

О РАССЕЙАНИИ ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

© 2021 г. А. А. Ершов^{1*}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Астрокосмический центр, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория
(ПРАО АКЦ ФИАН), Пушкино, Россия

Поступила в редакцию 13.07.2021 г.

После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Проведены наблюдения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частотах 61 и 111 МГц. Профили импульсов показывают значимую (ненулевую) длительность переднего фронта, что не согласуется с моделью одиночного тонкого рассеивающего экрана. Проведен анализ некоторых возможных вариантов формирования рассеянных импульсов с ненулевой длительностью переднего фронта. Случай рассеяния на двух тонких экранах хорошо описывает наблюдаемые характеристики профилей импульсов (длительность переднего фронта и характерное время рассеяния). Определены характерные времена рассеяния двух тонких рассеивающих экранов: $\tau_1(61) = 178 \pm 54$ мс и $\tau_2(61) = 32 \pm 5$ мс на частоте 61 МГц; $\tau_1(111) = 9.0 \pm 1.8$ мс и $\tau_2(111) = 3.7 \pm 0.4$ мс на частоте 111 МГц. Необходим мониторинг параметров рассеяния для определения того, какой из экранов относится к глобальной межзвездной среде, а какой — к локальной среде (вблизи от) Крабовидной туманности.

Ключевые слова: пульсары, радиоизлучение, гигантские импульсы, межзвездная среда, Крабовидная туманность, рассеяние в межзвездной среде.

DOI: 10.31857/S0320010821090047

ВВЕДЕНИЕ

Пульсар PSR B0531+21 (PSR J0534+2200) в центре Крабовидной туманности (КТ) был открыт в 1968 г. (Стаелин, Рейфенштейн, 1968) по аномально сильному индивидуальным импульсам на частоте 112 МГц. Впоследствии эти импульсы стали называть гигантскими импульсами (ГИ). Пульсар виден во всем спектре электромагнитных волн, а КТ является одним из самых ярких объектов в радиодиапазоне. Период пульсара равен 33.7 мс, расстояние до КТ равно 2 кпк (Тримбл, 1973).

На частотах вблизи 1 ГГц хорошо видны три основные компоненты среднего профиля: главный импульс, прекурсор главного импульса и интеримпульс. На более высоких (несколько ГГц) частотах появляются дополнительные компоненты, их относительные интенсивности меняются с частотой, а ГИ наиболее часто видны в главном импульсе, менее часто — в интеримпульсе, и никогда — в других компонентах профиля (Моффет, Хэнкинс, 1996).

ГИ видны практически на всех частотах радиодиапазона. Для исследования спектральных харак-

теристик ГИ проводились одновременные наблюдения в широком диапазоне частот. Попов и др. (2006) по одновременным наблюдениям на частотах 23, 111 и 600 МГц показали, что спектральные индексы интенсивностей ГИ распределены в широком диапазоне. Из наблюдений Мейерса и др. (2017) на частотах от 121 до 3100 МГц следует, что на низких частотах спектральный индекс интенсивностей ГИ становится более плоским.

На низких частотах (менее 1 ГГц) становится заметным уширение импульсов в результате рассеяния излучения в межзвездной среде. Это уширение, проявляющееся в виде экспоненциального спада после максимума импульса, видно как в ГИ, так и в средних профилях. Величина рассеяния меняется на временных масштабах от недель до месяцев (Ранкин, Коунселман, 1973). Эпизодически наблюдается аномальное рассеяние (Лайн, Торн, 1975; Кузьмин и др., 2011), когда величина рассеяния может увеличиваться до 10 раз. По наблюдениям средних профилей на частоте 610 МГц МакКии и др. (2018) измерили вариации величины рассеяния излучения пульсара в КТ на интервале в 30 лет. Достаточно короткий временной масштаб

*Электронный адрес: ershov@prao.ru

вариаций рассеяния предполагает, что они происходят на дискретных структурах в самой КТ.

За последние годы было проведено много наблюдений ГИ пульсара в КТ на низких частотах: Каруппусами и др. (2012) — на частотах от 110 до 180 МГц, Еллингсон и др. (2013) — на частотах от 20 до 84 МГц, Ефтехари и др. (2016) — на частотах от 28 до 76 МГц. Во всех этих наблюдениях ГИ хорошо виден передний фронт, поэтому можно предполагать, что анализ уширения импульсов на основе модели одиночного тонкого экрана плохо описывает наблюдательные данные.

Рудницкий и др. (2017) исследовали эффекты рассеяния ГИ пульсара в Крабовидной туманности на основе восьми эпох РСДБ-наблюдений в проекте “Радиоастрон” на частотах 327 и 1668 МГц. С использованием модели одиночного тонкого рассеивающего экрана были измерены временные и частотные характеристики рассеяния — полоса декорреляции и время рассеяния. Оказалось, что параметры рассеяния меняются от эпохи к эпохе, в том числе меняется и расстояние до рассеивающего экрана. Был сделан вывод, что модель одиночного тонкого экрана слишком упрощенно описывает распределение рассеивающего вещества на луче зрения до пульсара в КТ. При этом наблюдаемое от эпохи к эпохе изменение положения экрана свидетельствует о доминирующем влиянии Крабовидной туманности на рассеяние радиоизлучения от пульсара PSR B0531+21.

Низкочастотные исследования рассеяния радиоизлучения пульсара в КТ лучше проводить с использованием ГИ, так как они очень сильные (яркие), их собственная ширина очень мала, и каждый ГИ излучается одной компонентой, в то время как при заметном рассеянии разные компоненты среднего профиля будут накладываться друг на друга. В настоящей статье излагаются результаты исследования рассеяния излучения пульсара в КТ по наблюдениям ГИ на частотах 61 и 111 МГц.

НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения на частоте 111 МГц проводились с 1 по 7 апреля 2007 г. (MJD: 54191–54197) на радиотелескопе БСА (Большая Синфазная Антенна) Пушинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) ФИАН. Текущее состояние этого телескопа подробно описано в работе Шишова и др. (2016). БСА ФИАН — транзитный радиотелескоп, на момент проведения данных наблюдений его эффективная площадь в зените составляла около 15 000 квадратных метров. Калибровка эффективной площади телескопа проводилась по наблюдениям радиоисточника 3C452, чей поток на частоте 111 МГц принимался равным 91 Ян. Длительность одного сеанса наблюдений составляет

$3.2/\cos \delta$ мин, что соответствует 207 с для пульсара PSR B0531+21. Использовался анализатор спектра с быстрым преобразованием Фурье, 512 каналов с общей полосой 2.5 МГц и центральной частотой 110.830 МГц. Период опроса и постоянная времени были равны $\tau_{\text{sam}} = \tau_{\text{int}} = 1.024$ мс. При мере дисперсии на время наблюдений $DM = 56.759$ пк см⁻³ (Лайн и др., 1993)¹ дисперсионное расплывание в полосе одного канала составляет $\tau_{\text{dm}} = 1.69$ мс.

Наблюдения на частоте 61 МГц проводились с 2 по 6 апреля 2007 г. (MJD: 54192–54196) на плече Запад-Восток Диапазонного Крестообразного Радиотелескопа (ДКР-1000) ПРАО ФИАН. Калибровка эффективной площади телескопа не проводилась. Длительность одного сеанса наблюдений составляет 16.6 мин для пульсара PSR B0531+21. Использовался 128-канальный фильтровой анализатор спектра с периодом опроса $\tau_{\text{sam}} = 7.07$ мс и постоянной времени $\tau_{\text{int}} = 10$ мс. Центральная частота была равна 61.39 МГц, а ширина одного частотного канала составляла 20 кГц. Дисперсионное расплывание в полосе одного канала при мере дисперсии $DM = 56.759$ пк см⁻³ составляет $\tau_{\text{dm}} = 40.7$ мс.

На обеих частотах принималась одна линейная поляризация. При наблюдениях с линейно поляризованными антеннами, особенно на низких частотах, необходимо учитывать влияние вращения плоскости поляризации радиоизлучения (эффект Фарадея), которое приводит к синусоидальной модуляции сигнала с частотой. Смирнова и Логвиненко (2009) измерили меру вращения $|RM| \approx 47$ рад/м² для пульсара в Крабовидной туманности на той же частоте 111 МГц и на том же оборудовании, что и в данной работе. Собей и др. (2019) получили более точное значение меры вращения $RM = -45.44 \pm 0.08$ рад/м². Именно это значение используется в данной работе. В этом случае мы имеем периодическую модуляцию сигнала с периодами 523 и 89 кГц на частотах 111 и 61 МГц соответственно. Поэтому при построении профилей ГИ использовались не все каналы анализаторов спектра, а только 429 каналов на частоте 111 МГц и 124 канала на частоте 61 МГц, что соответствует 4 и 28 полным периодам фарадеевской модуляции. Таким образом, несмотря на то, что наблюдения проводились на линейно поляризованных антеннах, полученные профили ГИ эквивалентны профилям, полученным в режиме полной мощности.

При некогерентном способе компенсации дисперсии, используемом в данной работе, межзвездные мерцания могут влиять на форму импульсов.

¹ <http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab.html>

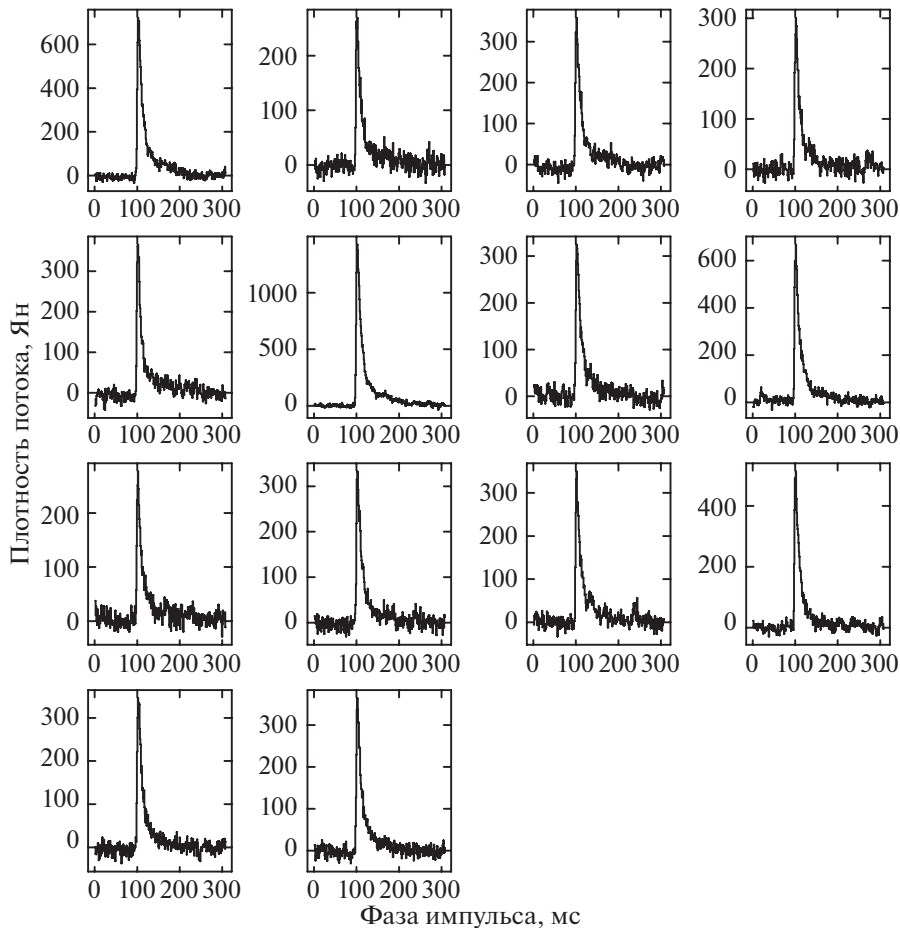


Рис. 1. Профили 14 самых сильных (отношение сигнал/шум более 20) гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частоте 111 МГц.

Наиболее сильно это проявляется в случае, когда полоса декорреляции заметно больше полосы одного канала. Полосу декорреляции можно оценить из соотношения $2\pi\Delta\nu_{dc}\tau_e \approx 1$, где $\Delta\nu_{dc}$ — полоса декорреляции для дифракционных мерцающих, а τ_e — характерное время рассеяния. На частоте 111 МГц время рассеяния $\tau_e > 10$ мс, следовательно, $\Delta\nu_{dc} < 16$ Гц, что существенно меньше полосы одного канала. На частоте 61 МГц величина рассеяния заметно больше, поэтому полоса декорреляции будет еще меньше.

ОБРАБОТКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

На частоте 111 МГц обнаружено 213 импульсов с отношением сигнал/шум $S/N > 5$. На рис. 1 приведены профили 14 самых сильных ГИ с отношением сигнал/шум $S/N > 20$. На частоте 61 МГц было заметно больше помех, которые искажали как профили ГИ, так и нулевую линию. Кроме того, вследствие большей длительности импульсов на низкой частоте, импульсы иногда накладывались друг на друга. Для дальнейшей обработки

были отобраны 15 импульсов, профили которых приведены на рис. 2. На обеих частотах хорошо виден экспоненциальный спад интенсивности, характерный для рассеяния. Однако в случае рассеяния на тонком экране, при малой собственной длительности ГИ и малом искажающем влиянии приемной системы, длительность переднего фронта должна быть практически нулевой. Но из данных наблюдения следует, что на обеих частотах длительность переднего фронта имеет конечную (ненулевую) длительность. На рис. 3 приведены те же профили на частоте 111 МГц, что и на рис. 1, но с акцентом на область переднего фронта. Хорошо видно, что интенсивность импульсов нарастает в течение 6–8 мс, в то время как аппаратное уширение переднего фронта не должно быть более 2 мс.

Параметры профилей ГИ (момент времени и амплитуда максимума профиля, а также длительности переднего фронта и спада интенсивности от максимума до уровня $1/e$) определялись без вписывания заранее заданных известных аналитических функций. Сначала находился максимум профиля. По пяти точкам (точка максимума плюс по две точки

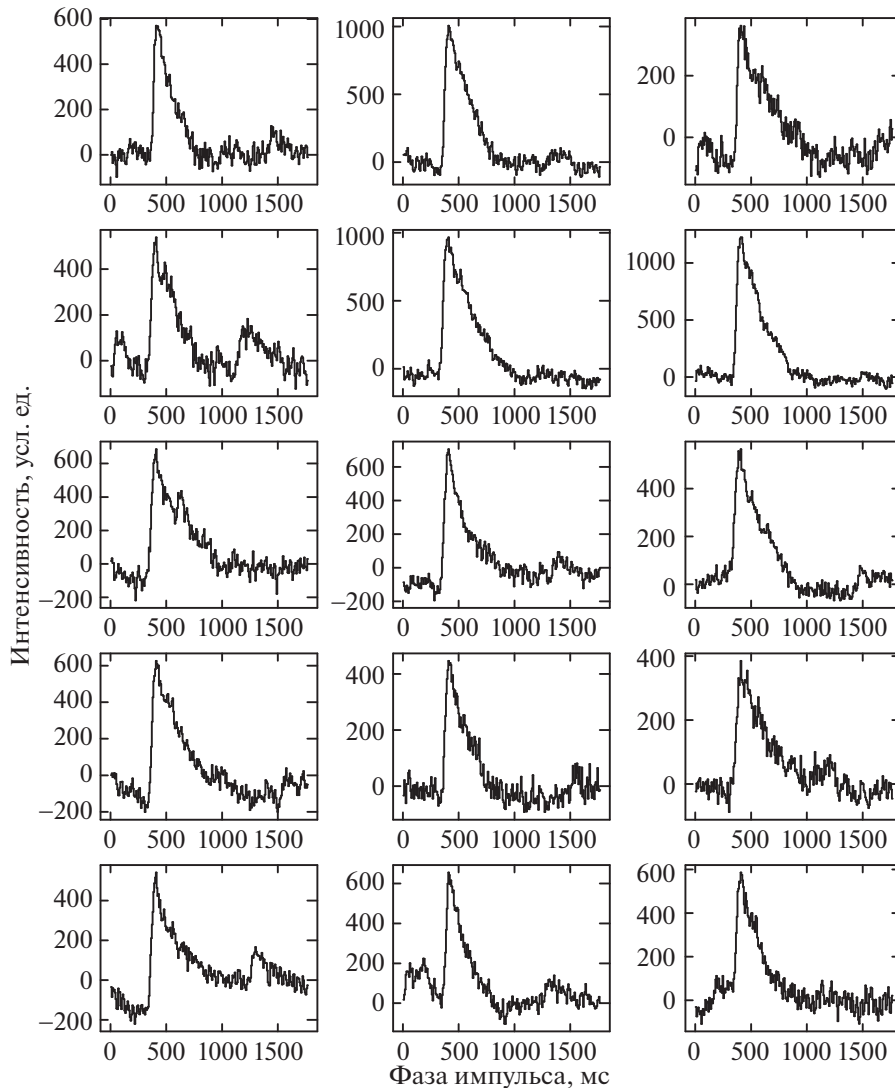


Рис. 2. Профили 15 сильных гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частоте 61 МГц. В отличие от рис. 1 интенсивность импульсов приведена в условных единицах, так как при наблюдениях на этой частоте калибровка радиотелескопа не производилась.

с каждой стороны) методом наименьших квадратов вписывалась парабола, координаты вершины которой считались временем и интенсивностью в максимуме импульса t_m и a_m . Нулевой уровень (a_0) и дисперсия шумов профиля вычислялись по 35 точкам до времени максимума и отстоящим от него не менее чем на 15 точек. Затем от точки максимума двигались влево, пока скользящее среднее по пяти точкам не станет ниже a_0 . Временная координата этой точки принималась за начало импульса t_0 . И, наконец, от точки максимума двигались вправо, пока скользящее среднее по пяти точкам не станет ниже $(a_m - a_0)/e$. Временная координата t_e этой точки принималась за момент спада интенсивности к уровню $1/e$. По этим трем моментам времени (t_0 , t_m и t_e) можно определить два независимых интервала времени: длительность переднего фрон-

та импульса $\tau_{\text{рт}} = t_m - t_0 - \tau_{\text{дм}}/2$ и длительность спада интенсивности от максимума до уровня $1/e$ (уширение рассеянием) $\tau_e = t_e - t_m$. Коррекция величины переднего фронта (уменьшение на $\tau_{\text{дм}}/2$) допустима при $\tau_{\text{дм}} < \tau_{\text{рт}}$.

Описанная выше процедура была применена к 59 импульсам на частоте 111 МГц (с отношением сигнал/шум $S/N > 10$) и к 15 показанным на рис. 2 импульсам на частоте 61 МГц. Результаты приведены в табл. 1, в которой, кроме измеренных наблюдаемых параметров $\tau_{\text{рт}}$ и τ_e , приведены их отношение $\tau_{\text{рт}}/\tau_e$ и условная длительность импульса $\tau_{\text{рт}} + \tau_e$.

С целью обнаружения ГИ, видимых одновременно на обеих частотах, было проведено сравнение моментов прихода ГИ, за которые принимались

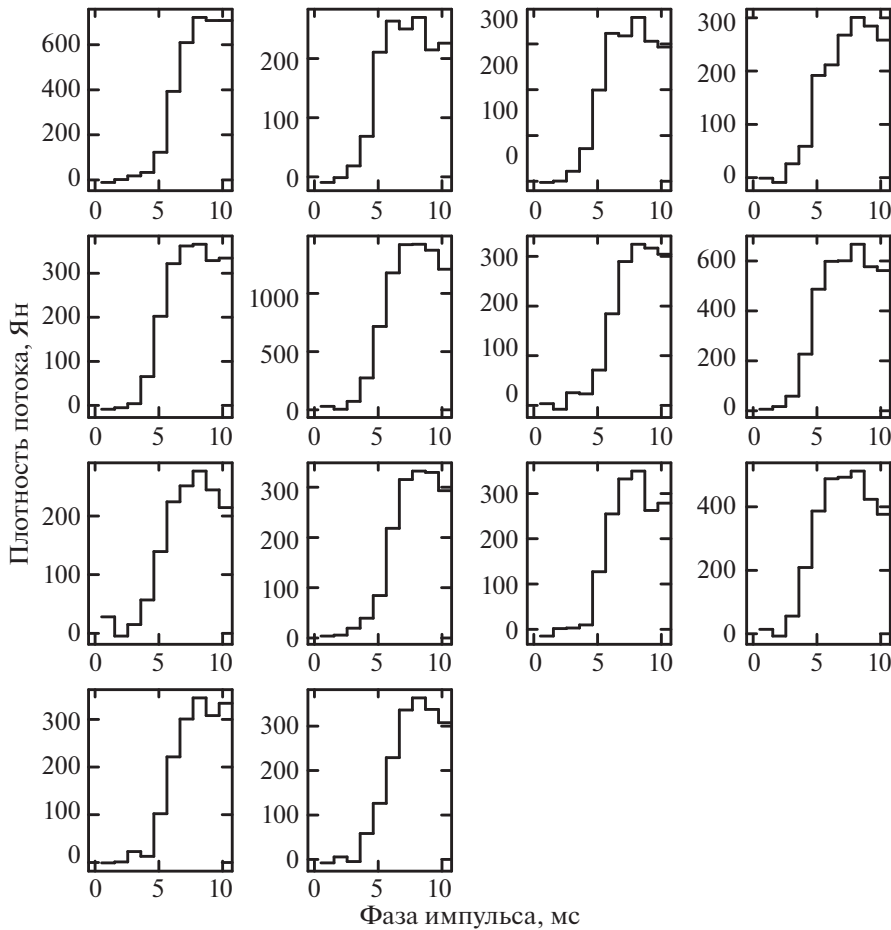


Рис. 3. Передние фронты сильных гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частоте 111 МГц.

моменты максимума профилей t_m . Использовались импульсы с отношением сигнал/шум $S/N > 5$ на обеих частотах. По известной мере дисперсии моменты прихода ГИ на частоте 61 МГц приводились к частоте 111 МГц. Затем анализировалось распределение разностей между моментами прихода импульсов на обеих частотах. Пары импульсов с разницей около нуля найдены не были, но была выделена группа из четырех импульсов с разницей моментов прихода $\delta t = t_m(61) - t_m(111) = 70 \pm 11$ мс. Малое количество одновременных импульсов связано с малым временем двухчастотных наблюдений: пять сеансов по 3.3 мин, т.е. около 16 мин.

Рассмотрим возможные причины возникновения переднего фронта. Причины, связанные с приемной системой и программным обеспечением, можно исключить, так как на этом оборудовании хорошо видны короткие, порядка 1 мс, импульсы от других пульсаров, например, в наблюдениях индивидуальных импульсов пульсара PSR B1530+27 (Ершов, 2020).

Другой причиной возникновения ложного переднего фронта может быть использование оши-

бочного значения меры дисперсии при некогерентном способе компенсации запаздывания. В этом случае все короткие импульсы, в том числе передний фронт экспоненциального импульса, будут “расплываться”. Для проверки корректности меры дисперсии описанная выше процедура определения параметров импульсов была применена к нескольким сильным импульсам на частоте 111 МГц, при этом мера дисперсии перебиралась от $DM_1 = 55.559$ до $DM_2 = 58.059$ с шагом $DM_s = 0.1$ пк см⁻³. На рис. 4 показаны отношение сигнал/шум и длительность переднего фронта самого сильного импульса на частоте 111 МГц (пересечение второй строки и второго столбца на рис. 1 и 3, отношение сигнал/шум более 110) в зависимости от меры дисперсии, используемой при компенсации запаздывания. Видно, что максимум отношения сигнал/шум и минимум длительности переднего фронта достигаются при мере дисперсии $DM = 56.759$ пк см⁻³, заявленной в мониторинге Лайна и др. (1993) для эпохи проведения данных наблюдений. Типичная ошибка меры дисперсии в этом мониторинге равна $\sigma(DM) = 0.005$ пк см⁻³.

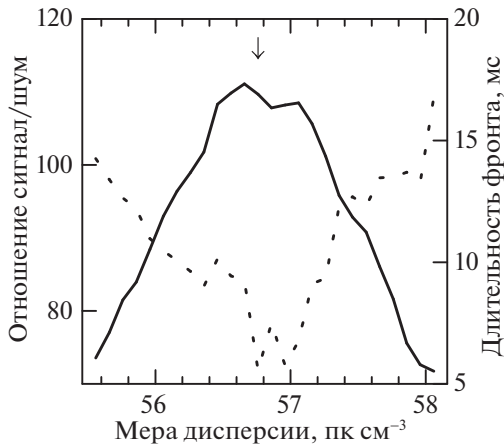


Рис. 4. Отношение сигнал/шум (сплошная линия, шкала слева) и длительность переднего фронта (штриховая линия, шкала справа) самого сильного импульса (второй слева во второй строке сверху на рис. 1 и 3) в зависимости от меры дисперсии при некогерентной компенсации дисперсионного запаздывания. Стрелка показывает меру дисперсии из мониторинга Лайна и др. (1993) на момент проведения данных наблюдений.

На частоте 111 МГц дисперсионное запаздывание в полной полосе 2.5 МГц приближенно равно $\delta t \approx 15.1 DM$ мс, поэтому для возникновения ложного переднего фронта длительностью 6 мс требуется ошибка в мере дисперсии $\delta(DM) \approx 0.40$ пк см⁻³. Из рис. 4 следует, что такой ошибки в мере дисперсии быть не может.

Ненулевой передний фронт может подразумевать, что рассеяние радиоизлучения происходит не на одном фронте, а на двух и более фронтах, а также при рассеянии на толстом экране. Далее подробнее рассмотрим функцию уширения импульса в случае рассеяния на двух экранах. Как минимум, один из этих экранов — это тонкий экран с экспоненциальной функцией уширения импульса.

ФУНКЦИЯ УШИРЕНИЯ ИМПУЛЬСА

Наблюдаемый профиль (в том числе уширение на низких частотах) ГИ определяется сверткой нескольких функций: а) профиля импульса при его генерации, б) функции, описывающей воздействие межзвездной среды на импульс при его распространении и в) функции, описывающей возможные искажения импульса в приемной системе и при обработке:

$$P_{\text{obs}}(t) = I(t) * S(t) * R(t), \quad (1)$$

где $I(t)$ — профиль ГИ на выходе из источника, $S(t)$ — реакция (воздействие) рассеивающей среды на проходящий через нее импульс (далее ФУИ — функция уширения импульса), $R(t)$ — реакция (воздействие) приемной системы и методов

обработки, а знак * означает операцию свертки. Согласно наблюдениям на высоких частотах, длительность ГИ пульсара в КТ — микросекунды и менее. Характерный временной масштаб представленных наблюдений — порядка нескольких миллисекунд, поэтому исходный импульс $I(t)$ можно считать δ -функцией. В случае, если влияние приемной системы мало, т.е. и $R(t)$ будет δ -функцией, то наблюдаемый профиль ГИ будет представлять собой ФУИ. Поэтому в дальнейшем будет использоваться импульсная терминология.

В случае рассеяния на тонком экране ФУИ представляет собой односторонний экспоненциальный импульс (далее ЭИ):

$$S(t) = u(t)e^{-t/\tau}, \quad (2)$$

где τ — характерное время рассеяния, т.е. время спада интенсивности от максимума до уровня $1/e$, а $u(t)$ — единичная ступенчатая функция (функция Хевисайда) такая, что $u(t) = 0$ при $t < 0$ и $u(t) = 1$ при $0 \leq t$. В дальнейшем, с целью упрощения записи, функцию Хевисайда будем опускать.

Спадающий экспоненциальный фронт хорошо проявляется в низкочастотных наблюдениях многих пульсаров. Например, Кришнакумар и др. (2015) провели наблюдения 124 пульсаров на частоте 327 МГц и показали, что профили 121 пульсара хорошо описываются односторонним ЭИ, т.е. с нулевой длительностью переднего фронта. Однако наблюдения ГИ пульсара в КТ показывают, что имеет место значимая (ненулевая) длительность переднего фронта. Поэтому необходимо рассмотреть более сложную, по сравнению с формулой (2), форму ФУИ. Будем считать, что ФУИ представляет собой свертку двух импульсов, одним из которых, для обеспечения хорошо наблюдаемого экспоненциального спада, должен быть именно ЭИ.

В общем виде операция свертки двух функций $a(t)$ и $b(t)$ определяется выражением

$$c(t) = (a * b) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(t-t')b(t')dt'. \quad (3)$$

Однако в реальном мире система должна быть причинной, т.е. значения на выходе системы должны определяться только текущими или более ранними значениями. Поэтому верхний предел интегрирования в формуле (3) надо заменить на текущий момент времени t , а нижний предел, ввиду использования функции Хевисайда, можно взять равным нулю:

$$c(t) = \int_0^t a(t-t')b(t')dt'. \quad (4)$$

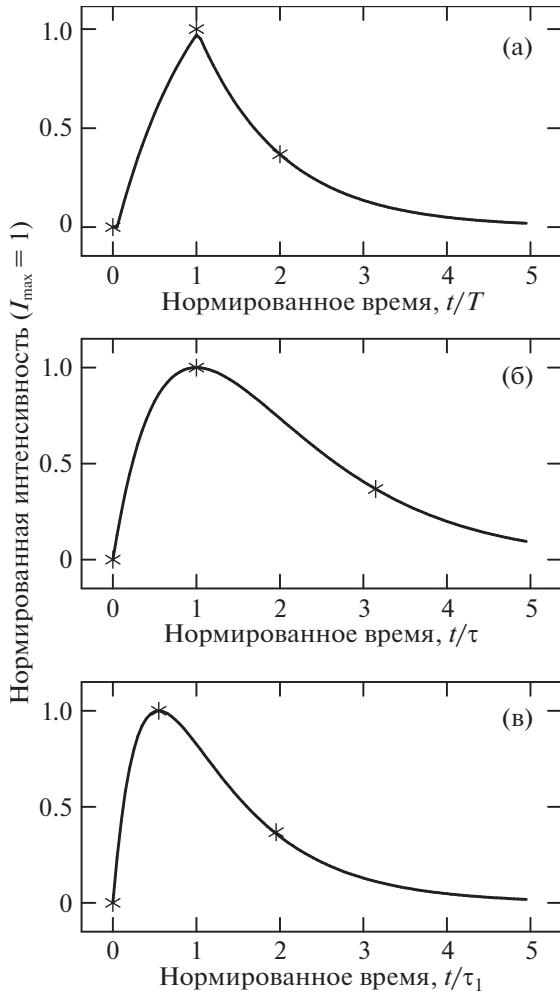


Рис. 5. Примеры модельных профилей с ненулевым передним фронтом: (а) — свертка прямоугольного импульса длительностью T и экспоненциального импульса $e^{-t/\tau}$ при $\tau = T$; (б) — свертка двух одинаковых экспоненциальных импульсов $e^{-t/\tau}$; (в) — свертка двух разных экспоненциальных импульсов e^{-t/τ_1} и e^{-t/τ_2} при $\tau_1 = 3\tau_2$. Звездочками отмечены основные моменты профилей: начало импульса, максимум импульса и момент спада интенсивности к уровню $1/e$.

Рассмотрим некоторые варианты ФУИ, полученные сверткой двух импульсов и показывающие ненулевую длительность переднего фронта.

Свертка экспоненциального и прямоугольного импульсов

Пусть T — длительность прямоугольного импульса (ПИ), тогда свертка ЭИ (2) и ПИ определяется выражениями:

$$S(t) = (1 - e^{-T/\tau})^{-1}(1 - e^{-t/\tau}), \quad t \leq T. \quad (5)$$

$$S(t) = e^{T/\tau} e^{-t/\tau}, \quad T < t. \quad (6)$$

Нормировочные коэффициенты обеспечивают равную единице интенсивность в максимуме (рис. 5а), который происходит в момент времени $t_m = T$, а значит, и длительность переднего фронта $\tau_{\text{рт}} = T$. Поведение заднего (спадающего) фронта полностью определяется ЭИ, поэтому время спада интенсивности к уровню $1/e$ равно $\tau_e = \tau$. Это выражение можно также использовать и при учете влияния приемной системы на форму импульсов. Например, при некогерентном способе компенсации дисперсионного запаздывания таким ПИ будет расплывание сигнала в полосе одного канала. При этом $T = \tau_{\text{dm}}$ и вертикальный фронт ЭИ расплывется до величины $\tau_{\text{рт}} = \tau_{\text{dm}}$.

Свертка двух одинаковых экспоненциальных импульсов

При прохождении импульса через два тонких экрана с одинаковыми характерными временами рассеяния τ функция уширения импульса определяется сверткой двух одинаковых ЭИ. Нормируя интенсивность в максимуме на единицу, получаем выражение

$$S(t) = t/\tau e^{1-t/\tau} = et/\tau e^{-t/\tau}. \quad (7)$$

Максимум интенсивности происходит в момент времени $t_m = \tau$, следовательно, длительность переднего фронта $\tau_{\text{рт}} = \tau$. Время спада интенсивности от максимума до уровня $1/e$ в этом случае $\tau_e = t_e - t_m \neq \tau$. Можно показать, что τ_e определяется выражением

$$\tau_e = -\tau(W_{-1}(-e^{-2}) + 1) \approx 2.1462\tau. \quad (8)$$

Здесь $W_{-1}(x)$ — вторая действительная ветвь W -функции Ламберта. История и основные свойства этой функции подробно описаны Корлессом и др. (1996).

В этом случае характерное время рассеяния τ_e более чем в два раза превышает характерное время τ исходных импульсов, но отношение длительности переднего фронта к характерному времени рассеянного импульса является константой:

$$\tau_{\text{рт}}/\tau_e = -1/(W_{-1}(-e^{-2}) + 1) \approx 0.4659. \quad (9)$$

Пример свертки двух одинаковых ЭИ показан на рис. 5б.

Свертка двух разных экспоненциальных импульсов

Рассмотрим случай двух тонких экранов с разными характерными временами рассеяния, τ_1 и τ_2 . Для определенности будем считать, что $\tau_1 > \tau_2$ и введем обозначение $r = \tau_2/\tau_1$. Тогда, с учетом

нормировки интенсивности в максимуме к единице, свертка двух разных ЭИ определяется выражением

$$S(t) = (1 - r)^{-1} r^{-r/(1-r)} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}). \quad (10)$$

Определяя стандартным способом момент максимума t_m в формуле (10) и учитывая, что $\tau_{rt} = t_m$, получаем длительность переднего фронта:

$$\tau_{rt} = \tau_1 \ln(r^{-r/(1-r)}) = \tau_2 \ln(r^{-1/(1-r)}). \quad (11)$$

В случае, когда τ_2 заметно меньше τ_1 и экспонентой e^{-t/τ_2} в (10) вблизи момента времени t_e можно пренебречь, получаем t_e и характерное время рассеяния результирующего импульса:

$$\tau_e = t_e - t_m \approx \tau_1(1 - \ln(1 - r)). \quad (12)$$

Для отношения τ_{rt}/τ_e получаем

$$\tau_{rt}/\tau_e \approx \ln(r^{-r/(1-r)})/(1 - \ln(1 - r)). \quad (13)$$

Это отношение зависит только от $r = \tau_2/\tau_1$, при $r < 0.48$ представляет собой монотонную функцию, что позволяет по наблюдаемым значениям τ_{rt} и τ_e численными или графическими методами однозначно определить r , а затем, по (11) или (12) можно определить характерные времена рассеяния исходных импульсов τ_1 и τ_2 .

В случае, когда $\tau_1 \approx \tau_2$, для характерного времени рассеяния и отношения длительности переднего фронта к времени рассеяния получаем

$$\tau_e \approx -\tau_1(W_{-1}(-e^{-1}r^{1/(1-r)}) + \ln(r^{-r/(1-r)})), \quad (14)$$

$$\tau_{rt}/\tau_e \approx \quad (15)$$

$$\approx -1/(W_{-1}(-e^{-1}r^{1/(1-r)})/\ln(r^{-r/(1-r)}) + 1).$$

Здесь $W_{-1}(x)$ — упоминавшаяся выше W-функция Ламберта. При $r \rightarrow 1$ выражения (14) и (15) переходят в формулы (8) и (9) для случая двух одинаковых экранов. Отношение τ_{rt}/τ_e также зависит только от r .

В общем случае получить формулу для τ_e затруднительно. Однако можно установить однозначную взаимосвязь между параметрами исходных импульсов и параметрами наблюдаемых импульсов. Используя условие для определения момента времени t_e , когда интенсивность упадет к уровню $1/e$, а именно: $S(t_e) = 1/e$ и, учитывая, что $t_e = t_m + \tau_e = \tau_{rt} + \tau_e$, подставим значения τ_1 и τ_2 из (11) в общую формулу (10) и получим

$$S(t_e) = \quad (16)$$

$$= (1 - r)^{-1} r^{(d-r)/(1-r)} (r^{-d} - 1) = e^{-1},$$

где $d = 1 + (\tau_{rt}/\tau_e)^{-1}$ — наблюдаемый параметр. В диапазоне r от 0 до 1 левая часть выражения (16) — монотонная функция по r , что позволяет по

измеренному параметру d однозначно определить r . Затем, зная наблюдаемую длительность переднего фронта τ_{rt} , с помощью формулы (11) можно определить характерные времена рассеяния обоих экранов τ_1 и τ_2 .

ОБСУЖДЕНИЕ

Описанная выше процедура была применена к наблюдательным данным на обеих частотах. По данным табл. 1 мы можем вычислить параметр d , а затем, с помощью выражения (16), получаем r . Ошибка параметра r оценивалась применением выражения (16) для значений $d \pm \sigma(d)$. Зная отношение $r = \tau_2/\tau_1$ и наблюдаемую длительность переднего фронта τ_{rt} , с помощью формулы (11) можем вычислить τ_1 и τ_2 . Полученные результаты вычислений для обеих частот приведены в табл. 2, где показаны параметры d наблюдаемых импульсов и полученные параметры двух рассеивающих экранов (r , τ_1 и τ_2) по наблюдениям на частотах 61 и 111 МГц.

По наблюдениям углового рассеяния пульсара в КТ Коунселман и Ранкин (1971) сделали вывод, что рассеяние может происходить на двух удаленных и заметно разнесенных по лучу зрения рассеивающих экранах: либо по одному экрану в Персеевом и Орионовом рукавах, либо экраны в двух разделенных облаках в межзвездной среде. На основе многочастотных наблюдений Ранкин и Коунселман (1973) более подробно проанализировали двухэкранную модель рассеяния и показали, что для одного из экранов параметр $S_1 = \tau_1 f^4$ (где τ_1 — характерное время рассеяния, а f — радиочастота) почти не меняется со временем, и связали этот экран с глобальной межзвездной средой. Для параметра S_1 было получено значение $S_1 = (6.2 \pm 0.8) \times 10^5 \text{ с}^4$. Определяя отсюда $\tau_1 = S_1/f^4$ и пересчитывая на частоту 111 МГц, получим $\tau_1(111) = 4.1 \pm 0.5 \text{ мс}$, что хорошо согласуется со значением $\tau_2 = 3.7 \pm 0.4 \text{ мс}$ (см. табл. 2), полученным в данной работе для одного из экранов. Можно считать, что этот тонкий рассеивающий экран определяется глобальной межзвездной средой на луче зрения между КТ и наблюдателем. Среднее (по приведенным выше двум значениям) характерное время рассеяния на частоте 111 МГц равно $\tau_{is} = 3.9 \pm 0.3 \text{ мс}$. Второй экран, для которого параметр $S_2 = \tau_2 f^4$ меняется в разы на масштабе нескольких месяцев, связан, по-видимому, со структурами в самой КТ или рядом с ней. В частности, Ванденберг (1976) предположил, что рассеяние, относящееся к самой КТ, может происходить в небольшом филаменте, расположенном в КТ перед пульсаром.

Следует отметить, что предлагаемая в данной статье методика не дает взаимно однозначного ответа для τ_i на обеих частотах: значения τ_1

Таблица 1. Наблюдаемые параметры гигантских импульсов

Частота, МГц	61.4	110.8	Индекс α
Количество импульсов	15	59	—
Длительность переднего фронта τ_{rt} , мс	67 ± 8	5.6 ± 0.3	4.20 ± 0.22
Время спада (к уровню $1/e$) τ_e , мс	214 ± 15	13.3 ± 0.5	4.71 ± 0.14
Длительность импульса $\tau_{\text{rt}} + \tau_e$, мс	281 ± 17	18.9 ± 0.6	4.57 ± 0.12
Отношение τ_{rt}/τ_e	0.31 ± 0.04	0.42 ± 0.02	-0.51 ± 0.23

Примечание. Индекс α показывает частотную зависимость $\tau_{\text{rt}}, \tau_e \propto \nu^{-\alpha}$.

Таблица 2. Параметры двух тонких рассеивающих экранов

Частота, МГц	61.4	110.8	Индекс α
Параметр $d = 1 + (\tau_{\text{rt}}/\tau_e)^{-1}$	4.2 ± 0.4	3.38 ± 0.11	—
Отношение $r = \tau_2/\tau_1$	0.18 ± 0.05	0.41 ± 0.09	-1.3 ± 0.60
Характерное время 1-го экрана τ_1 , мс	178 ± 54	9.0 ± 1.8	5.0 ± 0.5
Характерное время 2-го экрана τ_2 , мс	32 ± 5	3.7 ± 0.4	3.7 ± 0.3

Примечание. Индекс α показывает частотную зависимость $\tau_1, \tau_2 \propto \nu^{-\alpha}$.

относятся к экрану с большим временем рассеяния на каждой частоте. Но можно предположить, что τ_1 на частоте 61 МГц и τ_1 на частоте 111 МГц относятся к одному экрану, так как в этом случае получаются разумные значения индекса спектральной зависимости как для двух значений τ_1 , так и для двух значений τ_2 . Но для уверенного отнесения τ_i на разных частотах к конкретному рассеивающему экрану желательно провести мониторинг параметров двухэкранного рассеяния, и тогда экран с большими вариациями характерного времени рассеяния может быть отнесен к структурам в (вблизи) КТ.

Кузьмин и др. (2008) сообщили об обнаружении дополнительного (сверхдисперсионного) запаздывания ГИ пульсара в КТ между частотами 111, 63 и 44 МГц. В частности, пересчитанное на бесконечную частоту запаздывание между частотами 63 и 111 МГц составило $\delta t(63 - 111) = 65$ мс. Это запаздывание объяснялось возможным существованием на луче зрения плотного плазменного слоя высокой плотности. В представленной работе такое запаздывание также видно: $\delta t(61 - 111) = 70 \pm 11$ мс. В рамках двухэкранной функции уширения импульса это запаздывание имеет естественное объяснение: так как момент прихода импульса определяется по максимуму импульса, то при рассеянии на двух экранах импульс дополнительно запаздывает на величину переднего фронта. Видимое дополнительное запаздывание между двумя

частотами определяется разностью длительностей переднего фронта. Из табл. 1 с наблюдаемыми параметрами ГИ получаем $\delta t(61 - 111) = \tau_{\text{rt}}(61) - \tau_{\text{rt}}(111) = 67 - 6 = 61 \pm 8$ мс, что хорошо согласуется с результатами одновременных двухчастотных наблюдений.

Кришнакумар и др. (2015) измерили уширение рассеянием на частоте 327 МГц для 124 пульсаров. В наблюдаемых профилях трех пульсаров (PSR B1737-30, PSR B1834-10 и PSR B1859+03) хорошо виден ненулевой передний фронт, но анализ профилей этих пульсаров проводился только в рамках модели толстого экрана. Можно предположить, что рассеяние излучения этих пульсаров происходит на двух тонких экранах.

ВЫВОДЫ

Проведены наблюдения гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности на частотах 61 и 111 МГц. В профилях импульсов хорошо проявляется ненулевой передний фронт, что не согласуется с моделью рассеяния на одиночном тонком экспоненциальном экране. Проведен анализ рассеяния импульсов в модели двух тонких экранов. Эта модель хорошо описывает наблюдаемые параметры гигантских импульсов: длительность переднего фронта, характерное время рассеяния. Определены характерные времена рассеяния двух тонких экранов: $\tau_1(61) = 178 \pm 54$ мс,

$\tau_2(61) = 32 \pm 5$ мс на частоте 61 МГц и $\tau_1(111) = 9.0 \pm 1.8$ мс, $\tau_2(111) = 3.7 \pm 0.4$ мс на частоте 111 МГц. Первый экран (с характерными временами рассеяния τ_1) относится к структурам в (вблизи от) самой Крабовидной туманности, а второй экран (с характерными временами рассеяния τ_2) — к глобальной межзвездной среде между Крабовидной туманностью и наблюдателем.

Автор признателен сотрудникам Пушинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО АКЦ ФИАН) за помощь в проведении наблюдений, а также рецензентам за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ванденберг (N.R. Vandenberg), *Astrophys. J.* **209**, 578 (1976).
2. Еллингсон и др. (S.W. Ellingson, T.E. Clarke, J. Craig, B.C. Hicks, T.J.W. Lazio, G.B. Taylor, T.L. Wilson, and C.N. Wolfe), *Astrophys. J.* **768**, 136 (2013).
3. Ершов А.А., Письма в *Астрон. журн.* **46**, 883 (2020) [A.A. Ershov, *Astron. Lett.* **46**, 827 (2020)].
4. Ефтехари и др. (T. Eftekhari, K. Stoval, J. Dowell, F.K. Schinzel, and G.B. Taylor), *Astrophys. J.* **829**, 62 (2016).
5. Каруппусами и др. (R. Karuppusamy, B.W. Stappers, and K.J. Lee), *Astron. Astrophys.* **538**, A7 (2012).
6. Корлесс и др. (R.V. Corless, G.H. Gonnet, D.E.G. Hare, et al.), *Adv. Comp. Math.* **5**, 329 (1996).
7. Коунселман, Ранкин (C.C. Counselman III and J.M. Rankin), *Astrophys. J.* **166**, 513 (1971).
8. Кришнакумар и др. (M.A. Krishnakumar, D. Mitra, A. Naidu, B.C. Joshi, and P.K. Manoharan), *Astrophys. J.* **804**, 23 (2015).
9. Кузьмин А.Д., Лосовский Б.Я., Логвиненко С.В., Литвинов И.И., *Астрон. журн.* **86**, 1011 (2008) [A.D. Kuz'min, et al., *Astron. Rep.* **52**, 910 (2008)].
10. Кузьмин А.Д., Беляцкий Ю.А., Думский Д.В. и др., *Астрон. журн.* **88**, 454 (2011) [A.D. Kuz'min, et al., *Astron. Rep.* **55**, 416 (2011)].
11. Лайн, Торн (A.G. Lyne and D.J. Thorne), *MNRAS* **172**, 97 (1975).
12. Лайн и др. (A.G. Lyne, R.S. Pritchard, and F. Graham-Smith), *MNRAS* **265**, 1003 (1993).
13. МакКии и др. (J.W. McKee, A.G. Lyne, B.W. Stappers, C.G. Bassa, and C.A. Jordan), *MNRAS* **479**, 4216 (2018).
14. Мейерс и др. (B.W. Meyers, S.E. Tremblay, N.D.R. Bhat, R.M. Shannon, F. Kirsten, M. Sokolowski, S.J. Tingay, S.I. Oronsaye, and S.M. Ord), *Astrophys. J.* **851**, 20 (2017).
15. Моффет, Хэнкинс (D.A. Moffett and T.H. Hankins), *Astrophys. J.* **468**, 779 (1996).
16. Попов М.В., Кузьмин А.Д., Ульянов О.М. и др., *Астрон. журн.* **83**, 630 (2006) [M.V. Popov, et al., *Astron. Rep.* **50**, 562 (2006)].
17. Ранкин, Коунселман (J.M. Rankin and C.C. Counselman III), *Astrophys. J.* **181**, 875 (1973).
18. Рудницкий А.Г., Попов М.В., Согласнов В.А., *Астрон. журн.* **94**, 387 (2017) [A.G. Rudnitskii, et al., *Astron. Rep.* **61**, 939 (2017)].
19. Смирнова Т.В., Логвиненко С.В., *Астрон. журн.* **86**, 370 (2009) [T.V. Smirnova, et al., *Astron. Rep.* **53**, 334 (2009)].
20. Собей и др. (C. Sobey, A.V. Bilous, and J.-M. Griesmeier), *MNRAS* **484**, 3646 (2019).
21. Стаелин, Рейфенштейн (D.H. Staelin and E.C. Reifenstein), *Science* **162**, 1481 (1968).
22. Тримбл (V. Trimble), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **85**, 579 (1973).
23. Шишов В.И., Чашей И.В., Орешко В.В. и др., *Астрон. журн.* **93**, 1045 (2016) [V.I. Shishov, et al., *Astron. Rep.* **60**, 1067 (2016)].