

## ЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ ИМПУЛЬСАМИ ПУЛЬСАРА B2016+28 НА ЧАСТОТЕ 324 МГц

© 2024 г. М. С. Бургин<sup>1,\*</sup>, М. В. Попов<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup>Астрономический центр Физического института им. П. Н. Лебедева  
Российской академии наук, Москва, Россия

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

\*\*E-mail: popov069@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 22.11.2023 г.

После доработки 04.01.2024 г.

Принята в печать 29.01.2024 г.

С использованием данных наземно-космических РСДБ наблюдений из архива проекта РадиоАстрон вычислены вызываемые ионосферой фазовые искажения кросс-спектра и исследовано их влияние на результаты определения функции видности. В качестве наземной станции интерферометра использовалась 300-метровая антенна обсерватории Аресибо. Отделение ионосферных искажений фазы от влияния межзвездной и межпланетной среды и инструментальных погрешностей основано на различных частотных и временных зависимостях этих эффектов. Амплитуда ионосферных вариаций фазы, вызванных флуктуациями электронной плотности в ионосфере над радиотелескопом в Аресибо, составляет несколько радиан за наблюдательный сеанс продолжительностью около одного часа. Структурная функция вариаций фазы указывает на непрерывный спектр мощности флуктуаций электронной плотности на характерных временах  $\approx 2-5$  мин без ярко выраженных признаков квазипериодических процессов. При наблюдениях пульсаров такие ионосферные флуктуации фазы приводят к расширению максимума амплитуды функции видности как функции остаточной частоты интерференции на 5–10 мГц с уменьшением значения в максимуме на  $\approx 10\%$ . При построении изображений радиогалактик и квазаров по наземным РСДБ наблюдениям подобные фазовые сдвиги могут существенно исказить конечные результаты.

*Ключевые слова:* пульсары, мерцания, межзвездная среда, ионосфера

DOI: 10.31857/S0004629924030044 EDN: KJTMND

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Среда между наземными радиотелескопами и космическими радиоисточниками оказывает сильное влияние на распространение излучения от этих источников. Взаимодействие радиоволн с неоднородностями среды вызывает целый ряд эффектов, влияющих на результаты интерферометрических измерений со сверхдлинными базами (РСДБ): рефракцию, которая приводит к изменению направления распространения излучения и, тем самым, смещению видимого положения источника, и рассеяние, вызывающее размытие изображения компактных источников и флуктуации их яркости — мерцания.

Одной из основных научных задач наземно-космического радиоинтерферометра РадиоАстрон [1] являлись наблюдения пульсаров. Эти наблюдения проводились в основном на частоте 316 МГц. Поскольку излучающие области пульсаров не разрешаются даже на максимальных проекциях базы РадиоАстроны, то при интерпретации результатов этих наблюдений пульсары можно считать точечными источниками, а наблюдаемая структура изображения полностью определяется влиянием среды. При этом в процессе наблюдений на частотах ниже

1 ГГц основные искажения возникают при прохождении излучения через ионизованные компоненты среды: межзвездную плазму, плазму солнечного ветра и ионосферу.

Описание основных эффектов, вызываемых рассеянием излучения пульсаров на неоднородностях межзвездной плазмы (временная и частотная модуляция потока, затягивание импульсов и т.п.), можно найти в обзорах Рикетта [2, 3]. Основные параметры межзвездных мерцаний — полоса декорреляции  $\Delta f_{\text{dif}}$  и характерное время мерцания  $\Delta t_{\text{dif}}$  — определяются характеристиками межзвездной среды на луче зрения, меняются в широких пределах для разных объектов и для ряда пульсаров показывают заметную переменность.

Основной эффект, вызываемый влиянием неоднородностей плазмы солнечного ветра на распространение излучения компактных радиоисточников, это межпланетные мерцания, т.е. флуктуации потока, вызванные рассеянием. Описание результатов наблюдений межпланетных мерцаний и сделанных на их основе выводов о параметрах флуктуаций электронной плотности в солнечном ветре можно найти в работах [4, 5].

Существенное влияние на результаты РСДБ наблюдений на низких частотах оказывают фазовые искажения, возникающие при прохождении радиоволн через ионосферу. Изучение этих искажений необходимо для корректной интерпретации наблюдательных данных об астрономических объектах, а также позволяет получить информацию о процессах, происходящих в ионосфере над телескопами, участвующими в наблюдениях.

Ионосферные эффекты, влияющие на распространение радиоволн, изучались во многих публикациях различными методами. Обзор работ по этой тематике можно найти, например, в работе [6]. Применение РСДБ к рассматриваемой проблеме описано Чжи-Ханом и Йонгом [7], Хобигером, Кондо и Шухом [8] и Хейнкельманном, Хобигером и Шмидтом [9]. В работе Журавлева с соавторами [10] можно найти более современный обзор публикаций, касающихся влияния ионосферы на распространение радиосигналов.

В контексте наземно-космических РСДБ наблюдений влияние ионосферной и межпланетной плазмы впервые обсуждалось Денисоном и Бусом [11] еще в 1987 г. при обсуждении международной программы создания наземно-космического радиointерферометра. Они рассмотрели целесообразность установки на борту космического телескопа приемника диапазона 327 МГц в связи с искажениями, вызываемыми неоднородностями в ионосфере и в солнечном ветре.

Были выделены три типа ионосферных вариаций: медленные суточные изменения, движущиеся ионосферные возмущения, и быстрые случайные флуктуации электронной плотности, и изучено влияние, оказываемое зависимостью фазовых искажений от частоты и от времени на амплитуду функции видности. Расчеты показали, что поскольку в рассматриваемом диапазоне ионосферные искажения слабо зависят от частоты, то при наблюдениях в зените вызываемой ими частотной декорреляцией можно пренебречь в полосе частот до 18 МГц в дневное время и в полосе до 58 МГц в ночное время. По приведенным в [11] оценкам медленные суточные вариации электронной плотности в ионосфере дают размытие функции видности по частоте интерференции в пределах 20 мГц, а вклад случайных флуктуаций пренебрежимо мал ( $\ll 1$  радиана). Заметное влияние на амплитуду функции видности могли бы оказать, по мнению авторов, только движущиеся ионосферные возмущения, которые возникают при определенных геофизических явлениях, связанных с большим энерговыделением (магнитные бури,

грозовые штормы и проч.). Характерное время этих возмущений составляет от нескольких минут до десятков минут.

Также в работе [11] было изучено влияние неоднородностей солнечного ветра, ответственных за межпланетные мерцания, на результаты РСДБ наблюдений. Оценка искажений фазы флуктуациями плотности межпланетной плазмы для использованной в этой работе конфигурации наземно-космического интерферометра дала значение  $\lesssim 0.3$  рад при наблюдениях в антисолнечной полусфере.

В рамках проекта РадиоАстрон [1] проведены многочисленные РСДБ наблюдения пульсаров с наземно-космическими базами, и их результаты подтвердили предсказания Денисона и Буса. Шишов с соавторами [12] при наблюдениях пульсара В1919+21 на базе Грин Бэнк-Вестерборк обнаружили заметные периодические вариации фазы гармоник кросс-спектра с характерным периодом  $\approx 70$  с. По их оценкам, эти вариации не оказывают существенного влияния на результаты измерения функции видности на наземно-космических базах.

Журавлев с соавторами [10] целенаправленно оценили влияние ионосферы на результаты РСДБ наблюдений пульсара В0950+08 с наземно-космическим интерферометром РадиоАстрон. Авторы обнаружили значительные синхронные получасовые вариации полного содержания электронов (ПСЭ) в ионосфере на межконтинентальном расстоянии между станциями Аресибо и Вестерборк. Оказалось, что значения ПСЭ в обнаруженных структурах примерно в два раза превышают значения ПСЭ вне этих структур. По предварительному анализу, обнаруженные структуры наблюдались во время геомагнитной бури.

Попов с соавторами [13] обнаружили заметные квазипериодические вариации фазы сцинтиллей в кросс-спектре пульсара В0329+54 на базе между космическим радиотелескопом и 110-м радиотелескопом обсерватории Грин Бэнк с характерными временными масштабами 12 и 10 минут и амплитудами до 6.9 радиан. Наблюдения проводились в диапазоне частот 316–332 МГц в часовых сеансах 26, 27, 28 и 29 ноября 2012 г. с постепенно возрастающими проекциями базы в 60, 90, 180 и 240 тысяч километров. В двух сеансах из четырех обнаружены квазипериодические фазовые вариации. Авторы связывают эти изменения с влиянием перемещающихся ионосферных возмущений среднего масштаба. Измеренная амплитуда соответствует вариациям вертикального полного содержания электронов в ионосфере около  $0.1 \times 10^{16} \text{ м}^{-2}$ . Такие изме-

нения заметно ограничило бы время когерентного интегрирования при РСДБ-исследованиях компактных радиоисточников.

В настоящей работе мы продолжаем анализ влияния ионосферных возмущений на результаты наземно-космической радиоинтерферометрии, используя данные, полученные при наблюдениях пульсара В2016+28 в проекте РадиоАстрон.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ, НАБЛЮДЕНИЯ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ РЕДУКЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты интерферометрических наблюдений межзвездного рассеяния обычно представляются в виде динамического кросс-спектра

$$Z = \langle \tilde{E}_A(f, t) \tilde{E}_B^*(f, t) \rangle, \quad (1)$$

где  $\tilde{E}_A(f, t)$  и  $\tilde{E}_B(f, t)$  — Фурье-компоненты электрических полей сигналов, принимаемых на станциях  $A$  и  $B$ , верхний индекс \* означает комплексное сопряжение, а  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по времени. Ионосферные эффекты не влияют на амплитуду поля сигнала, так что источником информации о них может служить только фаза кросс-спектра.

Из (1) видно, что фаза  $Z$  равна разности фаз принимаемых на станциях сигналов. Если все наблюдения проводятся с поверхности Земли, то разделить вклады в вариации фазы кросс-спектра, относящиеся к разным телескопам, можно только с привлечением дополнительной информации. Такое разделение становится тривиальным в том случае, когда одно из плеч интерферометра вынесено в космос, так как в этом случае фазовые искажения зависят только от состояния ионосферы над наземной станцией.

В настоящей работе использованы результаты наблюдений, проведенных 22 мая 2015 г. в полосе 316–332 МГц. Полное описание эксперимента приведено в работе [14], там же путем анализа динамического спектра, полученного на наземном телескопе, рассчитаны значения полосы декорреляции  $\Delta f_{\text{dif}} = 43 \pm 2$  кГц и времени мерцания  $\Delta t_{\text{dif}} = 2125$  с. Ионосферные вариации фазы оценивались путем обработки измерений, полученных на базе КРТ-Аресибо в левой круговой поляризации.

### 2.1. Корреляционная обработка и предварительное усреднение сигнала

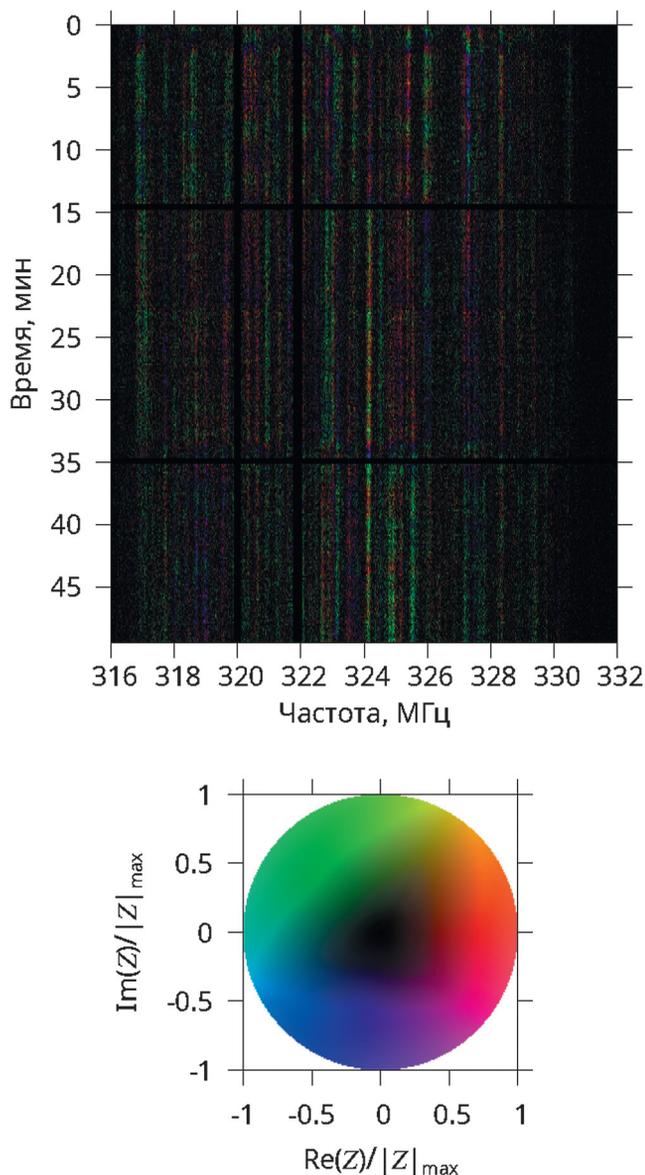
При корреляционной обработке, которая проводилась с помощью описанного в работе [15] коррелятора АКЦ ФИАН, полоса разбивалась на 4096

каналов шириной  $\Delta f \approx 3.91$  кГц, а интервал по времени выдачи данных коррелятора (время опроса) был равен периоду пульсара и составлял  $\Delta t \approx 0.56$  с при полной продолжительности наблюдений 55 мин. Накопление результата корреляции (время интегрирования) осуществлялось в двух окнах в периоде пульсара: в «сигнальном» окне, включающем основной импульс, и в «шумовом» окне вне импульса, которое использовалось для оценки вклада шумов системы в наблюдаемый сигнал; длительность каждого окна составляла 28 мс. Авто-спектр, полученный в шумовом окне на телескопе в Аресибо, использовался для очистки обрабатываемых данных от помех. Частотные каналы с номерами 992–1048 и 1472–1548, в которых на Аресибо регистрировался интенсивный, сильно переменный сигнал вне импульса, были полностью исключены из обработки.

Далее для увеличения отношения сигнал/шум полученные на выходе коррелятора динамические кросс-спектры были усреднены по времени с продолжительностью интервала усреднения  $\Delta^a t = 16 \Delta^c t \approx 8.96$  с и по частоте с полосой усреднения  $\Delta^a f = 8 \Delta^c f \approx 31.3$  кГц. Ниже для краткости для области усреднения динамического кросс-спектра будет использоваться термин «пиксель». Усредненный кросс-спектр в сигнальном окне представляет собой функцию  $Z^{(a)}(j, k)$ , где  $j = 1 \dots 512$  и  $k = 1 \dots 325$  — номера интервалов усреднения по частоте и времени соответственно. Результаты вычисления  $Z^{(a)}$  проиллюстрированы на верхнем графике рис. 1.

На рисунке цвет каждого пикселя определяется фазой кросс-спектра  $\arg(Z(a))$ , а яркость — его модулем  $|Z^{(a)}|$ . Горизонтальные черные полосы соответствуют межкановым промежуткам, а вертикальные — частотам, выброшенным из обработки из-за помех на наземной станции. Размеры пикселя выбраны так, чтобы выполнялись неравенства  $\Delta^a f < \Delta f_{\text{dif}}$  и  $\Delta^a t < \Delta t_{\text{dif}}$  и усреднение не искажало заметным образом картину переменности динамического кросс-спектра, вызванную межзвездными мерцаниями.

Для оценки ошибок, вносимых шумами системы, описанный выше алгоритм предварительного усреднения был применен к динамическому кросс-спектру, полученному при корреляции сигнала вне импульса пульсара. Статистический анализ полученного таким образом шумового кросс-спектра системы показал, что его действительная и мнимая части, как и следовало ожидать при нормальном функционировании аппаратуры, являются независимыми нормально распределенными случайными величинами. Среднеквадратичное отклонение этих

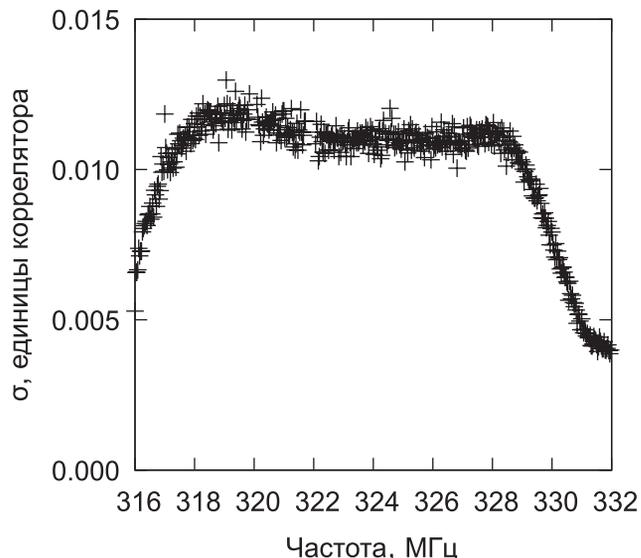


**Рис. 1.** Верхний график — наблюдаемый динамический кросс-спектр на базе RA-AR. Для каждой точки кросс-спектра усредненное комплексное значение  $Z^{(a)}(f, t)$  отображается в точку единичного цветового круга так, как это проиллюстрировано на нижнем графике,  $|Z^{(a)}|_{\max}$  — максимальное значение модуля кросс-спектра.

случайных величин, обозначенное ниже как  $\sigma(t, f)$ , не зависит от времени  $t$ , но заметно меняется с частотой  $f$  (см. рис. 2).

### 2.2. Вариации фазы в сцинцилах

Общая картина распределения яркости в приведенном на рис. 1 динамическом кросс-спектре аналогична распределению яркости в динамическом авто-спектре, полученном в [14] по измерениям в Аресибо: в обоих спектрах наблюдается ряд сцин-



**Рис. 2.** Зависимость шума системы  $\sigma$  от частоты.

цилей — областей повышенной яркости — с временем жизни, сравнимым с продолжительностью сеанса, и практически не дрейфующих по частоте.

Сцинцилы, наблюдаемые в динамических спектрах, являются одним из проявлений микро-структуры дисков рассеяния. Поскольку наблюдения на больших наземно-космических базах могут разрешать спеклы (элементы микро-структуры) в диске рассеяния, вклады индивидуальных спеклов в наблюдаемый кросс-спектр могут иметь разные фазы. Соответственно, фаза функции видности может быть различна для сцинцил, формируемых излучением разных спеклов.

То, что фаза  $Z^{(a)}$  действительно сильно меняется от сцинцила к сцинцилу, легко видеть на рис. 1. Более тщательный анализ показывает также, что внутри почти всех сцинцил фазы слабо зависят от частоты. Исключением являются несколько наиболее протяженных по частоте сцинцил. По-видимому, эти протяженные сцинцилы являются наложением двух или более случайно совпавших по частоте сцинцил, которые имеют разную фазу, т. к. формируются излучением различных спеклов.

В дальнейшем анализе использовались результаты измерений в  $M=20$  выделенных сцинцилах, которые аппроксимировались прямоугольниками  $j_1(s) \leq j \leq j_u(s)$ ,  $k_1(s) \leq k \leq k_u(s)$  в усредненном кросс-спектре. Здесь и далее индекс  $s=1, \dots, M$  идентифицирует сцинциль.

Для каждого выделенного сцинцила были вычислены усредненные по сечению  $t = \text{const}$  кросс-спектры

$$Z_s(k(t)) = \frac{1}{L_s} \sum_{j=j_1(s)}^{j_u(s)} Z^{(a)}(j, k), \quad (2)$$

где  $L_s = j_u(s) - j_1(s) + 1$  — протяженность сцинцеля  $s$  по частоте в пикселях,  $k(t)$  — номер интервала усреднения по времени, соответствующего времени  $t$ . Поскольку выделялись только сцинцели с малой протяженностью по частоте и фазой кросс-спектра, слабо меняющейся между низко- и высокочастотными границами сцинцеля, то внутри сцинцеля  $s$  изменение фазы кросс-спектра полностью описывается зависимостью  $Z_s(k)$ , а шум системы  $\sigma(f)$  можно считать постоянным и принять  $\sigma(f) = \sigma_s$ .

### 3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНОГО ВКЛАДА В ФАЗУ КРОСС-СПЕКТРА

Измеренное значение кросс-спектра в сцинцеле  $s$  может быть представлено в виде  $Z_s(t) = Z(f_s, t) + z_s(t)$ , где  $Z$  — кросс-спектр сигнала, принимаемого антеннами интерферометра,  $z_s$  — ошибки измерений,  $f_s$  — средняя частота сцинцеля. Для дальнейшего анализа представим кросс-спектр в показательной форме  $Z(t) = |Z(t)| \exp(i\varphi(t))$  и аналогично для  $Z^{(a)}(t)$  и  $Z_s(t)$ .

Вариации  $Z$  вызваны собственной переменностью пульсара, межзвездными и межпланетными мерцаниями и ионосферными возмущениями, причем изменение ионосферного содержания электронов не влияет на  $|Z(t)|$ , а собственная переменность пульсара на  $\varphi(t)$ . При наблюдениях вблизи зенита, как это имело место в нашем случае на Аресибо, ионосферный сдвиг фазы дается соотношением [16, 17]

$$\varphi_{\text{atm}} = -8.45 \frac{C_e}{10^{16} \text{ М}^{-2}} \frac{1 \text{ ГГц}}{f} \text{sec} \zeta, \quad (3)$$

где  $\zeta$  — зенитный угол пульсара,  $C_e$  — полное содержание электронов (ПСЭ) в ионосфере,

$$C_e = \int_0^{\infty} n_e(h) dh, \quad (4)$$

а  $n_e(h)$  — зависимость электронной плотности в ионосфере от высоты.

При наблюдениях, проводимых в узком диапазоне частот, абсолютные измерения ионосферного сдвига фазы принципиально невозможны, поскольку значения  $\varphi^{(a)}(t)$ , которые являются единственным источником информации о переменности  $C_e$ , определяются неоднозначно, с точностью до слагаемого  $2\pi n$ , где  $n$  — неизвестное целое. Именно эта ситуация имеет место в рассматриваемом случае,

так как  $B/f_0 < 0.05$ , где  $B = 16$  МГц — ширина полосы,  $f_0 = 324$  МГц — центральная частота.

Если, однако, в качестве измеряемой величины рассматривать не саму фазу  $\varphi(t)$ , а ее производную  $d\varphi(t)/dt$ , аппроксимируемую разделенной разностью между двумя последовательными измерениями, то при достаточно малом интервале между измерениями указанная неоднозначность не влияет на результат. Так как значения  $Z^{(a)}$  измерялись с периодом  $\approx 8.96$  с, существенно меньшим, чем характерное время изменения  $\varphi(t)$ , то  $2\pi n$ -неоднозначность легко разрешается при измерении  $d\varphi(t)/dt$ .

Поскольку целью описываемых ниже расчетов будет оценка  $d\varphi(t)/dt$ , то основными величинами, фигурирующими в дальнейшем анализе, будут

$$\Delta\varphi(t', t'') = \varphi(t') - \varphi(t'') \quad (5)$$

— изменение фазы истинного кросс-спектра между двумя моментами  $t'$  и  $t''$ , и соответствующие непосредственно получаемые из измерений величины

$$\Delta\varphi_s(t', t'') = \varphi_s(t'') - \varphi_s(t'). \quad (6)$$

Далее мы в основном будем рассматривать разность фаз для двух подряд идущих пикселей ( $t''$  и  $t' = 8.96$ ). Как правило, в этом случае для краткости аргументы  $t'$  и  $t''$  не будут указываться в явном виде.

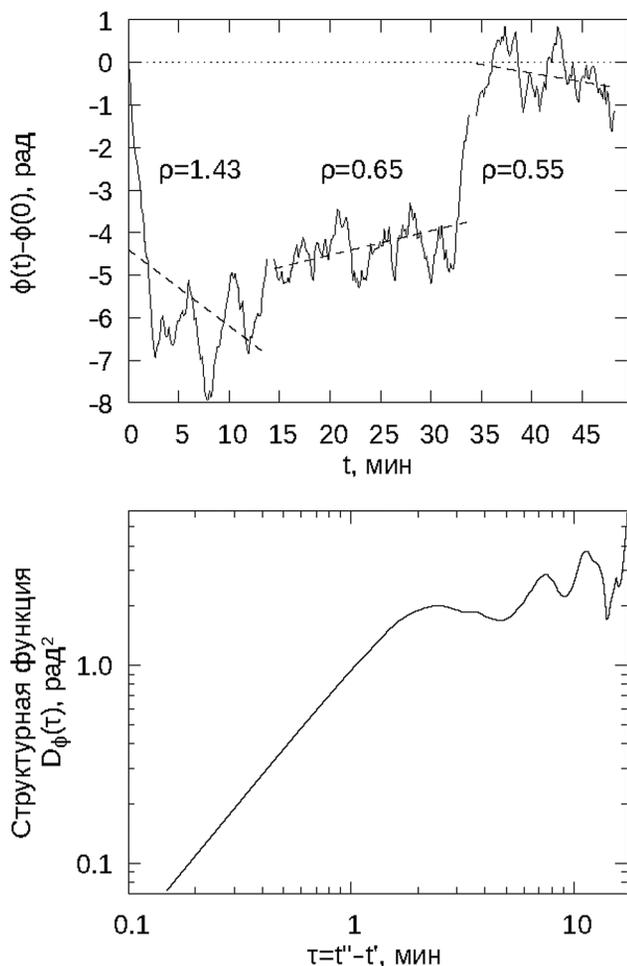
#### 3.1. Разделение вкладов ионосферы и межзвездной среды в вариации фазы

Поскольку фаза кросс-спектра меняется не только из-за вариаций  $C_e$ , но и из-за межзвездного и межпланетного рассеяния, то для дальнейшего анализа представим изменение фазы на частоте сцинцеля  $s$  в виде

$$\Delta\varphi(f_s) = \theta(f_s) + \eta(f_s), \quad (7)$$

где  $\theta$  — сумма вкладов ионосферы и межпланетной плазмы, а  $\eta$  — вклад межзвездной среды.

Природа физических процессов, определяющих значения  $\theta(f_s)$  и  $\eta(f_s)$ , одна и та же — взаимодействие излучения пульсара с флуктуациями коэффициента преломления, вызванными вариациями электронной плотности. Однако количественно решения уравнения переноса излучения, описывающие эти два слагаемых, отвечают двум противоположным асимптотическим режимам. А именно, в используемом нами диапазоне частот межзвездные мерцания пульсара В2016+28 описывается приближением сильного рассеяния, в то время как межпланетные и ионосферные эффекты описываются приближением слабого рассеяния. Для двух указанных режимов рассеяния частотная зависимость



**Рис. 3.** Верхний график: зависимость атмосферного вклада в вариацию фазы кросс-спектра  $\varphi_{\text{atm}}$  от времени (сплошная линия), его аппроксимация линейными функциями времени на каждом скане (штриховые линии) и значения  $\rho$  — среднеквадратичных отклонений линейной аппроксимации от наблюдений. Нижний график: структурная функция  $D_\varphi(\tau)$ .

свойств рассеянного излучения сильно различается (см., напр., [3]), что и позволяет разделить вклад двух слагаемых в правой части (7).

Сильное рассеяние в межзвездной плазме вызывает глубокую — с амплитудой почти 100% — модуляцию сигнала как функции времени и частоты, что приводит к формированию сцинтилл в динамических авто- и кросс-спектрах пульсаров (см. рис. 1). Индивидуальные сцинтиллы формируются излучением, приходящим из геометрически разнесенных и физически независимых областей межзвездной среды. Поэтому значения  $\eta(f_s)$  для различных значений индекса  $s$  являются независимыми случайными величинами и усреднение по большому числу сцинтилл, наблюдаемых в динамическом кросс-спектре пульсара B2016+28, позволяет уменьшить

вклад, вносимый межзвездным рассеянием в измерения  $\Delta\varphi(f_s)$ .

При слабом рассеянии характеристики рассеянного излучения мало меняются внутри сравнительно узкого диапазона частот, используемого в описываемых здесь наблюдениях. Поэтому усреднение по индивидуальным сцинтиллам практически не влияет на вклад слагаемого  $\theta(f_s)$  в сумму (7).

Отделить аналогичным образом влияние рассеяния на неоднородностях солнечного ветра от ионосферного вклада в значение  $\theta(f_s)$  невозможно, поскольку частотная зависимость слаба для обоих этих эффектов. Следующие соображения показывают, однако, что в рассматриваемой в настоящей работе задаче влиянием межпланетной плазмы можно, по-видимому, полностью пренебречь.

Во-первых, поскольку плотность солнечного ветра убывает примерно как  $1/r^2$  с возрастанием расстояния от Солнца  $r$ , то все эффекты, связанные с межпланетным рассеянием, быстро убывают с увеличением углового расстояния наблюдаемого источника от Солнца и становятся крайне слабыми при наблюдениях в антисолнечной полусфере. По техническим ограничениям на ориентацию космического радиотелескопа в проекте РадиоАстрон угловое расстояние между лучом зрения и Солнцем должно быть больше  $90^\circ$ ; в нашем случае этот угол составлял  $\approx 98^\circ$ .

Во-вторых, ионосферные флуктуации и переменность, связанная с неоднородностью солнечного ветра, имеют существенно различные временные характеристики. Это различие использовалось, в частности, в работе [18] для разделения ионосферных и межпланетных мерцаний в наблюдениях на телескопе LOFAR. Согласно [19], коэффициент корреляции плотности межпланетной плазмы как функции пространственных координат  $r$  близок к  $\exp(-r^2/a^2)$ , где  $a \approx 250$  км на орбите Земли. Это означает, что временная структурная функция флуктуаций, вызванных межпланетной плазмой, в наших данных должна быстро выходить на асимптотическое постоянное значение при задержках  $\gtrsim 1$  с. Приведенные ниже (рис. 3) результаты показывают монотонный рост структурной функции вплоть до задержек  $\approx 120$  с, что свидетельствует о доминирующем влиянии ионосферной составляющей и возможности пренебречь влиянием межпланетных мерцаний в нашем рассмотрении.

В используемом нами диапазоне частот вблизи зенита  $\theta(f) \propto 1/f$  и в силу малой относительной ширины полосы отличия  $\theta(f)$  от  $\theta(f_0)$  — значения на центральной частоте — не превышают 2.5% во всем

диапазоне частот. Поэтому в первом приближении можно считать ионосферный вклад одинаковым для всех сцинцилей. Далее мы будем пользоваться этим приближением и полагать  $\theta(f) = \theta$ .

Используемый далее алгоритм определения ионосферного вклада в вариации фазы состоит из двух шагов: (1) вычисление  $\Delta\phi_s$  индивидуально для каждого выделенного сцинциля и (2) оценка  $\theta$  путем усреднения полученных значений  $\Delta\phi_s$  для каждого момента времени  $t$  по всей совокупности тех сцинцилей, у которых  $t$  входит в период существования.

Скорости изменения фаз индивидуальных сцинцилей легко находятся непосредственно из наблюдательных данных с помощью формул (2) и (6), они оказались заключенными в основном в интервале  $\pm 0.1$  рад/с. Это соответствует модулю изменения фазы за время  $\Delta^2 t$  меньшему, чем 0.9 рад, так что  $2\pi$ -неоднозначность не влияет на дальнейший анализ.

Для уменьшения погрешностей, вызываемых шумом системы и влиянием межзвездного рассеяния, необходимо усреднение значений  $\Delta\phi_s$ , вычисленных для индивидуальных сцинцилей. Процедура усреднения, однако, представляет некоторые трудности и требует применения нестандартного подхода.

### 3.2. Оценка $\theta$ по значениям $\Delta\phi_s$

Одним из первоисточников трудностей, возникающих при оценке  $\theta$  путем усреднения по сцинцилям измеренных значений  $\Delta\phi_s$ , является то, что значения  $|Z|$  сильно меняются как от сцинциля к сцинцилю, так и в зависимости от времени. Как следствие, влияние шумового компонента на  $\Delta\phi_s$  меняется в широких пределах, что необходимо учитывать при усреднении. Если ошибки индивидуальных измерений различаются, то обычный подход состоит в том, что усреднение производится с весами.

В стандартной ситуации оптимальным является приписывание каждому измерению  $\Delta\phi_s$  в индивидуальном сцинциле веса  $v_s = 1/(D(\Delta\phi_s))$ . Здесь и далее  $D\xi$  обозначает дисперсию случайной величины  $\xi$ .

Однако в нашем случае такой подход не применим. Дело в том, что стандартные статистические методы ориентированы на анализ случайных величин и процессов, принимающих значение в евклидовом пространстве. Так как значение фазы определяется лишь по модулю  $2\pi$ , то областью значений случайного процесса, описывающего ее переменность, является окружность. Вследствие этого статистический анализ вариаций фазы требует применения специализированных методов. Ниже рассмат-

ривается один из возможных подходов к решению этой задачи.

Прежде всего, для фиксированного момента времени изучим влияние шума системы на точность аппроксимации  $\phi(f_s)$  — фазы истинного кросс-спектра в сцинциле  $s$  — значением  $\phi_s = \arg(Z_s)$ , где  $Z_s$  определено в (6).

Если выполняется условие  $|Z| \gg \sigma_s$ , т.е. при сигнале в импульсе большем по сравнению с уровнем шума, то  $Z \approx Z_s$  и ошибка определения фазы мала. В этом случае тем фактом, что область значений случайной величины  $\phi(f_s) - \phi_s$  является окружность, а не множество действительных чисел, можно пренебречь, и применить стандартный подход. Дисперсия вносимой шумом ошибки определения фазы в этом пределе дается выражением

$$D\phi_s \approx \sigma_s^2 / (L_s |Z_s|^2) \ll 1, \quad (8)$$

и в выражения для различных взвешенных средних значение  $Z_s$  входит с весом

$$w_s = L_s |Z_s|^2 / \sigma_s^2. \quad (9)$$

Если условие (8) выполняется для всех сцинцилей, учитываемых при расчете ионосферного сдвига фазы, то применима стандартная процедура усреднения с весами. А именно, можно положить

$$\theta = \frac{1}{u} \sum_s v_s \Delta\phi_s, \quad (10)$$

где

$$\frac{1}{v_s(t', t'')} = \frac{1}{w_s(t')} + \frac{1}{w_s(t'')} \quad (11)$$

и

$$u = \sum_s v_s. \quad (12)$$

Если же в усреднении участвуют сцинцили, для которых условие (8) не выполняется, то стандартные методы оценки параметров случайных распределений неприменимы. Это проявляется, в частности, в том, что в предельном случае когда  $Z \rightarrow 0$  и, следовательно,  $Z_s \approx z_s$ , веса, вычисленные в соответствии с (9), не уменьшаются. Как следствие, в усреднении участвуют измерения, содержащие только шум, что уменьшает точность результатов.

Для минимизации влияния измерений с низким отношением сигнал/шум алгоритм вычисления весов должен быть модифицирован. При анализе наблюдений пульсара В0329+54 в [13] эта задача решалась путем отбора для обработки только самых

сильных импульсов. В наших обозначениях использованный в указанной работе алгоритм эквивалентен тому, что веса вычисляются по формуле  $w_s = H(|Z_s| - |Z|_{\text{th}})$ , где  $H$  — функция Хевисайда,  $|Z|_{\text{th}}$  — некоторое пороговое значение, обеспечивающее выполнение условия (8).

В наблюдениях, обрабатываемых в настоящей работе, доля измерений, для которых условие (8) выполняется, слишком мала. Поэтому необходимо использовать многочисленные отсчеты с низким уровнем сигнала, компенсируя малую индивидуальную точность каждого отдельного измерения усреднением по их большому числу. Алгоритмически эта задача решается использованием в (10) вместо (9) надлежащим образом выбранной функции  $w_s(Z_s)$ .

Для выбора  $w_s(Z_s)$  можно использовать следующие соображения. При  $Z_s \rightarrow \infty$ , как указано выше, для оптимальной функции  $w_s(Z_s)$  должно асимптотически выполняться равенство (9). В противоположном случае малого по сравнению с шумом сигнала, т.е. при выполнении условия

$$|Z| \ll \sigma \quad (13)$$

оптимальным является  $w_s = 0$ . Поскольку непосредственно измеряемой величиной является  $Z_s = Z + z_s$ , то установить, что условие (13) выполняется, можно только с той или иной степенью вероятности, проверяя гипотезу  $Z=0$  с помощью какого-либо статистического критерия. При этом для подавления вклада сильно зашумленных измерений с  $|Z| \ll \sigma$  следует в функцию  $w_s(Z_s)$  ввести фактор, стремящийся к нулю для тех измерений, у которых используемый критерий принимает проверяемую гипотезу на больших уровнях значимости.

Если гипотеза  $Z=0$  верна, то  $Z_s = z_s$ , сумма

$$X_s^2 = \frac{1}{\sigma_s^2} \sum_{j=1}^{L_s} |Z^{(a)}|^2 = \frac{1}{\sigma_s^2} \sum_{j=1}^{L_s} |z^{(a)}|^2 \quad (14)$$

распределена как  $\chi_{2L_s}^2$ , и для проверки гипотезы о малости отношения сигнал/шум мы использовали критерий  $\chi^2$ . Для расчета весов значений фазы измеренных в индивидуальных сцинтиллах использовалось выражение:

$$w_s = 2 \left( \max(0, P(X_s^2) - 1/2) \right) L_s |Z_s|^2 / \sigma_s^2, \quad (15)$$

где  $P(X_s^2)$  — вероятность того, что случайная величина с функцией распределения  $\chi_{2L_s}^2$  принимает значение, меньшее  $X_s^2$ . При этом для  $X_s^2 \rightarrow \infty$  асимптотически выполняется равенство (9). Измерения  $Z_s$  с настолько малыми значениями  $X_s^2$ , что гипотеза  $Z=0$  принимается на уровне значимости  $\alpha = 0.5$ ,

считаются не несущими полезной информации. Для них  $w_s = 0$ , и тем самым они исключаются из рассмотрения.

После того, как веса  $w_s$  индивидуальных измерений  $\varphi_s$  вычислены согласно (15), расчет  $\theta(t)$  проводится так же, как и в случае применимости стандартного подхода, с помощью уравнений (10).

### 3.3. Вычисление структурных функций фазы и ее производной

Дальнейшее изучение статистических свойств  $\theta(t)$  выполнялось методом, близким к использованному в работе [13] и основанном на оценке временной структурной функции производной фазы

$$D_\theta(\tau) = \langle \delta^2(t', t'') \rangle, \quad (16)$$

где  $\delta(t', t'') = \theta(t'') - \theta(t')$ , а  $\langle \dots \rangle$  обозначает усреднение по всем парам измерений  $\theta(t'')$ ,  $\theta(t')$  с  $t'' - t' = \tau$ . В отличие от [13], усреднение в (16) проводилось с учетом неравноточности измерений  $\theta$ .

Построить алгоритм усреднения с весами, подобный тому, который описывается уравнениями (10) и (15), в данном случае невозможно по двум причинам. Во-первых, из-за квадратичной зависимости структурной функции от индивидуальных значений  $\theta(t)$  нельзя воспользоваться аналогией с результатами для линейных статистических моделей. Во-вторых, наблюдаемые различия  $\delta(t', t'')$  при одних и тех же значениях  $t'' - t' = \tau$ , но различных значениях  $t'$  связаны не только с ошибками измерений, но и с реальной переменностью ионосферного вклада в фазу кросс-спектра, причем сколь угодно детальное статистическое описание этой переменности отсутствует.

Из-за указанных трудностей при расчете  $D_\theta(\tau)$  веса, приписываемые при усреднении в (16) индивидуальным значениям  $\delta^2(t', t'')$ , выбирались простейшим способом, отражающим качественную зависимость погрешности  $\delta^2(t', t'')$  от погрешностей  $\theta(t'')$  и  $\theta(t')$ . А именно, значению  $\delta^2(t', t'')$  приписывался вес  $\min(u(t'), u(t''))$ , где  $u(t)$  определено в (10). Результаты расчетов  $D_\theta(\tau)$  по описаному выше алгоритму показали, что в отличие от аналогичной структурной функции, полученной в [15], здесь не наблюдается явных признаков квазипериодических осцилляций фазы.

Для оценки влияния ионосферных эффектов на функцию видности необходимо рассмотреть поведение фазы, а не ее производной. Поэтому на следующем этапе обработки для каждого скана путем численного интегрирования функции  $\theta(t) = \varphi'_{\text{atm}}$  была

получена временная зависимость атмосферного вклада в вариацию фазы и вычислена соответствующая структурная функция  $D_\varphi$ . Результаты расчетов проиллюстрированы на рис. 3. Поскольку в межскановых промежутках  $13.9 < t < 15.5$  мин и  $33.0 < t < 34.5$  мин измерения отсутствуют, то однозначное восстановление фазы на всем интервале невозможно. При построении графика зависимости  $\varphi_{\text{atm}}(t)$  предполагалось, что в межскановых интервалах фаза постоянна. При расчете  $D_\varphi(t'' - t')$  мы включали в усреднение только те слагаемые  $(\varphi_{\text{atm}}(t') - \varphi_{\text{atm}}(t''))^2$ , для которых оба момента  $t'$  и  $t''$  принадлежат одному и тому же скану, поэтому неоднозначность сдвига фазы между сканами на результат не влияет.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В нашей работе проанализированы наблюдения пульсара B2016+28, выполненные на радиотелескопе в Аресибо 22 мая 2015 г. в совместном эксперименте с космическим телескопом РадиоАстрон. Так как радиотелескоп в Аресибо является транзитным инструментом, то зенитное расстояние направления на источник не превышало величины в  $15^\circ$ . Наблюдения проводились в ночное время, примерно в 4 часа местного времени, т.е. по крайней мере за 2 часа до восхода солнца. Таким образом, при невозмущенной ионосфере проявление ионосферных эффектов в данном случае должно было быть минимальным.

Структурная функция фазы содержит информацию о статистических свойствах полного содержания электронов в ионосфере, однако изучение влияния ионосферных эффектов на результаты обработки РСДБ наблюдений проще проводить в терминах самой функции  $\varphi_{\text{atm}}(t)$ . Этапом такой обработки, следующим за получением кросс-спектра, обычно является расчет зависимости интерферометрической функции видности  $V(f_{\text{res}}, \Delta t)$  от остаточной частоты интерференции  $f_{\text{res}}$  и запаздывания  $\Delta t$ . В нашем случае такой расчет проводился отдельно для каждого скана. Для того, чтобы проанализировать влияние ионосферных возмущений на диаграмму “ $f_{\text{res}} - \Delta t$ ”, измеренные в каждом скане ионосферные искажения фазы были представлены в виде

$$\varphi_{\text{atm}}(t) = \varphi_{\text{lin}}(t) + (\varphi_{\text{atm}}(t) - \varphi_{\text{lin}}(t)), \quad (17)$$

где  $\varphi_{\text{lin}}(t)$  — наилучшая (в смысле МНК) аппроксимация функции  $\varphi_{\text{atm}}(t)$  линейной функцией времени, и было вычислено среднеквадратичное отклонение линейной аппроксимации от наблюдений

$$\rho = \sqrt{\langle (\varphi_{\text{atm}}(t) - \varphi_{\text{lin}}(t))^2 \rangle} \quad (\text{см. рис. 3}).$$

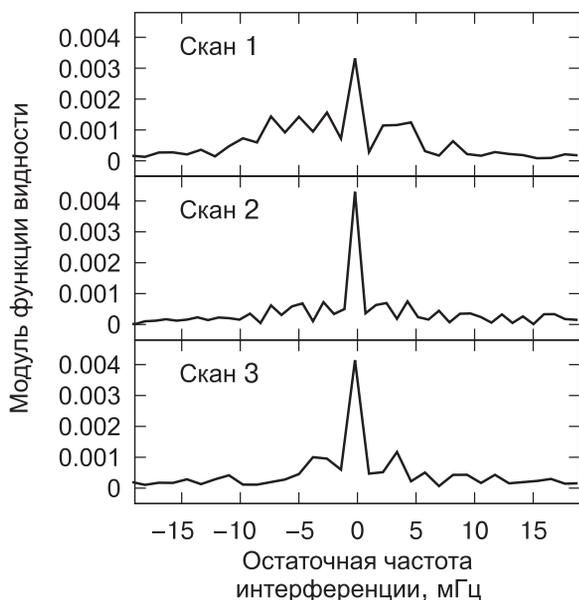
Влияние слагаемых  $\varphi_{\text{lin}}(t)$  и  $\varphi_{\text{atm}}(t) - \varphi_{\text{lin}}(t)$  в (17) на вид функции  $V(f_{\text{res}}, \Delta t)$  совершенно различно. Эта функция обычно рассчитывается путем двойного Фурье-преобразования от динамического кросс-спектра (обратное преобразование по частоте и прямое преобразование по времени). Так как в используемом нами приближении сдвиг фазы происходит синхронно во всей полосе приема, то искажения, соответствующие линейной аппроксимации, эквивалентны сдвигу  $V(f_{\text{res}}, \Delta t)$  по частоте интерференции без изменения формы и не изменяют внутреннюю структуру пятна рассеяния, выводимую из функции видности на последующих этапах обработки.

В отличие от этого, слагаемое, описывающее нелинейность зависимости ионосферного сдвига фазы от времени, приводит к искажению формы функции  $V(f_{\text{res}}, \Delta t)$ , в частности, к «расплыванию» максимума модуля функции видности. Эти искажения тем заметнее, чем выше значение  $\rho$ , и увеличивают погрешность определения структуры пятна рассеяния. Простого способа скомпенсировать ионосферные искажения, описываемые нелинейным слагаемым в (17), путем применения того или иного преобразования функции видности, по-видимому, не существует. Такая коррекция может быть выполнена лишь путем компенсации обнаруженных нами фазовых вариаций до выполнения преобразования Фурье по времени, являющегося составной частью алгоритма вычисления  $V(f_{\text{res}}, \Delta t)$ .

На рис. 4 показаны сечения модуля функции видности по  $f_{\text{res}}$  при  $\Delta t = 0$  для трех наблюдательных сканов. Видно, что в первом скане, в котором значение  $\rho$  более чем в два раза превосходит значения для двух других сканов, максимум  $|V(f_{\text{res}}, 0)|$  несколько шире и ниже. Сравнение амплитуд функции видности для трех сканов обнаруживает различие в пределах 10%.

Таким образом, мы делаем заключение, что ионосферные эффекты в данном эксперименте не должны существенно влиять на измерения амплитуды функции видности в зависимости от проекции базы наземно-космического интерферометра. Такие измерения были представлены в работе Фадеева с соавторами [14]. Они получили значение амплитуды функции видности для этого пульсара на уровне 0.26 при проекциях базы от 89 000 км до 96 000 км и определили угловой диаметр кружка рассеяния  $2.1 \text{ mas}^1$ .

<sup>1</sup> mas (milli arc second) — угловая миллисекунда дуги.



**Рис. 4.** Сечение диаграммы «остаточная частота интерференции-запаздывание» по частоте интерференции при нулевом запаздывании.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использованы открытые архивные данные проекта РадиоАстрон, содержащие результаты корреляционной обработки РСДБ наблюдений пульсаров. Мы выбрали часовой сеанс наблюдений пульсара В2016+28, проведенный 22 мая 2015 г. на наземно-космических базах от 60 000 км до 90 000 км. В качестве наземного радиотелескопа был задействован 300-м радиотелескоп в Аресибо. Как было показано в работе [14], этот пульсар имеет медленные межзвездные мерцания с характерным временем больше 30 минут, и это обстоятельство облегчает разделение ионосферных и межзвездных эффектов. Так как 10-м космический радиотелескоп находится далеко за пределами земной ионосферы, то влияние ионосферы сказывается в чистом виде на радиоизлучении пульсара, регистрируемого на наземном телескопе. С помощью оригинальной методики усреднения комплексных кросс-спектров проанализировано временное поведение фазы частотных сквинтилей. Амплитуда этих временных изменений фазы не превышает нескольких радиан за время всего интерферометрического сеанса. Структурная функция фазы показывает, что характерное время фазовых флуктуаций составляет 2–5 минут.

Анализ влияния ионосферных возмущений на результаты наблюдений пульсара показывает, что вызываемые ими искажения модуля функции видности не превышают 10%. Однако обнаруженные нами ионосферные искажения фазы функции вид-

ности могут оказаться критическими для задачи построения изображений протяженных радиоисточников по наблюдениям на наземных РСДБ-сетях в метровом диапазоне радиоволн. Метод замыкания фазы, например, окажется неприменим. Нам представляется интересным вариант РСДБ наблюдений в этом диапазоне с использованием пульсара в качестве калибровочного источника.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность рецензенту за ценные замечания и обсуждение.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Проект РадиоАстрон осуществлен Астро-космическим 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.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Н. Кардашев, В. Хартов, В. Абрамов, В. Авдеев и др.*, Астрон. журн. **90**(3), 179 (2013).
2. *B. J. Rickett*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **15**, 479 (1977).
3. *B. J. Rickett*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **28**, 561 (1990).
4. *J. R. Jokipii*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **11**, 1 (1973).
5. *S. K. Alurkar*, Solar and Interplanetary Disturbances, Astron. and Astrophys. Series (World Scientific, 1997).
6. *J. Aarons*, Proc. IEEE **70**, 360 (1982).
7. *Q. Zhi-Han and Z. Yong*, in Developments in astrometry and their impact on astrophysics and geodynamics, Proc. of the 156th Symp. IAU held in Shanghai, China, September 15–19, 1992; edited by I. I. Mueller and B. Kolaczek (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1993), IAU Symp. **156**, 207 (1993).
8. *T. Hobiger, T. Kondo, and H. Schuh*, Radio Science **41**(1), id. RS1006 (2006).
9. *R. Heinkelmann, T. Hobiger, and M. Schmidt*, in EGU General Assembly 2009, held 19–24 April, 2009 in Vienna, Austria; Abstracts, p. 5715; <http://meetings.copernicus.org/egu2009>, p. 5715.
10. *V.I. Zhuravlev, Y.I. Yermolaev, and A.S. Andrianov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**, 5843 (2020).
11. *B. Dennison and R. S. Booth*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **224**, 927 (1987).
12. *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).
13. *M.V. Popov, N. Bartel, M.S. Burgin, T.V. Smirnova, and V.A. Soglasnov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **506**, 4101 (2021).

14. *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).
15. *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 (2017).
16. *M. Mevius, S. van der Tol, V.N. Pandey, H.K. Vedantham et al.*, *Radio Science* **51**(7), 927 (2016).
17. *A.R. Thompson, J.M. Moran, and J.W. Swenson, Jr.*, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, 3rd ed. (Springer, Cham, 2017).
18. *R.A. Fallows, M.M. Bisi, B. Forte, T. Ulich, A.A. Konovalenko, G. Mann, and C. Vocks*, *Astrophys. J. Letters* **828**(1), id. L7 (2016).
19. *A.C.S. Readhead, M.C. Kemp, and A. Hewish*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **185**, 207 (1978).

## PROBING THE IONOSPHERE WITH PULSES FROM THE PULSAR B2016+28 AT A FREQUENCY OF 324 MHz

**M. S. Burgin<sup>a</sup>, M. V. Popov<sup>a</sup>**

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

Using ground-space VLBI data from the RadioAstron project archive, the phase distortions of the cross-spectrum caused by the ionosphere have been calculated and their influence on the results of determination of the visibility function has been studied. The Arecibo Observatory's 300-meter antenna served as the ground station for the interferometer. The separation of ionospheric phase distortions from the influence of the interstellar and interplanetary medium and instrumental errors is based on different frequency dependencies of these effects. The amplitude of ionospheric phase variation caused by electron density fluctuations in the ionosphere above the Arecibo radio telescope is several radians per observation session of about one hour. The structure function of phase variations indicates a continuous spectrum of electron density fluctuations at typical times of 2–5 min with no pronounced signs of quasi-periodic processes. Ionospheric phase fluctuations during pulsar observations increase the width of the maximum of the amplitude of the visibility function as a function of the residual interference frequency by 5–10 mHz with a decrease in the value at the maximum of  $\approx 10\%$ . When constructing images of radio galaxies and quasars from ground-based VLBI observations, these phase shifts can significantly distort the final results.

*Keywords:* pulsars, scintillation, interstellar medium, ionosphere