктирной кривой показано значение ковариации, полученное по измерениям вне импульса пульсара.

качестве которого мы использовали уровень  $1/2$  от максимума) и позиционным углом большой оси.

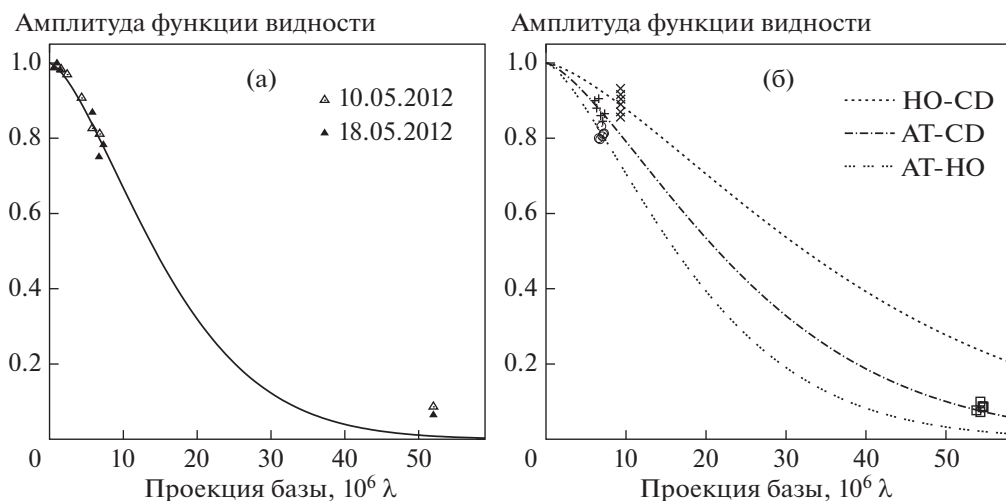
На рис. 8 представлены значения амплитуды функции видности, полученные из экспериментальных данных с помощью соотношения (4) и теоретические аппроксимации зависимостью (8) для тех данных, которые использовались при определении формы диска рассеяния. На левом графике приведены все измерения для эпохи наблюдений 2012 г., на правом — для эпохи 2013 г. Поскольку расстояния между австралийскими станциями АТ, СD и НО существенно меньше, чем расстояние от австралийских станций до станции НН в Южной Африке, то различия между результатами, полученными на базах АТ–НН, СD–НН и НО–НН, малы и сравнимы с ошибками измерений. В связи с этим данные, полученные на указанных трех базах,

при посткорреляционной обработке и интерпретации рассматривались совместно.

Для определения формы диска рассеяния были вычислены радиусы диска отдельно для баз с различными позиционными углами. При этом использовались только базы с проекцией  $< 10^7 \lambda$ , т.е. только измерения, полученные на австралийских базах. Это было сделано для того, чтобы исключить возможное искажение результатов субструктурой диска рассеяния, аналогичной той, которая была обнаружена при наблюдениях PSR В 0329+54 в [15]. При наблюдениях на малой базе субструктура не разрешается и не влияет на результаты измерений. Однако при увеличении проекции базы наличие субструктуры приводит к тому, что падение функции видности замедляется. При использовании простой модели гауссова эллиптического диска



**Рис. 7.** Зависимость модуля функции видности на базе АТ–НН от задержки, усредненная за весь период наблюдений эпохи 2013 г. Пунктирная и штрих-пунктирная линии показывают отдельные слагаемые в аппроксимации суммой двух экспоненциально убывающих компонентов.

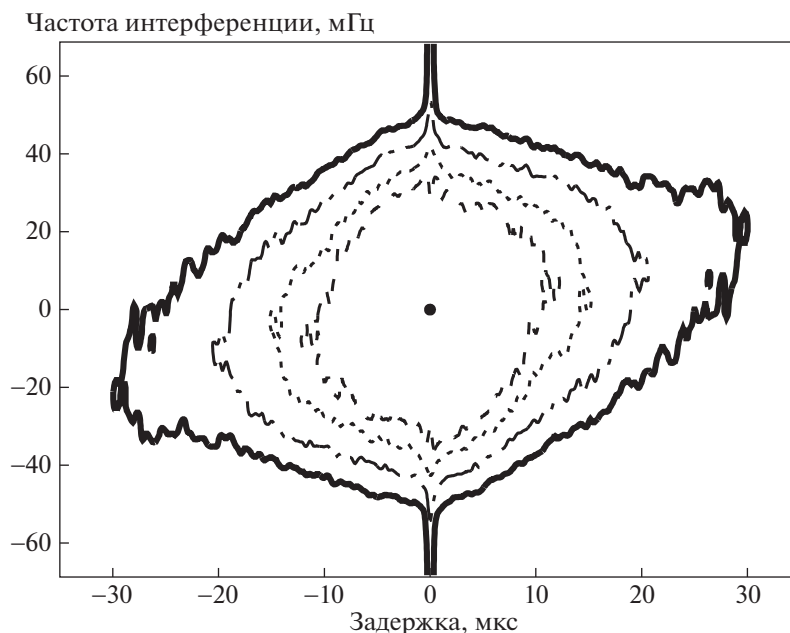


**Рис. 8.** Зависимость амплитуды функции видности от величины проекции базы по наблюдениям 2012 г. (а) и 2013 г. (б). Измеренные значения для базы НО–СД показаны символом “×”, базы АТ–СД — символом “+”, базы АТ–НО — символом “○” и базы Австралия–НН — символом “□”.

рассеяния этот эффект не учитывается и может приводить к большим ошибкам.

Проекции австралийских баз, реализованных в 2012 г., ориентированы примерно в одном направлении. Как видно из графика на рис. 8а, для них результаты измерений амплитуды функции видности хорошо аппроксимируются зависимостью (8) с  $n = 1.5$  и углом рассеяния  $\theta_H = 6.5 \text{ mas}$ .

Для эпохи наблюдений 2013 г. на рисунке наблюдается значительный разброс измерений амплитуды функции видности, который мы связываем с различием в ориентациях проекций баз. Мы провели отдельную аппроксимацию для различных комбинаций телескопов: АТ–НО, АТ–СД и НО–СД. Аппроксимационные кривые для указанных комбинаций баз приведены на рис. 8б. В итоге для измеренных диаметров эллипса рассея-



**Рис. 9.** Вторичный спектр, соответствующий динамическому спектру, приведенному на рис. 3а. Изолинии соответствуют уровням  $10^{-5}$  (внешний контур),  $10^{-3}$ , 0.1 и 0.5 (внутренний контур) от максимального значения.

ния получились значения  $\theta_H(\text{AT-NO}) = 8.0 \text{ mas}$ ,  $\theta_H(\text{NO-CD}) = 3.8 \text{ mas}$ ,  $\theta_H(\text{AT-CD}) = 4.5 \text{ mas}$ .

Из рис. 1 видно, что проекции баз AT-CD, AT-NO и NO-CD имеют позиционные углы, отличающиеся друг от друга на  $40^\circ$  и более, что позволило по трем измеренным значениям  $\theta_H$  однозначно определить три параметра эллипса рассеяния. Оказалось, что нашим измерениям соответствует эллиптический диск рассеяния с отношением осей  $\approx 2 : 1$  и позиционным углом большой оси  $50 \pm 20^\circ$ .

Другой подход к определению индикатрисы рассеяния основан на измерении затягивания наблюдаемого импульса пульсара за счет различия геометрических путей, проходимого излучением, пересекающего экран в разных точках диска рассеяния. Зависимость модуля усредненной функции видности от задержки для эллиптического гауссова диска рассеяния рассматривалось Гвином и др. [15, приложение С]. В этой работе показано, что для используемой нами модели в импульсной передаточной функции должны наблюдаться два масштаба экспоненциального затухания импульса. Отношение этих масштабов определяется отношением малой и большой осей эллипса рассеяния. Для осесимметричной индикатрисы, когда эллипс вырождается в окружность, указанные два масштаба становятся равны друг другу и затухание описывается простой экспоненциальной функцией.

На рис. 7 приведена измеренная нами зависимость модуля функции видности  $V_{\text{AT-NN}}(\tau)$  от задержки  $\tau$ . На графике представлен результат усреднения за весь период наблюдений 15.12.2013.

Наблюдаемое затухание не может быть описано экспоненциальной функцией, ожидаемой для осесимметричного рассеяния. Для определения двух масштабов, характеризующих форму эллиптического диска рассеяния, модуль функции видности аппроксимировался функцией, аналогичной выражению (12), в результате чего для параметров, характеризующих затягивание импульса из-за рассеяния, были получены следующие значения:  $\tau_{\text{sc}}^{(1)} = 3.6 \pm 0.3 \text{ мкс}$  и  $\tau_{\text{sc}}^{(2)} = 21.5 \pm 0.5 \text{ мкс}$ .

Для других сеансов наблюдений измеренные параметры рассеяния приводятся в табл. 3. При этом значения  $\Delta f_{\text{dif}}$  и  $\tau_{\text{sc}}$  приведены по уровню  $1/2$ , а  $t_{\text{dif}}$  — по уровню  $1/e$ . В скобках указана среднеквадратичная ошибка последнего знака. В сеансе наблюдений 18 мая 2012 г. наблюдаются только один экспоненциальный масштаб для полосы декорреляции в спектре и только один экспоненциальный масштаб в зависимости модуля усредненной функции видности от задержки.

Еще одним возможным индикатором эллиптичности индикатрисы рассеяния являются параболические “арки”, которые могут возникать во вторичных спектрах рассеянного излучения при определенных параметрах рассеивающей среды. Вторичный спектр, соответствующий динамическому спектру рис. 3а, приведен на рис. 9. Ни в этом, ни в других проведенных нами сеансах наблюдений никаких признаков параболических “арок” во вторичных спектрах обнаружено не было.

В работе [16] проведены расчеты вторичного спектра для дисков рассеяния, являющихся эллипсами с различными эксцентриситетами при различных взаимных ориентациях дисков рассеяния и направлений дрейфа дифракционной картины. Измеренные нами параметры близки к параметрам, соответствующим [16, рис. 5d] (отношение осей диска рассеяния 3:1, вектор  $V_{\text{эф}}$  направлен вдоль малой оси), а форма измеренного нами вторичного спектра качественно согласуется с результатами модельных расчетов из указанной работы.

## 8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из приведенных выше результатов видно, что определение расстояния до рассеивающего слоя разными методами дает разные результаты, что естественно интерпретировать как наличие на луче зрения более чем одного рассеивающего экрана. Само по себе наличие нескольких экранов не является чем-то необычным и было обнаружено ранее при наблюдениях на “Радиоастроне” пульсаров В 0834+06 [4], В 1919+21 [8], В 1933+16 [5] и пульсара в Крабовидной туманности В 0531+21 [6]. По аналогии с пульсаром в Крабе, где один из рассеивающих экранов ассоциируется с пограничным слоем между оболочкой сверхновой и окружающей межзвездной средой, можно предположить, что турбулентная плазма вблизи границы остатка сверхновой Vela ответственна за формирование ближайшего к пульсару рассеивающего слоя.

Однако полученная нами локализация этого слоя плохо согласуется с определенным по рентгеновским наблюдениям значением  $R_{\text{NE}}$  — радиуса северо-восточного сектора остатка сверхновой, на который проецируется пульсар. Согласно [17],  $R_{\text{NE}} = 18$  пк, что для расстояния до пульсара  $D = 290$  пк соответствует  $d/D = 0.94$  и находится за пределами диапазона расстояний от наблюдателя до экрана, совместимых с результатами измерений скорости дрейфа картины мерцаний. Возможной причиной этого противоречия является то, что используемое в настоящей работе приближение не может служить адекватным описанием рассеяния излучения на неоднородностях плазмы внутри остатка сверхновой.

Основная трудность состоит в том, что учет дополнительного рассеяния, происходящего вне основного тонкого рассеивающего экрана, приводит к изменению положения экрана, наилучшим образом согласующегося с наблюдениями, в сторону увеличения расстояния от наблюдателя. Для пульсара В 0833–45 существуют две области межзвездной среды, которые могут существенно повлиять на статистические свойства рассеянного радиоизлучения и тем самым исказить результаты интерпретации наблюдений: туманность Гама и

фоновая межзвездная среда на луче зрения между Солнцем и пульсаром.

Туманность Гама — это большая область ионизованного газа, внутри которой находятся сверхновая Vela и  $\gamma^2$  Velorum. Рейнольдс в [18] оценил меры эмиссии по наблюдениям в  $\text{H}\alpha$  в двух направлениях, близких к пульсару, и получил толщину оболочки с повышенной электронной концентрацией:  $L = DM^2/EM = 15 - 30$  пк и  $n_e = EM/DM = (2.5 - 5) \text{ см}^{-3}$ . Парсел [19] моделировал внешнюю оболочку туманности на основе обзора экспериментальных данных как сферическую оболочку ионизованного газа, расширяющегося в окружающую среду, и получил толщину оболочки  $L = (18.5 \pm 1.5)$  пк. Это значение хорошо согласуется с результатом Рейнольдса. Мера дисперсии пульсара  $DM = 69.08$  пк/см<sup>3</sup> и при толщине экрана в 18.5 пк она будет соответствовать  $n_e = 3.7 \text{ см}^{-3}$ . Эта концентрация в 100 раз превышает значение вне оболочки и соответственно практически вся мера дисперсии набирается здесь. Согласно [20], угол рассеяния и уширение импульсов пульсара В 0833–45 могут быть объяснены влиянием турбулентной среды в оболочке туманности Гама.

В работе [14] изучалось влияние дополнительных рассеивателей на результаты интерпретации наблюдений в рамках модели одиночного тонкого экрана. В то время, как без учета дополнительных рассеивателей наилучшее согласие с наблюдениями достигалось в этой работе при  $d_s/D = 0.81 \pm 0.03$ , примесь однородно распределенной по лучу зрения турбулентной плазмы с параметрами, соответствующими среднему по галактическому диску, приводит к оценке  $d_s/D = 0.87$ . Если же считать, что основным источником дополнительного рассеяния является туманность Гама, причем ее вклад составляет 5% от рассеяния в основном модельном тонком слое, то оценка расстояния изменяется на  $d_s/D = 0.96$ .

Таким образом, представляется весьма вероятным, что полученные нами в модели тонкого экрана оценки расстояния являются нижней границей, и существенный вклад в рассеяние дает область внутри остатка сверхновой.

Согласно [17], структура остатка сверхновой Vela описывается предложенной в [21] моделью оболочки, расширяющейся в двухфазной межзвездной среде, состоящей из облаков и межоблачной среды. В этой модели первоначальная ударная волна распространяется по более горячей и разреженной межоблачной среде, а сравнительно более холодные и плотные облака могут в течение длительного времени продолжать свое существование во внутренних областях оболочки. При этом вблизи поверхности раздела двух фаз

за счет теплопроводности происходит нагрев и “испарение” облаков, так что массовая доля облачной фазы со временем падает. Если контраст плотности между облаками и межоблачной средой велик, то скорость, приобретенная облаком после прохождения ударной волны, мала по сравнению со скоростью течения плазмы межоблачной среды. В дальнейшем, за счет гидродинамического взаимодействия между облаком и обтекающего его потоком межоблачного газа, происходит выравнивание скоростей двух фаз.

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

Так как направление скорости потока межоблачной плазмы близко к радиальному, то пересечение турбулентного следа возможно только для луча зрения, проходящего на сравнительно небольшом расстоянии от облака, ответственного за образование следа. При этом пересечение границы рассеивающей области происходит по направлению, близкому к касательной. Мерцания, вызванные рассеянием на двумерных структурах, пересекаемых почти по касательной, рассматривались в [22], где показано, что в этом случае отличия геометрии поверхности раздела от плоской сильно влияют на наблюдаемые характеристики рассеянного излучения. В частности, при такой геометрии рассеяние оказывается высоко анизотропным.

Полученная нами оценка расстояния до рассеивающего слоя по скорости дрейфа картины мерцаний сделана в предположении, что тангенциальная скорость движения относительно Солнца области, ответственной за мерцания, существенно меньше, чем тангенциальный компонент скорости движения пульсара. При рассеянии в турбулентном следе это предположение может не выполняться, что приведет к ошибкам при определении расстояния до рассеивающего экрана.

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ РСДБ наблюдений пульсара PSR B 0833–45. По поведению амплитуды интерферометрической функции видности на различных ориентациях проекции базы (рис. 8б) получено заключение об эллиптичности диска рассеяния с отношением осей 2:1. Это заключение подтверждается также поведением модуля функции видности в зависимости от задержки. Большая ось эллиптического диска рассеяния оказалась примерно параллельной направлению движения картины мерцаний относительно наблюдателя.

Анизотропное рассеяние может быть объяснено особенностями турбулентных слоев в остатке вспышки сверхновой, как это поясняется в предыдущем разделе. Полученные нами формальные оценки расстояния до эффективного рассеивающего экрана дают величины, соответствующие его положению, более близкому к наблюдателю, чем оболочка сверхновой. Тем не менее мы полагаем, что такое расхождение вызвано наличием других, более слабых рассеивателей, расположенных между Солнцем и оболочкой, и именно рассеяние радиоизлучения пульсара на турбулентных слоях, близких к границе остатка сверхновой Vela, определяет измеренные параметры диска рассеяния.

Проект “Радиоастрон” осуществляется 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 других странах.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа была поддержана грантом РФФИ №. 1602-00954.

Представленные исследования основаны на результатах наблюдений интерференционной системы LBA, состоящей из телескопов Национального австралийского комплекса (ATNF, Австралия и Университет Тасмании) и радиотелескопа Хартбишоп в ЮАР.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. H. Hankins and B. J. Rickett, *Methods in Computational Physics* **14**, 55 (1975).
2. Н. С. Кардашев, В. В. Хартов, В. В. Абрамов, В. Ю. Авдеев, и др. *Астрон. журн.* **90**(3), 179 (2013).
3. R. Dodson, D. Legge, J. E. Reynolds, and P. M. McCulloch, *Astrophys. J.* **596**, 1137 (2003).
4. E. N. Fadeev, A. S. Andrianov, M. S. Burgin, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, V. I. Shishov, T. V. Smirnova, and V. A. Zuga, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 4199 (2018).

5. Е. Н. Фадеев, А. С. Андрианов, В. А. Зуга, М. В. Попов, А. Г. Рудницкий, Т. В. Смирнова, В. А. Согласнов, В. И. Шишов, Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **114**, 151 (2018).
6. А. Г. Рудницкий, М. В. Попов, В. А. Согласнов, Астрон. журн. **94**(5), 387 (2017).
7. D. R. Stinebring, M. A. McLaughlin, J. M. Cordes, K. M. Becker, J. E. E. Goodman, M. A. Kramer, J. L. Sheekard, and C. T. Smith, *Astrophys. J.* **549**, L97 (2001).
8. V. I. Shishov, T. V. Smirnova, C. R. Gwinn, A. S. Andrianov, M. V. Popov, A. G. Rudnitskiy, and V. A. Soglasnov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468**, 3709 (2017).
9. А. С. Андриянов, Т. В. Смирнова, В. И. Шишов, К. Гвин, М. В. Попов, Астрон. журн. **94**(6), 516 (2017).
10. C. R. Gwinn, N. Bartel, and J. M. Cordes, *Astrophys. J.* **410**, 673 (1993).
11. R. Blandford and R. Narayan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **213**, 591 (1985).
12. V. I. Shishov, T. V. Smirnova, W. Sieber, V. M. Malofeev, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **404**, 557 (2003).
13. T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, *et al.*, *Astrophys. J.* **786**, id. 115 (2014).
14. K. M. Desai, C. R. Gwinn, J. Reynolds, E. A. King, *et al.*, *Astrophys. J.* **393**, L75 (1992).
15. C. R. Gwinn, M. V. Popov, N. Bartel, A. S. Andrianov, *et al.*, *Astrophys. J.* **822**, id. 96 (2016).
16. J. M. Cordes, B. J. Rickett, D. R. Stinebring, and W. A. Coles, *Astrophys. J.* **637**, 346 (2006).
17. I. Sushch, B. Hnatyk, and A. Neronov, *Astron. and Astrophys.* **525**, id. A154 (2011).
18. R. J. Reynolds, *Astrophys. J.* **203**, 151 (1976).
19. C. R. Purcell, B. M. Gaensler, X. H. Sun, E. Carretti, *et al.*, *Astrophys. J.* **804**, id. 22 (2015).
20. А. В. Пынзарь, Астрон. журн. **94**(5), 411 (2017).
21. R. L. White and K. S. Long, *Astrophys. J.* **373**, 543 (1991).
22. U.-L. Pen and Y. Levin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **442**, 3338 (2014).