

УДК 524.354.2+524.52

ЗОНДИРОВАНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ ГИГАНТСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

© 2017 г. А. Г. Рудницкий*, М. В. Попов**, В. А. Согласнов***

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29.07.2016 г.; принята в печать 12.09.2016 г.

Приведен обзор и сравнительный анализ результатов исследования эффектов рассеяния на межзвездной среде с помощью гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности (B0531+21). Анализ проводился на основе восьми эпох радиоинтерферометрических наблюдений со сверхдлинными базами (РСДБ), которые выполнялись в рамках научной программы миссии “Радиоастрон” в период с 2011 по 2015 гг. включительно. Для каждой эпохи наблюдений были получены значения времени мерцаний t_{scint} , а также спектральные индексы γ для степенного распределения импульсов по энергиям. Измеренное значение времени мерцаний t_{scint} лежит в пределах от 7.5 до 123 секунд для частоты 1668 МГц, а для частоты 327 МГц $t_{\text{scint}} = 2.9$ сек. Значения полученных спектральных индексов лежат в пределах $-1.6 \div -2.5$. Двумя независимыми способами измерены частотные и временные характеристики рассеяния: полосы декорреляции $\Delta\nu_d$ и времени рассеяния τ_{SC} . Получены угловые размеры кружка рассеяния θ_{H} пульсара, построены структурные функции фазы и оценено расстояние до эффективного рассеивающего экрана. Полученные значения диаметра диска рассеяния θ_{H} на частоте 1668 МГц лежат в пределах 0.4 до 1.3 миллисекунд дуги, а для частоты 327 МГц угловой размер диска рассеяния составил 14.0 миллисекунд дуги. Измеренное расстояние до эффективного рассеивающего экрана лежит в пределах от 0.7 до 1.9 кпк и меняется от наблюдения к наблюдению так же, как время рассеяния и полоса декорреляции, диапазон значений для которых составил $\tau_{\text{SC}} \approx 0.9\text{--}5.8$ мкс и $\Delta\nu_d \approx 40.7\text{--}161$ кГц на частоте 1668 МГц. Для частоты 327 МГц величина времени рассеяния и полосы декорреляции составили 2340 мкс и 68 Гц, соответственно.

DOI: 10.7868/S0004629917050048

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы от пространственно когерентных источников, например пульсаров, приводит к многолучевой интерференции, создающей в точке приема дифракционные искажения в спектре и интенсивности радиоизлучения [1, 2]. Искажения в спектре пульсаров характеризуются частотным масштабом $\Delta\nu_d$ (полоса декорреляции). При этом наблюдаемые эффекты рассеяния также зависят от частоты наблюдения. Для пульсара в Крабовидной туманности было показано, что временной масштаб $\tau_{\text{SC}} \propto \nu^{-3.58}$ и угловой размер диска рассеяния $\theta_{\text{H}} \propto \nu^{-1.66}$ [17].

Благодаря своим сверхкомпактным размерам, пульсары предоставляют эффективные возможности для изучения свойств ионизованной плазмы в Галактике путем измерений эффектов рассеяния. Основные свойства рассеяния принято ин-

терпретировать в рамках модели изотропной и однородной турбулентности межзвездной среды с колмогоровским спектром [3–5]. В результате исследования эффектов рассеяния по наблюдениям пульсаров было показано, что модель однородной среды редко оказывается адекватной; в большинстве случаев больше подходит модель тонкого рассеивающего экрана [6, 7]. На наличие неоднородностей межзвездной плазмы указывают явления аномального рассеяния (extreme scattering events, ESE), которые неоднократно наблюдались для компактных внегалактических источников [8–10]. Указания на наличие анизотропии было получено в результате РСДБ наблюдений (радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами) [11]. Именно РСДБ наблюдения позволяют измерить угловой размер диска рассеяния [12].

Особенные перспективы предоставляет наземно-космический интерферометр “Радиоастрон”, обеспечивающий угловое разрешение до 1 угловой миллисекунды дуги в метровом диапазоне радиоволн (92 см) и 0.2 угловых миллисекунд дуги в дециметровом диапазоне радиоволн (18 см). С этим

*E-mail: almax1024@gmail.com

**E-mail: mwpopov@gmail.com

***E-mail: vsoglasn@asc.rssi.ru

интерферометром были измерены угловые диаметры диска рассеяния для пульсаров В0329+54, В1641-45, В1749-28 и В1933+16 и определены расстояния до эффективных рассеивающих экранов [13, 14]. В направлении пульсаров В0950+08 и В1919+21 выявлены близкие к Солнцу слои рассеивающей плазмы (10–100 пк), которые могут отвечать за быструю переменность компактных внегалактических источников [15, 16].

В данной публикации обобщаются результаты анализа РСДБ наблюдений гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности, полученные в рамках исследования эффектов рассеяния в проекте “Радиоастрон” на частотах 1668 МГц и 327 МГц. Основные параметры рассеяния — время рассеяния τ_{SC} и $\Delta\nu_d$ — оценивались двумя независимыми методами, что позволило выполнить сравнительный анализ. Исследовалось влияние эффектов рассеяния на фазу функции видности на основе анализа структурных функций фазы. Предварительные результаты всех этих исследований были опубликованы ранее [17].

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ

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

$$V_{ij}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} V_{ij}(\tau) e^{-i\nu\tau} d\tau, \quad (1)$$

где индексами i и j обозначены различные телескопы (при $i = j$ получается автоспектр), а $V_{ij}(\tau)$ — кросскорреляционная функция (ККФ) или функция видности:

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

В случае $i = j$ получается автокорреляционная функция (АКФ).

Функция видности является комплексной величиной. В данной работе анализировалась ее амплитуда $|V(\tau)|$ и фаза $\varphi(\tau)$, где $|V(\tau)| = \sqrt{R(\tau)^2 + I(\tau)^2}$ и $\varphi(\tau) = \arctg \frac{I(\tau)}{R(\tau)}$, а $R(\tau)$ и $I(\tau)$ — действительная и мнимая части $V(\tau)$.

Обратимся теперь к наблюдаемым эффектам рассеяния. Для начала рассмотрим упрощенную модель, когда рассеяние происходит при распространении когерентного радиоизлучения от пульсара через неоднородности плотности электронов

n_e с характерным масштабом a , а спектр этих неоднородностей имеет гауссову форму с максимумом на пространственной частоте $1/a$ [18, 19]. После прохождения расстояния D от пульсара до наблюдателя лучи на своем пути встречают D/a таких неоднородностей, что приводит к флуктуации фазы со среднеквадратичным значением

$$\Delta\varphi = \frac{2e^2}{m_e c} \frac{\sqrt{aD}}{\nu} \Delta n_e, \quad (3)$$

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

Возникает запаздывание лучей в зависимости от угла преломления по сравнению с прямыми лучами, которые не подверглись рассеянию. В результате чего наблюдатель вместо точечного источника видит рассеянный диск с характерным угловым полудиаметром θ_H :

$$\theta_H \approx \frac{e^2}{2\pi m_e} \frac{\Delta n_e}{\nu^2} \sqrt{\frac{D}{a}}. \quad (4)$$

При этом время запаздывания лучей — время рассеяния τ_{SC} — определяется как

$$\tau_{SC} = \frac{\theta_H^2 D}{c} \approx \frac{1}{ac} \frac{e^4 \Delta n_e^2 D^2}{4\pi^2 m_e^2 \nu^4}. \quad (5)$$

Зарегистрированный наблюдателем импульс пульсара будет иметь экспоненциальную форму с характерным масштабом τ_{SC} .

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

$$\Delta\nu \approx 8\pi ac \frac{m_e^2}{\Delta n_e^2 e^2} \frac{\nu^4}{D^2}. \quad (6)$$

Сигналы, регистрируемые за время τ_{SC} , имеют набор фаз $\Delta\varphi \sim 2\pi\Delta\nu_d\tau_{SC}$. Интерференция лучей возможна в случае, когда фаза их волн отличается не более чем на 1 радиан. Таким образом, условием для интерференции будет соотношение

$2\pi\Delta\nu_d\tau_{\text{SC}} = 1$, связывающее полосу декорреляции и время рассеяния.

Как видно из выражений (4)–(6), время рассеяния τ_{SC} , угловой размер θ_{H} и полоса декорреляции $\Delta\nu_d$ имеют степенную зависимость от частоты наблюдений ν . В вышеописанной упрощенной модели эти зависимости таковы: $\Delta\nu_d \propto \nu^4$ для полосы декорреляции, $\tau_{\text{SC}} \propto \nu^{-4}$ для времени рассеяния и $\theta_{\text{H}} \propto \nu^{-2}$ для углового размера кружка рассеяния.

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

Теперь, если рассмотреть в общем случае распределение рассеивающего материала на луче зрения наблюдатель-пульсар, для углового размера θ_{H} и времени рассеяния τ_{SC} справедливы соотношения [20]

$$\theta_{\text{H}} = \frac{4 \ln 2}{D^2} \int_0^D z^2 \psi(z) dz, \quad (7)$$

$$\tau_{\text{SC}} = \frac{1}{2cD} \int_0^D z(D-z) \psi(z) dz, \quad (8)$$

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

Если предположить, что рассеивающий материал сконцентрирован в тонком экране, расположенном на расстоянии d от наблюдателя, то $\psi(z) \propto \delta(z - D + d)$ и для углового размера рассеянного диска получаем

$$\theta_{\text{H}} = \sqrt{8 \ln 2 c \tau_{\text{SC}} \frac{(D-d)}{Dd}}, \quad (9)$$

или для времени рассеяния τ_{SC}

$$\tau_{\text{SC}} = \frac{\theta_{\text{H}}^2}{8c \ln 2} \frac{Dd}{(D-d)}. \quad (10)$$

Принимая параметр $\alpha_s = d/D$ и зная время рассеяния и угловой размер рассеянного диска, можно определить расстояние до рассеивающего экрана:

$$\alpha_s = \frac{8c\tau_{\text{SC}} \ln 2}{\theta_{\text{H}}^2 D + 8c\tau_{\text{SC}} \ln 2}. \quad (11)$$

Наконец, в этом случае наблюдаемый размер дифракционной картины r_{diff} неоднородностей

межзвездной среды может быть выражен следующим соотношением:

$$r_{\text{diff}} = \sqrt{2 \ln 2} \frac{\lambda}{\pi \theta_{\text{H}}}, \quad (12)$$

где λ — длина волны, на которой проводились наблюдения.

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

$$t_{\text{scint}} \approx \frac{r_{\text{diff}}}{v}. \quad (13)$$

Расстояние от наблюдателя до пульсара B0531+21 хорошо известно $D = 2$ кпк, расстояние от наблюдателя до рассеивающего экрана можно выразить через измеряемый параметр α_s , как $d = \alpha_s D$. Таким образом можно вычислить скорость дифракционной картины в плоскости наблюдателя:

$$v = v_p \frac{d}{D-d}, \quad (14)$$

где v_p — поперечная скорость пульсара, для пульсара в Крабовидной туманности равная примерно 150 км/с.

Экспериментально измерить угловые размеры рассеянного диска можно на основе анализа зависимости амплитуды функции видности от проекции базы в РСДБ наблюдениях [12]:

$$|V_{ij}(B)| = |V(0)| \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{\sqrt{2 \ln 2}} \frac{\theta_{\text{H}} B}{\lambda} \right)^{\alpha-2} \right], \quad (15)$$

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

Все приведенные в данной работе оценки и результаты были получены именно в предположении одиночного тонкого рассеивающего экрана. Для оценки углового размера диска рассеяния предполагалось, что спектр неоднородностей имеет гауссову форму, т. е. $\alpha = 4$.

3. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В период с 2011 по 2015 гг. включительно было проведено 9 наблюдений пульсара B0531+21, из них успешными были 8 сеансов. Список наблюдений пульсара в Крабовидной туманности представлен в табл. 1, где указаны код эксперимента, дата и время проведения наблюдений, максимальная проекция базы с космическим радиотелескопом B , выраженная в километрах, длина волны λ , на которой проводились наблюдения, продолжительность наблюдений T в часах, а также количество участвовавших наземных телескопов N_{GRT} . Из восьми

Таблица 1. Таблица наблюдений пульсара B0531+21, проводившихся в рамках научной программы миссии “Радиоастрон” в период с 2011 по 2015 гг.

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

успешных сеансов семь проводились на частоте 1668 МГц и один сеанс 327 МГц — всего 26 часов наблюдений на частоте 1668 МГц и 12 часов на частоте 327 МГц. Значимый интерференционный отклик с космическим радиотелескопом был обнаружен для наиболее сильных импульсов в шести сеансах и только в наблюдениях на частоте 1668 МГц. Наиболее сильные импульсы регистрировались в сеансах 2015 года (коды экспериментов RAGS10A и RAGS10B), пиковая плотность потока в некоторых случаях достигала 10^5 Ян.

Данные с телескопов записывались на цифровые носители информации в форматах Mark4A/Mark5B/RDR, сигналы регистрировались в двух субполосах шириной 16 МГц каждая, в левой и правой круговых поляризациях (ЛКП и РКП).

Первичная обработка проводилась на программном корреляторе АКЦ ФИАН [21]. Для поиска и корреляции гигантских импульсов применялся метод некогерентной компенсации дисперсии с последующим отбором событий по заданному критерию превышения уровня сигнала по отношению к шуму в мгновенной кросскорреляционной функции на уровне 6σ . Для частоты 1668 МГц было использовано спектральное разрешение 1024 канала, для 327 МГц — 2048 каналов. Эти величины соответствуют диапазону задержек в функции видности $\pm T/2$ — ± 16 и ± 32 мкс, соответственно. На выходе коррелятора формировались кросс- и автоспектры для каждого импульса, для каждой базы, для верхней и нижней субполос и для ЛКП, РКП и кросс-поляризаций. После этого выполнялась амплитудная нормировка и посткорреляционный анализ данных. В дальнейшем анализировались функции видности $|V(\tau)|$ (τ — задержка) и их фазы $\varphi(\tau)$.

Для каждой эпохи были измерены следующие параметры: время рассеяния, полоса декорреляции, угловой размер кружка рассеяния, радиус дифракционного пятна, расстояние до эффективно рассеивающего экрана. Было протектировано около 6000 гигантских импульсов в наблюдениях на длине волны 18 см и около 500 импульсов на длине волны 92 см. Такой обширный материал позволяет провести анализ не только эффектов рассеяния, но и некоторых свойств самих гигантских импульсов.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПО ЭНЕРГИЯМ

Получаемые при первичной обработке кросскорреляционные функции (функции видности) содержат в себе информацию о мощности зарегистрированного сигнала. Для этого, для произвольной базы из двух телескопов i и j бралось максимальное значение амплитуды функции $|V_{ij}(\tau)|$, которое после корреляционной обработки соответствовало задержке $\tau = 0$, т.е. $|V_{ij}(0)|$.

Для дальнейшей обработки этих данных применялась нормировка максимального значения амплитуды функции видности. Для произвольной базы с телескопами i и j :

$$|V_{ij*}(0)| = \frac{|V_{ij}(0)|}{\sqrt{(\sigma_{i,\text{tot}}^2 - \sigma_{i,\text{off}}^2)(\sigma_{j,\text{tot}}^2 - \sigma_{j,\text{off}}^2)}}, \quad (16)$$

где индекс “tot” соответствует мощности сигнала зарегистрированного гигантского импульса на телескопе, “off” соответствует мощности сигнала вне импульса. Более подробно процедура обработки описана в работе [17].

Используя получаемые на выходе коррелятора кросскорреляционные функции и кросс-спектры,

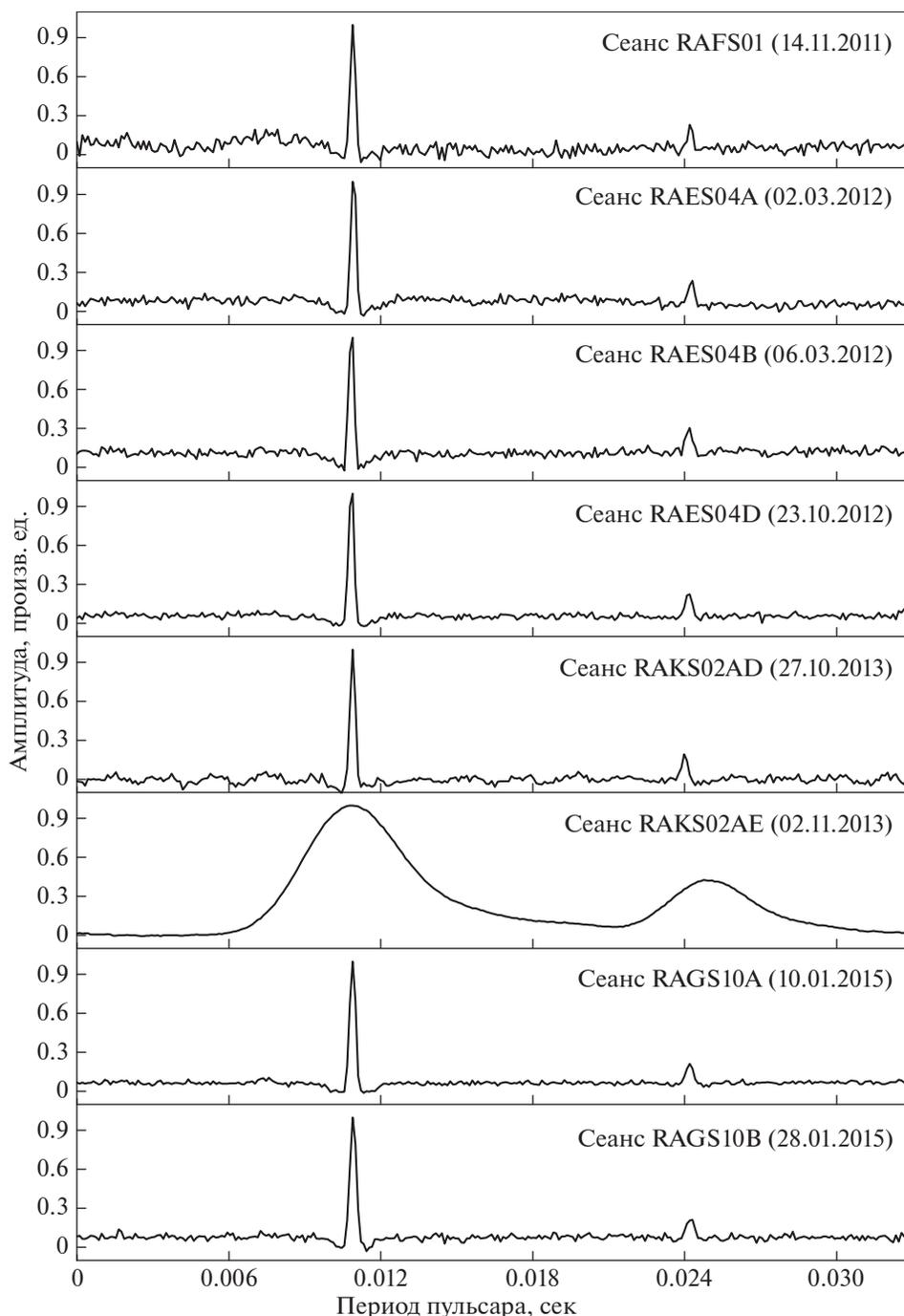


Рис. 1. Средние профили пульсара B0531+21 для восьми наблюдений. Все сеансы проводились на длине волны 18 см, за исключением сеанса RAKS02AE (92 см). Амплитуда среднего профиля приведена в произвольных единицах, отнормированных на максимальное значение амплитуды главного импульса.

можно оценить распределение зарегистрированных гигантских импульсов по энергиям. Большое преимущество использования кросскорреляционных функций и кросс-спектров заключается в том, что, во-первых, минимизируется шумовая составляющая в распределении по энергиям, во-вторых, оценка не привязана к ширине зарегистрированного импульса.

На рис. 1 изображены средние профили пульсара B0531+21 для каждого наблюдения, полученные на телескопе PT-70 в Евпатории для сеанса RAFS01; на телескопе Вестерборк для сеансов RAES04A, RAES04B, RAES04D, RAKS02AD, RAGS10A; на телескопе Эффельсберг для сеанса RAGS10B; на телескопе Аресибо для сеанса RAKS02AE. На низких частотах эффекты рассе-

нения проявляются сильнее, что видно из среднего профиля для 327 МГц на рис. 1.

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

$$S_{Jy} = |V_{ij*}(0)| \sqrt{SEFD_1 SEFD_2}, \quad (17)$$

где S_{Jy} — коррелированный поток в Ян, $|V_{ij*}(0)|$ — нормированная амплитуда функции видности, $SEFD_1$ и $SEFD_2$ — эквивалентные плотности потока системы для двух телескопов, выраженных в Ян (System Equivalent Flux Density, SEFD), которые характеризуют чувствительность телескопов. В значении $SEFD$ для телескопов учитывался также собственный вклад от Крабовидной туманности, который по нашим оценкам составил 165 Ян для телескопа Вестерборк и 275 Ян для телескопа Аресибо, для остальных телескопов ~ 830 Ян на частоте 1668 МГц и ~ 1090 Ян на частоте 327 МГц.

Распределение гигантских импульсов по энергиям носит степенной характер $N(E) \propto E^{-\gamma}$:

$$N(E > E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} n(E) dE \propto E_\gamma^{-\beta+1}, \quad (18)$$

где $n(E)$ — количество гигантских импульсов с энергией E , а $\gamma = \beta - 1$. В этой работе анализировались распределения кумулятивной суммы (CPD) гигантских импульсов по энергиям для главного импульса (рис. 2). Данные для интерпульса не анализировались в виду меньшей статистики. Полная энергия в единицах Ян \times мкс вычислялась как $S_{Jy} \times \delta t$, где $\delta t_{18cm} = 32$ мкс и $\delta t_{92cm} = 64$ мкс — ширина окна корреляции в микросекундах, которая выбиралась при корреляционной обработке для 18 см и 92 см, соответственно, S_{Jy} — коррелированный поток в янских.

Величина спектрального индекса γ оценивалась путем степенной аппроксимации полученных распределений CPD. Значения спектрального индекса для каждого сеанса приведены в табл. 2. Для сеанса RAFS01 оценка спектрального индекса не проводилась в виду малой продолжительности сеанса (1 час) и малой статистики зарегистрированных импульсов. Оценки показателя степени другими авторами давали значения в интервале $-1.5 \div -3.5$ для разных частотных диапазонов [23, 24]. Как видно, результаты наших оценок хорошо согласуются с ранее полученными измерениями. При этом излом в низкоэнергичной области не выявляется в виду ограничений на чувствительность по интерферометрическому отклику. Похожие значения

показателя распределения импульсов по энергиям были получены для миллисекундного пульсара B1937+21 ($\gamma \approx -1.4$, длительность импульсов $\approx 1-2$ мкс) [22].

5. ВРЕМЕННОЙ МАСШТАБ РАССЕЙНИЯ

Одним из основных параметров, характеризующих рассеяние, является время рассеяния τ_{SC} , которое обусловлено запаздыванием рассеянных лучей. Время рассеяния вычислялось на основе анализа средних кросскорреляционных функций — функций видности $\langle |V(\tau)| \rangle$, полученных на наземно-космических базах. Во временной структуре функции видности в этом случае отсутствует центральная компактная деталь и присутствует только протяженная часть, соответствующая рассеянию. Таким образом, наземно-космические наблюдения с участием телескопа “Радиоастрон” позволили прямым методом измерить время рассеяния с помощью экспоненциальной аппроксимации функции видности $\langle |V(\tau)| \rangle$.

Другой метод измерения времени рассеяния использовался для проверки результатов, полученных на наземно-космических базах. Данный метод заключается в анализе средней функции видности $\langle |V(\tau)| \rangle$ для наземных баз. Функция видности в этом случае имеет как минимум две детали: узкую центральную часть, соответствующую неразрешенной структуре, и широкую деталь, соответствующую рассеянию.

На рис. 3 изображены средние функции видности для каждого сеанса для наиболее чувствительной базы в полулогарифмическом масштабе. Для вычисления времени рассеяния использовалась аппроксимация суммой экспоненциальной функции (протяженная деталь) и функции Гаусса (узкая деталь):

$$|V(\tau)| = V_1 e^{-\frac{|\tau|}{\tau_1}} + V_2 e^{-\frac{\tau^2}{\tau_2}} + V_0. \quad (19)$$

Более того, в сеансах, кроме RAFS01 (14.11.2011) и RAGS10B (28.01.2015), был обнаружен еще один экспоненциальный масштаб с характерной величиной $\tau \sim 100$ нс. В этом случае функция аппроксимации принимала вид:

$$|V(\tau)| = V_1 e^{-\frac{|\tau|}{\tau_1}} + V_2 e^{-\frac{|\tau|}{\tau_2}} + V_3 e^{-\frac{\tau^2}{\tau_3}} + V_0. \quad (20)$$

Для сеанса наблюдений на 92 см (RAKS02AE) удалось измерить время рассеяния только по среднему профилю пульсара (см. рис. 1) путем экспоненциальной аппроксимации протяженной части главного импульса или интеримпульса, что дало время рассеяния $\tau_{SC} = 2340 \pm 23$ мкс. В предположении, что $2\pi\Delta\nu_d\tau_{SC} = 1$, оценка полосы декорреляции дала значение $\Delta\nu_d = 68 \pm 2$ Гц.

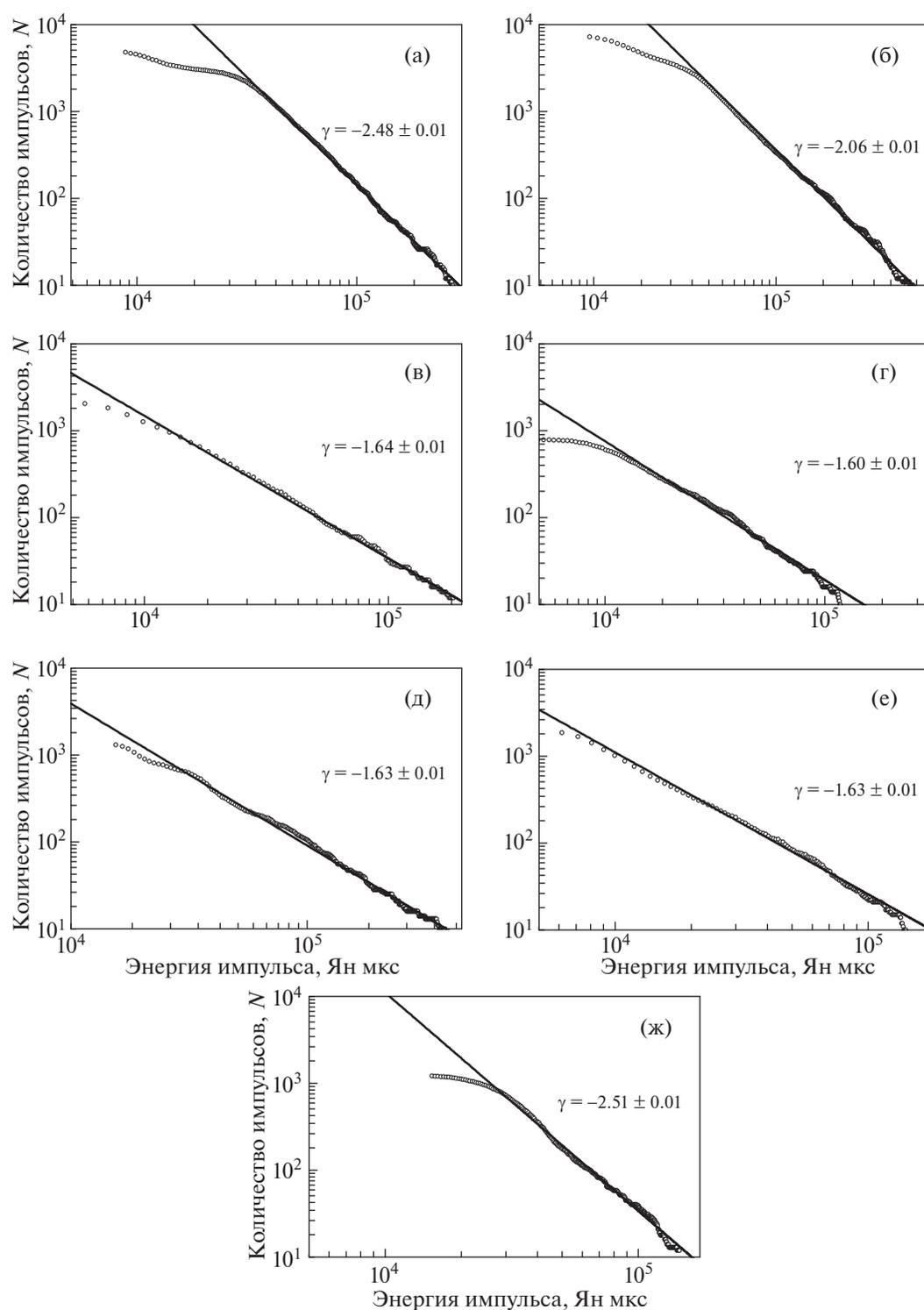


Рис. 2. Распределение гигантских импульсов по энергии в логарифмическом масштабе: (а) — сеанс RAES04A (02.03.2012), (б) — сеанс RAES04B (06.03.2012), (в) — сеанс RAES04D (23.10.2012), (г) — сеанс RAKS02AD (27.10.2013), (д) — сеанс RAKS02AE (02.11.2013), (е) — сеанс RAGS10A (10.01.2015), (ж) — сеанс RAGS10B (28.01.2015). Прямыми сплошными линиями показан наклон распределений.

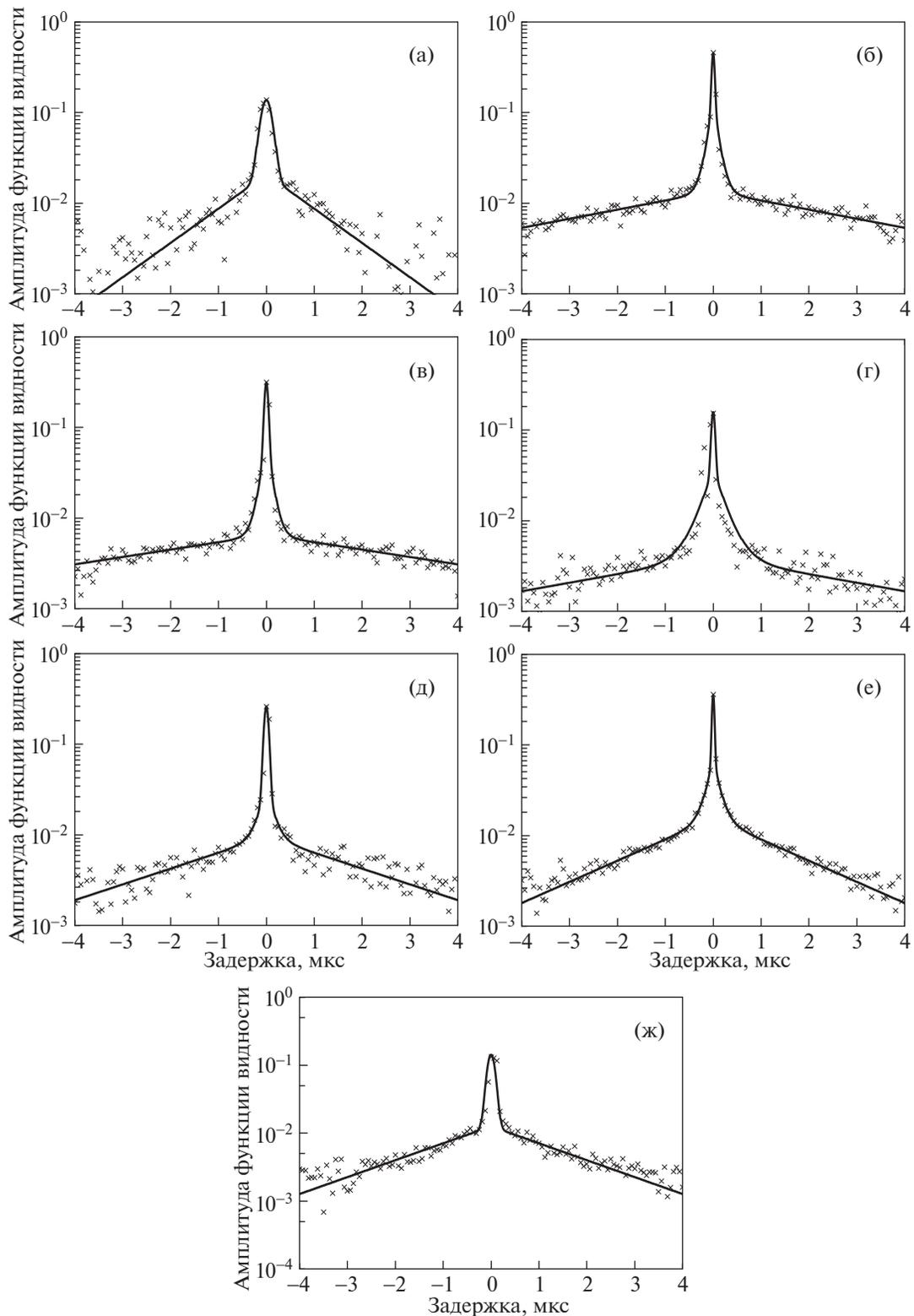


Рис. 3. Средние функции видности для наземных баз: (а) — сеанс RAFS01 (14.11.2011, база Светлое-Евпатория), (б) — сеанс RAES04A (02.03.2012, база Эффельсберг-Вестерборк), (в) — сеанс RAES04B (06.03.2012, база Эффельсберг-Вестерборк), (г) — сеанс RAES04D (23.10.2012, база Эффельсберг-Вестерборк), (д) — сеанс RAKS02AD (27.10.2013, база Эффельсберг-Вестерборк), (е) — сеанс RAGS10A (10.01.2015, база Вестерборк-Аресибо), (ж) — сеанс RAGS10B (28.01.2015, база Эффельсберг-Медичина). Прямой сплошной линией показана аппроксимация средней функции видности.

Таблица 2. Таблица измеренных параметров

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

6. ЧАСТОТНЫЙ МАСШТАБ РАССЕЙНИЯ

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

На рис. 4 приведены примеры кросскорреляционных функций $CCF(\nu)$ для сеанса RAGS10A: (а) — кросскорреляционная функция получена путем корреляции автоспектров двух разных телескопов, но в одном поляризационном канале; (б) — кросскорреляционная функция получена путем корреляции автоспектров одного телескопа, но из разных поляризационных каналов. Мы используем такие кросскорреляционные функции вместо автокорреляционных функций для устранения шумового пика при нулевом сдвиге.

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

7. СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ ФАЗЫ

Анализ поведения фазы во времени с помощью структурных функций представляет дополнительный интерес и позволяет сделать дополнительные оценки углового размера кружка рассеяния. В данной работе анализировались структурные функции фазы функции видности во времени индивидуальных гигантских импульсов для наземных баз.

Значение фазы функции видности $\varphi(\tau)$ выбиралось для запаздывания с максимальным значением амплитуды $|V(\tau)|$, при этом дополнительно проводилась проверка на события (импульсы) с недостаточным уровнем сигнала к шуму и события (импульсы), которые не давали корреляцию на конкретной выбранной базе. Такие события исключались из рассмотрения. Наземно-космические базы в этом анализе не использовались, т.к. наблюдаемое изменение формы функции видности при проекциях базы больше размера дифракционного пятна и недостаточный уровень сигнала к шуму не позволяли однозначно определить канал по задержке в функции видности, для которой следует выбирать значение фазы. В общем виде структурная функция фазы определяется следующим выражением:

$$D_\varphi(\Delta t) = \langle [|\varphi(t) - \varphi(t + \Delta t)|]^2 \rangle_{\Delta t}. \quad (21)$$

Далее, величину фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ можно получить из структурной функции фазы от времени: она соответствует квадратному корню из значения структурной функции фазы в точке с минимальным значением времени.

На рис. 5а изображены структурные функции фазы для пульсара B0531+21 (сеанс RAGS10A) и для сравнения для квазара 0642+449 на длине волны 18 см. При вычислении структурных функций шаг по времени выбирался равным $\Delta t = 20$ сек. Среднеквадратичное значение фазовых флуктуаций для пульсара при минимальном сдвиге Δt составило $\langle \Delta\varphi \rangle = 0.42$ рад, а стандартное отклонение для этой величины $\sigma_{\Delta\varphi} = 0.12$ рад. Для квазара 0642+449 величина фазовых флуктуаций существенно меньше (рис. 5а) и составляет $\Delta\varphi = 0.036$ рад. Таким образом, можно предположить, что разница в величине $\Delta\varphi$ для квазара и гигантских импульсов обусловлена рассеянием радиоизлучения на межзвездной среде. При больших значениях $t > 100$ с ($5\Delta t$) наблюдаются похожие квазипериодические крупномасштабные флуктуации фазы,

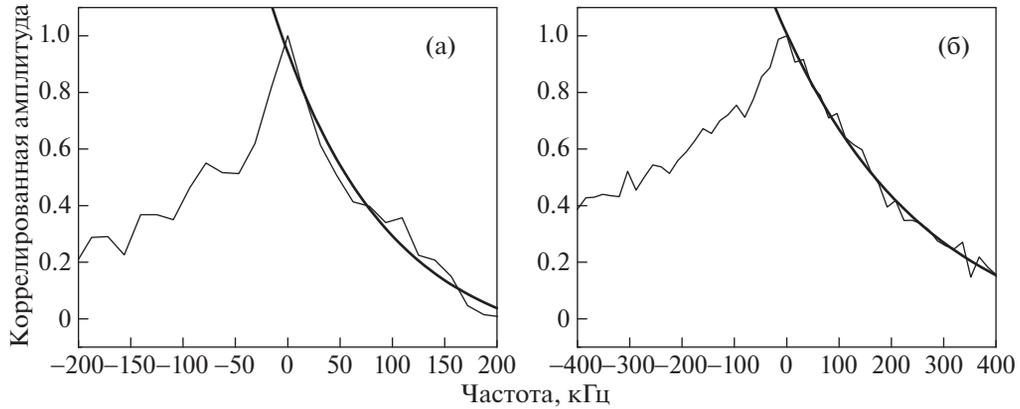


Рис. 4. Пример кросскорреляционных функций для сеанса RAGS10A (10.01.2015): кросскорреляционная функция, полученная путем корреляции автоспектров двух разных телескопов, но в одном поляризованном канале (а); кросскорреляционная функция, полученная путем корреляции автоспектров одного телескопа, но из разных поляризованных каналов (б). Сплошной линией показана экспоненциальная аппроксимация.

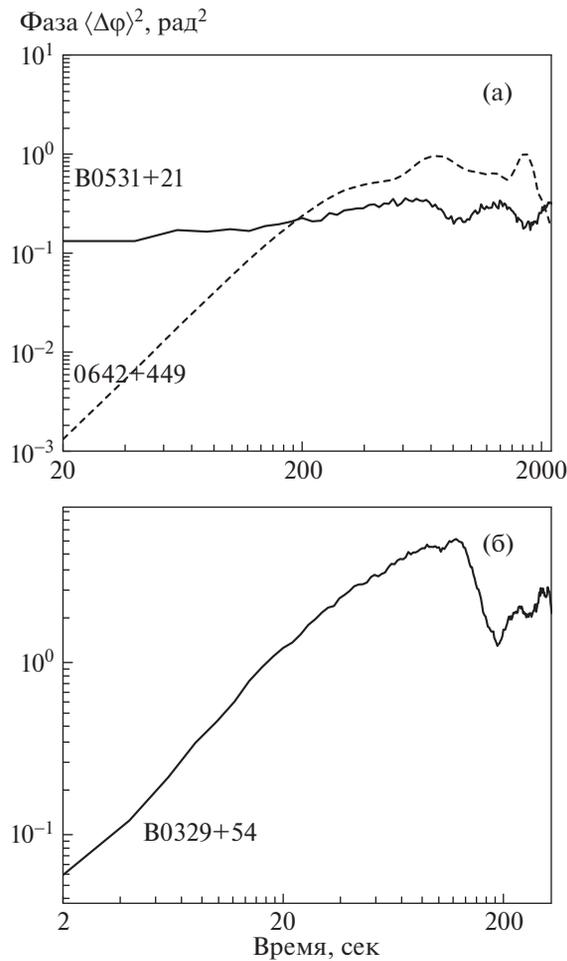


Рис. 5. Структурная функции фазы для пульсара B0531+21 (сеанс RAGS10A, сплошная линия) и для сравнения для квазара 0642+449 (пунктирная линия) (а), временной шаг $\Delta t = 20$ сек. Структурная функция фазы для пульсара B0329+54 (б), временной шаг $\Delta t = 2$ с.

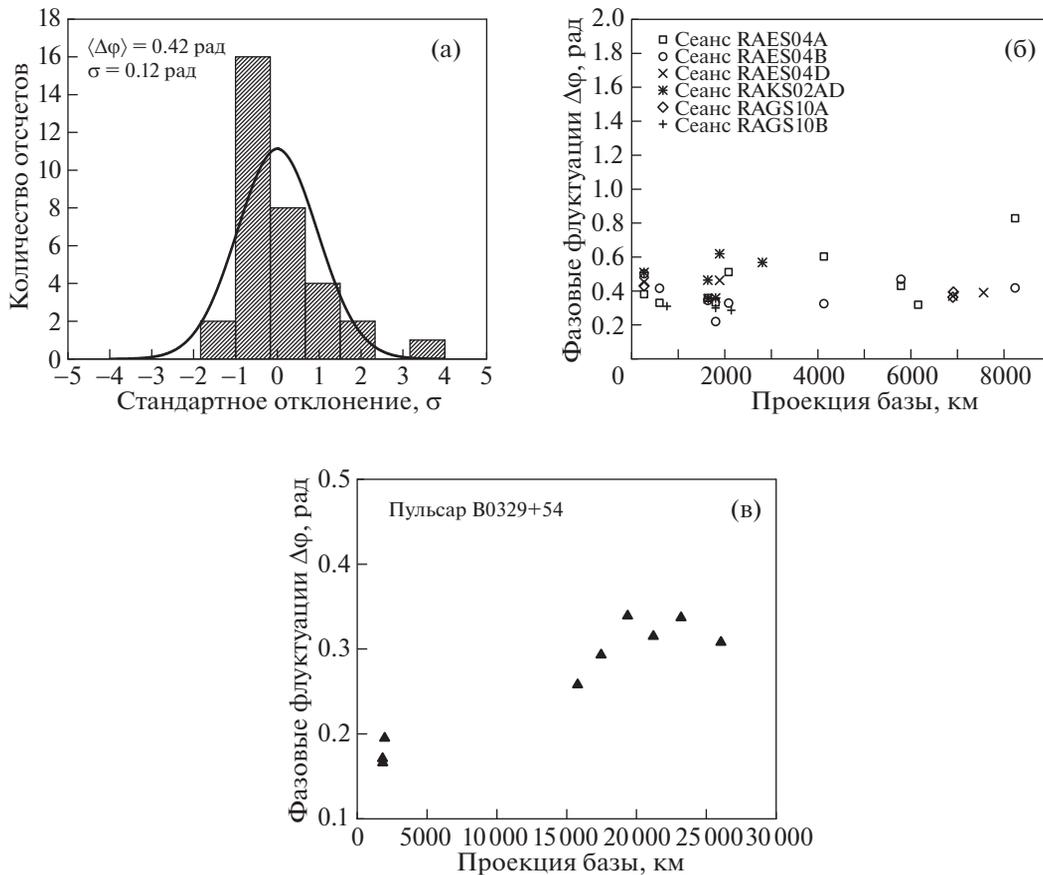


Рис. 6. Гистограмма статистического распределения фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ (а) и зависимость фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ от проекции базы (б) для пульсара в Крабовидной туманности, и для сравнения зависимость фазовых флуктуаций $\Delta\varphi$ от проекции базы для пульсара B0329+54 (в). Проекция базы указана в километрах.

которые связаны с атмосферными и ионосферными возмущениями и имеют характерный временной масштаб $t \approx 1000-1200$ секунд.

Как видно из рис. 6а,б, $\Delta\varphi$ не зависит от проекции базы, и в таком случае оценить угловой размер кружка рассеяния вышеуказанным методом не представляется возможным. Это справедливо, когда проекция базы меньше радиуса дифракционного пятна $r_{\text{diff}} = \sqrt{2 \ln 2} \frac{\lambda}{\pi \theta_{\text{H}}}$. Для сравнения был выполнен аналогичный анализ структурных функций фазы для пульсара B0329+54, который также наблюдался в рамках научной программы миссии “Радиоастрон”. Радиус дифракционного пятна на длине волны 92 см для этого пульсара составлял 17 000 км. Среднее значение флуктуации фазы до проекций базы 2000 км составляла $\Delta\varphi \approx 0.16-0.19$, для проекций базы больше 15 000–17 000 км значение $\Delta\varphi$ изменялось с увеличением проекции базы с 0.25 до 0.33 и становилось примерно постоянным $\Delta\varphi \approx 0.33$ после 18 000 км (рис. 6в).

Величина фазовых флуктуация для пульсара B0531+21 сохраняется примерно постоянной с

увеличением проекции базы в виду того, что значение радиуса дифракционного пятна для 18 см лежит в пределах от 10 000 до 34 000 км, тогда как максимальное значение наземных проекций базы в наблюдениях не превышало 9000 км. При этом изменение фазовых флуктуаций ожидается в случае, когда проекция базы будет близка или больше радиуса дифракционного пятна r_{diff} . Только тогда можно оценить угловые размеры кружка рассеяния θ_{H} , пользуясь соотношением 15.

В дополнение к этому при помощи соотношения (13) было вычислено значение времени мерцания t_{scint} для каждого сеанса (см. табл. 2). Полученные значения оказались меньше или соизмеримы с шагом по времени $\Delta t = 20$ с, выбранным для построения структурной функции. Таким образом, в случае пульсара B0531+21 участок роста структурной функции фазы находится за пределами $t_{\text{scint}} < \Delta t$ — минимально выбранного анализируемого интервала времени. Выбор меньшего временного интервала Δt для пульсара в Крабовидной туманности невозможен, что в первую очередь связано с трудностями обработки гигантских импульсов, частота детектирования которых в сеансах

Таблица 3. Сравнительная таблица времени рассеяния и полосы декорреляции для пульсара B0531+21, измеренных двумя независимыми способами

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

наблюдений составляла порядка 2–5 импульсов в минуту. В свою очередь, например, для пульсара B0329+54, время мерцаний которого составляет порядка ≈ 100 секунд, структурная функция фазы с $\Delta t = 2$ с показывает плавный рост и насыщение до времени ≈ 100 с (рис. 5б).

8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычисленные значения спектральных индексов распределения импульсов по энергиям лежат в пределе $-1.6 \div -2.5$, что не противоречит ранее полученным значениям. Однако отмечается изменение этого показателя от эпохи к эпохе.

В табл. 2 представлен полный список полученных параметров рассеяния для всех сеансов наблюдения пульсара B0531+21, которые проводились в рамках научной программы проекта “Радио-астрон”. Измеренные значения времени мерцаний t_{scint} лежат в пределах 7.5–120 секунд для частоты 1668 МГц, а для сеанса RAKS02AE на частоте 327 МГц значение времени мерцаний составило 2.9 ± 0.3 сек. Полоса декорреляции $\delta\nu_d$ и время рассеяния τ_{SC} дополнительно измерялись двумя независимыми способами (см. табл. 3). Результаты этих измерений хорошо согласуются между собой, а два независимых способа позволили провести дополнительную проверку полученных результатов и убедиться в их корректности. В то же время вычисление полосы декорреляции первым способом с использованием автоспектров двух различных телескопов более предпочтительно и дает более достоверный результат [30]. При анализе функций видности для наземных баз практически для всех сеансов на длине волны 18 см наблюдаются три временных масштаба: узкий масштаб, соответствующий центральному неразрешенному компоненту, протяженный масштаб, соответствующий рассеянию, и промежуточный масштаб с характерным временем 90–100 нс.

Время рассеяния для наблюдения на длине волны 92 см удалось оценить по уширению среднего профиля пульсара, что дало значение $\tau_{SC} = 2340 \pm \pm 23$ мкс, что также дает значение полосы декорреляции $\Delta\nu_d = 68 \pm 2$ Гц.

Наблюдается изменение параметров рассеяния от эпохи к эпохе. В частности, как видно из табл. 2, полученное расстояние до рассеивающего экрана различно для разных эпох наблюдений. При расчетах использовалась модель одиночного тонкого рассеивающего экрана, для которой положение экрана определяется доминирующей областью рассеяния. Например, для сеанса 14.11.2011 (код эксперимента RAFS01) положение экрана соответствовало практически равномерному распределению рассеивающего материала на луче зрения (случай, когда расстояние до экрана равно $d = D/3$, где D — расстояние до пульсара [26]). В то же время, например, для многих других сеансов это положение находилось в окрестностях Крабовидной туманности. Можно сделать вывод, что модель одиночного тонкого экрана описывает распределение рассеивающего материала на луче зрения до пульсара в Крабовидной туманности упрощенно и в дальнейшем следует использовать модель нескольких рассеивающих экранов или суперпозицию одиночного экрана и равномерно распределенного вещества на луче зрения. Тем не менее наблюдаемое от эпохи к эпохе изменение положения экрана свидетельствует о доминирующем влиянии Крабовидной туманности на рассеяние радиоизлучения от пульсара B0531+21. В период “сильного” рассеяния положение эффективного рассеивающего экрана было близко к самой туманности (см. [17, 27]). Вывод о доминирующем влиянии Крабовидной туманности на наблюдаемое рассеяние радиоизлучения от пульсара делается также в работах [28, 29].

Результаты анализа фазовых флуктуаций по структурным функциям для наземных баз сеансов

на длине волны 18 см показали, что данные фазовые флуктуации практически не меняются с увеличением проекции базы в случае, когда проекция базы меньше радиуса дифракционного пятна. В то же время подобный анализ для другого пульсара В0329+54 показал изменение фазовых флуктуаций при проекциях базы, превышающих радиус дифракционного пятна. Также отмечается наличие квазирегулярных флуктуаций фазы в структурной функции с характерным временным масштабом в районе 1000–1200 секунд, что может вызываться атмосферными и ионосферными возмущениями.

Измеренные заметные флуктуации фазы функции видности $\varphi(\tau)$ по сравнению с источником непрерывного спектра 0642+449 можно формально объяснить влиянием дифракционных искажений радиоспектра индивидуальных импульсов, обусловленных мерцаниями, а также связанными с тонкой структурой самих гигантских импульсов, как было показано в работе [30].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарности Т.В. Смирновой, В.И. Шишовой, А. Андрианову, К. Гвину и Е. Фадееву за полезные замечания и предложения при подготовке статьи. Работа поддержана грантом Президиума РАН, программа П7.

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 Российским космическим агентством совместно с многими научно-техническими организациями в России и других странах. Представленные результаты частично основаны на наблюдениях, выполненных на радиотелескопах ИПА РАН (Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной астрономии Российской академии наук).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. A. G. Scheuer, *Nature* **218**, 920 (1968).
2. B. J. Rickett, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **15**, 479 (1977).
3. J. W. Armstrong, B. J. Rickett, and S. R. Spangler, *Astrophys. J.* **443**, 209 (1995).
4. B. J. Rickett, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **28**, 561 (1990).
5. R. Narayan, *Philos. Trans.: Math., Phys. and Eng. Sci.* **341**, 151 (1992).
6. M. L. Putney and D. L. Stinebring, *Chinese J. Astron. and Astrophys. Supp.* **6**, 233 (2005).
7. B. Rickett, S. Johnston, T. Tomlinson, and J. Reynolds, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **395**, 1391 (2009).
8. R. L. Fiedler, B. Dennison, K. J. Johnston, and A. Hewish, *Nature* **326**, 675 (1987).
9. T. J. W. Lazio, E. B. Waltman, F. D. Ghigo, R. L. Fiedler, R. S. Foster, and K. J. Johnston, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **136**, 265 (2001).
10. C. E. Senkbeil, S. P. Ellingsen, J. E. J. Lovell, J. P. Macquart, G. Cimo, and D. L. Jauncey, *Astrophys. J. Lett.* **672**, L95 (2008).
11. K. M. Desai and A. L. Fey, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **133**, 395 (2001).
12. C. R. Gwinn, N. Bartel, and J. M. Cordes, *Astrophys. J.* **410**, 673 (1993).
13. M. V. Popov, A. S. Andrianov, N. Bartel, C. R. Gwinn, *et al.*, *Astrophys. J.* **822**, 96 (2016).
14. М. В. Попов, А. С. Андрианов, Н. Бартель, К. Гвинн и др., *Астрон. журн.* **93**, 778 (2016).
15. T. V. Smirnova, V. I. Shishov, M. V. Popov, C. R. Gwinn, *et al.*, *Astrophys. J.* **786**, 115 (2014).
16. 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.*, направлено в печать.
17. А. Г. Рудницкий, М. В. Попов, В. А. Сogласнов, *Астрон. журн.* **93**, 167 (2016).
18. D. R. Lorimer and M. Kramer *Handbook of pulsar astronomy* PCambridge University Press, 2005).
19. Р. Манчестер, Дж. Тейлор *Пульсары* (М.: Мир, 1998).
20. M. C. Britton, C. R. Gwinn, and M. J. Ojeda, *Astrophys. J.* **501**, L101 (1998).
21. А. С. Андрианов, И. А. Гирин, В. Е. Жаров, В. И. Костенко, С. Ф. Лихачев, М. В. Шацкая, *Вестник НПО им. С. А. Лавочкина* **3**, 55 (2014).
22. V. A. Soglasnov, M. V. Popov, N. Bartel, W. Cannon, A. Yu. Novikov, V. I. Kondratiev, and V. I. Altunin, *Astrophys. J.* **616**, 439 (2004).
23. M. V. Popov and B. Stappers, *Astron. and Astrophys.* **470**, 1003 (2007).
24. T. H. Hankins, G. Jones, and J. A. Eilek, *Astrophys. J.* **802**, 130 (2015).
25. V. I. Kondratiev, M. V. Popov, V. A. Soglasnov, Y. Y. Kovalev, N. Bartel, W. Cannon, A. Y. Novikov, *Astron. and Astrophys. Trans.* **26**, 585 (2007).
26. K. M. Desai, C. R. Gwinn, J. Reynolds, E. A. King, *et al.*, *Astrophys. J.* **393**, L75 (1992).
27. R. Karuppusamy, B. W. Stappers, and W. van Straten, *Astron. and Astrophys.* **515**, A36 (2010).
28. J. H. Crossley, J. A. Eilek, and T. H. Hankins, *ASP Conf. Ser.* **365**, 271 (2007).
29. A. Kuzmin, B. Ya. Losovsky, C. A. Jordan, and F. G. Smith, *Astron. and Astrophys.* **483**, 13 (2008).
30. М. В. Попов, А. Г. Рудницкий, В. А. Сogласнов, *Астрон. журн.*, в печати.