

СОДЕРЖАНИЕ

Том 98, номер 10, 2021

Батарейный механизм Бирмана и структура начального магнитного поля в галактиках <i>Е. А. Михайлов, Р. Р. Андреасян</i>	795
Сравнительный анализ наблюдательных свойств быстрых радиовсплесков на частотах 111 и 1400 МГц <i>В. А. Федорова, А. Е. Родин</i>	804
Вариации пиковых плотностей потока индивидуальных импульсов 26 секундных пульсаров на частоте 111 МГц <i>А. Н. Казанцев</i>	834
Поиск периодического излучения у пяти гамма-пульсаров на частоте 111 МГц <i>С. А. Тюльбашев, М. А. Китаева, Г. Э. Тюльбашева</i>	849
Необычное затмение звезды типа UX Ori V719 Per <i>В. П. Гринин, О. Ю. Барсунова, С. Г. Сергеев, С. Ю. Шугаров, Е. И. Федорова</i>	856
Кинетическая модель высыпания протонов солнечного ветра в атмосферу Марса <i>В. И. Шематович, Д. В. Бискало</i>	862
Наследие С. Б. Пикельнера и современная астрофизика <i>Р. Е. Гершберг</i>	869
Анализ эруптивного события после солнечной вспышки 7 июня 2011 года <i>Ю. А. Купряков, А. Б. Горшков, П. Котрч, Л. К. Кашапова</i>	873

БАТАРЕЙНЫЙ МЕХАНИЗМ БИРМАНА И СТРУКТУРА НАЧАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГАЛАКТИКАХ

© 2021 г. Е. А. Михайлов^{1, 3, 4, *}, Р. Р. Андреасян²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А. Амбарцумяна НАН РА, Бюракан, Армения

³ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴ Московский Центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия

*E-mail: ea.mikhajlov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 22.03.2021 г.

После доработки 17.04.2021 г.

Принята к публикации 30.04.2021 г.

В достаточно большом количестве галактик присутствуют регулярные магнитные поля с индукцией в несколько микрогаусс. Процесс их генерации объясняется за счет динамо, связанного со структурой движений межзвездной среды в соответствующих объектах. Рост магнитного поля происходит по экспоненциальному закону и стабилизируется при значениях, соответствующих равнораспределению по энергии между магнитным полем и турбулентными движениями. Вместе с тем для начала действия данного механизма необходимо наличие некоторых начальных “затравочных” полей, которые не объясняются в рамках самой теории динамо. Одним из подходов, позволяющих объяснить наличие магнитных полей в галактиках, является так называемый батарейный механизм Бирмана. Он связан с потоками протонов и электронов из центральной части объекта, которые подхватываются вращательными движениями среды. Это приводит к возникновению круговых токов, которые ввиду отличающейся массы будут различаться для разных видов частиц. Суммарный ток оказывается ненулевым, порождая магнитное поле. Ранее делались простые оценки величины данного поля. В настоящей работе построена самосогласованная модель и приведено интегральное уравнение, позволяющее не только определить порядок величины начального магнитного поля, но и детально исследовать его пространственную структуру.

Ключевые слова: механизм Бирмана, магнитное поле, Галактика

DOI: 10.31857/S000462992109005X

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент твердо установлено, что как в Млечном Пути, так и в десятках других галактических объектах присутствуют крупномасштабные магнитные поля. Их индукция может различаться в зависимости от конкретных условий, но в целом, как правило, имеет величину порядка 1 мкГс [1]. Первые предположения о существовании галактических магнитных полей были сделаны в работах, посвященных изучению космических лучей. Их пространственное распределение и характерные значения интенсивности потока было затруднительно объяснить в случае отсутствия магнитного поля в Млечном Пути [2]. Другим свидетельством наличия галактического магнетизма является форма спектра синхротронного излучения.

Одна из первых оценок величины магнитного поля была предложена Ферми еще в середине прошлого века, и его результаты оказались доста-

точно близки к современным представлениям [3]. Вместе с тем в настоящее время магнитные поля галактик в основном изучаются путем измерений фарадеевского вращения у радиоволн [4]. Как известно, при прохождении поляризованной волны через среду с магнитным полем данная плоскость поворачивается на угол, пропорциональный квадрату длины волны и составляющей поля, направленной вдоль луча зрения [5]. В случае, если мы имеем возможность измерить поляризацию для различных длин волн (желательно, чтобы их было достаточно много и они не были кратны друг другу: последнее, впрочем, не всегда выполняется ввиду технических характеристик радиотелескопов), то это позволяет восстановить данные о структуре магнитных полей [6]. В случае Млечного Пути подобные исследования проводятся на протяжении нескольких десятилетий, и основную роль играют пульсары, служащие своеобразными “зондами”, пронизывающими межзвездную среду.

Первые работы были связаны с изучением поляризации радиоволн всего лишь от нескольких десятков объектов [7], тем не менее, они позволили в целом правильно оценить как величину, так и пространственную структуру крупномасштабных полей, присутствующих в межзвездной среде [8]. Постепенно количество изученных объектов росло, что позволяло уточнять данные о структуре магнитных полей [9, 10]. В настоящий момент существует информация о более чем 1000 объектов [11], что дает возможность исследовать магнитное поле с достаточно высокой точностью [12]. Также немаловажную роль играют внегалактические источники поляризованного радиоизлучения [13, 14]. Они позволяют как исследовать поля в других галактиках [15, 16], так и уточнить оценки, сделанные для Млечного Пути [17].

В работах теоретического характера процесс возникновения регулярных магнитных полей, как правило, связывают с работой крупномасштабного динамо [18]. Оно функционирует за счет одновременного присутствия дифференциального вращения (характеризующего нетвердотельную природу вращения объекта), и альфа-эффекта (который характеризует закрученность турбулентных движений в галактическом диске). Это приводит к экспоненциальному росту магнитного поля, который замедляется по мере приближения его величины к уровню равномерного распределения, соответствующего равенству плотностей энергий магнитного поля и движений межзвездной среды, обусловленных турбулентностью [1, 15]. Теория динамо позволяет описать возникновение структур, которые соответствуют наблюдаемым данным [19]. Так, можно отметить результаты, связанные с генерацией инверсий магнитного поля, характеризующих резкую смену его направления на границе между различными областями галактик [12].

Вместе с тем одной из очевидных проблем является то, что для возбуждения роста магнитного поля с помощью механизма динамо средних полей требуется наличие некоторых “затравочных” полей [20]. Достаточно разумно считать, что для крупномасштабного магнитного поля они могут быть сгенерированы с помощью мелкомасштабного динамо. Оно связано с движениями среды, сосредоточенными в турбулентных ячейках, и описывает возникновение достаточно интенсивных, хотя и локальных магнитных полей. При этом их направление меняется от ячейки к ячейке и является случайным. Поскольку характерный размер турбулентной ячейки на 2–3 порядка меньше диаметра галактики, оказывается, что среднее поле является отличным от нуля [1, 21]. Это вполне может служить затравкой для генерации крупномасштабного магнитного поля. Тем не менее мелкомасштабное динамо также требует

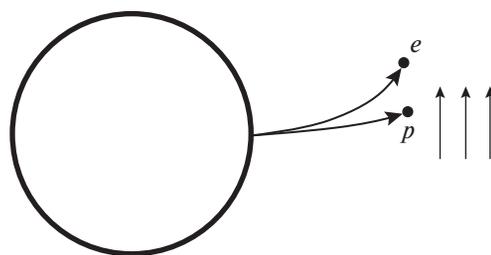


Рис. 1. Распространение частиц и их взаимодействие с вращающейся средой.

своих начальных полей, и проблема, по сути, переносится на предыдущую стадию.

Возможный выход из данной ситуации был предложен Бирманом [22] и в дальнейшем развит Гаррисоном [23], Мишустиным и Рузмайкинским [24]. Так, в случае наличия потоков частиц (протонов и электронов) из центральных областей галактики они будут увлекаться вращательными движениями среды (рис. 1). При этом важно учитывать, что абсолютная величина их заряда одинакова, а массы и сечения взаимодействия со средой существенно отличаются. Это будет приводить к различной скорости движения, а значит и к возникновению ненулевых круговых токов. Они порождают магнитное поле, которое и может возбуждать действие динамо [21]. Один из вариантов описания данного процесса был предложен Лешем и др. [25] (отметим, что там также был изучен процесс формирования магнитного поля для галактики M 82).

Ранее был исследован характер движения частиц и структуры магнитного поля, которое соответствует их движению [26]. Сделаны оценки типичных магнитных полей и времени их роста. Вместе с тем, есть необходимость учесть своеобразное “насыщение” данного процесса. По мере того, как круговые токи начинают создавать магнитное поле, оно начинает влиять на характер движения частиц и заметно менять его структуру. Оценка влияния уже существующего магнитного поля на круговые токи была также сделана в одной из предшествующих работ [27]. Вместе с тем необходимо построить самосогласованную модель, дающую детальную структуру поля, сгенерированного в рамках бирмановского батарейного механизма.

Одна из подобных попыток была предпринята Дэвисом и Видроу [28], которые решали уравнения гидродинамики, предполагая, что величина магнитного поля пропорциональна завихренности движений. Вместе с тем мы предлагаем несколько иной подход, не требующий данного предположения. Мы вычислили величину магнитного поля, созданного круговыми токами, и построили интегральное уравнение, описывающее его влияние на

движение остальных частиц. Решение подобного уравнения дает возможность определить структуру магнитного поля, порожденного с помощью батареи Бирмана. Мы представляем характерные решения данной задачи при типичных значениях параметров, соответствующих различным астрофизическим объектам.

2. МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ

Рассмотрим движение частицы, имеющей массу m и заряд q . Ее движение описывается с помощью следующего уравнения [27]:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F} + \mathbf{f} + \frac{q}{c}[\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}], \quad (1)$$

где \mathbf{F} – сила, связанная с притяжением к центру и давлением излучения, \mathbf{f} – сила сопротивления среды, \mathbf{B} – индукция магнитного поля.

Сила \mathbf{F} имеет радиальное направление, а для сопротивления \mathbf{f} мы можем записать в цилиндрической системе координат $(r; \varphi; -z)$ следующее равенство (предполагая, что среда вращается с угловой скоростью Ω):

$$\mathbf{f} = -\frac{m}{\tau}(\dot{\mathbf{r}} - r\Omega\mathbf{e}_\varphi),$$

где τ – характерное время взаимодействия.

Если мы введем обозначение $V = \dot{r}$, то в проекции на направление φ уравнение (1) можно будет записать в форме:

$$r\dot{\varphi} + 2V\dot{\varphi} + \frac{r}{\tau}(\dot{\varphi} - \Omega) + \frac{qVB}{mc} = 0. \quad (2)$$

Оценим характерные времена происходящих процессов. Так, для времени столкновений можно использовать следующее приближенное соотношение [29]:

$$\tau = \frac{m^2 V^3}{16\pi q^4 N \ln \Lambda}, \quad (3)$$

где N – плотность числа частиц, $\ln \lambda_c$ – кулоновский логарифм. Плотность частиц может достаточно существенно меняться, но по порядку величины для горячего газа в центральной области возможно считать, что $N = 10^3 \text{ см}^{-3}$, а для кулоновского логарифма $\ln \Lambda \approx 20$. Характерную величину скорости будем оценивать как $V = 3 \times 10^8 \text{ см/с}$. Для протонов, имеющих массу $m = 1.7 \times 10^{-24} \text{ г}$ и заряд $q = 4.8 \times 10^{-10} \text{ ед. СГСЭ}$, время составляет величину $\tau = 1.4 \times 10^9 \text{ с}$. Оно составляет несколько десятков лет и является крайне малым по галактическим масштабам [15]; отметим также, что для электронов данное время имеет величину на несколько порядков меньше.

Предполагая, что $r \sim 10^{21} \text{ см}$, мы можем заключить, что характерное время изменения расстояния до центра $r/v \sim 10^{13} \text{ с}$, и оно существенно превышает время взаимодействия частиц со средой. Это означает, что вполне возможно считать, что r меняется достаточно медленно, поэтому его можно заменить постоянным значением $r = R$. Тогда для угловой скорости частицы $\omega = \dot{\varphi}$ можно переписать уравнение (2) в форме:

$$\dot{\omega} + \frac{1}{\tau} \left(1 + 2 \frac{V\tau}{R} \right) \omega = \frac{\Omega}{\tau} - \frac{qVB}{mcR}. \quad (4)$$

Решение (4) записывается так [30]:

$$\omega = \omega_q \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \left(1 + 2 \frac{V\tau}{R} \right) \right) \right\},$$

где

$$\omega_q = \Omega \left(1 - \frac{q\tau VB}{mcR\Omega} \right) \left(1 + 2 \frac{V\tau}{R} \right)^{-1}.$$

Можно отметить, что $\frac{V\tau}{R} \ll 1$, поэтому угловая скорость выходит на “устойчивое” значение за время порядка τ . Поэтому будем полагать, что она имеет значение, которое приближенно представимо в виде:

$$\omega \cong \omega_q \cong \Omega - \frac{V\tau}{R} \left(2\Omega + \frac{qB}{mc} \right).$$

Данному движению соответствует круговой ток силой:

$$I_q = \frac{q\omega_q}{2\pi}.$$

Отметим, что для пары “протон-электрон” ток представляется в виде:

$$I = I_e + I_p,$$

где I_e – ток, соответствующий электрону, I_p – протону. Суммарная сила тока записывается в форме

$$I = -\frac{e}{2\pi} \left\{ \Omega - \frac{V\tau_e}{R} \left(2\Omega - \frac{eB}{m_e c} \right) \right\} + \frac{e}{2\pi} \left\{ \Omega - \frac{V\tau_p}{R} \left(2\Omega + \frac{eB}{m_p c} \right) \right\},$$

где e – элементарный заряд, τ_e и τ_p – время столкновений для электронов и протонов соответственно, а m_e и m_p – их массы. Учитывая, что $\tau_e \ll \tau_p$, для кругового тока мы можем получить, что [27]

$$I \cong -\frac{eV\tau_p}{\pi R} \left(\Omega + \frac{1}{2} \frac{eB}{m_p c} \right). \quad (5)$$

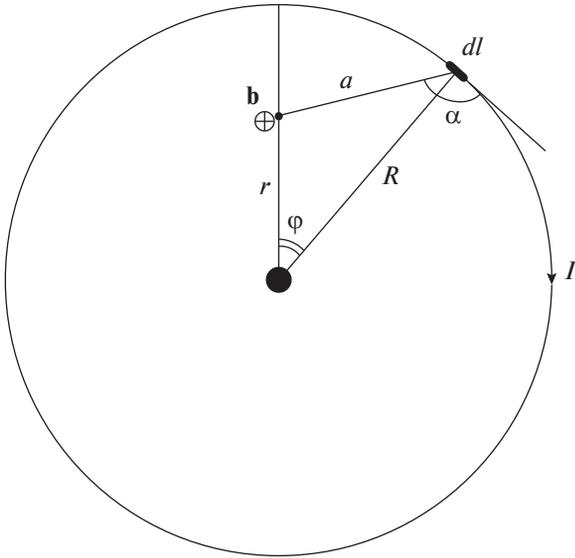


Рис. 2. Магнитное поле, создаваемое круговым током.

3. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим ток, соответствующий паре “протон-электрон” на расстоянии R . Определим, какое магнитное поле создает круговой ток силы I на расстоянии r от центра. Для начала определим по закону Био-Савара-Лапласа [31] индукцию, связанную с элементом тока длины dl (см. рис. 2):

$$db = \frac{I dl \sin \alpha}{c a^2},$$

где

$$a = \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi}$$

– расстояние от исследуемой точки до места локализации тока. Для синуса, стоящего в числителе, выполняется соотношение:

$$\sin \alpha = \frac{R}{a} \left(1 - \frac{r}{R} \cos \varphi \right).$$

Учитывая, что $dl = R d\varphi$, выражение для дифференциально малого магнитного поля приводится к виду

$$db = \frac{I}{c} \frac{R^2 \left(1 - \frac{r}{R} \cos \varphi \right) d\varphi}{\left(r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi \right)^{3/2}}.$$

Тогда магнитное поле можно получить с помощью интеграла

$$b = \frac{2I}{c} \int_0^\pi \frac{R^2 \left(1 - \frac{r}{R} \cos \varphi \right) d\varphi}{\left(r^2 + R^2 - 2rR \cos \varphi \right)^{3/2}}.$$

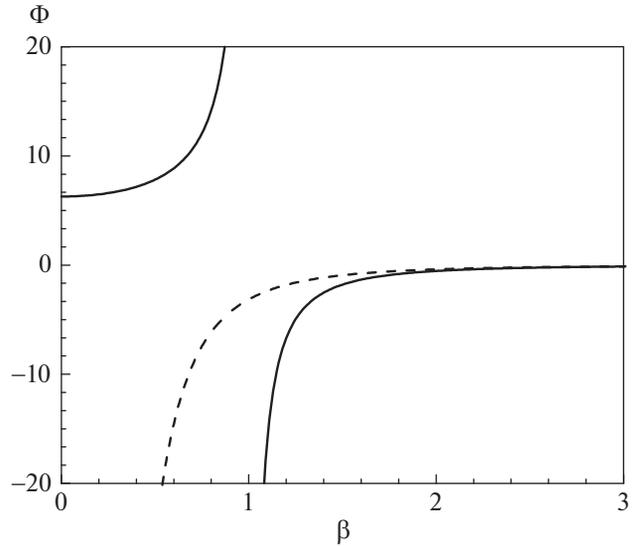


Рис. 3. Характерный вид функции Φ . Сплошная линия показывает функцию Φ , пунктирная – формулу для поля магнитного диполя.

Введем вспомогательную функцию:

$$\Phi(\beta) = 2 \int_0^\pi \frac{(1 - \beta \cos \varphi) d\varphi}{(1 + \beta^2 - 2\beta \cos \varphi)^{3/2}}.$$

Данный интеграл не вычисляется в элементарных функциях. Вместе с тем, табличные значения данной функции могут быть вычислены численно.

Тогда магнитное поле представляется в форме:

$$b = \frac{I}{cR} \Phi\left(\frac{r}{R}\right).$$

Важно отметить, что при $r = 0$ данная формула должна переходить в хорошо известную формулу

для поля в центре витка с током $b = \frac{2\pi I}{cR}$, т.е. при $\beta = 0$ мы должны получать $\Phi = 2\pi$. В свою очередь, при больших значениях r мы должны получить формулу для поля магнитного диполя

$b = \frac{\pi I R^2}{c r^3}$, т.е. $\Phi(\beta) = -\frac{\pi}{\beta^3}$. Результат численного вычисления данной функции представлен на рис. 3, демонстрирующего, что как при малых, так и при больших значениях аргумента функция соответствует ожиданиям.

Рассмотрим теперь большое количество пар “протон-электрон”, связанных с инъекцией частиц со стороны центрального объекта и имеющих плотность n (в простейших случаях можно считать ее постоянной, но в целом модель допускает и произвольный закон распределения). Предполагая, что диск имеет достаточно небольшую полутолщину h , кольцо частиц, располо-

женное в пределах от R до $R + dR$, создает на расстоянии r от центра магнитное поле:

$$dB(r) = \frac{4\pi I n h}{c} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR. \quad (6)$$

Для плотности частиц истекающей плазмы можно воспользоваться приближенным законом [26]

$$n(R) = n_0 \frac{R_{\min}^2}{R^2},$$

где n_0 связана со скоростью истечения плазмы из центра.

Учитывая (3) и предполагая, что плотность вращающейся среды меняется по закону $N(R) = N(R_{\min}) \frac{R_{\min}}{R}$, мы можем также представить зависимость времени столкновений от расстояния:

$$\tau_p(R) = \tau_p(R_{\min}) \frac{R}{R_{\min}}.$$

Тогда уравнение (6) преобразуется к виду:

$$dB(r) = -\frac{4nheV\tau_p\Omega}{cR} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR - \frac{2nhe^2V\tau_p}{m_p c^2 R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR. \quad (7)$$

Проинтегрируем обе части данного равенства по диапазону $R_{\min} < R < R_{\max}$. Тогда

$$B(r) = -\frac{4n_0 R_{\min} h e V \tau_p (R_{\min}) \Omega}{c} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{dR}{R^2} - \frac{2n_0 h e^2 V \tau_p (R_{\min}) R_{\min}}{m_p c^2 R_{\max}} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) \frac{dR}{R^2}.$$

Достаточно удобно измерять расстояния в единицах R_{\max} , а магнитные поля — в единицах $\frac{4n_0 R_{\min} h e V \tau_p (R_{\min}) \Omega}{c R_{\max}}$. Тогда данное уравнение можно переписать в форме:

$$B(r) = -\int_{R_{\min}}^1 \Phi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{dR}{R^2} - \mu \int_{R_{\min}}^1 \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) \frac{dR}{R^2},$$

где $\mu = \frac{2n_0 h e^2 V \tau_p (R_{\min}) R_{\min}}{m_p c^2 R_{\max}}$.

Для удобства введем функции

$$F(r) = -\int_{R_{\min}}^1 \Phi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{dR}{R^2},$$

$$Q(r, R) = -\frac{1}{R^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right).$$

Тогда мы получим интегральное уравнение:

$$B(r) = \mu \int_{R_{\min}}^1 Q(r, R) B(R) dR + F(r), \quad (8)$$

которое будет описывать распределение магнитного поля в результате действия бирманновского механизма.

4. АНАЛИЗ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ

Уравнение (8) относится к уравнениям Фредгольма второго рода [32, 33]. В случае достаточно малых μ оно может решаться с помощью стандартных методов, таких как метод простых итераций, разложение ядра и т.д. Однако надо учитывать, что в случае реальных объектов параметр μ обычно оказывается достаточно большим. Это значит, что интеграл в правой части заметно превышает то, что будет находиться в левой. Таким образом, по сути свойства уравнения скорее соответствуют уравнению Фредгольма первого рода (включая все присущие ему трудности решения), которое можно получить с помощью следующей замены:

$$L(r, R) = \frac{1}{\mu(1 - R_{\min})} - Q(r, R).$$

В таком случае оно приводится к виду:

$$\int_{R_{\min}}^1 L(r, R) B(R) dR = \frac{1}{\mu} F(r).$$

Данное уравнение представляет собой типичный пример некорректно поставленной задачи. Для ее решения можно воспользоваться методом регуляризации Тихонова. С этой целью рассмотрим минимизацию тихоновского функционала [34], который для нашей задачи выглядит так:

$$M[B] = \int_{R_{\min}}^1 \left(\int_{R_{\min}}^1 L(r, R) B(R) dR - \frac{1}{\mu} F(R) \right)^2 dr + \alpha \left(\int_{R_{\min}}^1 B^2(R) dR + \int_{R_{\min}}^1 B'^2(R) dR \right),$$

где α — так называемый параметр регуляризации. Можно показать [34], что его экстремаль достаточно хорошо приближает необходимую нам функцию $B(R)$.

Решение данной задачи при различных значениях параметров представлено на рис. 4. В данном случае мы использовали значение $R_{\min} = 0.05$. Можно видеть, что с ростом μ решение уменьшается. Исходя из того, как вводилось выражение для μ , это означает, что магнитное поле тем меньше, чем выше концентрация частиц в галактике, что можно объяснить большим сопро-

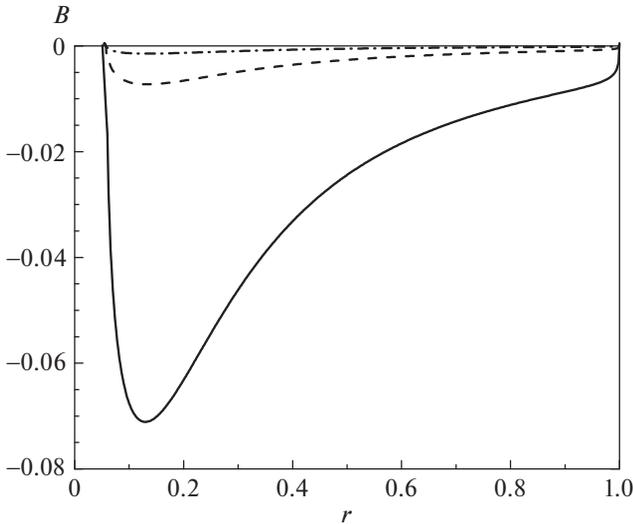


Рис. 4. Зависимость магнитного поля от расстояния до центра при разных значениях параметра μ : $\mu = 10$ (сплошная линия), 100 (штриховая), 500 (штрихпунктирная).

тивлением движению частиц, инжектируемых со стороны центрального объекта и обуславливающих действие механизма Бирмана.

Оценим магнитное поле, которое генерируется в случае типичной галактики. Ранее было показано, что концентрация числа протонов и электронов в истекающем веществе в единице объема пропорциональна темпу истечения. Для нее можно взять приближенное значение $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$. Для полутолщины диска можно взять $h = 500 \text{ пк} = 1.5 \times 10^{21} \text{ см}$. Радиус центрального объекта примем равным $R_{\min} = 10 \text{ пк} = 3 \times 10^{19} \text{ см}$, а полный радиус галактики — $R_{\max} = 10 \text{ кпк} = 3 \times 10^{22} \text{ см}$. Угловую скорость будем считать равной $\Omega = 5 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$, а для времени столкновений около центрального объекта можно получить $\tau_p(R_{\min}) = 1.4 \times 10^9 \text{ с}$. Тогда для “единицы измерения” магнитного поля мы получим значение $B_0 = 2 \times 10^4 \text{ Гс}$.

Определим теперь значение μ , которое соответствует задаче. Предполагая, что $N_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$ [26], мы можем получить значение $\mu = 1.99 \times 10^{23}$. Данное значение является исключительно большим и заметно затрудняет процесс точных вычислений. Вместе с тем можно заметить, что в таком случае для ядра интегрального оператора с исключительно высокой точностью выполнено соотношение:

$$L(r, R) = -Q(r, R) = -\frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right).$$

Тогда уравнение сводится к виду:

$$-\mu \int_{R_{\min}}^1 -\frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR = \int_{R_{\min}}^1 -\frac{1}{R^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR.$$

Магнитное поле в таком случае можно приближенно оценить с помощью выражения:

$$B = \frac{B_0}{\mu}.$$

Тогда получаем $B = 1.0 \times 10^{-19} \text{ Гс}$.

5. УЧЕТ ИОНИЗАЦИИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЫ

В случае высокой степени ионизации вращающейся среды (когда для плотности частиц данной среды имеем выражение $\kappa \gg n$) может быть необходимым учет влияния возникающего за счет батареи Бирмана магнитного поля на движение протонов и электронов, входящих в ее состав.

Отметим, что в таком случае протоны будут приобретать дополнительную отрицательную угловую скорость $-\frac{eB}{2m_p c}$, а электроны — дополни-

тельную положительную угловую скорость $\frac{eB}{2m_e c}$.

Каждая из пар будет связана с током:

$$I' = -\frac{e^2 B}{4\pi m_p c} - \frac{e^2 B}{2\pi m_e c} = -\frac{e^2 B}{4\pi m_e c} \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right).$$

С учетом того, что $m_e \ll m_p$, приближенно можно записать, что

$$I' = -\frac{e^2 B}{4\pi m_e c}.$$

Подобные токи в дифференциально тонком кольце радиуса R создают на расстоянии r от центра магнитное поле:

$$dB_{ion}(r) = \frac{4\pi I' \kappa h}{c} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR = -\frac{\kappa h e^2}{m_e c^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR.$$

Совокупный эффект будет даваться с помощью суммы

$$dB(r) = dB_{inj}(r) + dB_{ion}(r),$$

где dB_{inj} определяется формулой (7). Это означает, что

$$dB(r) = -\frac{4nheV\tau_p\Omega}{cR} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR - \frac{2nhe^2V\tau_p}{m_p c^2 R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR - \frac{\kappa h e^2}{m_e c^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR.$$

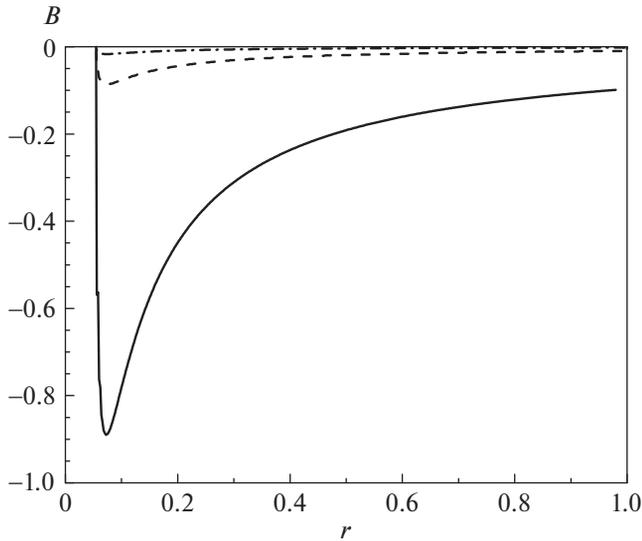


Рис. 5. Зависимость магнитного поля от расстояния до центра в модели с учетом ионизации среды при разных значениях параметра λ : $\lambda = 10$ (сплошная линия), 100 (штриховая), 500 (штрихпунктирная).

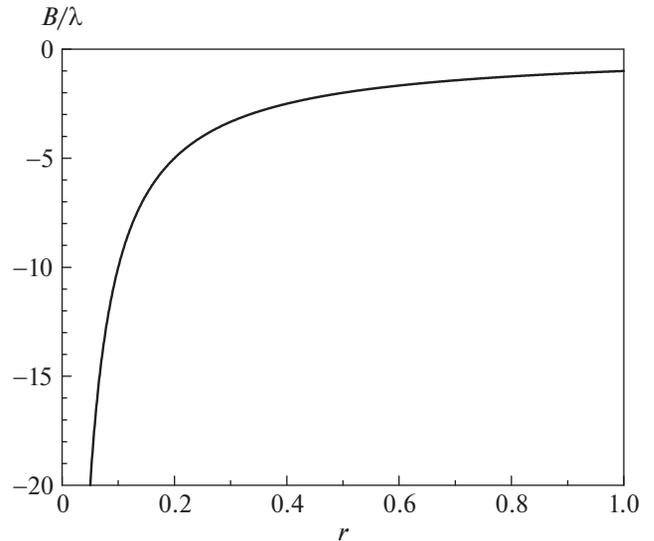


Рис. 6. Поведение магнитного поля при больших λ в модели с учетом ионизации среды.

Отметим, что учитывая тот факт, что $\kappa \gg n$, с большой точностью можно считать, что

$$dB(r) \cong -\frac{4nheV\tau_p\Omega}{cR} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR - \frac{\kappa he^2}{m_e c^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR. \quad (9)$$

Поскольку количество ионов во вращающейся среде пропорционально числу частиц, мы можем считать, что оно обратно пропорционально расстоянию до центра [35, 36]:

$$\kappa(R) = \kappa_0 \frac{R_{\min}}{R}.$$

Тогда можно переписать (9) в форме:

$$dB(r) \cong -\frac{4n_0 R_{\min} heV\tau_p(R_{\min})\Omega}{cR^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR - \frac{\kappa N_0 R_{\min} he^2}{m_e c^2 R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR. \quad (10)$$

Данное равенство можно также привести к интегральному уравнению:

$$B(r) = -\frac{4n_0 R_{\min} heV\tau_p(R_{\min})\Omega}{c} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) \frac{dR}{R^2} - \frac{\kappa N_0 R_{\min} he^2}{m_e c^2} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) \frac{dR}{R}.$$

Используя те же безразмерные единицы, мы перепишем уравнение в таком виде:

$$B(r) = \lambda \int_{R_{\min}}^1 K(r, R) B(R) dR + F(R), \quad (11)$$

где

$$K(r, R) = -\frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right),$$

$$\lambda = \frac{\kappa_0 he^2 R_{\min}}{m_e c^2}.$$

Используя те же подходы, мы можем получить решения для различных λ , представленные на рис. 5.

Предполагая, что $\kappa_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$, мы получим $\lambda = 1.31 \times 10^{31}$. В таком случае ядро интегрального оператора сводится к виду:

$$L(r, R) = -K(r, R) = -\frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right),$$

а уравнение запишется так:

$$-\lambda \int_{R_{\min}}^1 \frac{1}{R} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) B(R) dR = \int_{R_{\min}}^1 -\frac{1}{R^2} \Phi\left(\frac{r}{R}\right) dR.$$

Данному уравнению очевидно удовлетворяет в безразмерных переменных решение $B(R) = -\frac{1}{\lambda R}$. В свою очередь, при переходе к стандартным еди-

ницам измерения решение для магнитного поля представляется в форме (рис. 6):

$$B(r) = \frac{B_0 R_{\max}}{\lambda r}.$$

Наибольшее значение магнитного поля будет соответствовать минимальному расстоянию до центра $r = R_{\min}$, т.е. поле будет достигать значений порядка $B = 1.5 \times 10^{-27}$ Гс.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была получена модель для магнитных полей галактик на начальном этапе их эволюции. Генерация данного магнитного поля обусловлена так называемой батареей Бирмана. Показано, что заряженные частицы (протоны и электроны) достаточно быстро приобретают скорость, которая связана только с расстоянием до оси вращения объекта, что обуславливает наличие круговых токов. Они приводят к возникновению магнитного поля, которое будет слабо зависеть от времени. Его пространственную структуру можно определить, сформулировав и решив соответствующее интегральное уравнение. В зависимости от того, какова степень ионизации среды и насколько возникает необходимость учета влияния сгенерированного магнитного поля на движение частиц, величина поля может варьироваться в пределах от 10^{-27} Гс до 10^{-19} Гс.

Отметим, что в предшествующих работах были сделаны оценки, близкие к данному диапазону. Так, в классической работе Мишустина и Рузмайкина [24] для поля в протогалактике получено значение порядка $10^{-18..17}$ Гс. Гаррисоном было установлено, что магнитное поле, связанное с механизмом Бирмана, в зависимости от конкретного примера может составлять величину от 10^{-28} Гс до 10^{-26} Гс [23]. Пудритц и Силк [37] предсказывают, что магнитные поля, обусловленные батарейными эффектами, могут достигать значений порядка 10^{-19} Гс. Дэвис и Видроу [28] предполагают поля величиной около 10^{-17} Гс. Ксу и соавт. [38] получили оценки магнитных полей с использованием космологических МГД-симуляций, которые предсказывают величины полей около 10^{-18} Гс для раннего этапа эволюции галактики.

Отметим, что хотя разброс данных величин достаточно велик, полученное поле в любом случае будет достаточно малым. Тем не менее оно может являться источником начальных магнитных полей для механизма динамо [37]. Можно предполагать, что первоначально данное значение усиливается с помощью мелкомасштабного динамо [1]. Оценим темп роста магнитного поля за счет дан-

ного эффекта. Показатель экспоненциального роста имеет порядок величины $\gamma \sim \frac{l}{v}$, где l – масштаб турбулентности, v – типичная скорость турбулентных движений. Предполагая, что $v \sim 10$ км/с, мы получим типичное значение $\gamma \sim 10$ млн. лет. Это означает, что за время около 300 млн. лет магнитное поле величины 10^{-19} Гс достигнет уровня равномерного распределения, составляющего 10^{-6} Гс. В случае, если рост поля начинается с величины 10^{-27} Гс, то для достижения данного значения потребуется время порядка 500 млн. лет. Таким образом, к эпохе $Z \approx 3$, когда в галактиках уже генерируется крупномасштабное магнитное поле, в них уже будет присутствовать достаточно сильный мелкомасштабный компонент, который может послужить начальным условием для работы крупномасштабного динамо [1, 39]. В свою очередь, среднее магнитное поле, связанное с мелкомасштабным динамо, может являться источником генерации магнитных полей в рамках крупномасштабного динамо. Вместе с тем нельзя исключать, что в возникновении начальных полей наравне с батареей Бирмана играют роль такие механизмы, как вайбелевская неустойчивость [40] или космологические возмущения [41].

Также можно предполагать, что подобный механизм может объяснять генерацию магнитных полей в других небесных объектах, обладающих схожей геометрией. Так, ранее было показано, что характер эволюции полей в аккреционных дисках в целом схож с тем, что имеет место в галактиках [42, 43]. Поэтому вполне возможно предположить, что использованные подходы будут также актуальны и для подобных объектов.

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту за внимательное ознакомление с работой и высказанные замечания, которые дали возможность внести в нее ряд улучшений. Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования России (соглашение 075-15-2019-1621).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *T. Arshakian, R. Beck, M. Krause, and D. Sokoloff, Astron. and Astrophys.* **494**, 21 (2009).
2. *Н. Г. Бочкарев, Магнитные поля в космосе* (М.: Наука, 2011).
3. *E. Fermi, Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949).
4. *В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1960).
5. *Я. Б. Зельдович, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов. Магнитные поля в астрофизике* (Москва-Ижевск: "Регулярная и хаотическая динамика", 2006).

6. *P. Frick, D. Sokoloff, R. Stepanov, and R. Beck*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **414**, 2540 (2011).
7. *R. N. Manchester*, Astrophys. J. **172**, 43 (1973).
8. *Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров*, Астрофизика **28**, 419 (1988).
9. *J. L. Han and G. J. Qiao*, Astron. and Astrophys. **288**, 759 (1994).
10. *P. P. Kronberg*, Nature **370**, 179 (1994).
11. *А. Р. Андреасян, Р. Р. Андреасян, Г. М. Паронян*, Астрофизика **59**, 65 (2016).
12. *Р. Р. Андреасян, Е. А. Михайлов, А. Р. Андреасян*, Астрон. журн. **97**, 179 (2020).
13. *N. Oppermann, H. Junklewitz, and G. Robbers*, Astron. and Astrophys. **542**, 93 (2011).
14. *M. Hansen, W. Zhao, A. M. Frejsel, P. D. Naselsky, J. Kim, and O. V. Verkhodanov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **426**, 57 (2012).
15. *R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, A. Shukurov, and D. Sokoloff*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **34**, 155 (1996).
16. *M. L. Bernet, F. L. Miniati, S. J. Lilly, P. P. Kronberg, and M. Dessauges-Zavadsky*, Nature **454**, 302 (2008).
17. *N. Oppermann, H. Junklewitz, G. Robbers, and T. A. Ensslin*, Astron. and Astrophys. **530**, id. A89 (2012).
18. *Д. Д. Соколов*, Успехи физ. наук **185**, 643 (2015).
19. *D. Moss*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **275**, 191 (1995).
20. *D. Moss and D. Sokoloff*, Astron. Astrophys. Trans. **27**, 139 (2012).
21. *А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. М. Шукуров*, Магнитные поля галактик (М.: Наука, 1988).
22. *L. Biermann and A. Schluter*, Phys. Rev. **82**, 863 (1951).
23. *E. R. Harrison*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **147**, 279 (1970).
24. *I. N. Mishustin and A. A. Ruzmaikin*, Sov. J. Experim. Theoret. Phys. **34**, 233 (1972).
25. *H. Lesch, A. Crusius, R. Schlickeiser, and R. Wielebinski*, Astron. and Astrophys. **217**, 99 (1989).
26. *Р. Р. Андреасян*, Астрофизика **39**, 111 (1996).
27. *Е. А. Mikhailov and R. R. Andreyan*, Comm. Byurakan Astrophys. Observ. **67**, 281 (2020).
28. *G. Davies and L. M. Widrow*, Astrophys. J. **540**, 755 (2000).
29. *Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар*, Космическая электродинамика (М.: Наука, 1967).
30. *Л. Э. Эльсгольц*, Дифференциальные уравнения (М.: Наука, 2008).
31. *И. Е. Тамм*, Основы теории электричества (М.: Физматлит, 2003).
32. *А. Б. Васильева, А. Н. Тихонов*, Интегральные уравнения (М.: "Лань", 2004).
33. *В. Т. Волков, А. Г. Ягола*, Интегральные уравнения. Вариационное исчисление (М.: МГУ, 2008).
34. *А. Н. Тихонов, А. В. Гончарский, В. В. Степанов, А. Г. Ягола*, Численные методы решения некорректных задач (М.: Наука, 1990).
35. *G. J. Ferland and H. Netzer*, Astrophys. J. **264**, 105 (1983).
36. *W. Forman, C. Jones, and W. Tucker*, Astrophys. J. **293**, 102 (1985).
37. *R. E. Pudritz and J. Silk*, Astrophys. J. **342**, 650 (1989).
38. *H. Xu, B. W. O'Shea, D. C. Collins, M. L. Norman, H. Li, and S. Li*, Astrophys. J. **688**, L57 (2008).
39. *L. F. S. Rodrigues, L. Chamandy, A. Shukurov, C. M. Baugh, and A. R. Taylor*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 2424 (2019).
40. *M. V. Medvedev, L. O. Silva, M. Fiore, R. A. Fonseca, and W. B. Mori*, J. Korean Astron. Soc. **37**, 533 (2004).
41. *K. Takahashi, K. Ichiki, H. Ohno, H. Hanayama, and N. Sugiyama*, Astron. Nachricht. **327**, 410 (2006).
42. *D. Moss, D. Sokoloff, and V. Suleimanov*, Astron. and Astrophys. **588**, id. A18 (2016).
43. *D. Boneva, E. Mikhailov, and M. Pashentseva*, in Fifteenth Intern. Conf. "Space, Ecology, Safety" (SES-2019), held 6–8 November 2019 (Sofia, Bulgaria: Space Research and Technology Institute Bulgarian Academy of Sciences, 2019), p. 57 (2019).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ БЫСТРЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ НА ЧАСТОТАХ 111 И 1400 МГц

© 2021 г. В. А. Федорова^{1,*}, А. Е. Родин^{1,**}

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН,
Пушино, Россия

*E-mail: fedorova@prao.ru

**E-mail: rodin@prao.ru

Поступила в редакцию 05.05.2021 г.

После доработки 05.06.2021 г.

Принята к публикации 14.06.2021 г.

В работе проведен сравнительный анализ наблюдательных характеристик быстрых радиовсплесков на частотах 111 и 1400 МГц. Построены распределения по мере дисперсии радиовсплесков. Показано, что на обеих частотах они описываются логнормальным распределением с параметрами $\mu = 6.2$, $\sigma = 0.7$. Также построена зависимость $\tau_{sc}(DM)$ величины рассеяния от меры дисперсии на 111 МГц и 1400 МГц. Показано, что эта зависимость принципиально отличается от зависимости для пульсаров. Сравнительный анализ взаимосвязи рассеяния импульсов от меры дисперсии на 1400 МГц и 111 МГц показал, что $\tau_{sc}(DM)$ для обеих частот имеет вид $\tau_{sc}(DM) \sim DM^k$, где $k = 0.49 \pm 0.18$ и $k = 0.43 \pm 0.15$ для частот 111 и 1400 МГц соответственно. Полученная зависимость объясняется в рамках предположения о внегалактическом возникновении быстрых радиовсплесков и практически равномерном распределении вещества в межгалактическом пространстве. Из зависимости $\tau_{sc}(DM)$ получена суммарная оценка вклада в DM вещества гало нашей и родительской галактики $DM_{\text{halo}} + \frac{DM_{\text{host}}}{1+z} \approx 60$ пк/см³. На основе зависимости $\log N - \log S$ выведен средний спектральный индекс радиовсплесков $\alpha = -0.63 \pm 0.20$ при условии, что статистические свойства этих выборок на 111 и 1400 МГц одинаковы.

Ключевые слова: быстрые радиовсплески, межзвездная среда, межгалактическая среда, модель рассеяния

DOI: 10.31857/S0004629921100091

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из интереснейших направлений современной астрофизики является исследование быстрых радиовсплесков (БРВ) — загадочного явления, для объяснения природы которого привлекаются катастрофические космические события от слияний черных дыр и нейтронных звезд до вспышек магнетаров и испарений астероидов потоком заряженных частиц в окрестностях пульсаров [1–5]. Недавняя регистрация мощного импульса от известного магнетара SGR 1935+2154 [6] с пиковой плотностью потока порядка мегаянских значительно усилила позиции сторонников магнетаров как источников быстрых радиовсплесков. Тем не менее, на наш взгляд, это событие не отменяет полностью и другие механизмы возникновения БРВ.

До недавнего времени быстрые радиовсплески фиксировались эпизодически либо в архивных данных, либо при проведении наблюдений других космических объектов, и статистика по ним была крайне скудна. Ситуация изменилась с введением в строй специальных мониторинговых радиотелескопов, работающих непрерывно в круглосуточном режиме. За рубежом к таким инструментам относятся, например, CHIME [7], ASKAP [8]. Такого рода радиотелескоп есть и в России — это Большая синфазная антенна Пушчинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН (БСА ФИАН).

Круглосуточный режим работы и полнота получаемых данных БСА ФИАН практически сразу же после запуска мониторингового режима в 2012 г. привели к идее попытаться зарегистрировать импульсные сигналы космического происхождения. Эта идея была реализована сначала для поиска

новых пульсаров [9], а осенью 2017 г. была начата разработка алгоритма для обнаружения одиночных импульсных сигналов. Первые результаты были опубликованы в статье Федоровой и Родина [10]. Далее работа получила развитие в поиске быстрых радиовсплесков в направлении двух ближайших галактик: М31 и М33. Было обнаружено еще девять одиночных импульсов, включая один повторяющийся. Все события не показали видимой концентрации к центрам галактик М31 и М33 [11]. Чтобы начать делать значимые достоверные выводы о свойствах новых импульсов, необходимо было увеличить их статистику до нескольких десятков, поэтому был начат поиск по всему доступному участку неба. На момент написания этой статьи на телескопе БСА ФИАН обнаружено 63 импульса. Хотя авторы с самого начала определили их для себя как быстрые радиовсплески, необходимо было исследовать их наблюдательные свойства и сравнить с аналогичными свойствами радиовсплесков, наблюдаемых на других частотах, чтобы уверенно говорить об этом. Именно это является главной целью написания данной статьи.

Далее будет проведен сравнительный анализ таких наблюдательных характеристик, как мера дисперсии, зависимость рассеяния импульсов от меры дисперсии, которая, как будет показано далее, принципиально отличается от аналогичной зависимости для пульсаров, и, наконец, зависимость $\text{Log } N - \text{Log } S$ на частотах 111 и 1400 МГц, из которой будет выведен средний спектральный индекс импульсов.

Плотность распределения по мере дисперсии обнаруженных радиовсплесков изучалась многими авторами. Так, например, в работе Кордеса и др. [12] анализируется интегральная плотность распределения радиовсплесков в сравнении с пространственным распределением свободных электронов и радиовсплесков, и делается вывод, что наблюдаемое распределение может быть объяснено моделью, включающей плотное ядро и более разреженное гало. В работе Долага и соавт. [13] делается вывод, что наблюдаемое распределение DM согласуется с космологической популяцией на красных смещениях $z = 0.6-0.9$ вне зависимости от того, как БРВ распределены по отношению к крупномасштабной структуре или свойствам родительских галактик.

Рассеяние импульсов на неоднородностях среды представляет собой важный инструмент для исследования свойств как межзвездной, так и межгалактической среды. На роль источников импульсного излучения для изучения свойств межзвездной среды наиболее подходят пульсары. Рассеяние радиоволн на мелкомасштабных флуктуациях электронной плотности в межзвездной среде впервые было признано причиной измене-

ний интенсивности излучения пульсаров в работах [14, 15]. Галактическая среда весьма неоднородна, и подробное исследование происходящих внутри нее процессов началось практически сразу же после открытия пульсаров. На тот момент изучать межзвездную среду можно было на относительно небольших расстояниях от наблюдателя, поскольку первые зарегистрированные пульсары являлись близкими объектами и имели относительно высокую плотность потоков излучения [16–18]. Кордес и соавт. [19] впервые предложили двухкомпонентную модель турбулентности галактической среды. Под первой составляющей Кордес и соавт. понимают неоднородную среду в области до галактических высот $z < 100$ пк, которую связывают с населением Галактики I типа. Область на расстоянии ≥ 0.5 кпк является второй составляющей модели и определяет рассеяние на больших галактических высотах $|b| \geq 10^\circ$. На таких масштабах среда, по мнению Кордеса и соавт., является практически однородной. Этот результат оказался одним из важнейших, поскольку ранее считалось, что турбулентные потоки распределены равномерно.

Более подробно вопрос, связанный с механизмом рассеяния излучения, был рассмотрен Саттоном [20]. Он подробно описывает все факторы, приводящие к многолучевому распространению сигнала, а также показывает теоретическую зависимость между уширением импульса, частотой декорреляции и мерой дисперсии. В работе также рассматривается аномально сильное рассеяние при малых мерах дисперсии. Такой эффект может наблюдаться в результате взаимодействия импульса с сильными турбулентными потоками, например, в областях III. Также пример сильной зависимости рассеяния от меры дисперсии приведен в работе Бхата и др. [21]. Ими показано, что для галактических пульсаров с одинаковым значением DM величина рассеяния может различаться на три порядка.

Главный вклад в рассеяние импульсов вносит галактическая среда, где плотность вещества значительно выше по сравнению с межгалактической средой. Соответственно, рассеяние импульсов в галактической среде должно сильнее зависеть от меры дисперсии, чего нельзя сказать об импульсах, рассеянных межгалактической средой. На такой эффект было указано в работах Лоримера и Карастергио [22, 23]. Из их исследований следует, что рассеяние быстрых радиовсплесков на межгалактической среде крайне мало или даже полностью отсутствует и что импульсы, регистрируемые на частотах ниже 1 ГГц, испытывают гораздо меньшее уширение, в отличие от импульсов галактического происхождения. Это, по мнению Лоримера и Карастергио, дает возмож-

ность наблюдать быстрые радиовсплески на более низких частотах.

В работе Чжу и соавт. [24] рассматривают рассеяние быстрых радиовсплесков на межгалактической среде на больших космологических расстояниях, поскольку среднее расстояние до области возникновения импульса 400–500 Мпк. В статье с помощью моделирования показано, что рассеяние импульсов в войдах довольно слабо, но может усиливаться неоднородным распределением газа в галактических кластерах и филаментах. В [13] Долаг и соавт. моделируют распределение межгалактического вещества в зависимости от крупномасштабной структуры Вселенной. Также они дают оценку вклада вещества нашей Галактики примерно в два раза выше, чем было ранее до них, за счет вклада гало Галактики на уровне $DM_{\text{halo}} \approx 30$ пк/см³.

В отличие от упомянутых выше статей [24] и [13], мы в своей работе придерживаемся минимально необходимого допущения, что хотя межгалактическое вещество является неоднородным, но в сравнении с вкладом в рассеяние импульсов от вещества нашей и, возможно, родительской галактики вкладом межгалактического вещества в рассеяние можно пренебречь и считать его в первом приближении однородным.

Если возвращаться к вопросу о рассеянии на низких частотах, то в качестве примера можно привести работу Кузьмина и соавт. 2007 г. [25]. В ней проводились измерения уширения импульсов выборки 100 галактических пульсаров на частоте 102 и 111 МГц. В результате анализа было установлено, что зависимость величины рассеяния от меры дисперсии описывается степенным законом

$$\tau_{\text{sc}}(DM) = 0.06 \left(\frac{DM}{100} \right)^{2.2 \pm 0.1} \text{ [с]}. \quad (1)$$

Также Кузьминым и соавт. в статье [25] показано, что на расстоянии до 3 кпк турбулентные потоки рассеивающей среды являются статистически однородными. Но этот вывод сделан для галактических областей. Наша же работа направлена на исследование эффектов, возникающих в межгалактической среде. Для этих целей в полной мере подходят такие импульсные источники, как радиовсплески, которые в настоящее время являются единственным средством для изучения межгалактических эффектов распространения.

В настоящей работе проводилось исследование величины рассеяния 63 быстрых радиовсплесков, зарегистрированных на частоте 111 МГц [10, 11]. Зависимость рассеяния τ_{sc} от меры дисперсии DM из статьи Кузьмина [25] построена для пульсаров с мерой дисперсии от 2.97 до 196 пк/см³. Было решено дополнить эту зависимость по данным измерений быстрых радио-

всплесков на 111 МГц, диапазон мер дисперсии которых заключен в пределах от 172 пк/см³ до 1868 пк/см³.

Интегральное распределение быстрых радиовсплесков по пиковому потоку ($\log N - \log S$) было проанализировано в работах Оппермана, Маккарта и Попова [26–28]. Для рассмотрения зависимости использовались импульсы, зарегистрированные на частотах >700 МГц. Опперман и соавт. [26] показали, что распределение импульсов по потоку согласуется с равномерным распределением источников в евклидовом пространстве. В работе [27] Маккарт и Экерс продемонстрировали, что распределение быстрых радиовсплесков в пространстве не только соответствует закону $S^{-3/2}$, но может иметь и более крутую зависимость. В работе [28] проанализировано интегральное распределение по флюэнсу $N(>F) - F$ и показано, что импульсы разделены на две популяции: $0.5 < F < 3$ Ян мс и $3 < F < 100$ Ян мс. Такая особенность, по мнению авторов данной работы, может объясняться либо малой статистикой, либо эффектом селекции.

В последующих разделах приводятся технические характеристики радиотелескопа БСА ФИАН, описывается методика измерения ширины импульсов быстрых радиовсплесков и обсуждаются полученные результаты.

2. АППАРАТУРА

Наблюдения проводились на Большой синфазной антенне (БСА ФИАН). Это инструмент меридианного типа, в поле зрения которого попадает участок неба от +42.13 до –8.20 градусов по склонению. Антенна имеет большое поле зрения, которое составляет ~50 кв. гр. Эффективная площадь БСА ФИАН составляет 47000 м² и имеет максимальное значение в зените. Эта величина уменьшается к горизонту пропорционально $\cos z$, где z – зенитное расстояние. Диаграмма направленности (ДН) БСА ФИАН представляет особый интерес. Она включает в себя управляемую по склонению ДН (ДН-1) и стационарную ДН (ДН-3). Для наблюдения и исследования пульсаров используется ДН-1. Круглосуточный мониторинг различных источников ведется на ДН-3.

Радиотелескоп принимает излучение в диапазоне частот 111 МГц \pm 1.25 МГц. Запись ведется в двух режимах с помощью многоканального цифрового приемника. Первый режим включает в себя наблюдения с низким частотным разрешением в шести частотных каналах 415 кГц каждый. При этом временное разрешение составляет 0.1 с. При втором режиме запись ведется в 32 частотных каналах, каждый из которых 78 кГц, а временное

разрешение 12.5 мс. Оба режима записи получают преобразованием сигнала на процессоре БПФ на 512 каналов [29].

Флуктуационная чувствительность радиотелескопа в режиме низкого разрешения составляет 140 мЯн, что делает инструмент одним из лучших в мире. Температура собственных шумов в системе находится в пределах от 550 до 3500 К и зависит от фона неба.

В ходе наблюдений на БСА ФИАН за период с 2012 г. по настоящее время накоплен колоссальный объем данных. В результате тщательной обработки данных, полученных за восемь лет в результате ежесуточных наблюдений нескольких участков неба общей площадью в 310 квадратных градусов, обнаружено более шестидесяти новых радиовсплесков. В настоящее время поиск продолжается по всему доступному для наблюдений участку неба.

3. КАТАЛОГ “PRAO FRBs at 111 MHz”

В работе Федоровой и Родина [11] было показано, что средний темп регистрации всплесков радиотелескопом БСА ФИАН на частоте 111 МГц ~ 2000 импульсов/год. На момент начала 2021 г. произведена обработка архивных данных 2018 г. с января по июнь в участке неба $\alpha = 11^h 45^m - 12^h 45^m$ и $\delta = 21.38^\circ - 41.72^\circ$. За указанный период было обнаружено 51 новое явление, что в пересчете на все небо за год соответствует количеству 10^3 импульсов/день и соответствует оценкам, данным в различных исследованиях [31]. В связи с тем, что количество обнаруженных импульсов превысило несколько десятков, был создан отдельный каталог радиовсплесков, зарегистрированных на 111 МГц — “PRAO FRBs at 111 MHz”¹. Данный ресурс находится в свободном доступе и включает в себя следующие параметры:

1. FRB_name — название импульса. Приводится в виде FRB yymmdd.Jra+dec [7].

2. RA, DEC — координаты импульсов приводятся в формате RA(J2000) hh:mm:ss, DEC(J2000) deg. Оценка погрешности определения прямого восхождения составляет $\pm 2^m$, по склонению эта величина соответствует $\pm 15'$.

3. GL, GB — галактические координаты на эпоху J2000.

4. Date — дата в формате уууу/мм/дд соответствует дате в архивных данных момента обнаружения импульса.

5. UTC_time — значение UTC в формате hh:mm:ss.

¹ <https://www.frb.su/catalogue-prao-frb>

6. Flux — значение пикового потока быстрых радиовсплесков (Ян). Оценка точности составляет ± 0.05 Ян.

7. DM — величина меры дисперсии (пк/см³). Оценка погрешности составляет ± 5 пак/см³.

8. S/N — величина отношения сигнал/шум. Для ранее обнаруженных импульсов из [10, 11] величина S/N пересчитана в более консервативную сторону.

9. Width_observed — ширина суммарного импульса после свертки с шаблоном (мс). Погрешность измерения составляет ± 100 мс.

10. Width_original — первоначальная ширина рассеянного импульса, принятого антенной (мс). Погрешность ± 100 мс.

11. Fluence — плотность энергии быстрого радиовсплеска (Ян · мс).

12. z_YMW16 — значение красного смещения z в соответствии с моделью электронной плотности YMW16 electron-density model [32]. Данная величина носит только оценочный характер, так как зависит от принятой величины средней плотности в межгалактической среде.

Оценка полноты каталога была проведена путем анализа отличия гистограммы распределения по DM от логнормального распределения (см. ниже рис. 7). На гистограмме видно, что имеется дефицит импульсов на $DM < 200$ и $DM > 700$. Дефицит составляет долю ~ 0.32 от общей площади распределения. Эта величина близка к доле отброшенных импульсов $\sim 43\%$, которые отбраковывались из-за жестких критериев отбора: если импульс не был виден во всех шести каналах, то он не входил в каталог, хотя с большой вероятностью это был реальный импульс. Таким образом, по нашим оценкам каталог радиовсплесков на 111 МГц полон на $\sim 60-70\%$.

Ниже для каждого импульса приведены динамический спектр в шести частотных каналах (верхнее изображение) и профиль (нижнее изображение). Амплитуда импульса приводится в единицах АЦП, под отсчетом понимается единица времени, равная 0.1 с.

4. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Метод выделения одиночных импульсных сигналов подробно описан в предыдущих статьях Федоровой и Родина [10, 11], поэтому остановимся на нем вкратце. Так как антенной БСА принимается рассеянный на неоднородностях космической плазмы сигнал, и сигнал при приеме в частотной полосе испытывает дополнительное уширение, то для его выделения используется свертка с шаблоном согласованной формы (экспоненциально затухающий импульс). В радиофи-

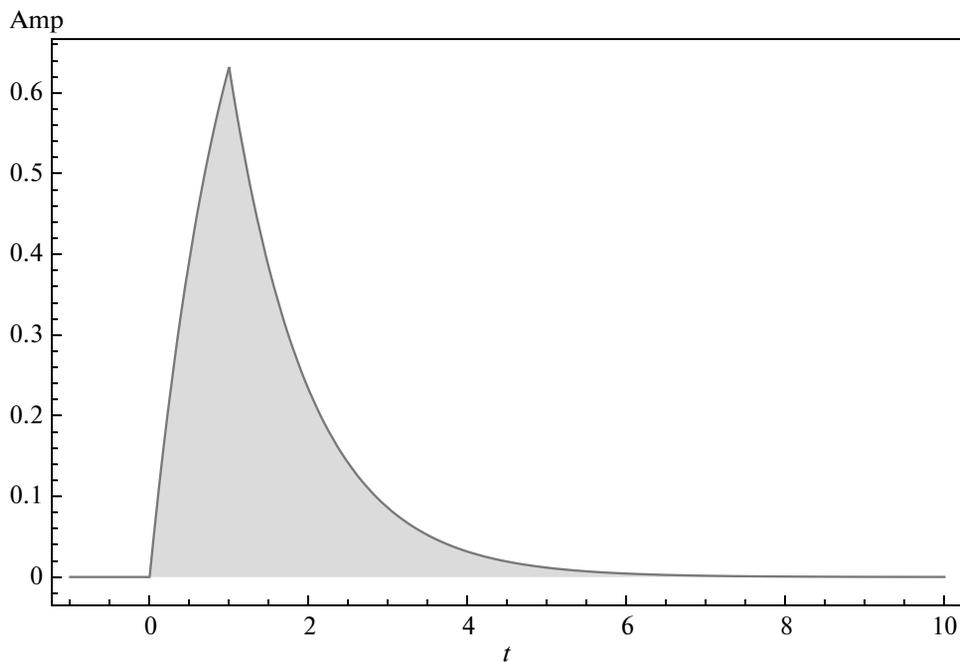


Рис. 1. Шаблон, аналогичный форме принимаемого импульса. Amp – амплитуда сигнала, t – время, с.

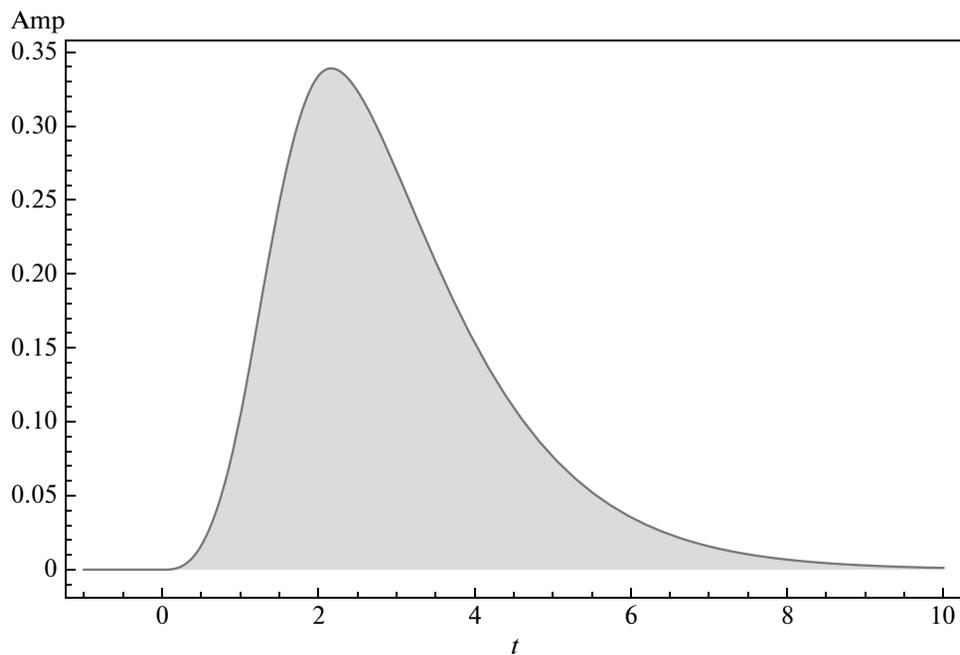


Рис. 2. Сигнальная функция $f(t)$ – результат свертки зашумленного сигнала $s(t)$ и шаблона $p(t)$. Amp – амплитуда сигнала, t – время, с.

зике такой подход называется корреляционным приемником, а результат свертки сигнала с шаблоном – сигнальной функцией. Так как типичные значения мер дисперсий обнаруженных

быстрых радиовсплесков составляют величину несколько сотен пк/см³, то было решено использовать шаблон с характерной шириной $t_s = 1$ с, что по формуле (1) соответствует мере дисперсии

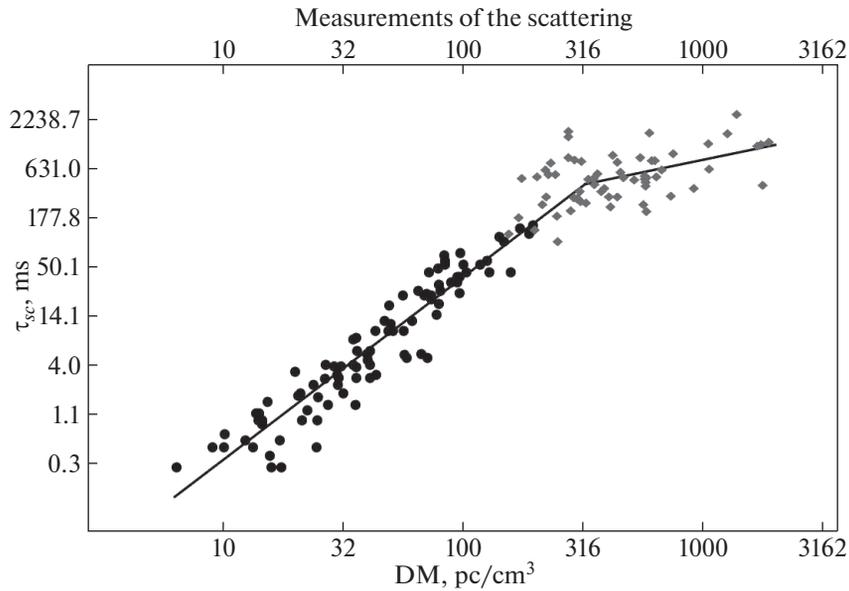


Рис. 3. Зависимость уширения импульсов пульсаров и радиовсплесков из-за рассеяния от меры дисперсии $\tau_{sc}(DM)$. Черными кругами показаны измерения на 111 МГц для пульсаров. Серыми ромбами показаны измерения на 111 МГц для быстрых радиовсплесков.

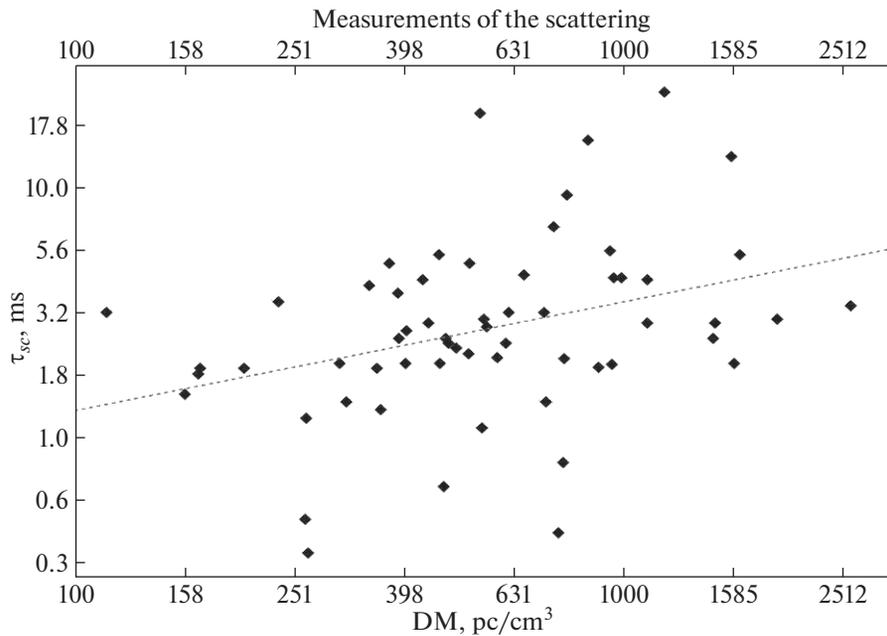


Рис. 4. Зависимость уширения импульсов радиовсплесков из-за рассеяния от меры дисперсии $\tau_{sc}(DM)$ на 1.4 ГГц по данным каталога FRB.

$DM = 360$ пк/см³. Как было показано в работе Федоровой и Родина [10], такой корреляционный подход позволяет значительно улучшить отношение сигнал/шум обнаруживаемого сигнала, а также улучшить уровень флуктуационной чувстви-

тельности до 44 мЯн. В статье [11] показан пример записи до и после применения свертки с шаблоном, где хорошо видно, что без применения корреляционного приемника импульсный сигнал выделить не представляется возможным.

Таблица 1. Параметры быстрых радиовсплесков, зарегистрированных на частоте 111 МГц

FRB	Координаты, α, δ	DM , пк/см ³	Величина рассеяния, мс	Fluence, Ян мс	С/Ш
FRB121029	00:12:00 +42.06	732	321	442	4.3
FRB141216	00:14:00 +41.64	545	869	752	3.6
FRB131030	00:25:00 +39.98	207	526	494	6.9
FRB180321	00:33:00 +42.03	596	1634	2326	5.3
FRB160206	01:01:00 +41.63	1262	1594	1506	5.6
FRB140212	01:31:00 +30.54	910	389	973	3.6
FRB151125.1	01:31:00 +30.98	273	1679	1856	3.3
FRB151125.2	01:32:00 +30.98	273	1466	1671	5.3
FRB151018	05:21:00 +33.1	570	494	3500	5.9
FRB160920	05:34:00 +41.75	1767	423	1100	3.3
FRB170606	05:34:00 +41.75	247	100	1782	3.0
FRB180606	11:43:58 +25.08	331	492	445	7.0
FRB180622	11:46:06 +37.01	222	315	603	6.0
FRB180417	11:47:06 +24.6	515	481	757	6.3
FRB180614	11:48:35 +27.34	577	520	757	5.3
FRB180616	11:48:48 +39.13	576	415	723	5.8
FRB180426	11:49:01 +35.30	362	574	551	6.5
FRB180607	11:49:54 +30.96	438	314	512	7.0
FRB180427	11:52:07 +26.91	305	471	586	6.7
FRB180423	11:53:20 +30.51	385	387	475	6.4
FRB180603	11:56:29 +22.71	1865	1281	1627	5.9
FRB180417.J1155+4112	11:55:27 +41.21	273	866	590	5.7
FRB180627	11:55:58 +38.69	1740	1205	2456	7.0
FRB180513	11:58:41 +28.27	750	947	620	5.0
FRB180502	11:58:57 +23.66	570	533	690	5.3
FRB180428	11:59:14 +26.50	375	358	534	9.5
FRB180428.J1200+4136	12:00:13 +41.61	198	134	476	6.2
FRB180629	12:01:20 +26.50	307	280	352	6.5
FRB180507	12:03:18 +41.62	625	792	985	6.9
FRB180429	12:03:32 +40.79	348	503	551	7.3
FRB180502.J1207+3726	12:07:07 +40.79	1373	2612	2292	6.5
FRB180625	12:07:23 +33.59	245	190	273	6.3

Таблица 1. Окончание

FRB	Координаты, α, δ	DM , пк/см ³	Величина рассеяния, мс	Fluence, Ян мс	С/Ш
FRB180628	12:08:20 +22.71	300	302	414	6.4
FRB180609	12:08:56 +29.19	324	269	357	6.9
FRB180616.J1210+2722	12:10:50 +27.37	560	642	654	6.6
FRB180617	12:11:25 +34.02	575	453	586	6.2
FRB180521	12:12:10 +27.82	214	255	487	6.1
FRB180507.J1212+2116	12:12:19 +21.28	560	256	916	6.6
FRB180502.J1216+3750	12:16:51 +37.85	638	528	729	8.5
FRB180503	12:18:42 +27.30	242	561	633	7.0
FRB180531.J1221+3751	12:21:26 +37.85	465	519	679	4.9
FRB180603.J1223+3726	12:23:11 +37.44	1680	1165	1037	4.3
FRB180504	12:25:51 +41.21	670	626	502	5.0
FRB180514	12:26:59 +34.44	288	305	348	5.6
FRB180604	12:27:08 +32.28	219	632	403	5.9
FRB180522	12:27:43 +26.91	578	217	432	6.2
FRB180504.J1228+2844	12:28:19 +28.74	439	764	463	6.3
FRB180521.J1228+4112	12:28:49 +41.21	279	220	290	7.0
FRB180516	12:29:19 +38.70	170	184	389	6.0
FRB180509.J1229+3030	12:29:37 +30.50	231	744	491	5.8
FRB180605	12:29:47 +29.19	227	560	536	11.5
FRB180609.J1230+2627	12:30:19 +26.46	420	913	1018	8.0
FRB180607.J1231+2911	12:31:20 +29.19	350	431	583	6.8
FRB180610	12:31:46 +41.21	175	508	372	5.7
FRB180531	12:31:56 +38.28	310	786	723	7.5
FRB180615	12:37:05 +38.70	450	597	633	6.2
FRB180504.J1243+3635	12:43:05 +36.59	608	793	872	4.3
FRB180511	12:43:07 +26.46	1049	1234	1282	7.0
FRB180620	12:43:42 +41.62	155	121	349	7.0
FRB180504.J1244+3518	12:44:11 +35.30	298	293	329	6.0
FRB180620.J1245+3124	12:45:49 +31.40	409	244	459	5.1
FRB180601	12:48:59 +24.13	403	311	704	6.5
FRB161202	23:44:00 +40.80	291	808	705	4.2

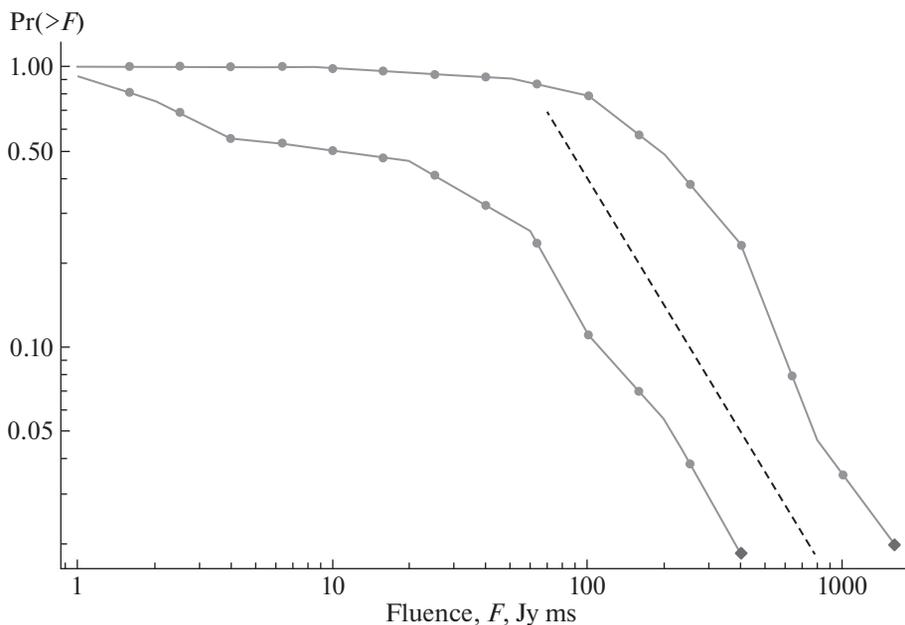


Рис. 5. График зависимости $\log N - \log S$ для быстрых радиовсплесков на частотах 111 МГц и 1.4 ГГц. Нижняя кривая соответствует импульсам, зарегистрированным на 1.4 ГГц, верхняя кривая – импульсам на 111 МГц. Пунктирная линия между кривыми соответствует наклону $-3/2$.

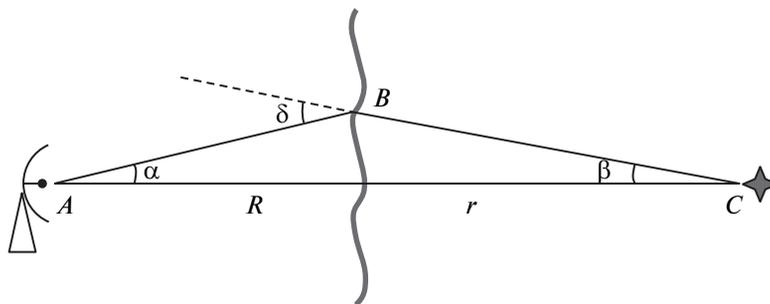


Рис. 6. Схема распространения сигнала от источника к наблюдателю. Точка A – наблюдатель, точка C – место возникновения импульса, B – рассеивающий экран, R и r – расстояние от наблюдателя до экрана и от экрана до места возникновения быстрого радиовсплеска, δ – угол отклонения импульса.

В данной статье мы рассматриваем уширение импульса из-за рассеяния, поэтому далее опишем процедуру измерения ширины радиовсплеска. Аналитически форма шаблона $p(t)$ и рассеянного импульса $s(t)$ записывается в виде

$$(p(t), s(t)) = (a, b) \begin{cases} 1 - \exp(-t/t_s), & 0 \leq t \leq \tau, \\ \exp(-t/t_s)(\exp(-t/t_s) - 1), & 0 \leq \tau \leq t, \end{cases} \quad (2)$$

где a, b – амплитуды шаблона и импульса соответственно, t_s – рассеяние импульса, τ – уширение импульса в частотном канале. Для шаблона, как уже было сказано ранее, величина $t_s = 1$ с.

Также необходимо потребовать выполнения условия $\int_0^\infty p(t) dt = 1$ для сохранения энергии импульса. Вид шаблона и импульса показаны на рис. 1.

Сигнальная функция представляет собой свертку зашумленного сигнала $s(t)$ и шаблона $p(t)$:

$$f(t) = \int_{-\infty}^\infty p(t)s(t - t_1) dt_1. \quad (3)$$

Ее график показан на рис. 2.

Так как форма сигнальной функции сильно искажена влиянием шумов, то при практическом

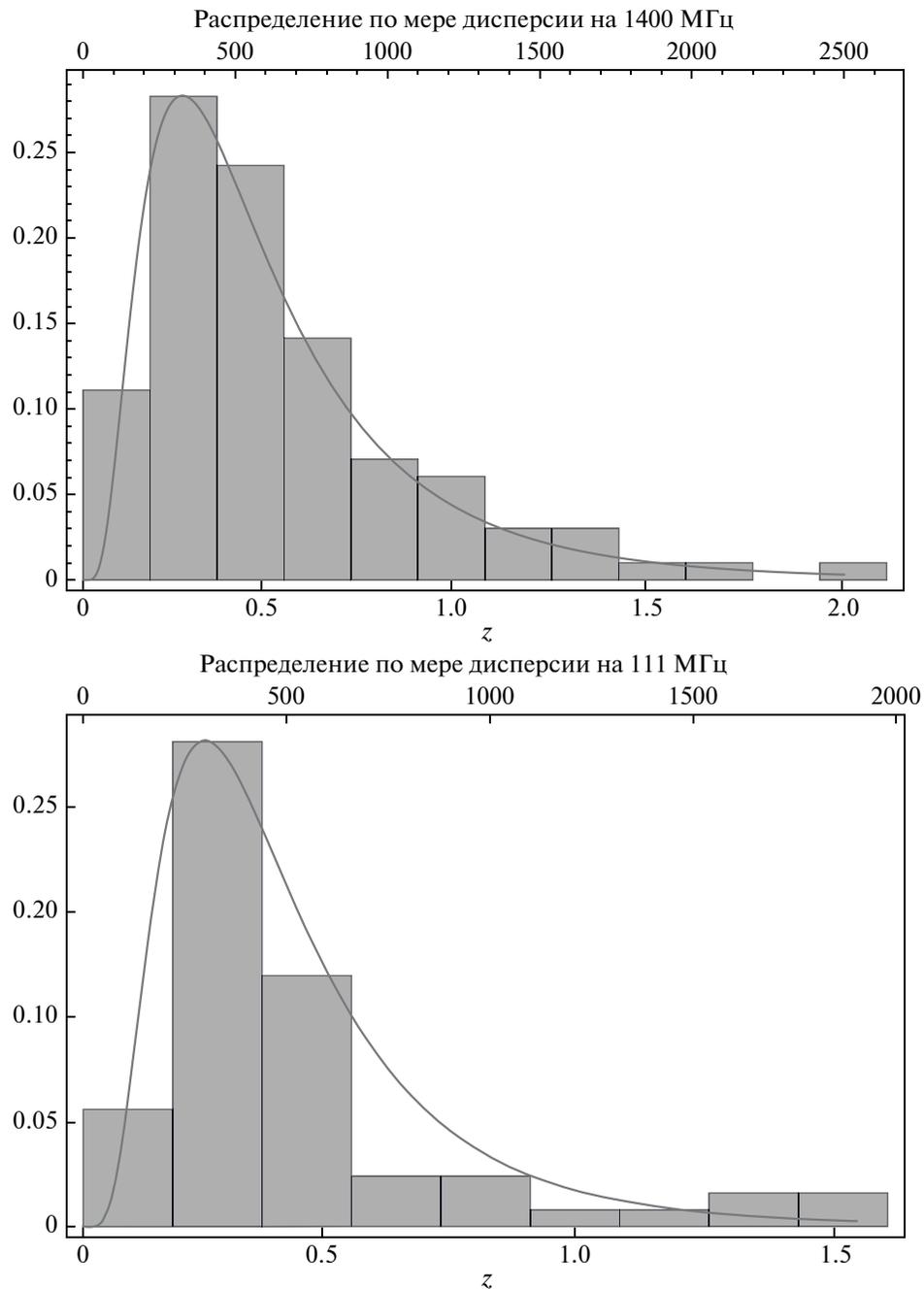


Рис. 7. Гистограмма распределения DM быстрых радиовсплесков.

подходе для измерения ширины импульса использовалось вписывание гауссианы, и асимметрия импульса не учитывалась. Положение импульса определялось положением максимума в записи, амплитуда импульса приводилась к единице. Таким образом, единственным определяемым параметром была ширина импульса σ . Так как параметр σ гауссианы определен на высоте $1/\sqrt{e}$, а величина рассеяния измеряется на высоте $1/e$, то рассеяние импульса, принимаемого антен-

ной, вычислялось по формуле $\tau_{sc} = 2\sqrt{2}\sigma - \tau - t_s$, где τ — уширение в одном частотном канале, а $t_s = 1$ с — характерная ширина применяемого для сглаживания шаблона.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты измерений величины рассеяния 63 импульсов, а также некоторые параметры быстрых радиовсплесков из каталога “PRAO

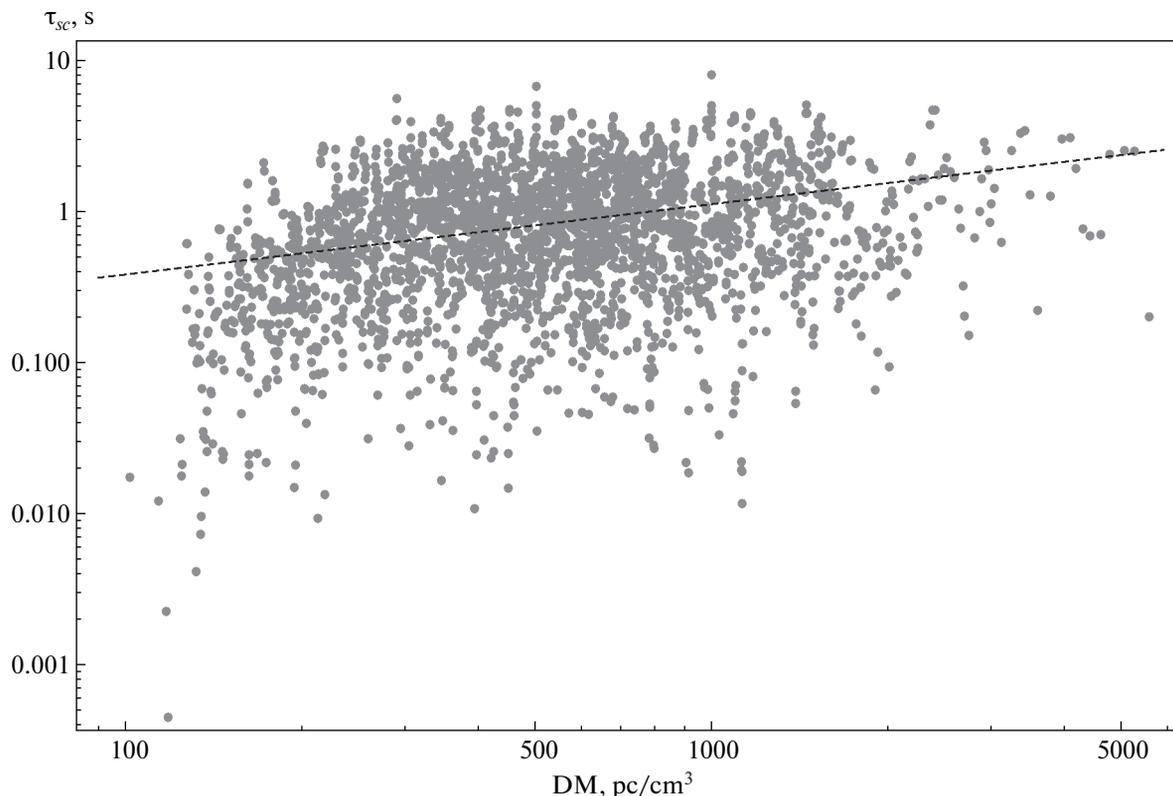


Рис. 8. Результат моделирования рассеяния импульсов от меры дисперсии. Положение экрана вдоль луча зрения относительно наблюдателя и области возникновения быстрого радиовсплеска подбирались так, чтобы показатель степени k совпадал с экспериментальным. Величина τ_{sc} приведена в секундах.

FRBs at 111 MHz” представлены в табл. 1. В ней приводятся названия двенадцати ранее обнаруженных импульсов [10, 11] и 51 новый. Если импульсы регистрировались в один день, но в разных лучах диаграммы направленности радиотелескопа БСА ФИАН, то к стандартной форме наименования явления добавлялись координаты. Координаты каждого импульса на эпоху J2000 приведены во второй колонке табл. 1. В третьей колонке записана мера дисперсии радиовсплесков, измеренная с точностью ± 5 пк см $^{-3}$. В последней колонке таблицы находится величина рассеяния импульсов τ_{sc} .

Сравнение двух распределений DM на 111 и 1400 МГц показало, что оба они описываются логнормальным распределением

$$P(x) = \frac{e^{-\frac{(\mu + \ln x)^2}{2\sigma^2}}}{x\sqrt{2\pi\sigma}} \quad (4)$$

с параметрами $\mu = 6.1-6.2$, $\sigma = 0.7$ и, таким образом, на статистически значимом уровне совпадают и соответствуют диапазону характерных величин $DM = 252-954$ пк см $^{-3}$. В некоторых работах авторы выводят распределения, вычитая вклад

Галактики DM_{MW} из общей DM . В данной работе мы используем полную величину DM , так как DM_{MW} зачастую известна с относительной точностью 0.5 и, таким образом, ее исключение вносит дополнительную погрешность в распределение.

На основе данных табл. 1 был построен график зависимости величины рассеяния τ_{sc} от меры дисперсии DM вместе с зависимостью для пульсаров, приведенной в статье [25]. Данный график приведен на рис. 3.

Для быстрых радиовсплесков степенная зависимость является более слабой в сравнении с зависимостью для пульсаров: если для пульсаров, наблюдаемых на частоте 111 МГц, Кузьмин и соавт. [25] определяют коэффициент наклона

Таблица 2. Частота излома f_l при различных спектральных индексах α

α	f_l , МГц
-1	130
-1.3	230
-1.7	350

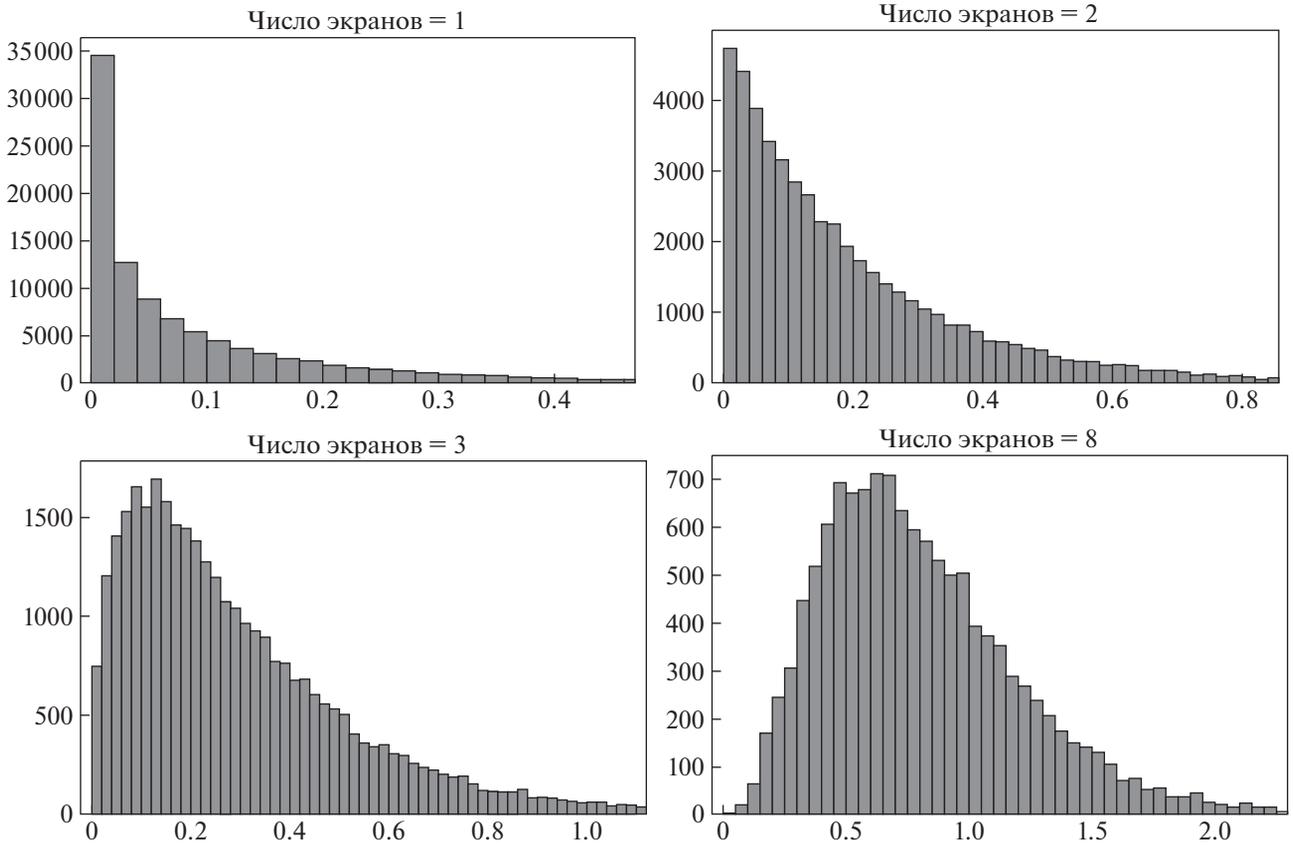


Рис. 9. Зависимость формы импульса быстрого радиовсплеска от количества рассеивающих экранов на луче зрения.

$k = 2.2 \pm 0.1$ (формула (1)), то для быстрых радиовсплесков, зарегистрированных также на частоте 111 МГц, мы даем формулу $\tau_{sc}(DM) = 20.2DM^{0.49 \pm 0.18}$ мс.

Зависимость $\tau_{sc}(DM)$ была построена и для быстрых радиовсплесков на частоте 1.4 ГГц из каталога FRB [30]. График этой зависимости приве-

ден на рис. 4. Для построения зависимости использовалось 59 импульсов с величиной рассеяния от 0.34 до 24.3 мс и мерой дисперсии от 114 до 2596 пк см⁻³. В данном случае зависимость рассеяния от DM описывается формулой $\tau_{sc} = 0.176DM^{0.43 \pm 0.15}$ мс. Коэффициент наклона $k = 0.43 \pm 0.15$ в пределах погрешности согласо-

Таблица 3. Наблюдательные параметры проведенных обзоров и специальных наблюдений быстрых радиовсплесков

Телескоп	Частота набл., МГц	Полоса, МГц	Интервал выборки τ , с	$T_{набл}$, ч поиска,	Площадь кв. град.	S_{fl} , Ян	Статья	Примечание
MWA	170–200	1.28×24	0.5	?	450	0.84, 4.57, 6.64	Sokolowski, 2018 [36]	Чувствит. для разных источников
MWA	139–170	1.28×24	2	10.5	400	0.35	Tingay, 2015 [37]	
LOFAR (UK)	145	6	0.005	1445	4193	62	Karastergiou, 2015 [23]	
LOFAR	110–190	80	0.05	2×0.67	—	2	Chawla, 2020 [38]	
LOFAR	110–188	78	0.004	18.3	0.007	10	Houben, 2019 [39]	
БСА	111	2.5	1	49910	310	0.044	Fedorova, Rodin, 2019 [10, 11]	

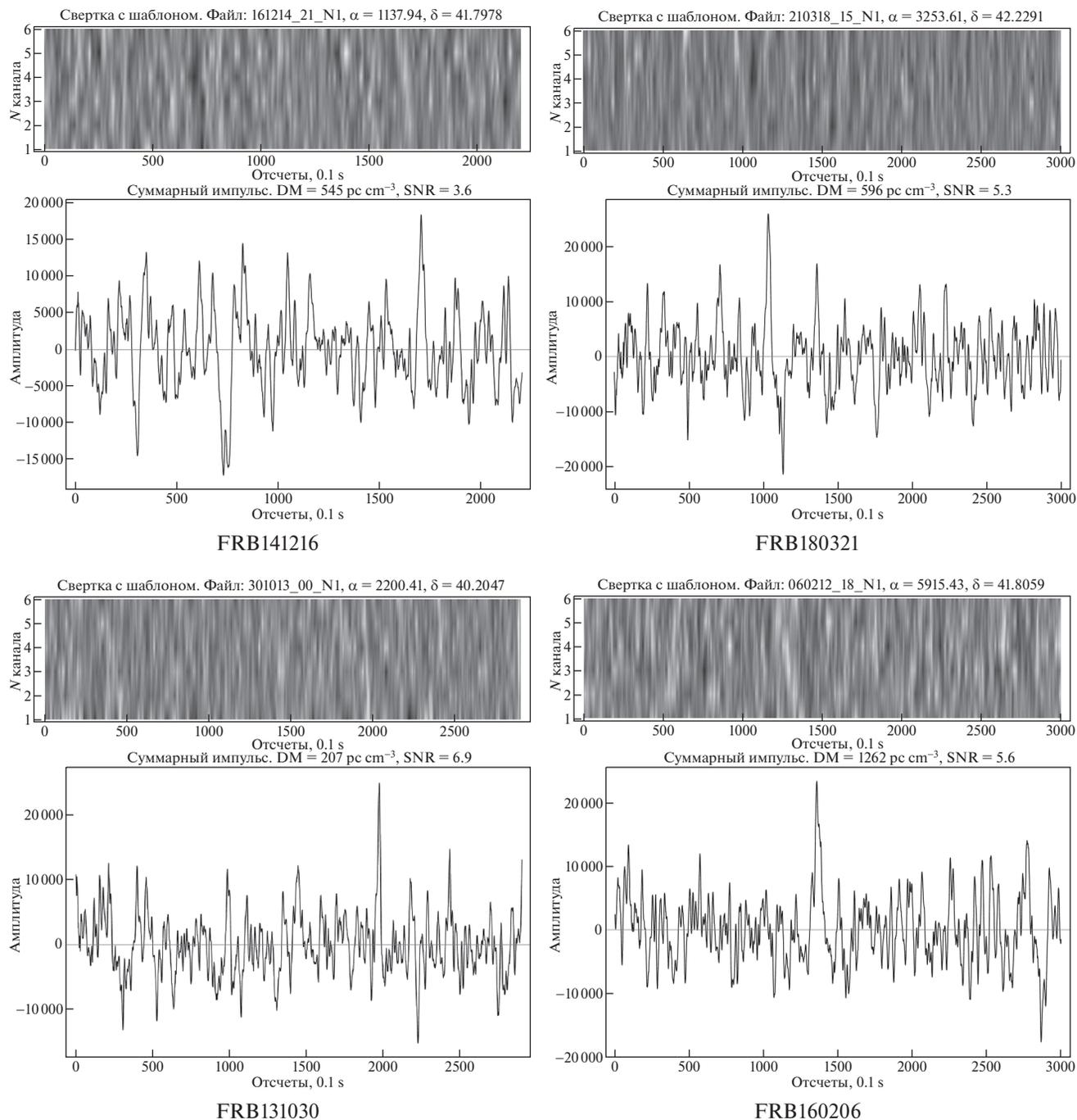


Рис. 10. Динамические спектры и профили импульсов.

ется с результатом, полученным для радиовсплесков на 111 МГц.

На рис. 5 приведен график зависимости $\log N - \log S$, построенный на разных частотах. Если предположить, что наблюдаемые выборки обладают одинаковыми свойствами, то по взаимному сдвигу графиков можно вывести средний спектральный индекс радиовсплесков $\alpha = -0.63 \pm 0.20$.

Так как есть предположение, что по аналогии с пульсарами в спектрах радиовсплесков должен наблюдаться низкочастотный излом, вызванный поглощением на свободных электронах или особенностями излучения, то в предположении нескольких спектральных индексов на частоте 1400 МГц и плоского спектра в низкочастотной области можно вычислить частоту излома f_1 , которая приведена в табл. 2.

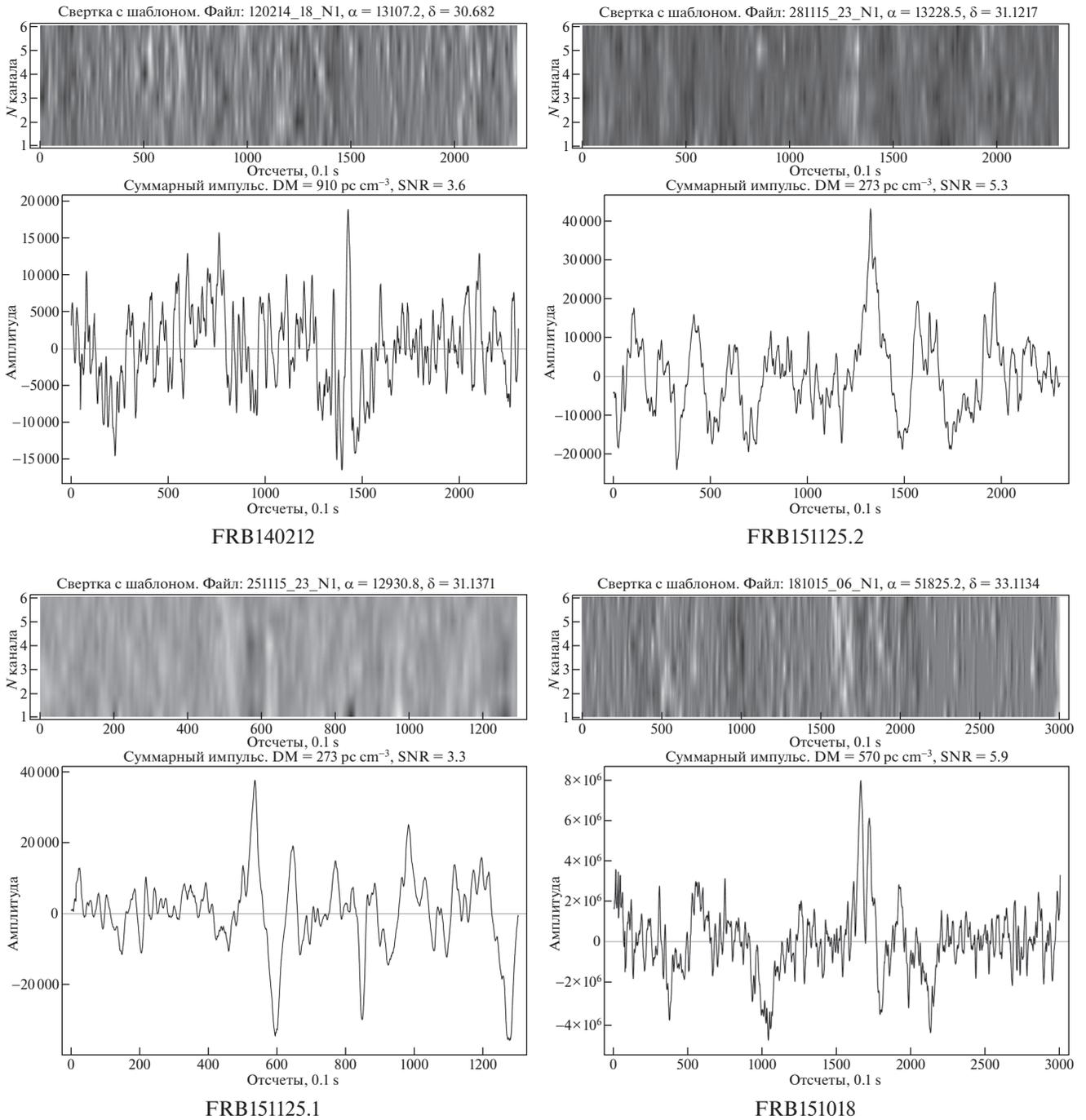


Рис. 11. Динамические спектры и профили импульсов.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Полученная степенная зависимость $\tau_{sc}(DM)$ на частоте 111 МГц оказалась более слабой в сравнении с $\tau_{sc}(DM)$ для пульсаров (показатель степени $k \sim 0.5$ вместо $k \sim 2$). Показатель степени k в пределах погрешности согласуется с показателем k

зависимости $\tau_{sc}(DM)$, построенной для выборки быстрых радиовсплесков на частоте 1.4 ГГц из каталога FRB [30].

Рассеяние быстрых радиовсплесков на неоднородностях межгалактической плазмы уже рассматривалось другими авторами. Для примера можно привести работу Чжу и соавт. [33], где ав-

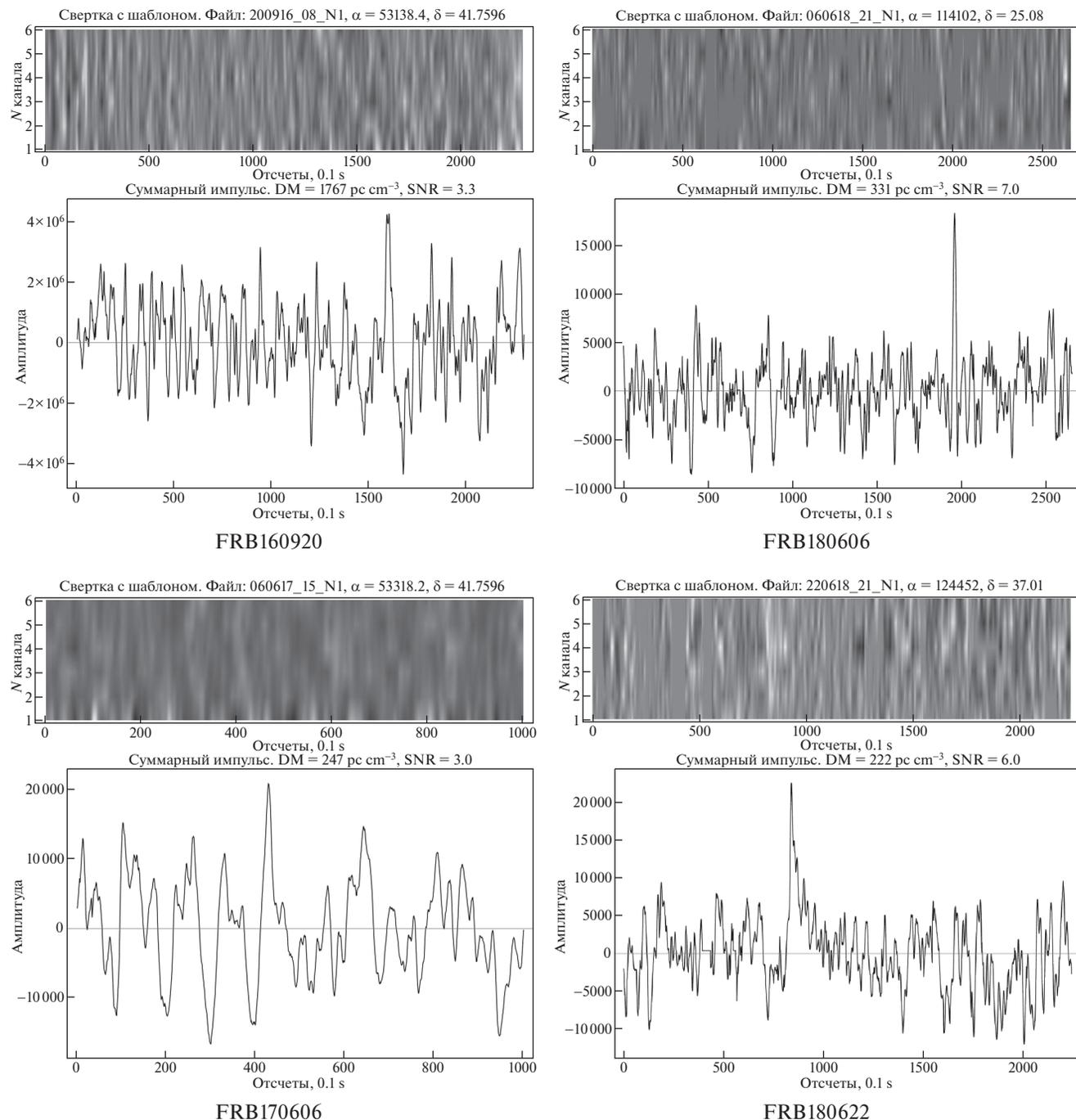


Рис. 12. Динамические спектры и профили импульсов.

торы моделировали рассеяние, задавая разный размер неоднородностей вдоль луча зрения. Они получили зависимость $\tau_{IGM} \sim DM_{IGM}^{1.6-2.1}$, которая не объясняет экспериментальный степенной закон $\tau \sim DM^{0.5}$, хотя и укладывается в разброс данных на графике $\tau-DM$.

В нашей работе полученную взаимосвязь мы объясняем в рамках идеи, в которой импульс рассеивается вдоль всего луча зрения, но основное рассеяние происходит в родительской и нашей галактике, а межгалактическая среда на пути распространения является разреженной и не оказывает доминирующего влияния на величину рассе-

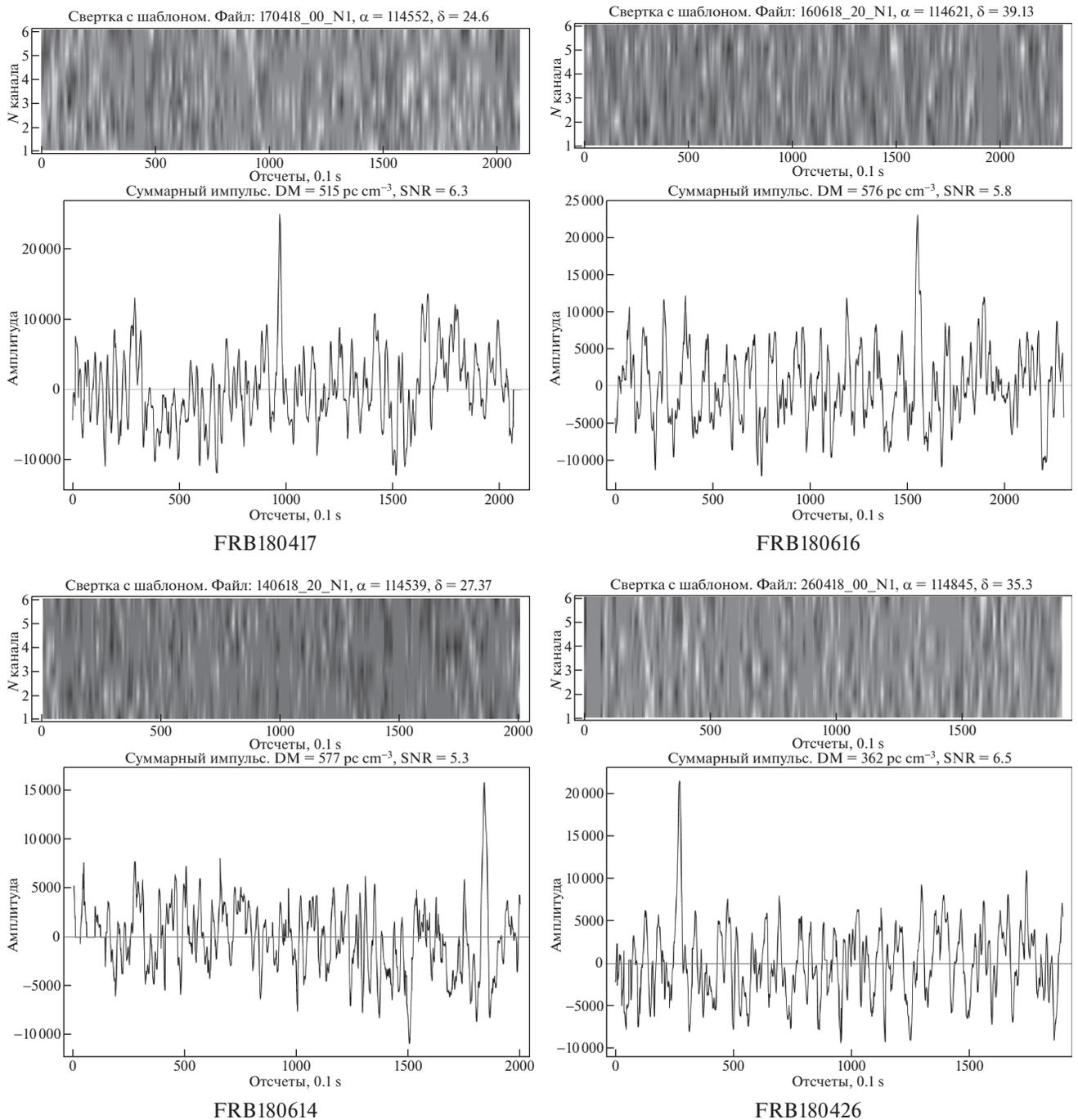


Рис. 13. Динамические спектры и профили импульсов.

нения импульсов несмотря на большие величины DM . Еще раз подчеркнем, что рассеяние в межгалактической среде мы не отменяем, а пренебрегаем им. Величина показателя степени k в экспериментальной зависимости $\tau_{sc}(DM)$ определяется положением рассеивающего экрана вдоль линии “источник–наблюдатель”. Положение рассеивающего экрана мы ассоциируем с границей нашей или родительской галактики, где направление

распространения импульса отклоняется от первоначального. Классический пример модели рассеяния импульсного сигнала на тонком экране можно посмотреть в статье Шоера [14]. При таком подходе, так как при исследовании зависимости $\tau_{sc}(DM)$ мы имеем дело с веществом на луче зрения, расстояние удобно измерять в единицах $DM = \int_0^L n_e dl$. Очевидно, что так как концентра-

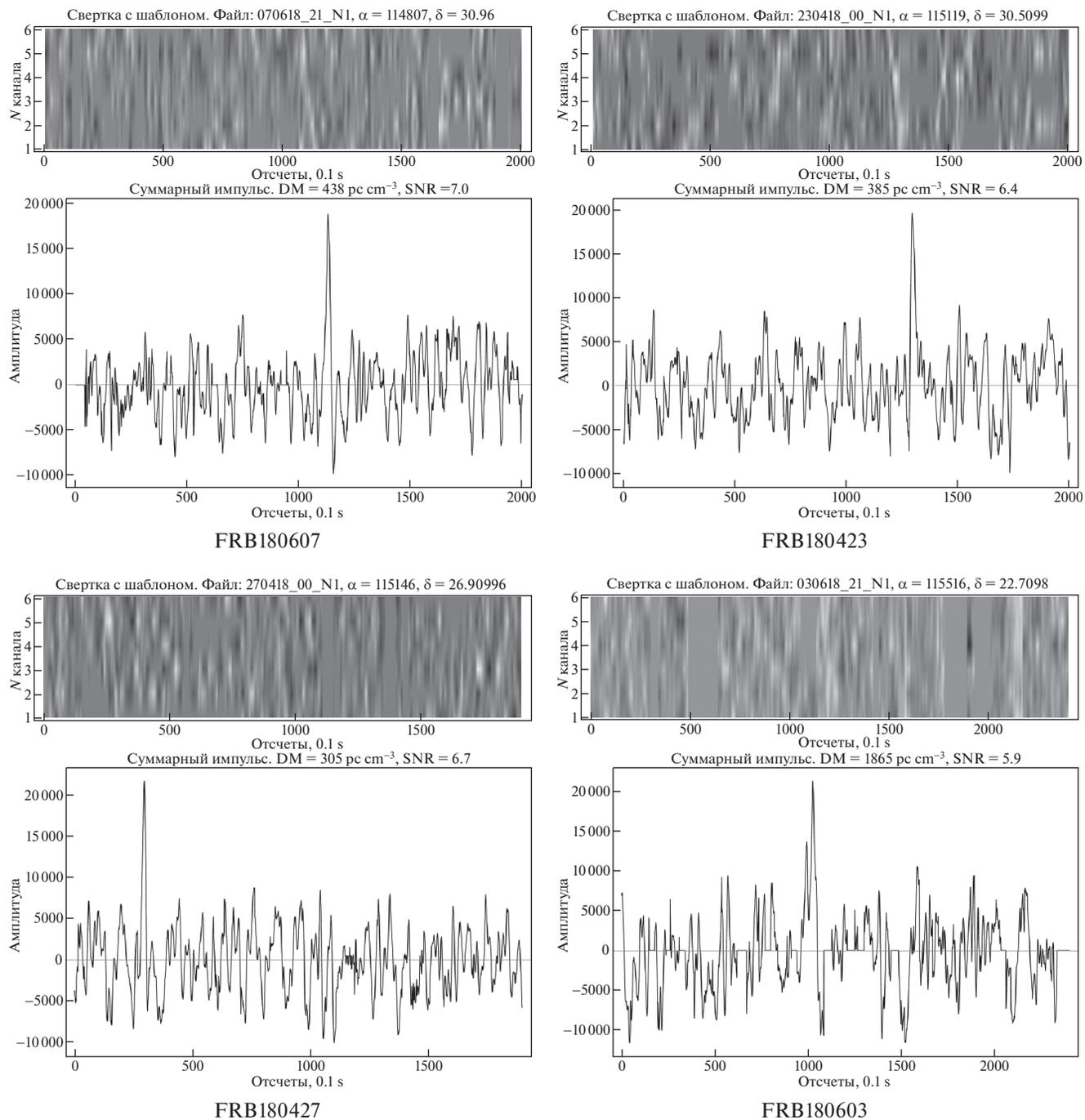


Рис. 14. Динамические спектры и профили импульсов.

ция вещества n_e в галактической и межгалактической среде существенно различается, то зависимость $DM(L)$ не будет линейной.

Мы разделяем измеренную меру дисперсии радиовсплеска DM на следующие компоненты:

$$DM = DM_{\text{MW}} + DM_{\text{halo}} + DM_{\text{EG}} + \frac{DM_{\text{host}}}{1+z}, \quad (5)$$

где DM_{MW} — вклад вещества Галактики, который моделируется на основании наблюдений пульсаров. Оставшаяся сумма $DM_{\text{halo}} + DM_{\text{EG}} + \frac{DM_{\text{host}}}{1+z}$ — это вклад вещества гало DM_{halo} нашей Галактики, DM_{EG} — вклад внегалактического вещества, $\frac{DM_{\text{host}}}{1+z}$ — вклад вещества родительской галактики.

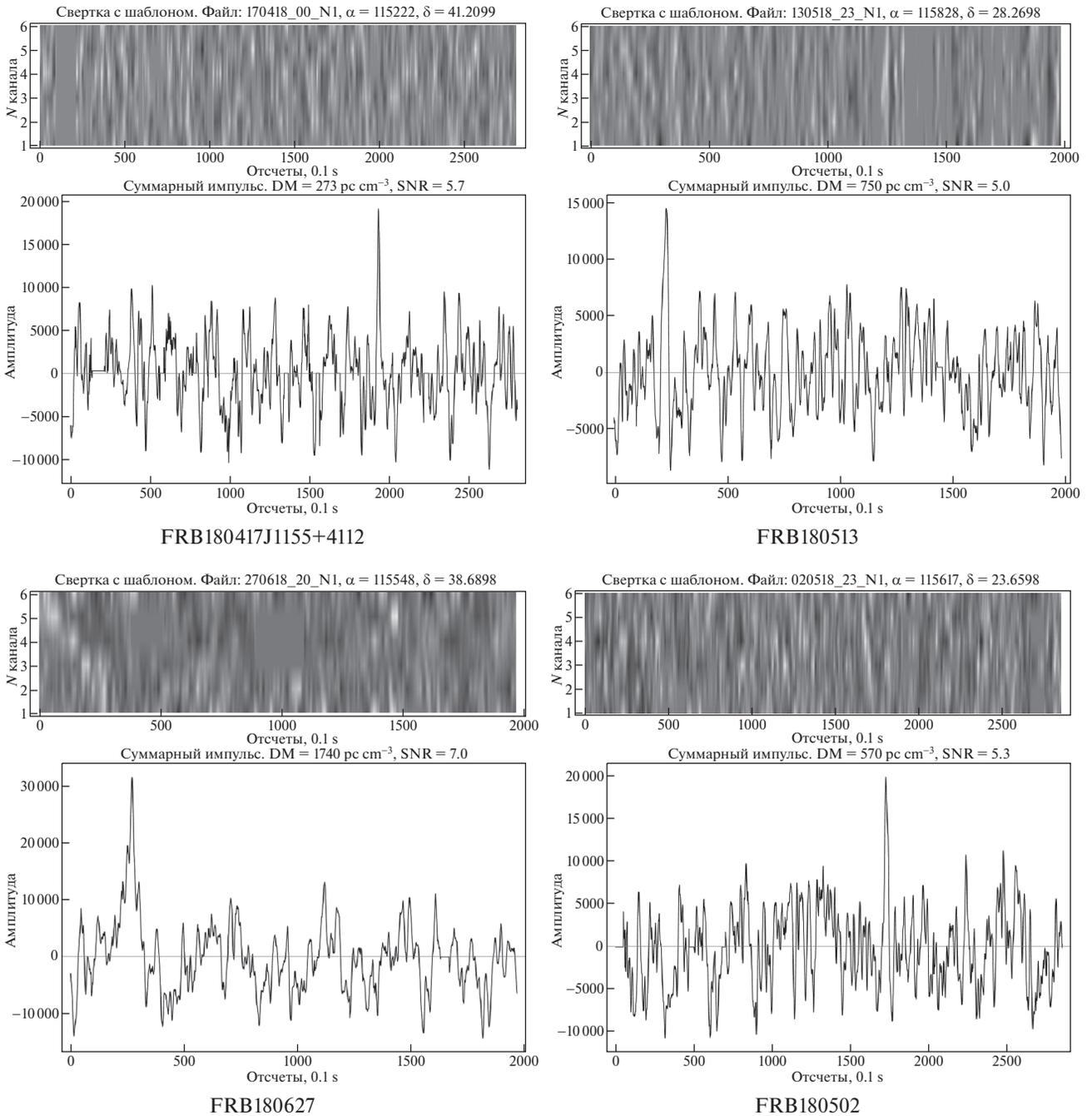


Рис. 15. Динамические спектры и профили импульсов.

ки, z — ее красное смещение. Из всех этих величин хорошо известны только DM и DM_{MW} . Для гало, как уже упоминалось ранее, известна оценка $DM_{halo} \approx 30$ пк см⁻³.

На рис. 6 приведена схема распространения сигнала от источника к наблюдателю. Точкой C обозначена область возникновения быстрого радиовсплеска, точкой A — наблюдатель. Кривой

линией на схеме показан тонкий рассеивающий экран. R и r — расстояние от наблюдателя до рассеивающего экрана и от экрана до точки возникновения импульса соответственно.

Из точки C импульс распространяется в сторону наблюдателя, далее попадает на рассеивающий экран, который отклоняет импульс на угол δ , и попадает к наблюдателю. При этом набег фа-

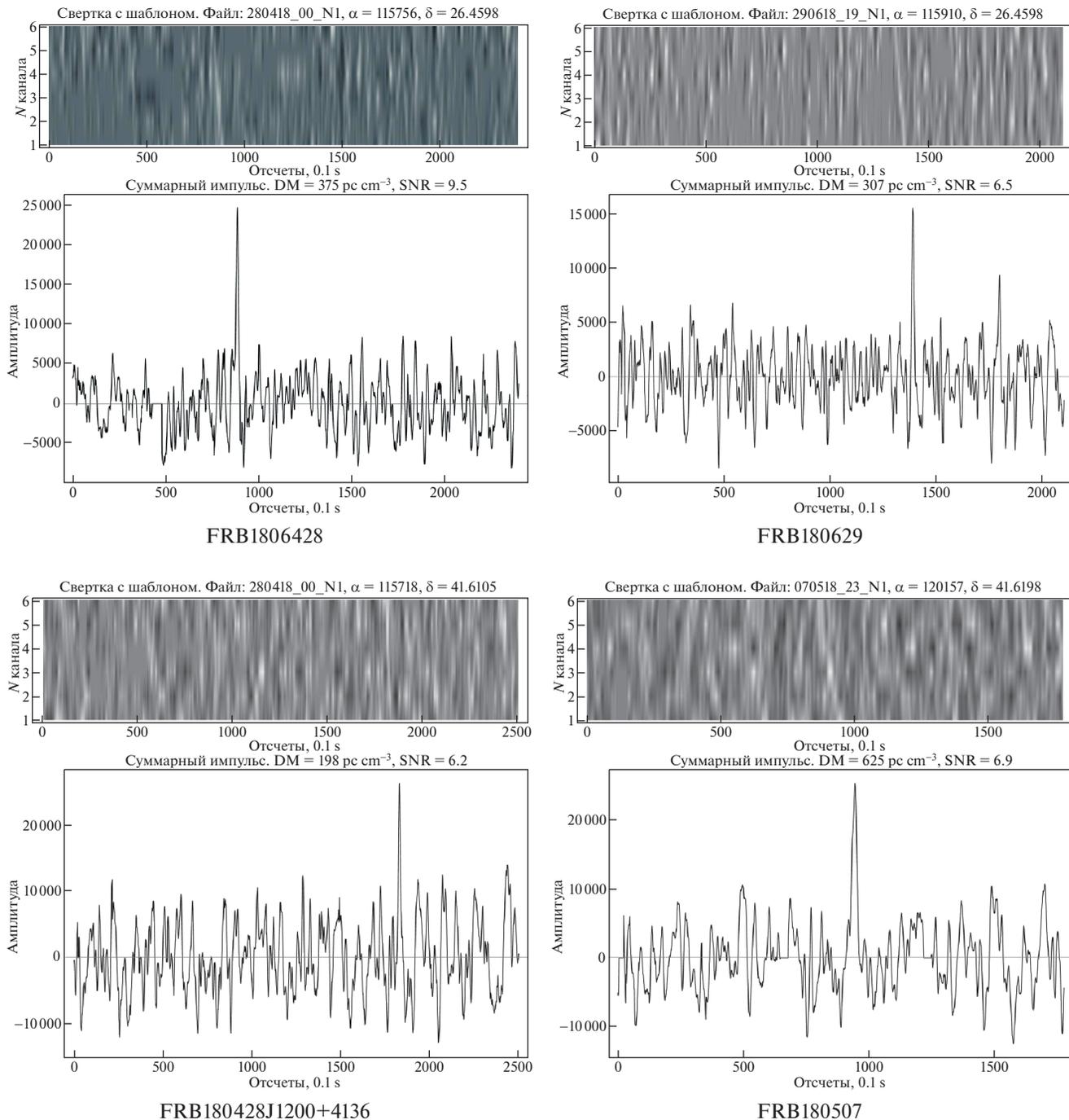


Рис. 16. Динамические спектры и профили импульсов.

зы Δ , который мы связываем с рассеянием τ_{sc} и формой импульса, определяется как

$$\Delta = AB + BC - AC = K \frac{\delta^2}{2} R \left(1 + \frac{R}{r + R} \right), \quad (6)$$

где $\delta = \alpha + \beta$. В соответствии с использованием величин DM в качестве характеристики рассто-

яния в формуле (5) за расстояние $r + R$ отвечает наблюдаемая $DM \equiv r + R$, за R отвечает $DM_{MW} + DM_{halo} + \frac{DM_{host}}{1+z} \equiv R$, за r отвечает $DM_{MW} \equiv r$. Выражение (6) симметрично относительно переменных r и R , поэтому для простоты при моделировании можно рассмотреть один экран.

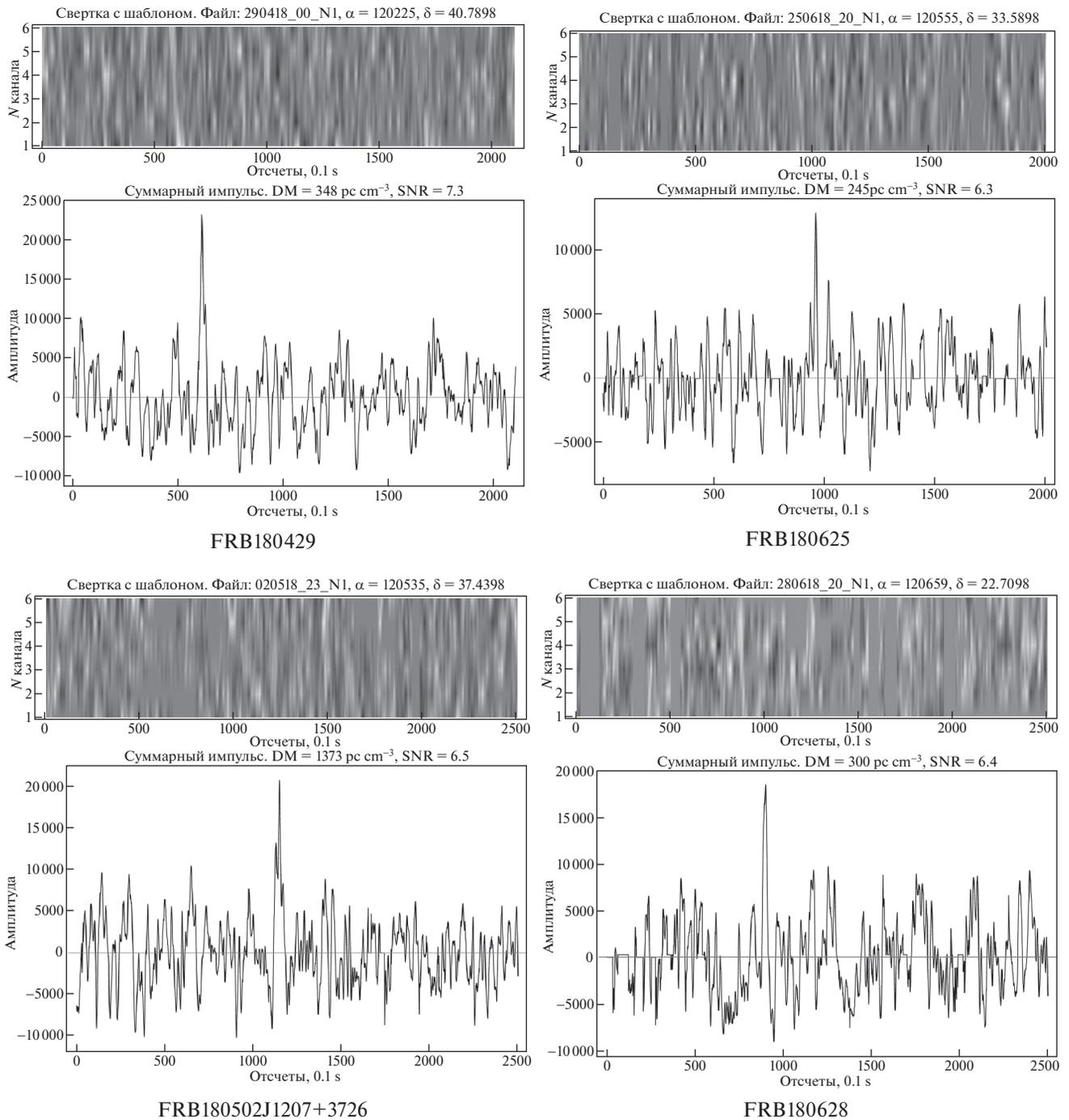


Рис. 17. Динамические спектры и профили импульсов.

В рамках работы было проведено моделирование, которое, как было сказано выше, заключалось в изменении положения экрана вдоль луча зрения. Расстояние $r + R$ до радиовсплесков задавалось в соответствии с экспериментальным распределением DM всех зарегистрированных радиовсплесков, которое приведено на рис. 7.

Угол отклонения δ задавался как нормально распределенная величина со средним 0 и $\sigma = 10^{-9}$ рад, что по порядку соответствует наблюдательным данным рассеяния пульсаров. Величина K подбиралась экспериментально, чтобы величина рассеяния τ_{sc} при заданных DM и δ соответ-

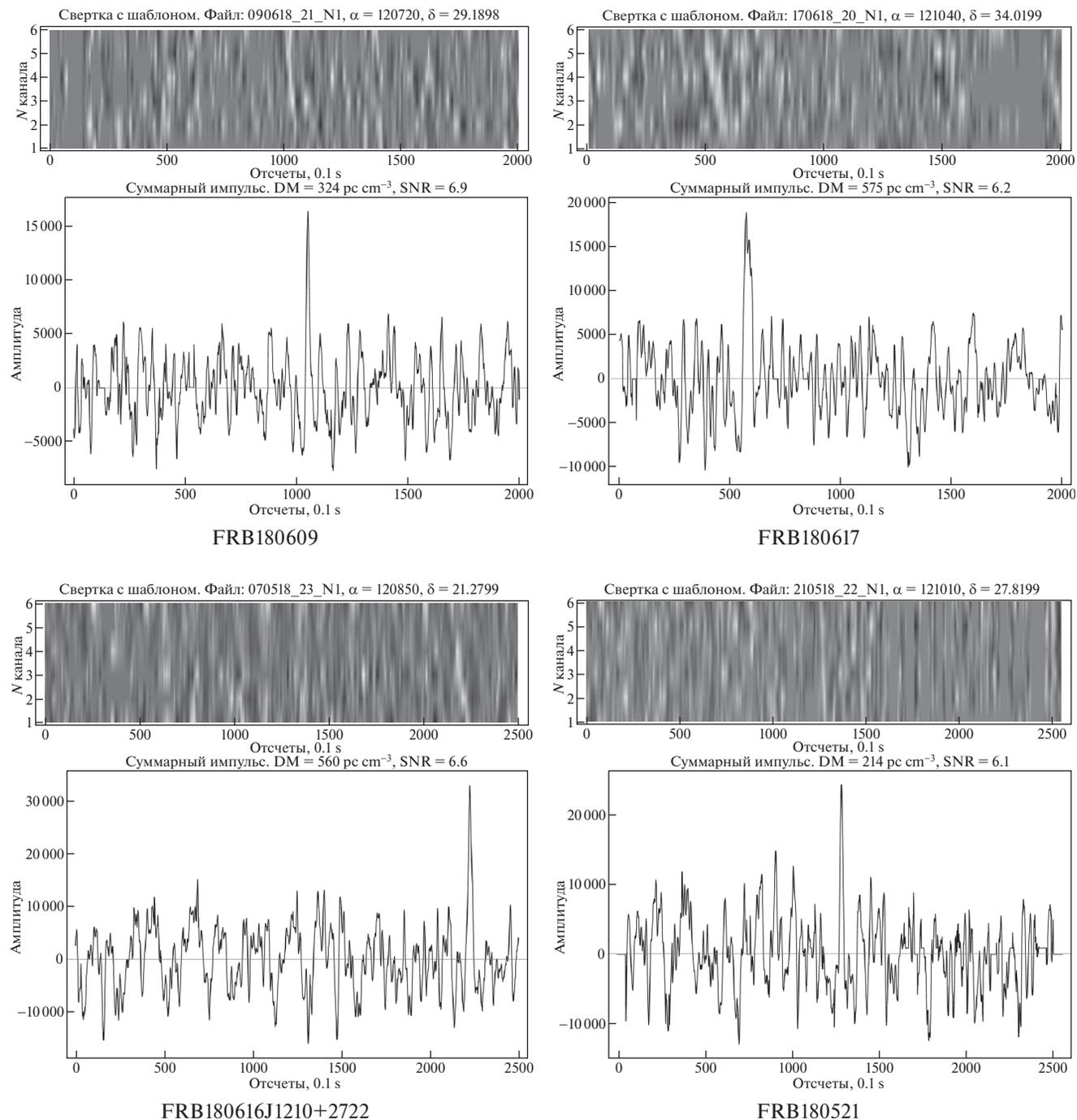


Рис. 18. Динамические спектры и профили импульсов.

ствовала наблюдаемой. Расстояние R задавалось логнормальным распределением с параметрами $\mu = 2.7$ и $\sigma = 0.3$, соответствующими модельному распределению DM_{MW} в нашей Галактике [32, 34], взятой из каталога FRB. Результаты моделирования приведены на рис. 8. Экспериментальный коэффициент $k \sim 0.5$ зависимости $\tau_{sc} \sim DM^k$ со-

ответствует вкладу в DM родительской и нашей галактики на уровне $DM_{MW} + DM_{halo} + \frac{DM_{host}}{1+z} = 105 \text{ пк см}^{-3}$. Для характерной величины $DM_{MW} \sim 45 \text{ пк см}^{-3}$, соответствующей максимуму логнормального распределения, получаем, что суммарный вклад вещества родительской и гало-

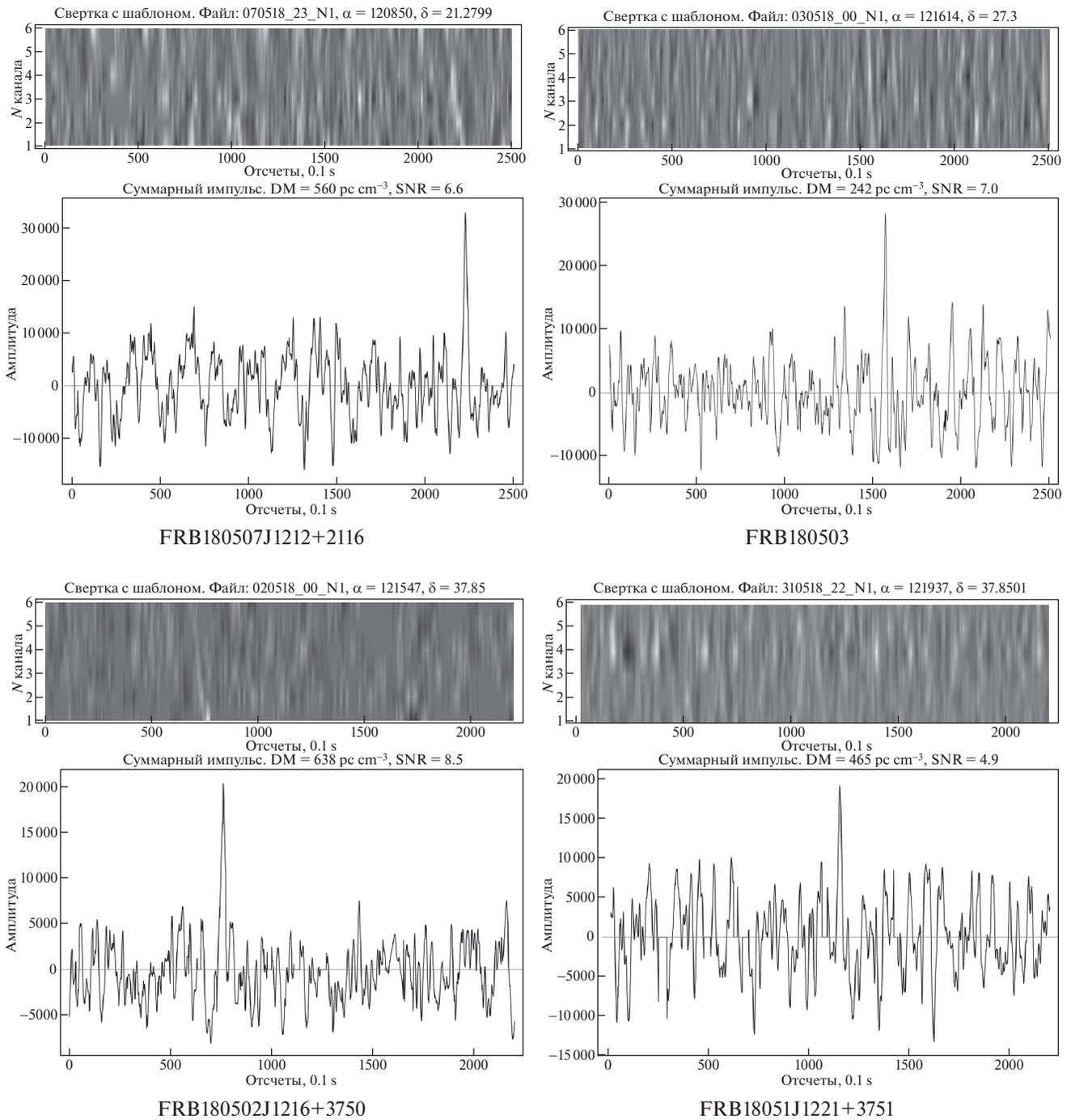


Рис. 19. Динамические спектры и профили импульсов.

нашей Галактики в меру дисперсии составляет величину $DM_{\text{halo}} + \frac{DM_{\text{host}}}{1+z} \sim 60 \text{ пк см}^{-3}$, что соответствует принятой в настоящее время величине $DM_{\text{halo}} \sim 30 \text{ пк см}^{-3}$ [13] при условии равенства вклада вещества гало нашей и вещества родительской галактики.

Специально отметим, что на факт малого числа рассеивающих экранов ≤ 3 по пути распространения быстрых радиовсплесков независимо указывает форма импульсов, наблюдаемых на частоте 1.4 ГГц, которая для подавляющего числа радиовсплесков близка к затухающей экспоненте. Специально проведенное математическое

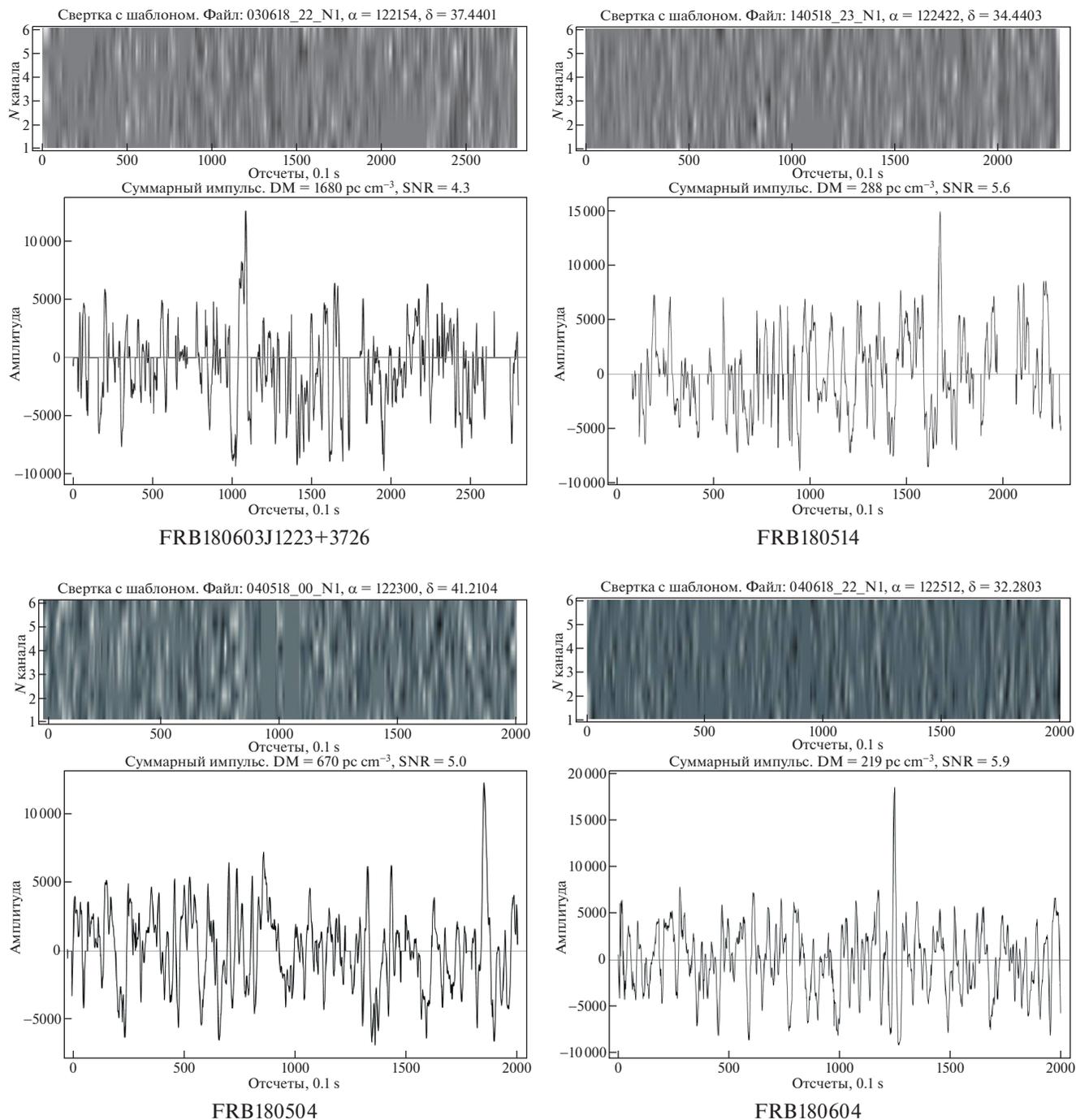


Рис. 20. Динамические спектры и профили импульсов.

моделирование ясно показывает, как меняется форма импульса при прохождении все большего количества рассеивающих экранов. В полном соответствии с центральной предельной теоремой форма импульса при увеличении числа экранов стремится к гауссиане, что показано на рис. 9.

Анализ зависимостей $\log N - \log S$ на двух частотах показывает, что в целом эти зависимости соответствуют друг другу и ни одна из них не следует в точности закону $S^{-3/2}$. Если предположить, что наблюдаемые выборки импульсов статистически эквивалентны, то можно вывести их сред-

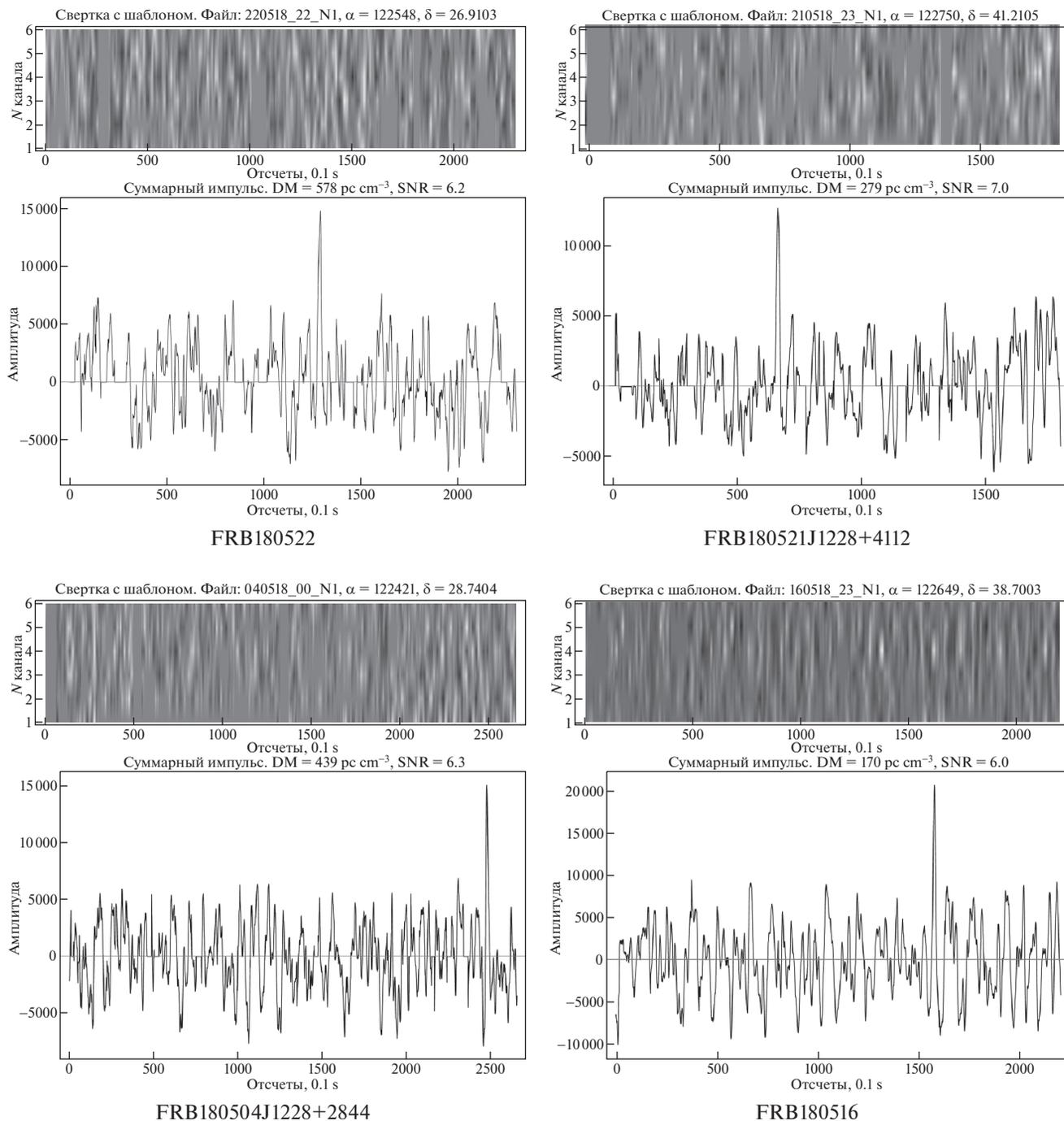


Рис. 21. Динамические спектры и профили импульсов.

нестатистический спектральный индекс, который равен $\alpha = -0.63 \pm 0.20$. Эта величина в целом соответствует ожидаемому отрицательному значению, хотя ряд авторов предпочитают приводить более крутые индексы $\alpha = -1.8 \div -1.5$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Попытки обнаружить радиовсплески на низких частотах предпринимались неоднократно многими исследователями за рубежом. Эти наблюдения можно кратко охарактеризовать как

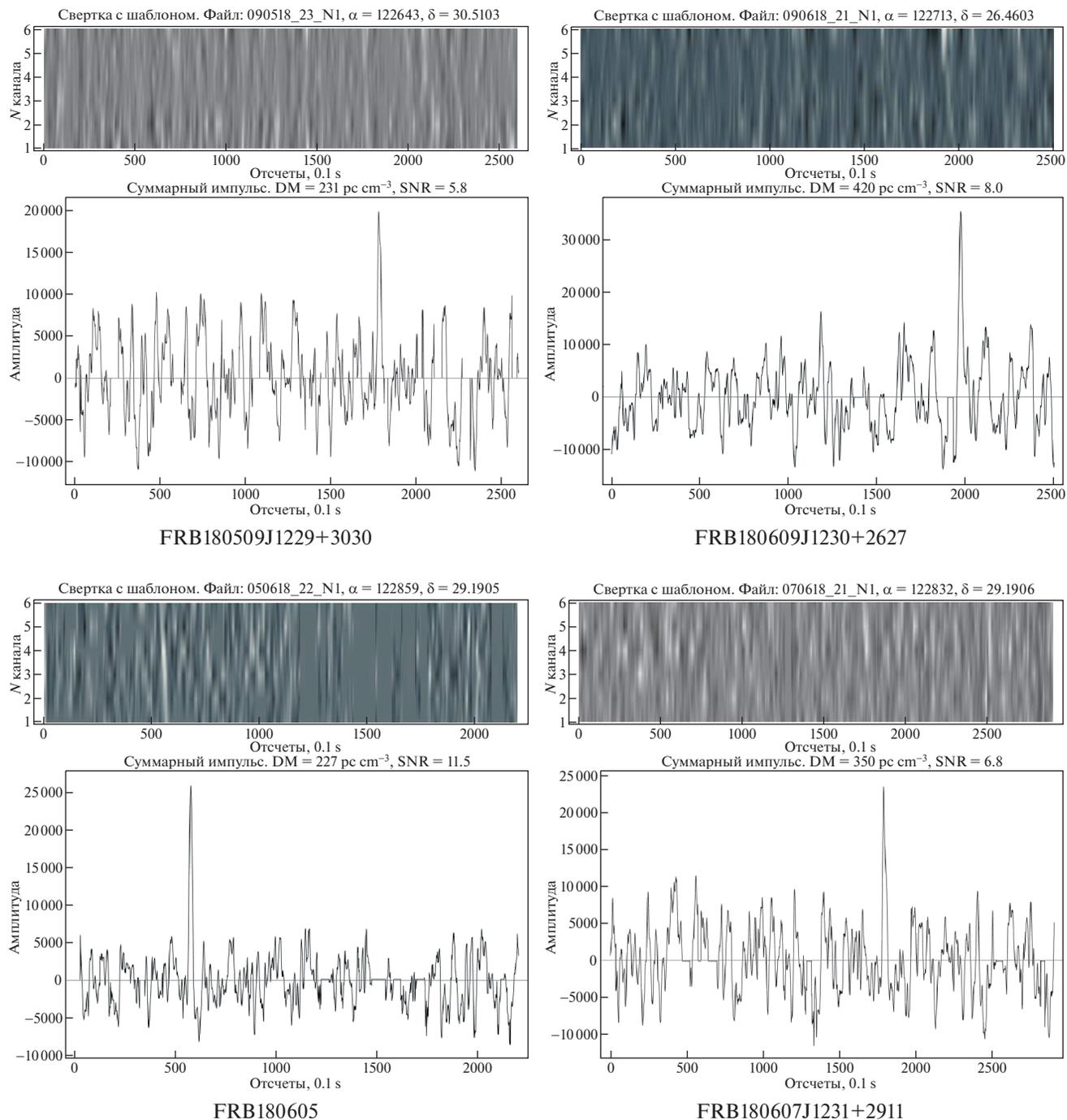


Рис. 22. Динамические спектры и профили импульсов.

безуспешные, так как на частотах ниже 300 МГц никаких радиовсплесков обнаружено не было. Это является для Пилия с соавт. [35] поводом прокомментировать результаты, представленные в работах [10, 11]. В связи с этим пришлось провести специальное расследование и тщательно проанализировать зарубежные наблюдения, посвя-

щенные поиску быстрых радиовсплесков, чтобы понять причину их необнаружения.

Была составлена табл. 3, в которой сведены наблюдательные параметры проведенных обзоров и специальных наблюдений. В ней приведена наблюдательная частота (МГц), полоса приема

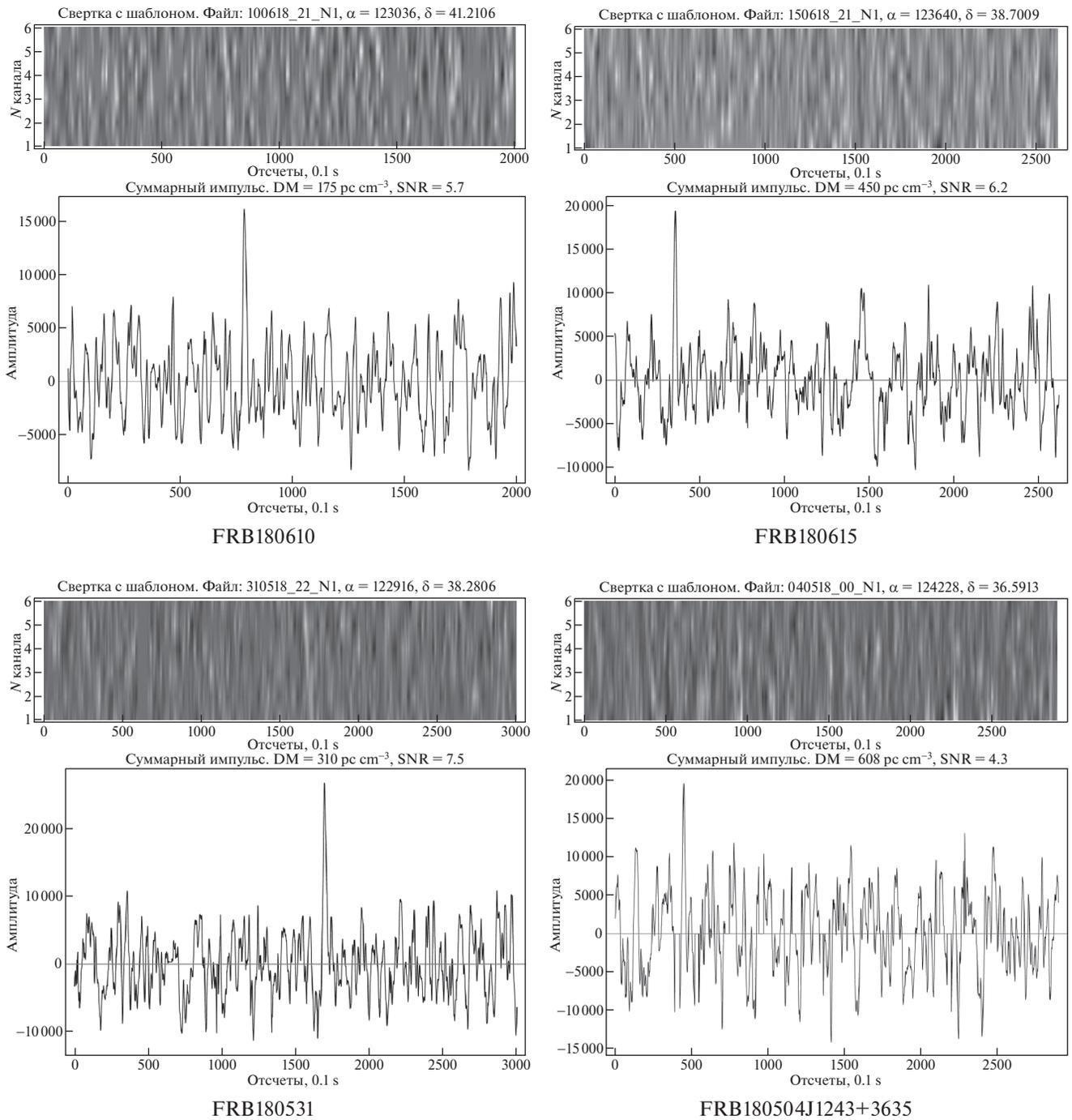


Рис. 23. Динамические спектры и профили импульсов.

(МГц), интервал выборки (с), общая продолжительность наблюдений (ч), площадь на небе (кв. град.), охватываемая обзором, и пороговая чувствительность (Ян). Сразу же обращает на себя внимание, что общая продолжительность наблюдений на БСА $\sim 50\,000$ ч на порядки превышает

все проводимые ранее наблюдения (было проанализировано порядка 6×10^5 отдельных сканов). Из этого параметра и общего количества обнаруженных на БСА импульсов легко можно оценить, что на нашей антенне для обнаружения одного импульса требуется порядка 10^3 часов или 10^4 ска-

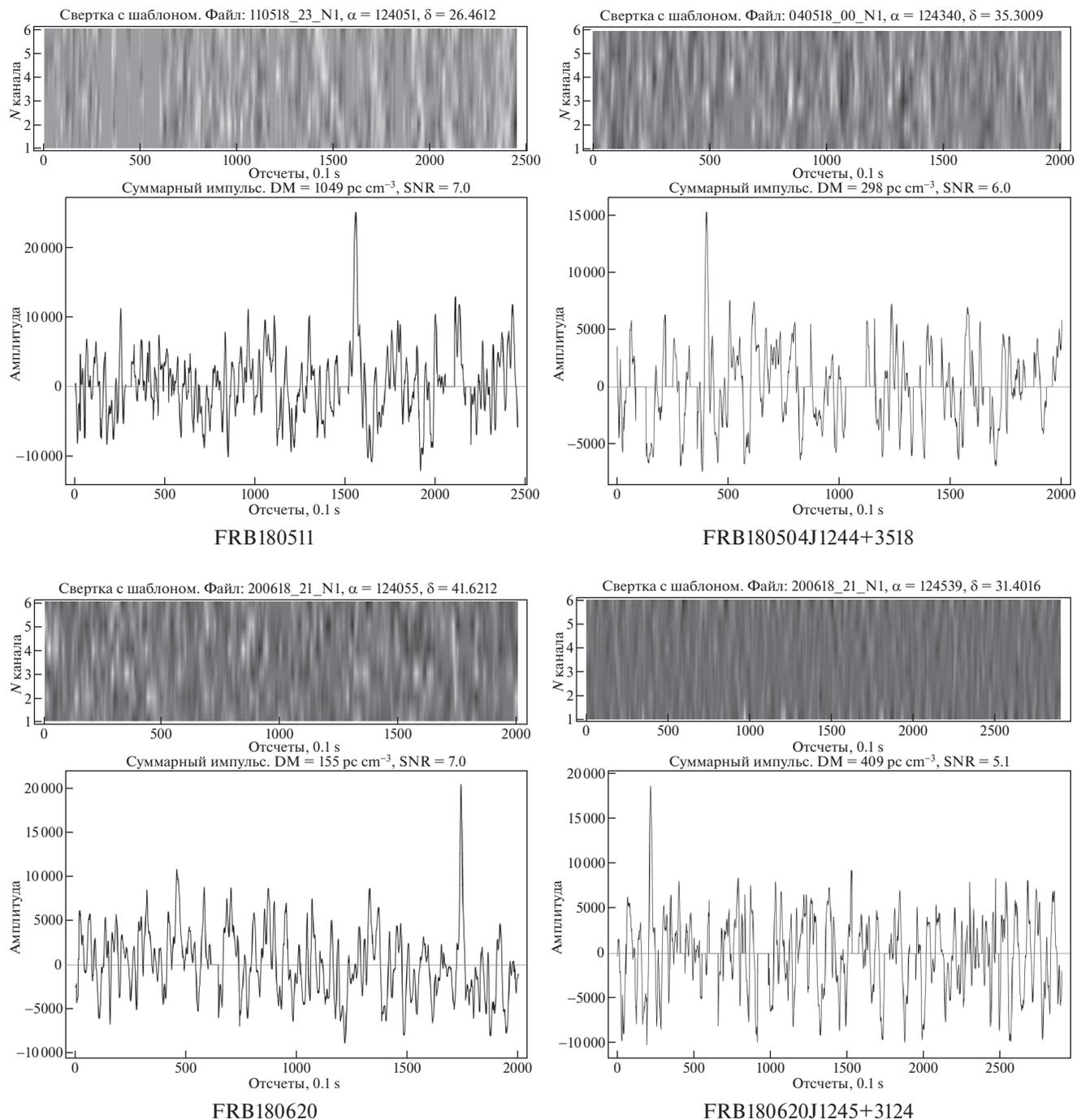


Рис. 24. Динамические спектры и профили импульсов.

нов. Другой параметр, который сильно отличает радиотелескоп БСА от других инструментов, — пороговая чувствительность радиотелескопа (Ян). Во многих работах приводится предельный флюэнс (Ян мс). Он пересчитывался в пороговую чувствительность, исходя из задаваемого времени выборки или длительности импульса. Чувстви-

тельность радиотелескопов зарубежных коллег на порядки хуже чувствительности БСА.

Дополнительно заметим, что если не удастся обнаружить импульсы хорошо опробованными средствами, то это значит, что пришло время применить нестандартные методы, как, например, применяемый авторами данной работы кор-

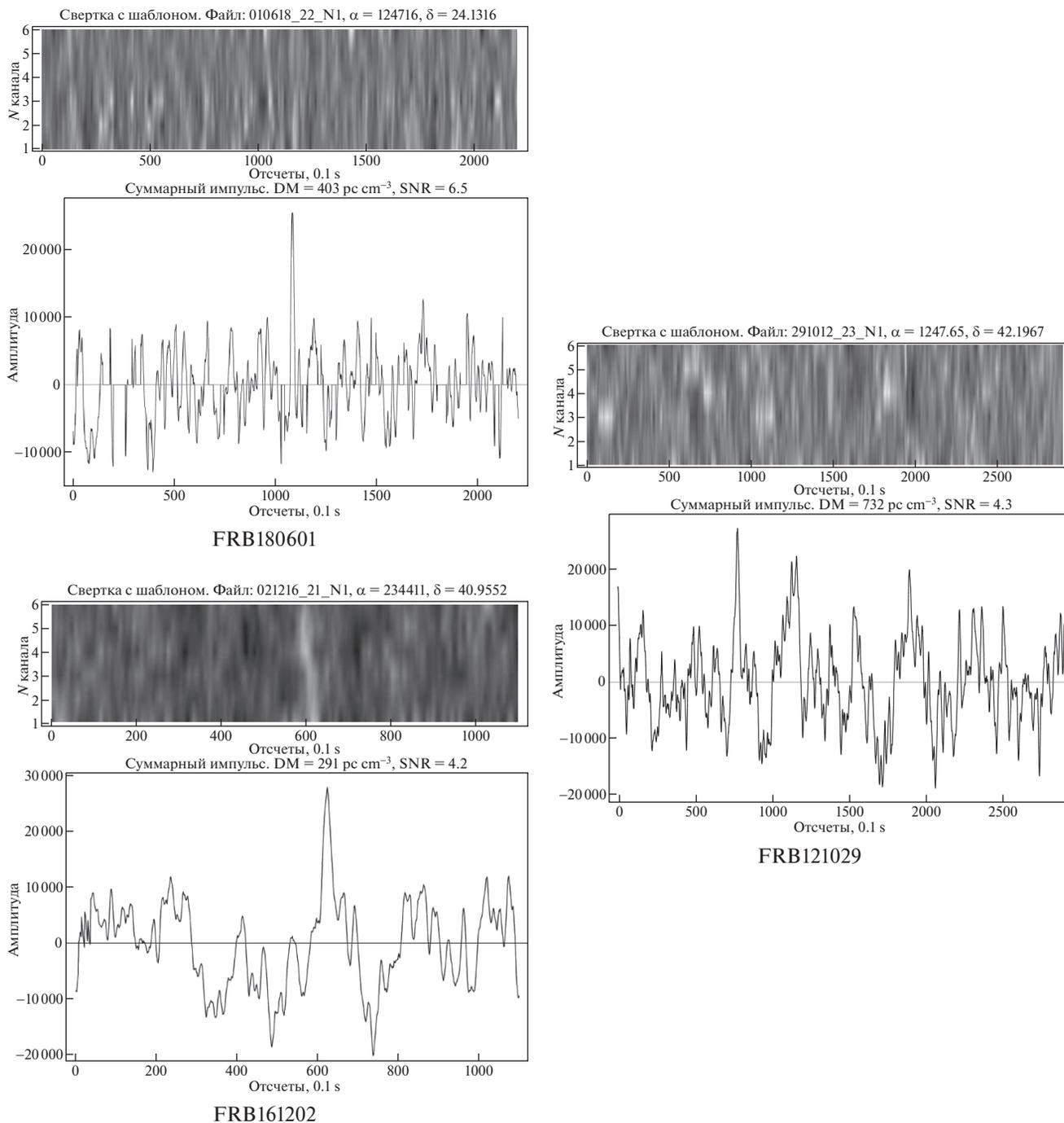


Рис. 25. Динамические спектры и профили импульсов.

реляционный прием, позволяющий повысить сигнал/шум еще в несколько раз (хотя отметим, что корреляционный прием является также стандартным методом в радиолокации). Уверены, что когда чувствительность и продолжительность наблюдений зарубежных низкочастотных радиотелескопов достигнут уровня БСА, то быстрые ра-

диовсплески будут обнаружены и на этих инструментах.

Основные результаты данной работы:

1. Форма распределения DM , построенная для обнаруженных импульсных сигналов на 111 МГц и быстрых радиовсплесков на 1400 МГц, в пределах погрешности совпадает и описывается фор-

мулой для логнормального распределения с параметрами $\mu = 6.2$, $\sigma = 0.7$.

2. Построена зависимость рассеяния τ_{sc} от меры дисперсии DM для импульсных сигналов, зарегистрированных на частоте 111 МГц и быстрых радиовсплесков на 1400 МГц. Показатель степени $k = 0.49 \pm 0.18$ в зависимости $\tau_{sc} \sim DM^k$ в пределах погрешности совпадает с показателем $k = 0.43 \pm 0.15$ в зависимости $\tau_{sc}(DM)$ для импульсов на 1.4 ГГц.

3. Полученная степенная зависимость более слаба в сравнении с зависимостью для пульсаров и объясняется тем, что вещество межгалактической среды можно считать практически однородным по сравнению с веществом межзвездной среды и, таким образом, межгалактическая среда не вносит существенного вклада в рассеяние импульсов. Основной вклад в рассеяние импульсов вносит вещество родительской галактики и галактики, в которой находится наблюдатель.

4. Величина рассеяния на 111 и 1400 МГц описывается законом $\tau_{sc}(f) \sim f^{-1.9 \pm 0.7}$ и, таким образом, отличается от зависимости f^{-4} , выведенной для пульсаров.

5. Сделана оценка суммарной составляющей $DM_{\text{halo}} + \frac{DM_{\text{host}}}{1+z} \sim 60$ пк см⁻³, которая определяется вкладом вещества родительской и гало нашей Галактики в меру дисперсии радиовсплесков. Эта величина зависит от модели распределения вещества в Галактике и в будущем может быть скорректирована.

6. По зависимостям $\log N - \log S$, построенным для обнаруженных импульсов на 111 и быстрых радиовсплесков на 1400 МГц, в предположении равенства статистических свойств этих выборок выведен средний спектральный индекс $\alpha = -0.63 \pm 0.20$.

7. Анализ формы зависимостей $\log N - \log S$ на двух частотах показывает, что при $F_{111 \text{ МГц}} > 200$ Ян · мс и $F_{1.4 \text{ ГГц}} > 50$ Ян · мс обе они следуют закону $S^{-3/2}$.

8. По совокупности обнаруженных наблюдательных признаков: равенство распределений DM , совпадающий в пределах ошибки показатель степени k в зависимости $\tau_{sc} \sim DM^k$ и следование закону $S^{-3/2}$ кривых $\log N - \log S$ на частотах 111 и 1400 МГц, обнаруженные импульсные сигналы мы ассоциируем с быстрыми радиовсплесками. Таким образом, частота 111 МГц является самой низкой частотой, на которой обнаружены радиовсплески.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. Fuller, Ch. D. Ott*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **450**, 71 (2015).
2. *J. I. Katz*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Lett. **471**, 95 (2017).
3. *Z. G. Dai, J. S. Wang, X. F. Wu, Y. F. Huang*, Astrophys. J. **829**, id. 27 (2016).
4. *B. Margalit, E. Berger, B. D. Metzger*, Astrophys. J. **886**, id. 110 (2019).
5. *Ya. N. Istomin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **478**, 4348 (2018).
6. *P. Scholz*, CHIME/FRB Collaboration, The Astronomer's Telegram, No. 13681 (2020).
7. CHIME/FRB Collaboration, *M. Amiri, K. Bandura et al.*, Nature **566**, 230 (2018).
8. *K. W. Bannister, R. M. Shannon, J. P. Macquart et al.*, Astrophys. J. Lett. **841**, L12 (2017).
9. *A. E. Rodin, V. V. Oreshko, V. A. Samodurov*, Astronomy Reports **61**, 30 (2017).
10. *B. A. Федорова, А. Е. Родин*, Астрон. журн. **96**, 41 (2019).
11. *B. A. Федорова, А. Е. Родин*, Астрон. журн. **96**, 883 (2019).
12. *J. M. Cordes, R. S. Wharton, L. G. Spitler et al.*, arXiv:1605.05890v1 (2016).
13. *K. Dolag, B. M. Gaensler, A. M. Beck, V. C. Beck*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **451**, 4277 (2015).
14. *P. A. G. Scheuer*, Nature **218**, 920 (1968).
15. *B. J. Rickett*, Nature **221**, 158 (1969).
16. *A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins*, Nature **217**, 709 (1968).
17. *B. J. Robinson, B. F. C. Cooper, F. F. Gardiner, R. Wielebinski, T. L. Landecker*, Nature **218**, 1143 (1968).
18. *Yu. I. Alekseev, V. V. Vitkevich, V. F. Zhuravlev, Yu. P. Shitov*, Doklady Akademiia Nauk SSSR, Ser. Mat. Fiz. **187**, 1019 (1969).
19. *J. M. Cordes, J. M. Weisberg, V. Boriakoff*, Astrophys. J. **288**, 221 (1985).
20. *M. J. Sutton*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **155**, 51 (1971).
21. *N. D. Ramesh Bhat, James M. Cordes, F. Camilo et al.*, Astrophys. J. **605**, 759 (2004).
22. *D. R. Lorimer, A. Karastegiou, M. A. MacLaughlin, S. Jonson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **436**, L5 (2013).
23. *A. Karastegiou, J. Chennamangalam, W. Armour, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **452**, 1254 (2015).
24. *W. Zhu, L.-L. Feng, F. Zhang*, Astrophys. J. **865**, 147 (2018).
25. *А. Д. Кузьмин, Б. Я. Лосовский, К. А. Ланаев*, Астрон. журн. **84**, 685 (2007).
26. *N. Oppermann, L. D. Connor, U.-L. Pen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **461**, 984 (2016).
27. *J. P. Macquart, R. D. Ekers*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474**, 1900 (2018).

28. *С. Б. Попов, К. А. Постнов, М. С. Пиширков*, УФН **188**, 1063 (2018).
29. *В. В. Орешко, Г. А. Латышев, И. А. Алексеев и др.*, Труды ИПА **24**, 80 (2012).
30. *E. Petroff, L. Houben, K. Bannister, et al.*, Publ. Astron. Soc. Austral. **33**, 7 (2016).
31. *E. Petroff, J. W. T. Hessels, D. R. Lorimer*, Astron. and Astrophys. Rev. **27**, 4 (2019).
32. *J. M. Yao, R. N. Manchester, N. Wang*, Astrophys. J. **835**, 32 (2017).
33. *W. Zhu, L.-L. Feng*, Astrophys. J. **906**, 957 (2021).
34. *J. M. Cordes, T. J. W. Lazio*, arXiv:astro-ph/0301598 (2003).
35. *M. Pilia, M. Burgay, A. Possenti, et al.*, Astrophys. J. Lett. **896**, L40 (2020).
36. *M. Sokolowski, N. D. Bhat, J. P. Macquart, et al.*, Astrophys. J. Lett. **867**, L12 (2018).
37. *S. J. Tingay, C. M. Trott, R. B. Wayth, et al.*, Astron. J. **150**, 199 (2015).
38. *P. Chawla, B. C. Andersen, M. Bhardwaj, et al.*, Astrophys. J. Lett. **896**, L41 (2020).
39. *L. J. M. Houben, L. G. Spitler, S. ter Veen, et al.*, Astron. and Astrophys. **623**, A42 (2019).

ВАРИАЦИИ ПИКОВЫХ ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКА ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ 26 СЕКУНДНЫХ ПУЛЬСАРОВ НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2021 г. А. Н. Казанцев^{1,*}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушино, Россия

*E-mail: kaz.prao@bk.ru

Поступила в редакцию 05.05.2021 г.

После доработки 05.06.2021 г.

Принята к публикации 14.06.2021 г.

В статье приведены результаты обработки наблюдений 26 секундных пульсаров северного полушария, полученные в рамках поиска и исследования гигантских импульсов пульсаров на Большой синфазной антенне Пушчинской радиоастрономической обсерватории на 111 МГц. От пульсаров B0011+47, B0450+55, B0525+21, B0751+32, B0823+26 и B0917+63 были обнаружены индивидуальные импульсы, в 30 и более раз превосходящие динамический средний профиль по амплитуде. Обнаружены индивидуальные импульсы, удовлетворяющие основным критериям гигантских импульсов пульсаров от B0450+55, B0525+21 и B0751+32. Произведен анализ распределений индивидуальных импульсов пульсаров по пиковой плотности потока относительно средней плотности потока в сеансе. Из проанализированной выборки для 5 пульсаров распределение является логнормальным, для 10 – комбинацией логнормального и степенного распределений. В остальных случаях не может быть однозначно аппроксимировано только логнормальным распределением или комбинацией логнормального и степенного распределений.

Ключевые слова: пульсары, радиоизлучение, индивидуальные импульсы, гигантские импульсы

DOI: 10.31857/S0004629921100170

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиопульсары являются весьма противоречивыми астрофизическими объектами. С одной стороны, хорошо прогнозируемые вращательные параметры пульсаров позволяют рассматривать их как высокостабильные часы в космосе, что позволяет использовать их как в решении ряда астрофизических задач и задач небесной механики методами хронометрирования, так и рассматривать в качестве опорных источников для построения шкал времени и навигации в дальнем космосе [1]. Одновременно с этим излучение радиопульсаров достаточно существенно изменяется по частоте и во времени. Индивидуальные импульсы, излученные в соседних периодах, могут быть различны по форме, фазе и амплитуде. Кроме того, пульсары демонстрируют ряд эффектов, в которых различие индивидуальных импульсов по пиковым плотностям потока достигает огромных значений. Одним из таких явлений является “выключение” излучения пульсаров на достаточно длительные промежутки времени – нуллинг (англ. *nulling*), впервые обнаруженное в работе [2]. Вторым феноменом является генерация так называемых гигантских импульсов (ГИ) пульса-

ров, впервые обнаруженное у пульсара в Крабовидной туманности [3] и выражающееся в генерации очень мощных индивидуальных импульсов, существенно превосходящих регулярное излучение пульсара по пиковой плотности потока. Для пульсара B0531+21 ГИ могут превосходить регулярное излучение в 10^5 – 10^6 раз [4].

Два этих феномена наглядно демонстрируют, насколько нестабильным может быть интенсивность излучения радиопульсаров во времени. Помимо этого, данные феномены могут являться объяснением для ряда других эффектов и явлений, существующих в современной астрофизике. Например, вращающиеся радиотранзиенты (Rotating Radio Transients, RRATs) [5], природа которых до сих пор окончательно не определена, могут являться как пульсарами с экстремально продолжительными нуллингами [6], так и быть далекими пульсарами, генерирующими ГИ. Из-за недостаточной чувствительности современных радиотелескопов регулярное излучение от таких пульсаров не фиксируется, а детектируются только особенно сильные ГИ. Это утверждение подтверждается наличием у радиотранзиентов степенного распределения [7], являющегося

Таблица 1. Параметры исследуемых пульсаров

Имя пульсара	RA, hh:mm:ss	DEC, dd:mm:ss	P , с	\dot{P} , 10^{-15} с/с	DM, пк см^{-3}	PEpoch
B0011+47	00:14:17.75	47:46:33.40	1.240699	0.56	30.4	49664
B0031-07	00:34:08.87	-07:21:53.41	0.942951	0.41	10.9	46635
B0051+04	00:51:30.01	04:22:49.00	0.354732	0.01	13.9	49800
B0105+65	01:08:22.51	66:08:34.50	1.283660	13.10	30.5	50011
B0138+59	01:41:39.94	60:09:32.32	1.222949	0.39	34.9	49293
B0320+39	03:23:26.65	39:44:52.40	3.032072	0.64	26.2	49290
B0329+54	03:32:59.41	54:34:43.33	0.714520	2.05	26.8	46473
B0450+55	04:54:07.75	55:43:41.44	0.340729	2.37	14.6	49910
B0525+21	05:28:52.25	22:00:04.00	3.745539	40.00	50.9	54200
B0643+80	06:53:15.09	80:52:00.22	1.214441	3.80	33.3	48712
B0751+32	07:54:40.69	32:31:56.20	1.442349	1.08	40.0	48725
B0823+26	08:26:51.51	26:37:21.30	0.530661	1.71	19.5	46450
B0834+06	08:37:05.64	06:10:14.56	1.273768	6.80	12.9	48721
B0917+63	09:21:14.14	62:54:13.90	1.567994	3.61	13.2	49687
B0919+06	09:22:14.02	06:38:23.30	0.430627	13.70	27.3	55140
B1508+55	15:09:25.63	55:31:32.39	0.739682	5.00	19.6	49904
B1642-03	16:45:02.04	-03:17:57.81	0.387690	1.78	35.7	46515
B1737+13	17:40:07.35	13:11:56.69	0.803050	1.45	48.7	48262
B1839+56	18:40:44.54	56:40:54.85	1.652862	1.50	26.8	48717
B1919+21	19:21:44.82	21:53:02.25	1.337302	1.35	12.4	48999
B2016+28	20:18:03.83	28:39:54.21	0.557953	14.8	14.2	46384
B2020+28	20:22:37.07	28:54:23.11	0.343402	1.90	24.6	49692
B2110+27	21:13:04.35	27:54:01.16	1.202852	2.62	25.1	48741
B2224+65	22:25:52.86	65:35:36.37	0.682542	9.66	36.4	54420
B2303+30	23:05:58.32	31:00:01.28	1.575886	2.89	49.6	48714
B2315+21	23:17:57.84	21:49:48.02	1.444653	1.05	20.9	48716

одним из обязательных критериев принадлежности индивидуальных импульсов к подклассу ГИ [8]. Важно отметить, что у части RRATs отсутствует степенной хвост в распределении импульсов по пиковым плотностям потока, однако при этом само распределение имеет нетипичный для пульсаров двухкомпонентный вид [9]. Помимо радиотранзиентов, механизм генерации ГИ может являться объяснением так называемых быстрых радиовсплесков (Fast Radio Burst, FRB) [10]. Таким образом, исследование нуллингов и гигантских импульсов важно не только для понимания самих явлений, но также может дать дополнительную информацию, необходимую для описания явления RRATs и FRB.

Начиная с 2012 г. мы реализуем программу по поиску и исследованию гигантских импульсов пульсаров на базе Пушинской радиоастрономической обсерватории Астрокосмического центра Физического института Академии наук (здесь и

далее ПРАО АКЦ ФИАН). Основным результатом данной программы стало обнаружение гигантских импульсов у пульсаров B0301+19 [11] и B1237+25 [12], а также анализ выборки большого количества импульсов от уже известных пульсаров с ГИ [13]. Одновременно с упомянутыми пульсарами в программу поиска включались различные секундные пульсары северного полушария (см. табл. 1). Критериями включения в программу были: склонение $>-10^\circ$, малое значение меры дисперсии ($DM < 60$ пк см^{-3}) и достаточный поток радиоизлучения от пульсара для уверенного фиксирования среднего профиля пульсара в единичной записи.

В настоящей статье представлены результаты анализа вариаций пиковых плотностей потока индивидуальных импульсов 26 секундных радиопулсаров северного полушария с целью поиска у них мощных индивидуальных импульсов, сильно выделяющихся на фоне регулярного излучения.

Отметим, что рассматриваемая в данной работе статистика распределения пиковой плотности потока индивидуальных импульсов в сеансе (относительно среднего значения импульса в сеансе) строго говоря, должна отличаться от статистики распределения индивидуальных импульсов в абсолютных величинах (Янских) (см., напр., [13]). В данной работе рассматривается только статистика распределения индивидуальных импульсов в сеансе, характеризующая относительный вклад двух различных механизмов генерации импульсов пульсаров, обычных (регулярных) и аномальных (в том числе гигантских).

Статья включает в себя 4 раздела. В разделе 2 описаны используемые в работе данные и использованные методы обработки. В разделе 3 переведены и обсуждены полученные результаты. Выводы по работе приведены в разделе 4.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В настоящей работе были использованы данные, полученные на Большой синфазной антенне ПРАО АКЦ ФИАН (БСА ФИАН) в период с 2012 по 2020 г. Антенна представляет собой транзитный радиотелескоп в виде фазированной антенной решетки со сторонами 200×400 м. Приемными элементами антенны являются 16384 полуволновых диполя Герца. Диаграмма направленности телескопа ориентирована на главный меридиан и имеет возможность изменять свое положение по склонению с шагом $1/2$ ширины луча в диапазоне склонений от -16° до $+87^\circ$. Наблюдения объектов проводятся в момент их верхней кульминации и в течение их прохождения через луч диаграммы направленности радиотелескопа по уровню $1/2$. Ширина луча диаграммы направленности по указанному уровню составляет: $50'$ по прямому восхождению, $22'$ по склонению при направлении на зенит и $44'$ при склонении луча 30° . Длительность одного сеанса наблюдения зависит от склонения наблюдаемого объекта и находится в пределах от 3 до 12 мин. Антенна принимает одну линейную поляризацию в направлении “восток–запад”.

Запись данных осуществляется посредством сбора сигнала с диполей антенны и последующей оцифровки 512-канальным цифровым пульсарным приемником с центральной частотой приема 111 МГц и полосой пропускания $\Delta f = 5$ кГц на один частотный канал. Анализ подвергались 460 центральных каналов, в силу чего итоговая полоса пропускания составила 2.3 МГц. В подавляющем большинстве сеансов наблюдения временное разрешение составляло 1.2288 мс. Для части данных временное разрешение было равно 2.4576 мс. Цифровой пульсарный приемник производил запись пульсаров в режиме регистрации

индивидуальных импульсов. Специальный синхронизатор генерировал триггерные импульсы, которые синхронизировали работу цифрового пульсарного приемника с периодом наблюдаемого пульсара. Эфемериды исследуемых пульсаров были взяты из каталога ATNF¹ с использованием пакета psrqup [14]. Точная привязка по времени обеспечивалась сигналами от системы глобального позиционирования (Global Positioning System, GPS). Точность перевода времени GPS во всемирное время (Universal Time, UT) составляла ± 100 нс. Точность установки времени старта записи каждого отдельного индивидуального импульса наблюдаемого пульсара составляла ± 10 нс. Указанные точности являются достаточными для работы с секундными пульсарами.

Производилась постдетекторная компенсация индивидуальных импульсов за меру дисперсии. Полученная запись скомпенсированных индивидуальных импульсов усреднялась синхронно с периодом конкретного пульсара для получения динамического среднего профиля. Для дальнейшей статистики использовались импульсы с амплитудой свыше $4\sigma_{\text{noise}}$ (σ_{noise} – среднеквадратичное отклонение шума вне долготы импульса пульсара) и попадающие на долготы среднего профиля пульсара. Долготы среднего профиля пульсара и положение шумовой дорожки определялись посредством нахождения положения максимума кросс-корреляционной функции динамического среднего профиля и шаблона среднего профиля, полученного путем усреднения большого количества средних профилей пульсара. Используемые в работе шаблоны приведены на рис. 1. Для каждого пульсара строилось распределение индивидуальных импульсов по потоку в единицах динамического среднего профиля (S_{AP}) и производилась аппроксимация полученного распределения логнормальной функцией (1):

$$f_{LN}(x) = \frac{q}{x} e^{-(\ln x - \mu)^2 / 2\sigma^2}, \quad (1)$$

где $q = 1/\sigma\sqrt{2\pi}$, σ – среднеквадратичное отклонение, μ – математическое ожидание. В тех случаях, когда аппроксимация логнормальной функцией считалась неудовлетворительной, массив данных аппроксимировался комбинацией логнормальной функцией для левой части распределения и степенной функцией (2) для правой (высокоэнергичной) части распределения:

$$f_{PL}(x) = Ax^k, \quad (2)$$

где A – коэффициент пропорциональности, k – показатель степени.

¹ <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

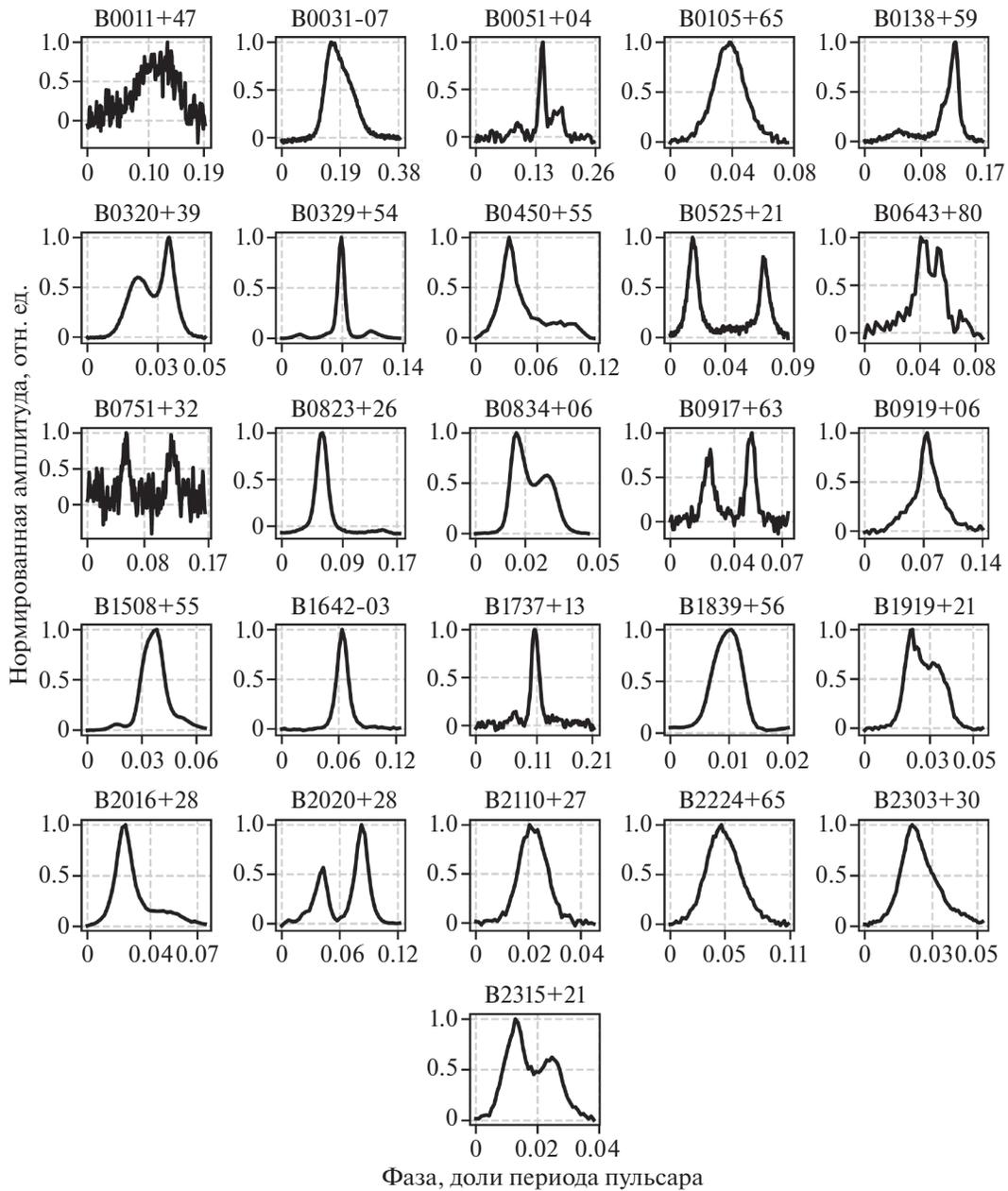


Рис. 1. Шаблоны средних профилей пульсаров, используемые в настоящей работе для определения границ среднего профиля в записи.

Аппроксимация производилась нелинейным методом наименьших квадратов, с использованием библиотеки LMFIT². В качестве критерия достоверности производимой аппроксимации на примере работы [9] было использовано приведенное χ^2 (reduced chi-squared) распределение³, рассчитываемое по формуле:

$$\chi_r^2 = \frac{\chi^2}{N - N_{\text{vars}}}, \quad (3)$$

где N – размер аппроксимируемой выборки, N_{vars} – количество переменных в аппроксимируемой функции, $N - N_{\text{vars}}$ – число степеней свободы.

В тех случаях, когда пиковая плотность потока зарегистрированного индивидуального импульса превышала пиковую плотность потока динамического среднего профиля в 30 и более раз, этот импульс проверялся на наличие у него дисперсионного запаздывания, соответствующего мере дисперсии пульсара. Мера дисперсии соответствующего импульса определялась по формуле

² <https://lmfit.github.io/lmfit-py/intro.html>

³ https://en.wikipedia.org/wiki/Reduced_chi-squared_statistic

(4), выведенной из формул, представленных в [15]:

$$DM = \frac{m_e c \Delta t}{2\pi e^2 (1/w_2^2 - 1/w_1^2)}, \quad (4)$$

где m_e – масса электрона (9.11×10^{-28} г), e – заряд электрона (4.8×10^{-10} ед. заряда СГС), c – скорость света в вакууме (3×10^{10} см/с), Δt – временное запаздывание между выбранными частотны-

ми каналами, w_1, w_2 – круговые частоты ($w = 2\pi\nu$) выбранных частотных каналов. Важно заметить, что получаемое по формуле (4) значение приводится в системе СГС. Чтобы получить принятую в пульсарной астрофизике размерность, необходимо полученное значение поделить на количество сантиметров в парсеке ($1 \text{ пк} = 3 \times 10^{18} \text{ см}$).

Погрешность определения меры дисперсии ΔDM вычислялась по формуле:

$$\Delta DM = \sqrt{\left(\frac{\partial DM}{\partial t_1} \Delta t_1\right)^2 + \left(\frac{\partial DM}{\partial t_2} \Delta t_2\right)^2 + \left(\frac{\partial DM}{\partial w_1} \Delta w\right)^2 + \left(\frac{\partial DM}{\partial w_2} \Delta w\right)^2}, \quad (5)$$

где $\frac{\partial DM}{\partial t_1}, \frac{\partial DM}{\partial t_2}, \frac{\partial DM}{\partial w_1}, \frac{\partial DM}{\partial w_2}$ – частные производные формулы (4), Δt_1 и Δt_2 – ширина импульса на уровне 0.5 в соответствующем частотном канале, Δw – ширина частотного канала, в нашем случае равная 5 кГц.

Для оценки вклада времени рассеяния в регистрируемую ширину импульса производилась оценка τ_{sc} формуле, полученной в работе [16] для галактических пульсаров:

$$\tau_{sc} = 3.5 \times 10^5 \left(\frac{DM}{\text{пк см}^{-3}}\right)^{2.2} \left(\frac{\nu}{\text{МГц}}\right)^{-4.4} \text{ мс}, \quad (6)$$

где DM – мера дисперсии пульсара, ν – частота наблюдения, в нашем случае равная 111 МГц.

Форма рассеянного импульса, в свою очередь, определялась сверткой [17]:

$$f(t) = \int f_0(t) s(t - \xi) \xi, \quad (7)$$

где $f_0(t) = a \exp(-(t - b)^2 / 2\sigma^2)$ – индивидуальный импульс, не подвергшийся рассеянию на межзвездной среде, предполагается гауссовой формы, $s(t)$ – модель тонкого рассеивающего экрана [17]:

$$s(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ e^{t/\tau_{sc}} & \text{при } t \geq 0, \end{cases} \quad (8)$$

где τ_{sc} – время рассеяния, оцениваемое нами по формуле (6).

Для пульсаров, у которых были зафиксированы индивидуальные импульсы с пиковой плотностью потока в 30 и более раз выше пиковой плотности потока в динамическом среднем профиле, проводился анализ времен прихода индивидуальных импульсов по долготе среднего профиля.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Распределения индивидуальных импульсов исследуемых пульсаров по пиковой плотности потока относительно средней плотности потока в сеансе представлены на рис. 2–4. Подробная статистика по количеству проанализированных периодов, импульсов и обнаруженных кандидатов в ГИ приведена в табл. 2. В табл. 3 приведены результаты аппроксимации соответствующих распределений по каждому из исследуемых пульсаров.

Из-за малого количества индивидуальных импульсов для пульсаров В0011+47, В0051+08, В0643+80 и В1731+13 аппроксимация распределений не проводилась, а приведенные распределения представлены для иллюстрации зафиксированных превышений индивидуальных импульсов над динамическим средним профилем пульсара.

Распределение индивидуальных импульсов пульсара В0329+54 по пиковой плотности потока в единицах динамического среднего профиля демонстрирует нетипичный для исследуемых пульсаров вид. Для импульсов свыше 5.1 среднего профиля наблюдается резкий излом с показателем степени -4.8 ($\chi_r^2 = 1.3$). Следует отметить, что исследование распределений индивидуальных импульсов данного пульсара по пиковой плотности потока ранее производилось нами в работе [13], но для меньшей выборки, включающей 63 сеанса наблюдений. В абсолютных единицах распределение данного пульсара повторяет вид, полученный в настоящей работе.

Анализ наблюдений пульсаров В0138+59, В0823+26, В0919+06 и В2016+28 показал наличие у них двугорбого распределения индивидуальных импульсов по потоку относительно средней плотности потока в сеансе. Полученные распределения не могут быть однозначно аппроксимированы только логнормальной функцией или комбинацией логнормальной и степенной функций. На соответствующих пульсарам иллюстрациях при-

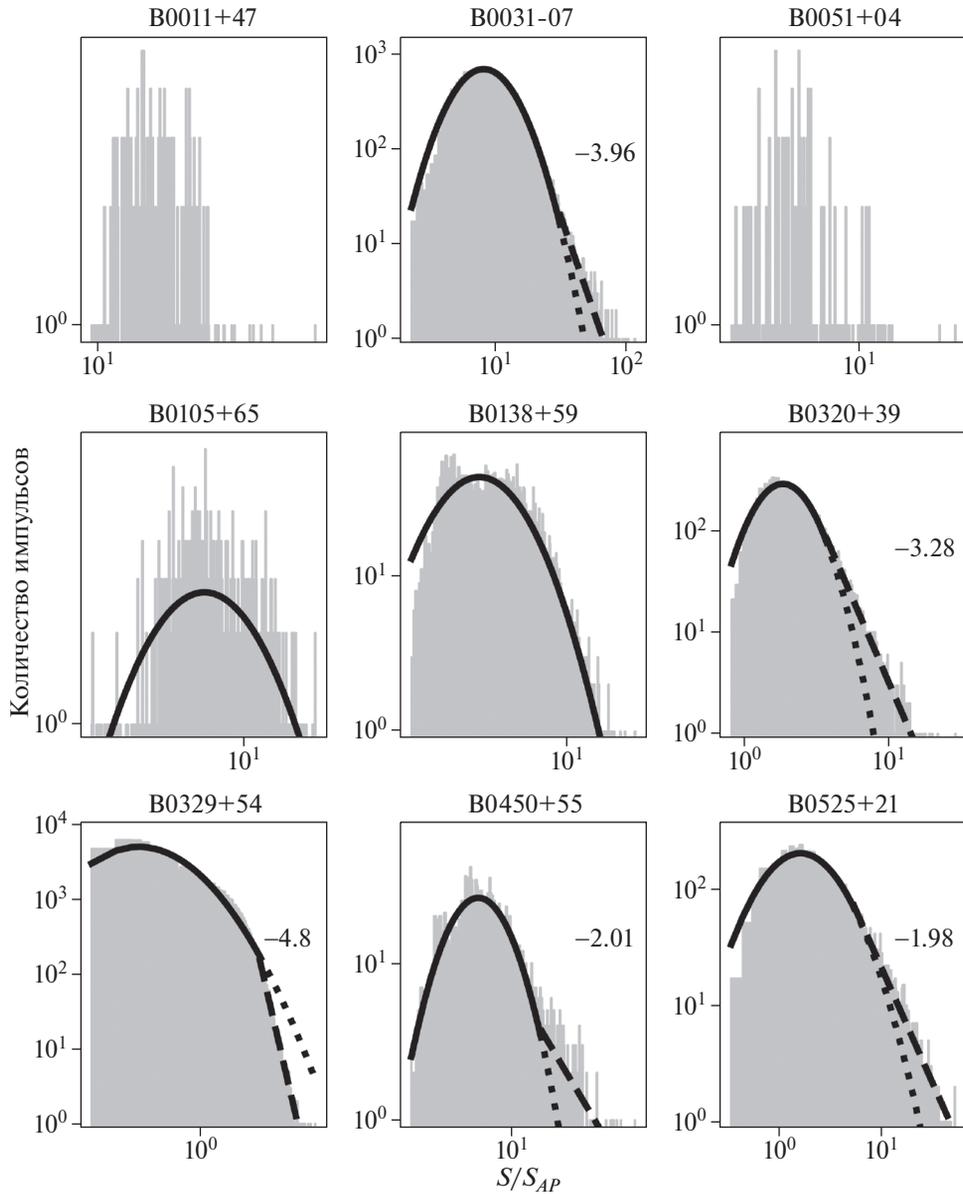


Рис. 2. Гистограммы распределения индивидуальных импульсов первых 9 пульсаров из табл. 1 по пиковой плотности потока в единицах динамического среднего профиля и результат аппроксимации соответствующего распределения логнормальной (сплошные и пунктирные линии) и степенной (штриховые линии) функциями.

ведена наилучшая аппроксимация (аппроксимация с минимальным χ_r^2) логнормальной функцией для демонстрации отличия полученного распределения от логнормального. Подобный вид распределения ранее был обнаружен для пульсара J1820–1346 и вращающихся радиотранзиентов J1826–1419 и J1846–0257 в работе [9]. Авторы связывают такой вид распределения с наличием у исследуемых объектов вспыхивающей активности.

Несмотря на отсутствие сильных превышений индивидуальных импульсов над средним профилем ($S/S_{AP} > 30$) у пульсаров B0320+39,

B1508+55, B1642–03, B2020+28, B2110+27 распределения индивидуальных импульсов пульсаров по пиковой плотности потока в единицах динамического среднего профиля демонстрируют наличие степенного хвоста. Так, для пульсара B0320+39 распределение не может быть описано только логнормальной функцией ($\chi_r^2 = 13 \times 10^3$). Для импульсов, в 3.6 раза превосходящих динамический средний профиль по амплитуде, распределение лучше описывается степенной функцией с показателем степени $k = -3.28$ ($\chi_r^2 = 0.8$). В исследовании, проведенном на многолучевой

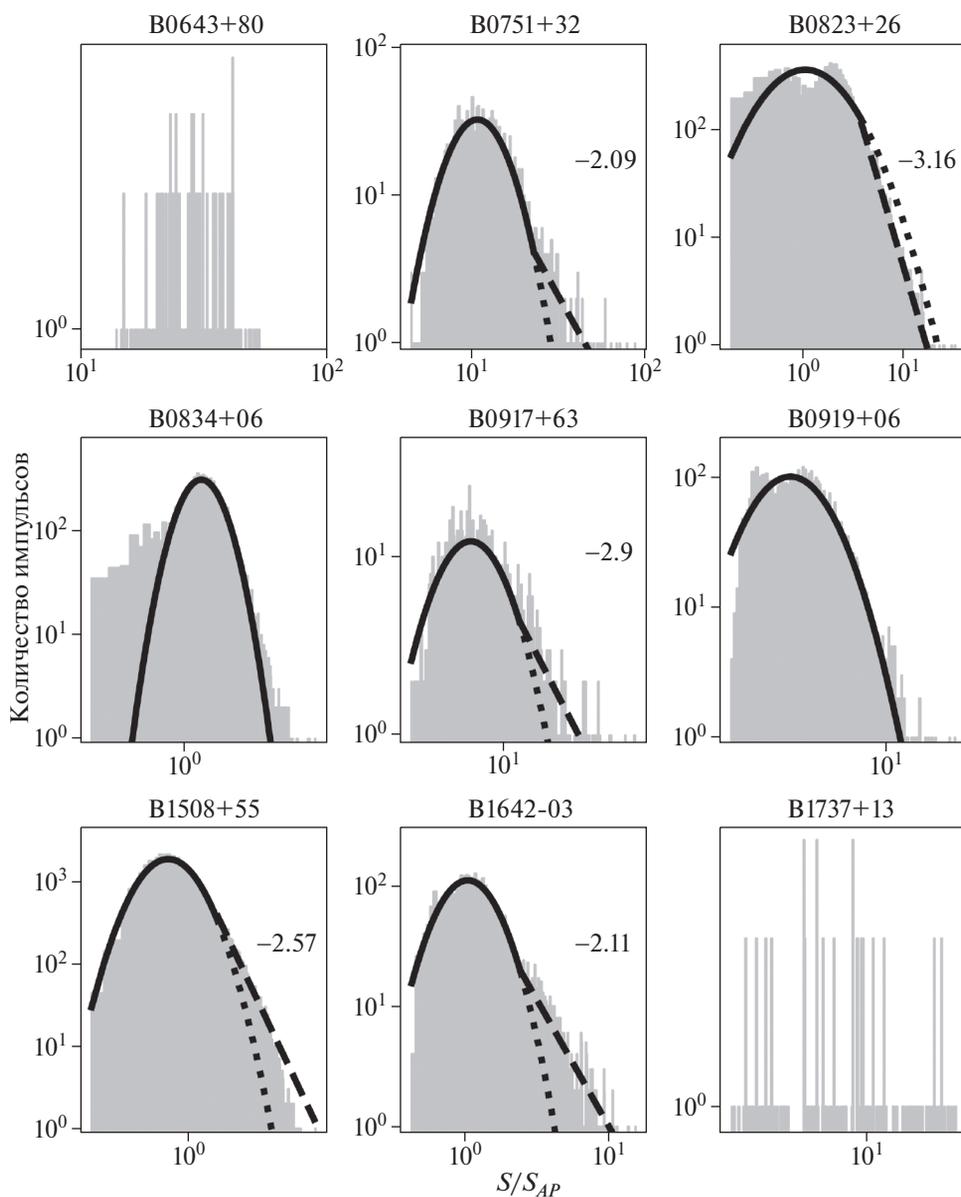


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для следующих 9 пульсаров из табл. 1.

диаграмме направленности БСА ФИАН и включающем более богатую выборку индивидуальных импульсов (39 377), данный пульсар также демонстрирует степенное распределение для сильных импульсов [18]. Подобное поведение исследуемой группы пульсаров, а также результаты анализа пульсаров с ГИ на статистически значимом массиве данных [13] указывают на то, что степенной характер распределения ГИ по пиковой плотности потока, считающийся одним из основных критериев для их классификации, не является строгим для подкласса пульсаров с низкой величиной магнитного поля на световом цилиндре

(для всех пульсаров исследованной группы значения магнитного поля на световом цилиндре B_{LC} лежат в пределах от 10 до 300 Гс).

Далее представлены результаты анализа наблюдательных данных тех пульсаров, у которых были обнаружены индивидуальные импульсы, в 30 и более раз превысившие динамический средний профиль по пиковой плотности потока.

3.1. B0011+47

От пульсара B0011+47 было зарегистрировано 2 индивидуальных импульса, удовлетворивших критерию поиска ($S/S_{AP} > 30$). Самое сильное зарегистрированное превышение составило 41 раз.

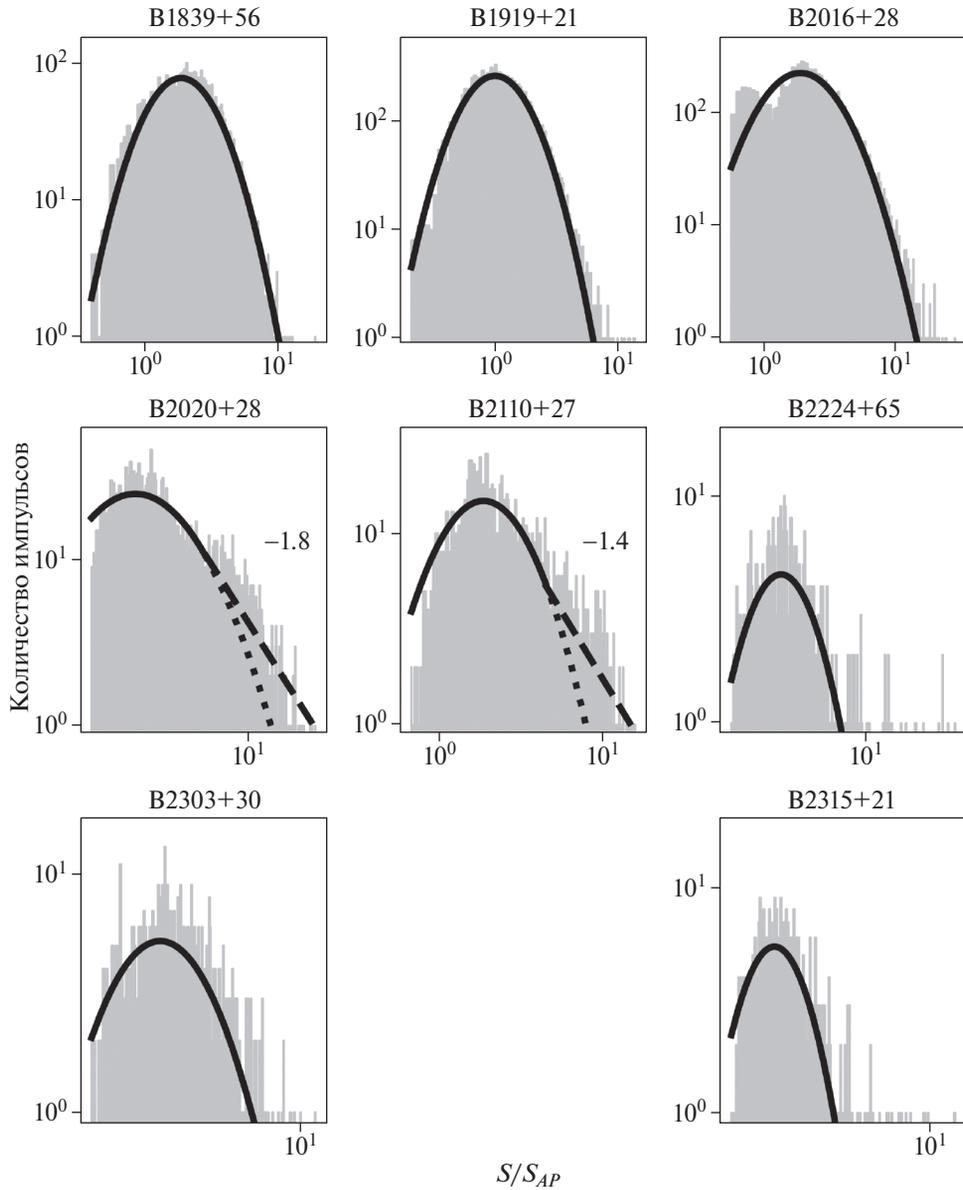


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для последних 8 пульсаров из табл. 1.

Изображение данного импульса вместе с увеличенным средним профилем представлено на рис. 5. Дисперсионное запаздывание индивидуального импульса в полосе 2.3 МГц (111.8–109.5 МГц) составляет 430 ± 16 мс. Данное запаздывание соответствует мере дисперсии 30.57 ± 10.56 пк см⁻³. Мера дисперсии пульсара V0011+47 составляет 30.4 пк см⁻³ (см. табл. 1). Большое значение погрешности определения меры дисперсии связано с тем, что существенный вклад в его итоговую величину вносит полуширина регистрируемого импульса, в случае пульсара V0011+47 составляющая 16.0 ± 1.2 мс. Время рассеяния для данного пульсара, согласно формуле (6), составляет 0.6 мс, и не вносит суще-

ственного вклада в измеряемую ширину импульса. Как видно из рис. 5, зарегистрированный импульс в два раза уже динамического среднего профиля. Фаза зарегистрированных импульсов лежит в пределах долгот среднего профиля пульсара (см. рис. 6). Помимо анализа времен прихода индивидуальных импульсов по долготе среднего профиля для пульсара V0011+47 и для пульсаров, результаты которых представлены далее, было произведено сравнение двух усредненных профилей. Один профиль получен путем усреднения всех зарегистрированных импульсов пульсара с амплитудой свыше $4\sigma_{\text{noise}}$, но не удовлетворяющих критерию поиска. Второй профиль сформирован исключительно из индивидуальных им-

Таблица 2. Статистика по проведенным наблюдениям

Имя пульсара	N_{sessions}	$T_{\text{observation}}$	N_{periods}	N_{pulses}	N_{strong}	$\max(S/S_{\text{AP}})$
B0011+47	52	4.12	11960	258	2	41
B0031-07	754	40.49	154570	33291	978	118
B0051+04	18	0.96	9756	192	0	21
B0105+65	111	14.68	41181	604	0	14
B0138+59	98	10.52	30968	5406	0	21
B0320+39	189	13.05	15498	11660	0	29
B0329+54	339	31.22	157296	137414	0	24
B0450+55	172	16.30	172172	2165	7	46
B0525+21	492	28.15	27060	9556	57	52
B0643+80	87	21.44	86478	240	117	53
B0751+32	286	17.99	44902	2155	81	89
B0823+26	109	6.49	44036	17139	2	33
B0834+06	147	7.85	22197	13660	0	27
B0917+63	74	8.64	19832	1320	2	31
B0919+06	509	27.28	228032	7563	0	25
B1508+55	165	15.53	75570	62728	0	19
B1642-03	53	2.83	26288	5391	0	15
B1737+13	36	1.97	8820	141	0	17
B1839+56	92	8.91	19412	6364	0	19
B1919+21	131	7.49	20174	15629	0	14
B2016+28	98	5.95	38416	14121	0	29
B2020+28	102	6.21	65076	2914	0	23
B2110+27	66	3.97	11880	1788	0	16
B2224+65	12	1.55	8196	491	0	18
B2303+30	11	0.68	1562	749	0	12
B2315+21	18	1.03	2574	477	0	12

Примечание. Приведены: N_{sessions} — количество проведенных сеансов наблюдений; $T_{\text{observation}}$ — полное время наблюдений в часах; N_{periods} — количество проанализированных периодов пульсара; N_{pulses} — количество задетектированных импульсов ($S/N \geq 4$); N_{strong} — количество импульсов, в 30 и более раз превосходящих динамический средний профиль по амплитуде; $\max(S/S_{\text{AP}})$ — самое сильное из зарегистрированных превышений.

пульсов, чья амплитуда в 30 и более раз больше амплитуды динамического среднего профиля. Данные профили представлены на правых панелях рис. 6. В случае пульсара B0011+47 количества зарегистрированных событий недостаточно, чтобы производить сравнение двух этих профилей.

3.2. B0031-07

В 2004 г. у пульсара B0031-07 было обнаружено явление генерации гигантских импульсов [19]. С целью увеличения количества наблюдательных данных и построения долговременной статистики пульсар был включен в наблюдательную программу по мониторингу ГИ пульсаров, проводимую в ПРАО АКЦ ФИАН с 2012 г. Всего для данного пульсара было проведено 754 сеанса

наблюдений в периоды 2012–2014 и 2017–2020 гг. В ходе анализа было зафиксировано 978 событий, в которых пиковая плотность потока индивидуального импульса превзошла пиковую плотность потока динамического среднего профиля в 30 и более раз. Наибольшее зафиксированное превышение составило 118 раз (см. рис. 5). Дисперсионное запаздывание данного индивидуального импульса в полосе 2.3 МГц составило 142.5 ± 4.5 мс. Данное запаздывание соответствует мере дисперсии 10.1 ± 3.63 пк см⁻³ при мере дисперсии пульсара B0031-07, равной 10.9 пк см⁻³ (см. табл. 1). Ширина зарегистрированного импульса в 6.2 раза уже динамического среднего профиля и составляет 15.4 ± 1.2 мс на уровне 10% от максимума. Время рассеяния для данного пульсара на частоте

Таблица 3. Параметры аппроксимации распределений индивидуальных импульсов пульсаров

Имя пульсара	Логнормальная функция						Степенная функция			
	q	μ	σ	χ_{full}^2	χ_{low}^2	χ_{high}^2	A	k	χ_{power}^2	S_{PL}
B0031–07	6260.75	2.34	0.49	59.9	3.2	99.8	16.9×10^6	-3.96	0.8	30.6
B0105+65	23.77	2.21	0.29	0.6	—	—	—	—	—	—
B0138+59	185.03	1.57	0.48	1.7	—	—	—	—	—	—
B0320+39	575.82	0.79	0.43	13×10^3	5.2	$>16 \times 10^3$	5972.99	-3.28	0.8	3.6
B0329+54	2114.83	-0.03	1.29	36.7	54.6	26.7	42.5×10^4	-4.8	1.3	5.1
B0450+55	187.53	2.04	0.38	81.2	1.1	179.1	799.44	-2.01	0.5	14.2
B0525+21	456.43	1.15	0.82	5.7	3.0	6.2	2002.81	-1.98	0.9	5.2
B0751+32	376.85	2.52	0.37	1922.9	1.1	4019.3	2909.13	-2.09	0.5	22.7
B0823+26	557.23	0.83	0.89	10.7	23.1	7.1	7819.19	-3.16	1.1	3.7
B0834+06	559.73	0.71	0.51	7818.7	—	—	—	—	—	—
B0917+63	96.82	2.11	0.29	112.7	1.1	245.1	5236.19	-2.9	0.6	11.4
B0919+06	309.74	1.24	0.49	4.9	—	—	—	—	—	—
B1508+55	1423.61	-0.08	0.61	66.8	24.5	75.9	2166.7	-2.57	3.5	1.9
B1642–03	128.33	0.25	0.45	2921.9	1.7	3997.0	128.28	-2.11	0.7	2.4
B1839+56	174.23	0.96	0.57	1.7	—	—	—	—	—	—
B1919+21	310.71	0.31	0.55	7.7	—	—	—	—	—	—
B2016+28	512.53	1.02	0.62	4.6	—	—	—	—	—	—
B2020+28	78.9	1.36	0.65	2.2	1.9	2.4	268.82	-1.8	0.8	5.9
B2110+27	33.85	1.01	0.62	3.3	1.3	4.7	43.77	-1.4	0.7	4.4
B2224+65	26.72	1.8	0.22	1386.8	—	—	—	—	—	—
B2303+30	14.4	1.14	0.51	1.1	—	—	—	—	—	—
B2315+21	16.77	1.15	0.25	$>18 \times 10^3$	—	—	—	—	—	—

Примечание. Приведены: $\chi_{full}^2 - \chi_r^2$, рассчитанная для всей выборки; $\chi_{low}^2 - \chi_r^2$, рассчитанная для правой части бимодального распределения; $\chi_{high}^2 - \chi_r^2$, рассчитанная для левой части бимодального распределения; $\chi_{power}^2 - \chi_r^2$, рассчитанная для левой части бимодального распределения; S_{PL} — значение пиковой плотности потока в единицах S_{AP} , разделяющее распределение на две части.

111 МГц составляет 0.1 мс и не сказывается на итоговой форме импульса. Распределение индивидуальных импульсов пульсара B0031–07 по пиковой плотности потока в единицах динамического среднего профиля имеет характерный для пульсаров с ГИ бимодальный вид. Для импульсов, в 30.6 раза превосходящих динамический средний профиль по амплитуде распределения, описывается степенной функцией с показателем степени $k = -3.96$ ($\chi_r^2 = 0.8$). Заметим, что полученный нами показатель степени отличается от полученного в работе [19]. В указанной статье авторы, на основании 16 сеансов наблюдений, дают оценку показателя степени $k = -4.5$. Распределение индивидуальных импульсов пульсара B0031–07 по фазе демонстрирует более плотную локализацию ГИ в области центра среднего профиля. Ширина среднего профиля для мощных импульсов по уровню 0.5 в 1.6 раза меньше ширины сред-

него профиля для обычных импульсов. Подобное свидетельствует о более узкой локализации мощных импульсов в области генерации излучения. В распределении времен прихода индивидуальных импульсов пульсара B0031–07 (левая панель рис. 6) в области MJD 57 880 заметен сдвиг фазы для сильных импульсов. Поскольку фаза каждого индивидуального импульса в данных цифрового пульсарного приемника БСА ФИАН строго определена и приведена к началу каждой отдельной записи, данный сдвиг обусловлен эффектами, связанными с пульсаром, и не является артефактом обработки данных. Отсутствие наблюдений в период с MJD 56 790 по MJD 57 880 не позволяет сделать выводы о динамике данного сдвига. Хронометрирование мощных индивидуальных импульсов пульсара B0031–07 может дать больше информации о данном событии.

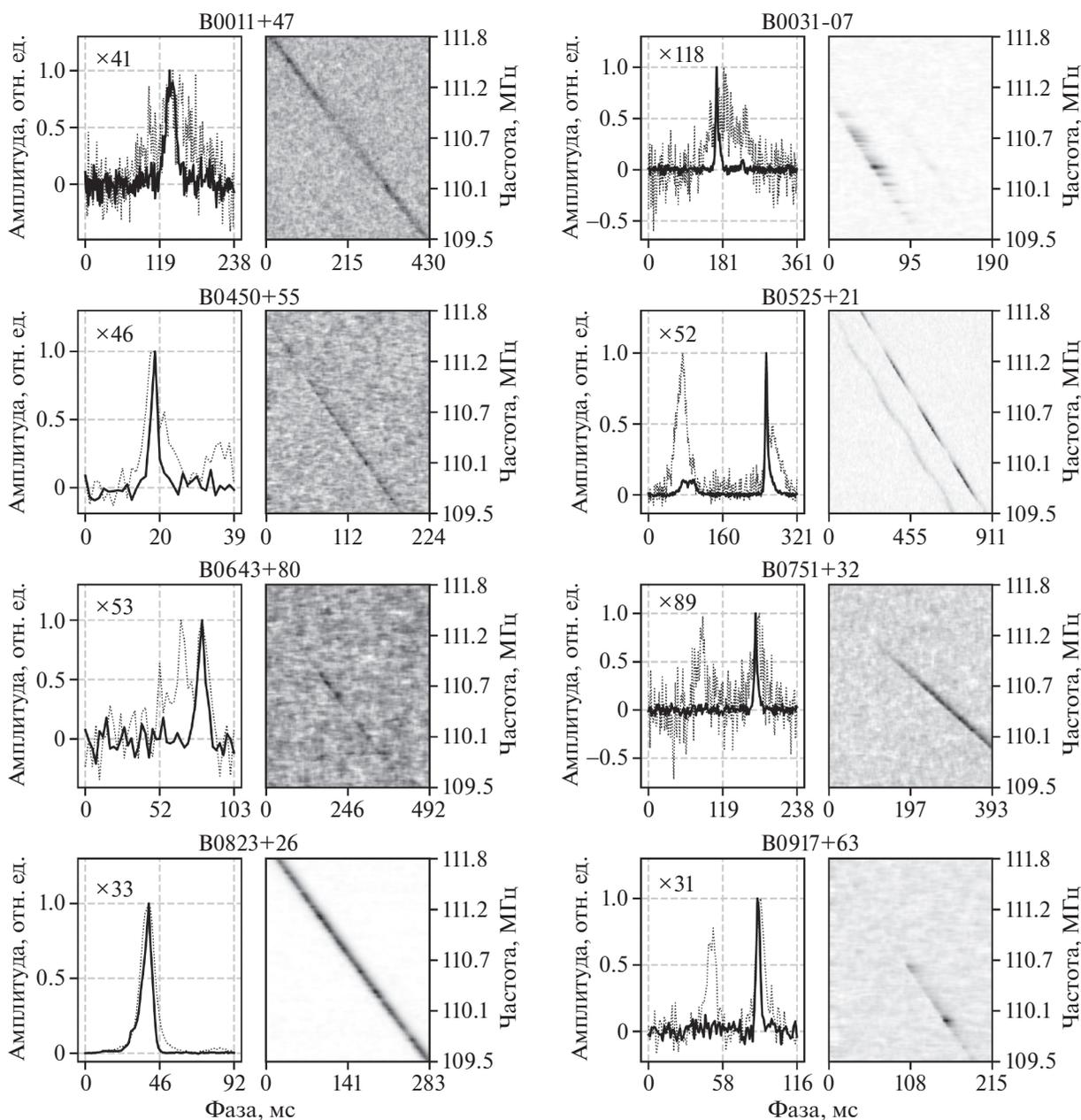


Рис. 5. Примеры наиболее сильных индивидуальных импульсов в 30 и более раз превысивших динамический средний профиль пульсара по амплитуде. На левых панелях каждого из фрагментов представлены скомпенсированные за дисперсию индивидуальные импульсы (сплошные линии) и увеличенные средние профили (пунктирные линии) по каждому пульсару. На правых панелях представлены соответствующие дисперсионные спектры зарегистрированных импульсов.

3.3. B0450+55

В проанализированном массиве данных пульсара B0450+55 было обнаружено 7 индивидуальных импульсов, удовлетворяющих критериям поиска. Самое сильное зарегистрированное превышение составило 46 раз (см. рис. 5). Дисперсионное запаздывание данного индивидуального импульса в полосе от 111.8 до 109.5 МГц составляет 201.5 ± 2.0 мс. Это значение соответствует мере

дисперсии 14.3 ± 1.32 пк см⁻³. Мера дисперсии пульсара B0450+55 составляет 14.6 пк см⁻³ (см. табл. 1). Ширина данного импульса по уровню 0.1 в 3.5 раза меньше ширины динамического среднего профиля по соответствующему уровню и составляет 3.9 ± 1.2 мс. Время рассеяния для данного пульсара мало (0.1 мс). Импульсы распределены в пределах долгот среднего профиля, а усредненный мощный импульс в точности повторяет сред-

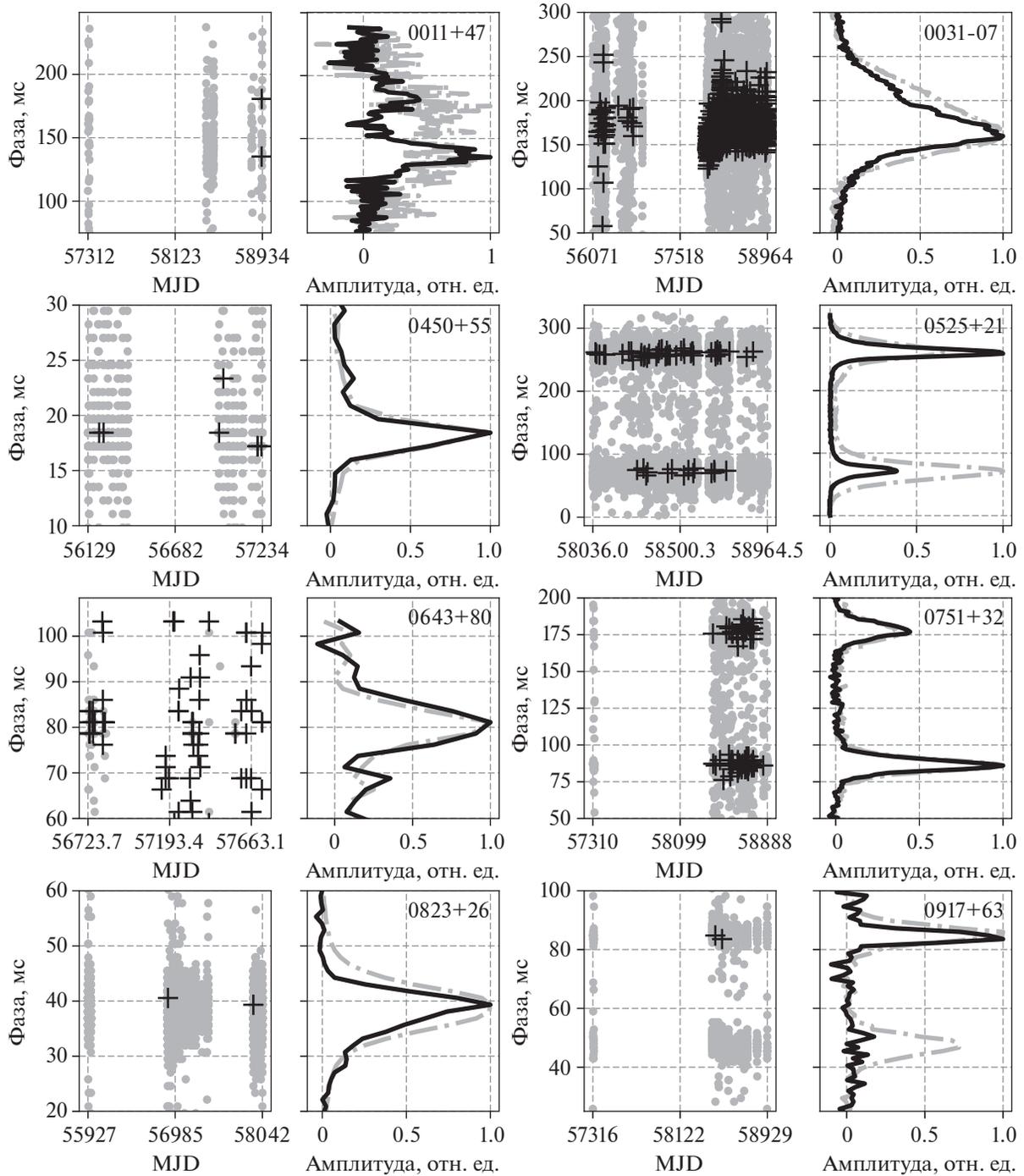


Рис. 6. Распределение двух групп индивидуальных импульсов исследуемых пульсаров: нормальных и импульсов с пиковой плотностью потока более чем в 30 раз выше пиковой плотности потока динамического среднего профиля. На левой панели каждого из фрагментов представлено распределение импульсов по фазе (серые точки – нормальные импульсы, черные плюсы – мощные импульсы). На правой панели представлен соответствующий средний профиль, сформированный из всех нормальных импульсов (серые штрихпунктирные линии) и суммарный мощный импульс (черные линии).

ний профиль, сформированный нормальными импульсами (см. рис. 6). Распределение индивидуальных импульсов пульсара В0450+55 по пиковой плотности потока в единицах динамического

среднего профиля демонстрирует наличие степенного хвоста с показателем степени $k = -2.01$ начиная с импульсов, в 14.2 раза превышающих средний профиль ($\chi_r^2 = 0.5$).

3.4. B0525+21

В ходе анализа наблюдательных данных пульсара B0525+21 было обнаружено 57 индивидуальных импульсов с пиковой плотностью потока, в 30 и более раз превосходящей пиковую плотность потока динамического среднего профиля. Самое сильное зарегистрированное превышение составило 52 раза (см. рис. 5). Импульс с самым сильным превышением был зафиксирован во втором компоненте двухкомпонентного среднего профиля пульсара B0525+21. Дисперсионное запаздывание данного индивидуального импульса в полосе приема используемого пульсарного приемника составило 694.3 ± 5.4 мс. Данное запаздывание соответствует мере дисперсии 49.35 ± 3.56 пк см⁻³. Мера дисперсии пульсара B0525+21 равна 50.9 пк см⁻³ (см. табл. 1). Зарегистрированный импульс в 2.7 раза уже компонента среднего профиля, в котором он был излучен, и его ширина составляет 19 ± 1.2 мс на уровне 10% от максимума. За счет рассеяния в межзвездной среде импульс пульсара уширяется на 2 мс. Мощные импульсы локализованы строго на долготах главных компонентов среднего профиля. При этом во втором компоненте среднего профиля они генерируются в три раза чаще (на долготах второго компонента было обнаружено 43 события из 57). Распределение индивидуальных импульсов по пиковой плотности потока в единицах динамического среднего профиля демонстрирует наличие степенной хвоста. Распределение для импульсов с амплитудой больше чем 5.2 амплитуды динамического среднего профиля описывается степенной функцией с показателем степени -1.98 ($\chi_r^2 = 0.9$).

3.5. B0643+80

В 1998 г. у пульсара B0643+80 была обнаружена вспышка одного из компонентов среднего профиля [20]. Поскольку наблюдения проводились в режиме записи суммарного профиля, о природе зафиксированного явления нельзя было сделать окончательные выводы в рамках упомянутой работы. Впоследствии были выполнены повторные наблюдения в режиме записи индивидуальных импульсов в период с 2012 по 2014 г., которые показали, что пульсар B0643+80 генерирует мощные индивидуальные импульсы. При этом отдельные импульсы могут превосходить средний профиль пульсара по амплитуде в 170 раз [21]. Проанализированный нами массив наблюдений охватывает период с 2014 по 2016 г. и включает 87 сеансов наблюдений. В результате анализа было выявлено 240 индивидуальных импульсов с амплитудой свыше $4\sigma_{\text{noise}}$. В 117 случаях пиковая плотность потока индивидуального импульса превзошла пиковую плотность потока динамиче-

ского среднего профиля в 30 и более раз. Самое сильное зарегистрированное превышение составило 53 раза. Дисперсионное запаздывание данного индивидуального импульса в полосе 2.3 МГц составляет 444.8 ± 2.7 мс. Данное запаздывание соответствует мере дисперсии 31.6 ± 3.76 пк см⁻³. Мера дисперсии пульсара B0643+80 равна 33.3 пк см⁻³ (см. табл. 1). По уровню 10% от максимума зарегистрированный импульс в 3 раза уже среднего профиля. Его ширина составляет 13 ± 1.2 мс. Время рассеяния для данного пульсара на частоте 111 МГц, рассчитанное по формуле (6), составляет 0.8 мс и не вносит существенного вклада в итоговую форму импульса. Распределение данных импульсов по фазе повторяет распределение обычных импульсов. Согласно результатам работы [21] фиксируемые мощные индивидуальные импульсы пульсара B0643+80 не являются гигантскими импульсами, поскольку в распределении индивидуальных импульсов по пиковым плотностям потока отсутствует степенной хвост. Полученное нами распределение включает в себя слишком маленькую выборку индивидуальных импульсов и не позволяет делать строгих выводов на основании его формы. Однако стоит заметить, что из 86478 проанализированных периодов пульсара было обнаружено только 240 индивидуальных импульсов с $S/N > 4\sigma_{\text{noise}}$, что составляет 0.28% от полного числа периодов. При этом, за одну сессию наблюдений, включающую в себя 640 периодов пульсара, формируется устойчивый средний профиль. Это указывает на то, что регулярное излучение пульсара имеет амплитуды, находящиеся ниже порога уверенной регистрации антенной БСА ФИАН. Таким образом, в получаемом распределении отсутствует компонент “нормальных” импульсов, а вклад вносят только особенно сильные (по сравнению с регулярным излучением) импульсы. Это в свою очередь не противоречит основному выводу, сделанному в [21], что пульсар B0643+80 может быть вращающимся радиотранзиентом.

3.6. B0751+32

В обработанном массиве данных пульсара B0751+32 был обнаружен 81 индивидуальный импульс, чья амплитуда в 30 и более раз превзошла амплитуду динамического среднего профиля. Самое сильное зарегистрированное превышение составило 89 раз. Импульс зафиксирован на долготах второго компонента среднего профиля пульсара. Дисперсионное запаздывание данного импульса, рассчитанное между 111.8 и 109.5 МГц, равно 549.4 ± 3.8 мс, что соответствует мере дисперсии 39.01 ± 2.51 пк см⁻³, при мере дисперсии пульсара B0751+32, равной 40.0 пк см⁻³. Импульс в два раза уже соответствующего компонента

среднего профиля пульсара. Его ширина по уровню 0.1 составляет 12.7 ± 1.2 мс, а за счет рассеяния в межзвездной среде импульс пульсара уширяется на 1.2 мс. Как и в случае пульсара B0525+21, время прихода мощных импульсов совпадает с фазами главных компонентов среднего профиля пульсара. В первом компоненте среднего профиля было зарегистрировано 36% мощных импульсов. Усредненный мощный импульс по форме полностью повторяет средний профиль, сформированный из обычных импульсов. Распределение импульсов по пиковой плотности потока имеет бимодальный характер с изломом на значении 22.7. Правая часть распределения описывается степенной функцией с показателем степени -2.09 ($\chi_r^2 = 0.5$).

3.7. B0823+26

От пульсара B0823+26 было зарегистрировано 2 индивидуальных импульса с пиковой плотностью потока, более чем в 30 раз превышающую пиковую плотность потока динамического среднего профиля пульсара. Первые исследования данного пульсара на низких частотах, проведенные в работе [22], уже отмечали наличие сильной модуляции интенсивности индивидуальных импульсов данного пульсара. Самое сильное зарегистрированное превышение, обнаруженное в настоящей работе, составило 33 раза. Дисперсионное запаздывание данного события в полосе 2.3 МГц составило 279 ± 6 мс, что соответствует мере дисперсии 19.8 ± 4.0 пк см⁻³. Мера дисперсии B0823+26 равна 19.5 пк см⁻³ (см. табл. 1). Ширина зарегистрированного импульса на 30% уже ширины среднего профиля по уровню 10% и равна 16.6 ± 1.2 мс. Время рассеяния для данного пульсара на частоте 111 МГц равно 0.2 мс и не сказывается на форме импульса. Распределение индивидуальных импульсов по пиковой плотности потока имеет сложный, многокомпонентный вид. Для импульсов с амплитудой меньше 3.7 амплитуд среднего профиля распределение имеет двугорбый вид, похожий на распределение пульсара B0138+59, полученное нами в настоящей работе. Далее следует излом, который описывается степенной функцией с показателем степени -3.16 ($\chi_r^2 = 1.1$) и повторяет вид распределения пульсара B0329+54.

3.8. B0917+63

От пульсара B0917+63 было зарегистрировано 2 индивидуальных импульса, имеющих пиковую плотность потока, в 30 и более раз превосходящую пиковую плотность потока динамического среднего профиля. Самое сильное из зарегистрированных превышений составило 31 раз. Диспер-

сионное запаздывание для данного события, рассчитанное между 111.8 и 109.5 МГц, равно 163 ± 3.4 мс, что соответствует мере дисперсии 14.2 ± 2.2 пк см⁻³. Мера дисперсии B0917+63 равна 13.2 пк см⁻³. Импульс в 3 раза уже компонента среднего профиля, в котором был излучен. Его ширина по уровню 0.1 составляет 6.6 ± 1.2 мс. Время рассеяния для данного пульсара составляет 0.1 мс. Здесь следует отметить тот факт, что у пульсаров с двухкомпонентными средними профилями (B0525+21, B0751+32 и B0917+63) индивидуальные импульсы, продемонстрировавшие наибольшее превышение над средним профилем, были зарегистрированы на долготах вторых компонентов. При этом в случае пульсара B0917+63 в первом компоненте такие импульсы не были зафиксированы вовсе. Однако подобное может быть связано с малым количеством проведенных наблюдений. Распределение индивидуальных импульсов по пиковой плотности потока демонстрирует степенной хвост для импульсов с амплитудой больше 11.4 амплитуд среднего профиля. Данный участок распределения описывается степенной функцией с показателем степени -2.9 ($\chi_r^2 = 0.6$).

4. ВЫВОДЫ

Проведен анализ наблюдений 26 секундных пульсаров северного полушария, полученных на 111 МГц в период с 2012 по 2020 г.

От пульсаров B0011+47, B0450+55, B0525+21, B0751+32, B0823+26 и B0917+63 впервые были обнаружены индивидуальные импульсы, в 30 и более раз превосходящие динамический средний профиль пульсара по амплитуде. При этом пульсары B0450+55, B0525+21, B0751+32 демонстрируют также наличие степенного хвоста в распределении индивидуальных импульсов по пиковой плотности потока относительно средней плотности потока в сеансе, а регистрируемые импульсы в 2–3 раза уже динамических средних профилей данных пульсаров. Таким образом, данные импульсы удовлетворяют основным критериям ГИ, а пульсары B0450+55, B0525+21, B0751+32 являются кандидатами в пульсары с ГИ.

Подтверждена генерация индивидуальных импульсов, сильно превосходящих регулярное излучение от пульсара B0643+80.

На большой выборке данных, охватывающей 6 лет наблюдений, уточнен показатель степени для степенного хвоста распределения индивидуальных импульсов пульсара B0031–07 по пиковой плотности потока относительно средней плотности потока в сеансе.

У пульсаров B0138+59, B0823+26, B0919+06 и B2016+28 распределения индивидуальных им-

пульсаров по пиковой плотности потока относительно средней плотности потока в сеансе имеет двугорбый вид, который может свидетельствовать о наличии у этих пульсаров вспышечной активности.

Распределения индивидуальных импульсов пульсаров В0320+39, В1508+55, В1642–03, В2020+28, В2110+27 по пиковой плотности потока в единицах динамического среднего профиля демонстрируют наличие степенного хвоста несмотря на отсутствие сильных превышений индивидуальных импульсов над средним профилем у данных пульсаров.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, грант 18-1-2-51-1.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность программному комитету ПРАО АКЦ ФИАН за возможность проведения наблюдений на БСА ФИАН, В.А. Потапову и М.С. Пширкову за помощь в подготовке публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W. Becker, M. Kramer, and A. Sesana*, Space Sci. Rev. **214**, id. 30 (2018).
2. *D. C. Backer*, Nature **46**, 42 (1970).
3. *D. H. Staelin and E. C. Reifstein, III*, Science **162**, 1481 (1968).
4. *V. Soglasnov*, Proc. of the 363. *WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars and Pulsars 40 years after the discovery*, edited by W. Becker and H. N. Huang, MPE-Report № 291 (Garching bei Munchen, Germany: Max Planck Institut fur extraterrestrische Physik), p. 68 (2007).
5. *M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, M. Kramer, et al.*, Nature **439**, 817 (2006).
6. *S. L. Redman and J. M. Rankin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **395**, 1529 (2009).
7. *B. J. Shapiro-Albert, M. A. McLaughlin, and E. F. Keane*, Astrophys. J. **866**, id. 152 (2018).
8. *S. C. Lundgren, J. M. Cordes, M. Ulmer, S. M. Matz, S. Lomatch, R. S. Foster, and T. Hankins*, Astrophys. J. **453**, 433 (1995).
9. *M. B. Mickaliger, A. E. McEwen, M. A. McLaughlin, and D. R. Lorimer*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **479**, 5413 (2018).
10. *S. B. Popov and M. S. Pshirkov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. Letters **462**, L16 (2016).
11. *A. N. Kazantsev, V. A. Potapov, and G. B. Safronov*, Astron. Rep. **63**, 134 (2019).
12. *A. N. Kazantsev and V. A. Potapov*, Astron. Rep. **61**, 747 (2017).
13. *A. N. Kazantsev and V. A. Potapov*, Res. Astron. and Astrophys. **18**, id. 097 (2018).
14. *M. Pitkin*, J. Open Source Software **3**, 538 (2018).
15. *И. Ф. Малов*, *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
16. *S. Xu and B. Zhang*, **835**, id. 2 (2017).
17. *А. Д. Кузьмин*, Труды ФИАН **199**, 147 (1989).
18. *E. A. Brylyakova and S. A. Tyul'bashev*, Astron. and Astrophys. **647**, id. A191 (2021).
19. *A. D. Kuzmin, A. A. Ershov, and B. Y. Losovsky*, Astron. Letters **30**, 247 (2004).
20. *В. М. Малофеев, О. И. Малов, Н. В. Щеголева*, Астрон. журн. **75**, 275 (1998).
21. *V. M. Malofeev, D. A. Teplykh, O. I. Malov, and S. V. Logvinenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **457**, 538 (2016).
22. *J. H. Taylor, M. Jura, and G. R. Huguenin*, Nature **223**, 797 (1969).

ПОИСК ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ У ПЯТИ ГАММА-ПУЛЬСАРОВ НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2021 г. С. А. Тюльбашев¹, *, М. А. Китаева¹, Г. Э. Тюльбашева²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

² Институт математических проблем биологии РАН, филиал ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Пушкино, Россия

*E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 08.06.2021 г.

После доработки 25.06.2021 г.

Принята к публикации 25.06.2021 г.

Проведен поиск пульсарного (периодического) излучения пяти гамма-пульсаров с использованием суммированных спектров мощности и суммированных периодограмм. Гармоник, соответствующих известным периодам пульсаров, не обнаружено. Получена верхняя оценка интегральной плотности потока пульсаров J0357+3205 (<0.5 мЯн), J0554+3107 (<0.5 мЯн), J1958+2846 (<0.5 мЯн), J2021+4026 (<0.4 мЯн), J2055+2539 (<0.55 мЯн).

Ключевые слова: гамма-пульсар, радиоизлучение

DOI: 10.31857/S0004629921100418

1. ВВЕДЕНИЕ

За 74 года, прошедших с момента обнаружения первого пульсара [1], открыто почти 3000 пульсаров (<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>). Подавляющая часть этих источников обнаружена в радиодиапазоне. В 1970 г. была опубликована работа, говорящая о вероятном обнаружении пульсирующего гамма-излучения в молодом пульсаре, находящемся в Крабовидной туманности [2].

Вплоть до 2008 г. гамма-излучение обнаруживали у пульсаров, которые первоначально были найдены в других диапазонах. В 2009 г. появились первые работы с наблюдениями выборок гамма-источников на орбитальном телескопе Fermi [3]. Оказалось, что многие из ранее открытых гамма-источников являются гамма-пульсарами. У подавляющей части этих пульсаров излучение в радиодиапазоне не обнаружено. Для таких пульсаров принято использовать термин “радиоспокойные пульсары”. Предполагается, что они имеют тепловой механизм излучения, в отличие от радиопульсаров, излучение которых связано с движением электронов в сильных электрических и магнитных полях.

Для нескольких гамма-пульсаров, считавшихся радиоспокойными, обнаружено излучение в радиодиапазоне на длинах волн от сантиметров до дециметров [4–8]. В частности, в работе [8] поиск периодического излучения пульсара

J0357+3205 проводился в ежедневных наблюдениях на интервале 5 лет, и пульсар был обнаружен в отдельных сессиях всего один раз. Возможно, что светимость гамма-пульсаров в радиодиапазоне очень низка, и чувствительности современных радиотелескопов недостаточно для их регулярного обнаружения.

В настоящей работе сделана попытка обнаружить слабое периодическое радиоизлучение нескольких гамма-пульсаров в наблюдениях на радиотелескопе Большая синфазная антенна (БСА) Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН). Мониторинговые наблюдения на радиотелескопе идут круглосуточно уже шесть лет. В направлении каждого луча БСА накоплено примерно пять суток наблюдений. Для увеличения чувствительности наблюдений используются суммирование спектров мощности и суммирование периодограмм, а для обнаружения периодического излучения используется новое представление визуализации обработанных данных.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ПРОГРАММА ОБРАБОТКИ

После реконструкции БСА ФИАН, закончившейся в 2012 г., ее эффективная площадь возросла в 2–3 раза и примерно равна 45 000–50 000 кв.м. в направлении на зенит. Центральная частота наблюдений 110.3 МГц, а полная полоса наблюдений – 2.5 МГц. На основе антенного поля, со-

стоящего из 16384 диполей, создано несколько независимых радиотелескопов. Один из них используется для круглосуточных мониторинговых наблюдений. У этого радиотелескопа сформировано 128 неуправляемых лучей, которые перекрывают в плоскости меридиана склонения от -9° до $+55^\circ$. До конца 2020 г. наблюдения шли в 96 пространственных лучах, перекрывающих склонения от -9° до $+42^\circ$. С начала 2021 г. в тестовом режиме добавилось еще 24 пространственных луча, и сейчас проводятся мониторинговые наблюдения для склонений до $+52^\circ$.

Количество лучей, обслуживаемых одним регистратором, связано с его возможностями по оцифровке потока данных на входе. Один регистратор используется для 48 лучей, и общий входной поток данных составляет примерно 12 гигабит в секунду. Формируемая регистратором частота опроса и количество частотных каналов связаны с физическими возможностями оперативной памяти используемого промышленного компьютера и скоростью записи информации на жесткий диск. В мониторинговых наблюдениях используется режим, когда полоса разбита на 32 частотных канала с шириной 78 кГц, а запись ведется с частотой опроса 12.5 мс. Даже для наблюдений секундных пульсаров этот режим не оптимален. В метровом диапазоне длин волн для большей части известных пульсарных задач предпочтительно иметь частотные каналы шириной 5–20 кГц и частоту опроса 1–3 мсек. Однако в используемом неоптимальном режиме за год в 96 лучах записывается 35 терабайт данных. В оптимальном режиме нужно было бы записывать до 6 петабайт в год, что превосходит возможности обсерватории по хранению данных.

Более подробно о реконструкции меридианного радиотелескопа БСА ФИАН и об идущих на нем мониторинговых научных программах можно посмотреть в работах [9, 10]. Дополнительные детали о регистраторе можно найти в работах [10, 11].

Как известно, чувствительность наблюдений на радиотелескопе определяется температурой системы, эффективной площадью антенны, приемной полосой, частотой опроса и временем наблюдений. Для БСА ФИАН время наблюдений в одном сеансе определяется временем прохождения исследуемого источника через меридиан и составляет на экваторе примерно 3.5 мин по половинной мощности. Согласно работе [10] средняя чувствительность в зените для наблюдений секундных пульсаров вне плоскости Галактики составляет 6–8 мЯн, а в плоскости Галактики 15–20 мЯн. Наилучшая и наихудшая чувствительность может отличаться от этих значений примерно в 1.5 раза из-за того, что координаты источников не совпадают с координатами лучей, и поэтому в луче наблюдается не полный поток, а лишь

его часть. Есть и другие поправки, учитывающие особенности антенной решетки БСА ФИАН.

Увеличить чувствительность можно за счет увеличения времени наблюдений. Например, если период и производная периода пульсара известны с высокой точностью, то можно суммировать импульсы пульсара, наблюдаемые в разные дни, месяцы и годы. К сожалению, хотя регистраторы на мониторинговых наблюдениях запускаются по атомному стандарту частоты, после запуска время отсчитывается кварцевым генератором, который на интервале времени один час дает возможную ошибку по времени ± 25 мс. Попытки реализовать сложение импульсов пульсаров в фазе на больших интервалах времени остаются пока безуспешными.

В работах [12, 13] по поиску секундных пульсаров на БСА ФИАН предложено увеличить чувствительность наблюдений за счет некогерентного сложения спектров мощности. В спектре мощности теряется информация о фазе импульса, но месторасположение гармоник в спектре для данного пульсара одно и то же, независимо от дня наблюдений. Если подходить строго, то, конечно же, период пульсара изменяется со временем, но так как точность периода, определяемого по спектру мощности в 3.5-минутной записи, не лучше единицы в третьем знаке после запятой, то мы не почувствуем изменений периода пульсара на интервалах сотни лет. Гармоники пульсаров всегда будут попадать на одни и те же номера точек в спектре мощности. Получая спектры мощности за разные дни наблюдений и складывая их, можно увеличить отношение сигнала к шуму (СШ) гармоник, наблюдаемых в спектре. Чувствительность должна расти как корень квадратный из количества сложенных спектров, если исходный шум был белым, а антенное усиление оставалось неизменным на всем интервале наблюдений. Однако день ото дня чувствительность может немного меняться из-за разного физического состояния антенны и погодных условий. Заметим также, что не все помехи можно удалить при обработке. По этим причинам реальная чувствительность растет в меньшей степени, чем ожидается. Для вычисления оценки роста реальной чувствительности в суммированных спектрах мощности мы получаем независимые оценки величины исходных шумов и увеличения чувствительности для каждого направления на небе (детали в работе [13]).

Как известно, поиск пульсаров можно проводить и с помощью периодограмм. Согласно работам [14–16] чувствительность при поиске с помощью периодограмм может быть выше, чем при поиске с помощью спектров мощности. В программе обработки мониторинговых данных БСА

ФИАН реализованы оба метода поиска периодического излучения.

Существуют общие стандарты поиска новых пульсаров. В поисковых программах сначала строятся спектры мощности или периодограммы, при переборе возможных мер дисперсии (DM) ищутся гармоники, уровень S/P которых больше заданного значения. По разным критериям отсеиваются ложные источники, а оставшиеся кандидаты просматриваются визуально. Для визуального просмотра создаются картинки, на которых показываются получаемый средний профиль, динамический спектр, зависимость пиковой плотности потока в единицах S/P от DM . Для источников, которые прошли визуальную проверку, проводятся дополнительные наблюдения, и, по возможности, уточняются их период и производная периода.

Такая схема обработки наблюдений будет адекватно работающей, если наблюдаются источники, плотность потока которых такова, что они видны в одном сеансе наблюдений. Как показано в работе [13], при поиске очень слабых пульсаров возникают ситуации, когда в суммированных спектрах мощности наблюдаются гармоники с $S/P > 7$, в том числе и для пульсаров, обнаруженных в наблюдениях на других телескопах, но нет ни одной сессии, когда мы можем получить средний профиль пульсара.

Для поиска пульсаров, у которых не обнаруживается излучение в отдельных сеансах, создана новая программа обработки и визуализации обработанных данных. В качестве входных параметров используются прямое восхождение и склонение пульсаров по каталогу на 2000 г. Программа пересчитывает координаты на данный день и оценивает качество шумовой дорожки в месте расположения пульсара. Если качество шумовой дорожки низкое, то данный день не участвует в дальнейшей работе. Если качество наблюдений хорошее, то вырезается кусок записи длиной 16 384 точки (примерно 204.8 с) и строятся спектры мощности при переборе мер дисперсии от 0 до 1000 пс/см³. Производится также дополнительный перебор, учитывающий, что ширина импульса пульсара может быть больше, чем одна точка исходных (сырых) данных. Для этого производится сложение по 2, 4 и так далее точкам в сырых данных, и вновь строятся спектры мощности. Всего таких переборов шесть, и они позволяют получить максимальное соотношение S/P в спектре мощности при предполагаемой ширине импульса от 12.5 мс до 800 мс. Для каждой проверяемой меры дисперсии и для каждого перебора, учитывающего ширину импульса, соответствующие спектры мощности складываются за все дни наблюдений. В каждом суммированном спектре мощности определяется S/P каждой точки и со-

здаются таблицы, в которых запоминаются значения амплитуд гармоник с $S/P > 4$. Эти таблицы используются для визуализации при поиске новых пульсаров.

В центральном окне программы визуализации (рис. 1) можно увидеть карту, где месторасположение кружка по оси абсцисс отражает период пульсара (P), а по оси ординат наблюдаемую меру дисперсии. Размер кружка отражает S/P гармоники в суммированном спектре мощности. Очевидно, что максимальный S/P в гармонике будет наблюдаться у спектра мощности, который считался после сложения частотных каналов с мерой дисперсии пульсара и при усреднении исходных данных, которые соответствуют ширине среднего профиля пульсара. Однако сильный пульсар будет виден и на мерах дисперсии, близких к истинной, и на усреднениях, не совпадающих с шириной импульса пульсара. Поэтому на карте P/DM пульсар должен наблюдаться в виде вертикальных полосок, сужающихся к краям и ограниченных по высоте. Максимальный размер кружка на этой полоске должен быть на истинной мере дисперсии пульсара. Полоски меньшего размера могут появляться на кратных гармониках, соответствующих половине периода, трети периода и так далее.

Карта, сформированная программой визуализации данных, является интерактивной. При щелчке мышью на интересующем кружке можно просмотреть спектр мощности, соответствующий выбранному кружку, построить для выбранной гармоники зависимость S/P от DM . Таким образом, программа позволяет увидеть пульсар на карте P/DM , оценить его меру дисперсии, S/P гармоники и ожидаемую ширину импульса. Некоторые дополнительные детали, касающиеся программы обработки и визуализации, можно посмотреть в работе по поиску слабых пульсаров в мониторинговом обзоре на БСА ФИАН [17]. Аналоги поисковой программы и визуализации обработанных данных сделаны и для поиска с помощью периодограмм. Подпрограмма построения периодограмм взята из работы [16] (<https://github.com/v-morello/riptide>).

На рис. 1 дается пример визуализации при обработке наблюдений известного пульсара J1638+4005 на интервале 3 года для суммированного спектра мощности и на интервале 5.5 лет для суммированных периодограмм. Пульсар J1638+4005, имеющий $P = 0.76772$ с и $DM = 33.4$ пс/см³ [18], был обнаружен в наблюдениях на БСА ФИАН [12] в суммированных спектрах мощности и отмечен в оригинальной работе как слабый пульсар. Приведенный в статье средний профиль пульсара, полученный в одной наблюдательной сессии длительностью 3.5 мин, показывает $S/P = 6$. В работе [18] даны оценки

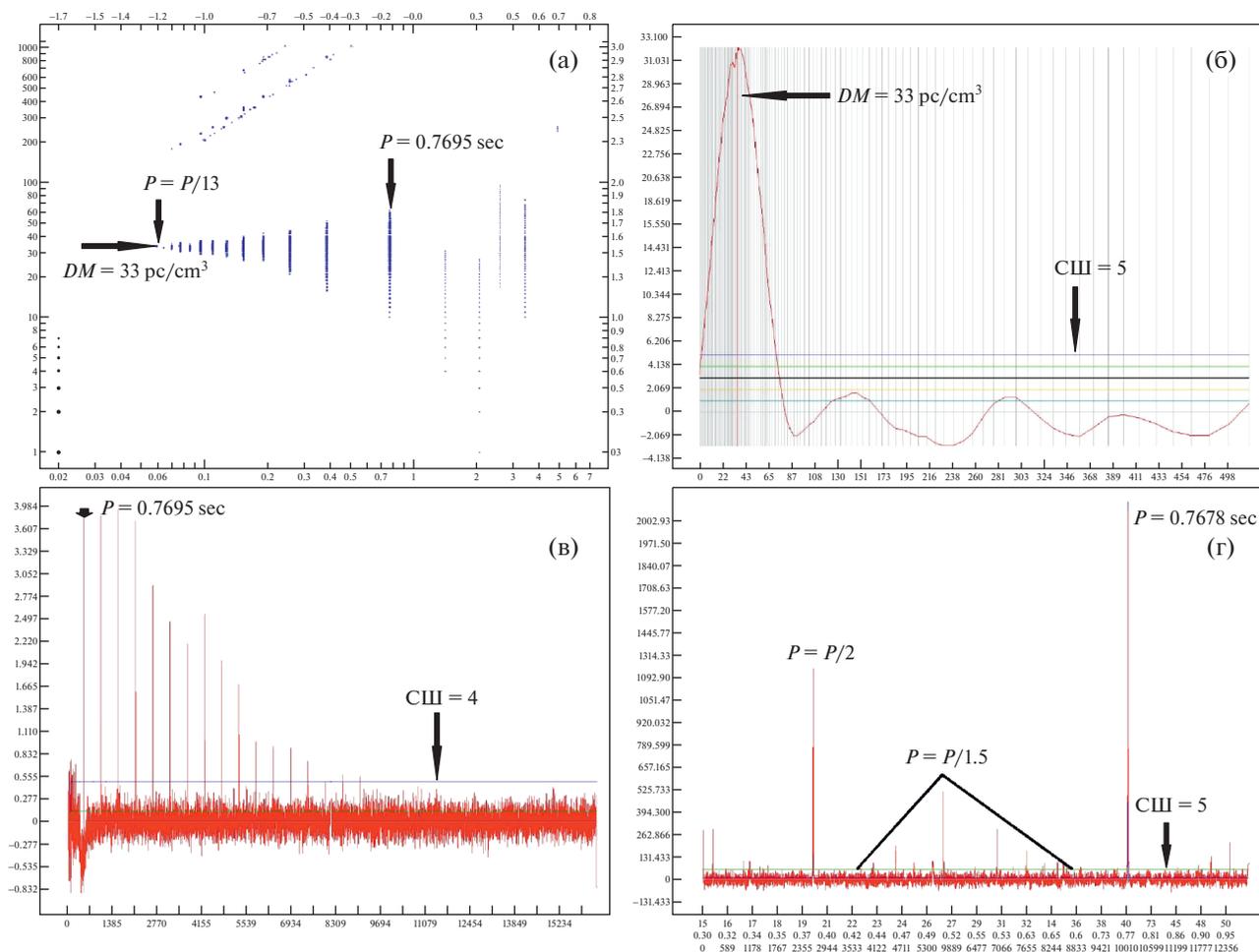


Рис. 1. (а) – фрагмент основного рабочего окна. По оси ОХ время (период) в секундах, по оси ОУ мера дисперсии в pc/cm^3 . Верхняя горизонтальная и правая вертикальная шкалы отражают значения осей ОХ и ОУ в логарифмическом формате. (б) – фрагмент рабочего окна, отражающий зависимость высоты первой гармоники в суммированном спектре мощности в единицах СШ (ось ОУ) от DM (ось ОХ). (в) – спектр мощности, суммированный на интервале 3г. в предположении, что $DM = 33 \text{ pc}/\text{cm}^3$. На оси ОХ показаны номера точек в спектре мощности. По оси ОУ отмечена мощность сигнала в условных единицах. (г) – периодограмма, суммированная на интервале 5 лет. По оси ОУ мощность сигнала в условных единицах. По оси ОХ три разные оцифровки. Верхняя показывает параметр “foldbins” [16], средняя оцифровка показывает периоды, нижняя – номера точек в периодограмме. Представленная периодограмма посчитана для $DM = 34 \text{ pc}/\text{cm}^3$. Горизонтальные линии на рис. 1б–г отмечают разные уровни СШ, что позволяет ориентироваться при просмотре данных.

интегральной плотности потока этого пульсара по наблюдениям на LOFAR и на 76-метровом телескопе Джодрел-Бенк: 128 МГц ($S = 3.1$ мЯн), 167 МГц ($S = 1.7$ мЯн), 334 МГц ($S = 0.34$ мЯн), 1532 МГц ($S < 0.06$ мЯн). Исходя из приведенной в работе оценки спектрального индекса ($\alpha = 2.3$, $S \sim \nu^{-\alpha}$), можно оценить ожидаемую интегральную плотность потока этого пульсара на центральной частоте антенны БСА ФИАН ($S_{110.3 \text{ МГц}} = 5.7$ мЯн). Плотность потока 5.7 мЯн очень близка к предельной чувствительности БСА в одной сессии наблюдений [10].

На рис. 1 видно, что у пульсара J1638+4005 наблюдается 13 гармоник с $\text{СШ} \geq 6$. Все сигналы с $\text{СШ} \geq 10$ представлены кружками одинакового размера, и поэтому ширина вертикальных отрезков меняется незначительно. Крайняя правая полоска соответствует периоду 0.7695 с (ось ОХ), и центр полоски соответствует $DM = 33\text{--}34 \text{ pc}/\text{cm}^3$ (ось ОУ). В зависимости $\text{СШ}/DM$ для первой наблюдаемой гармоники максимум приходится на $DM = 33\text{--}34 \text{ pc}/\text{cm}^3$. Период пульсара, определенный по точке 532 в спектре мощности, равен 0.7695 с. Он не совпадает с каталожным значением периода 0.7677 с. Разница периодов связана с

низким частотным разрешением в спектре мощности. Мы оцениваем точность периода, определяемую по спектру мощности как 0.001 с. При работе с программой визуализации можно выбрать любую точку на спектре мощности и посмотреть, какому периоду соответствует эта точка, а также СШ этой точки. Если сложить высоты всех гармоник, видимых в спектре мощности, то СШ такой суммированной гармоники будет равен примерно 70. Таким образом, пульсар, обнаруживаемый в отдельных сессиях на пределе чувствительности радиотелескопа БСА ФИАН, виден как сильный объект в суммированном спектре мощности. Очевидно также, что если бы данный пульсар имел чуть меньшую плотность потока, то он бы не обнаруживался в отдельных сессиях наблюдений на БСА, но был бы легко обнаружен поисковой программой, даже если бы он был слабее в 10 раз, и его ожидаемая интегральная плотность потока была бы примерно 0.5 мЯн.

Согласно отмеченным выше работам [14–16], периодограммы позволяют обнаруживать более слабые пульсары, чем пульсары, обнаруживаемые по спектрам мощности. Это особенно заметно для пульсаров, у которых импульсы очень узкие по отношению к периоду пульсара. Выигрыш при использовании периодограмм есть также при поиске пульсаров с большими периодами. Известно, что в спектрах мощности наблюдается низкочастотный шум, который сложно вычистить. Пример такого плохо вычтенного шума в начале записи виден на рис. 1в. Периодограмма на рис. 1г получена по суммированию 5 лет наблюдений (примерно 1800 наблюдательных сессий по 3.5 мин каждая). Максимумы, отмеченные стрелками на периодограмме, соответствуют периоду пульсара $P = 0.7678$ с и кратным периодам. Треугольником показаны характерные структуры, появляющиеся для сильных пульсаров при использовании периодограмм. Пик, отмеченный на рисунке, имеет СШ = 183. Исходя из того, что пульсар J1638+4005 обнаруживался ранее на СШ = 6 [12], а его ожидаемая интегральная плотность потока 5.7 мЯн (см. выше в этом параграфе), можем пересчитать минимально обнаружимый сигнал в суммированной периодограмме и дать экспериментальную оценку интегральной плотности потока предельно слабых пульсаров $S = 5.7/(183/6) = 0.19$ мЯн. Эта оценка близка к теоретической оценке плотности потока предельно слабых для обнаружения пульсаров, наблюдаемых в зените точно по центру луча, $S = 5/(1800)^{1/2} = 0.12$ мЯн. С учетом типичной потери чувствительности в 1.5–2 раза от теоретических значений из-за погодных условий, отсутствия наблюдений из-за регламентных работ на антенне, поправок за особенности антенной решетки, имеющей фиксированное направление

лучей на небе, и других причин [13] полученные оценки хорошо согласуются. Таким образом, программа поиска периодических сигналов с помощью суммированных спектров мощности и суммированных периодограмм может с высокой степенью надежности обнаруживать пульсары, у которых нельзя построить средний профиль по наблюдениям в одной сессии на БСА ФИАН.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Поиск регулярного излучения проводился для пяти гамма-пульсаров, попавших в мониторинговую площадку. Пульсары J0357+3205, J0554+3107, J1958+2846, J2021+4026, J2055+2539 были обнаружены в наблюдениях на спутнике Ферми [3, 20, 21]. Радиоизлучение детектировано только у пульсара J0357+3205 в наблюдениях FAST/Arecibo [7] и на БСА ФИАН [8]. Наблюдения FAST/Arecibo опубликованы в презентации, представленной на конференции, и подробности обнаружения периодического сигнала практически отсутствуют. В поиске радиоизлучения на БСА ФИАН пульсар был обнаружен один раз за 1700 наблюдательных сессий на СШ > 7. Плотность потока в наблюдениях FAST/Arecibo на частоте 1250 МГц составляет 0.04 мЯн, а на частоте 110.3 МГц – 14 мЯн. Поиск периодического излучения в мониторинговых данных БСА ФИАН проводился в суммированных спектрах мощности и в суммированных периодограммах в наблюдениях на интервале 5.5 лет. Сгущений точек, т.е. точек, расположенных вдоль линии на известных периодах пульсаров и относящихся к близким мерам дисперсии, не обнаружено ни для одного пульсара. На поисковых картах, в отличие от представленной на рис. 1а, показаны сигналы с СШ > 4. Поэтому, даже если бы у исследуемых гамма-пульсаров наблюдались гармоники с СШ = 4–5, то при обнаружении периодического сигнала на каких-то мерах дисперсии должны были бы наблюдаться небольшие вертикальные отрезки. Отсутствие гармоник, соответствующих периодам пульсаров, дает возможность получить верхнюю оценку плотности потока при предположении, что у пульсара в радиодиапазоне есть постоянное, пусть и очень слабое, излучение. Обработка показывает, что ни для одного из пяти исследуемых пульсаров нет никаких признаков периодических сигналов с СШ > 4.

Так как нам известны точные координаты пульсаров, то можно рассчитать их расположение по отношению к неподвижным лучам БСА и сделать поправки, позволяющие получить верхние оценки плотности потока с учетом особенностей антенной решетки.

Рассмотрим обработку наблюдений на примере пульсара J0357+3205. В гамма-диапазоне основной компонент по половинной мощности за-

нимает четверть периода [3], т.е. около 100 мс. В радиодиапазоне на частоте 1250 МГц профиль двухкомпонентный [7]. Исходя из профиля на рисунке один из компонентов широкий, и его полуширина (W_e) примерно равна 90 мс. Второй компонент узкий, имеет сравнимую высоту, и его полуширина примерно равна 165 мс. Ожидаемое расстояние до пульсара, 270–900 пс [19]. По наблюдениям FAST $DM = 47$ пс/см³. В наблюдениях на БСА виден лишь один узкий компонент с $DM = 46–48$ пс/см³, имеющий СШ = 10 [8]. В среднем профиле в гамма-диапазоне узкий компонент, видимый в радиодиапазоне, тоже угадывается, но его высота существенно меньше, чем у широкого компонента.

Ожидаемое увеличение чувствительности в суммированных спектрах мощности и в суммированных периодограммах пропорционально корню квадратному из числа наблюдательных сессий. За 5.5 лет пульсар должен наблюдаться почти 2000 раз. Однако, как уже упоминалось в предыдущем параграфе, часть наблюдений пропадает из-за сильных помех, есть дни, когда не было наблюдений из-за технических работ на антенне. В оставшиеся дни шумовой фоновый сигнал может изменяться из-за погодных условий. Для получения оценки реального роста СШ в зависимости от количества наблюдательных сессий каждый день оценивалась дисперсия шума на интервале времени, соответствующем прохождению пульсара через меридиан. Все дисперсии шумов выстраивались в порядке их возрастания и нормировались на минимальную дисперсию. Таким образом, минимальная дисперсия оказывалась равной единице, а общая дисперсия равна корню квадратному из суммы квадратов отдельных дисперсий [13]. Изменение отношения СШ зависит от того, сколько складывалось индивидуальных спектров мощности и какие у них были нормированные дисперсии шумов. Для складывания индивидуальных спектров мощности было использовано 1334 сессии. Теоретическое значение роста СШ должно быть $1334^{1/2} = 36.5$ раза, реальный рост СШ из эксперимента равен 32.1 раза.

Никаких выдающихся деталей в месте расположения гармоник J0357+3205 не наблюдается. Отсутствие сигнала в суммированном спектре мощности позволяет дать нам верхнюю оценку интегральной плотности потока пульсара. Так как БСА ФИАН является антенной решеткой с фиксированными по склонениям лучами, сформированными при помощи матрицы Батлера, для оценки плотности потока нужно делать ряд поправок, учитывающих особенности антенны. Эти поправки связаны с тем, что координата пульсара не совпадает с расположением лучей, пульсар наблюдается не в зените, и поэтому эффективная

площадь антенны меньше, чем 45000 кв.м., каждая матрица Батлера формирует по 8 лучей, и у них есть общая огибающая. Для пульсара J0357+3205 эти три поправки дают коэффициент 0.3. То есть для данного пульсара на антенне БСА наблюдается лишь треть от приходящей с неба энергии. Предполагая, что минимальная дисперсия шума определяет “идеальные” наблюдения и исходя из оценки чувствительности 5 мЯн при наблюдениях пульсаров, находящихся вне галактической плоскости, в направлении на зенит [10], можем дать верхнюю оценку плотности потока пульсара: $S_{110.3 \text{ МГц}} < 5/(32.1 \times 0.3) < 0.5$ мЯн. Полученная оценка говорит, что интегральная плотность потока на многолетнем интервале наблюдений меньше 0.5 мЯн, но не может гарантировать, что в течение этого наблюдательного интервала не было периодов короткой вспышечной активности.

Для оставшихся четырех пульсаров был сделан такой же анализ, как и для J0357+3205. Для всех пульсаров также не обнаружено гармоник на известных периодах. Расстояния до пульсаров оценивались разными авторами косвенным образом. Обычно авторы оригинальных работ исходили из предположения, что пульсары молодые и должны находиться недалеко от остатков сверхновых, породивших эти пульсары. Оценочные расстояния до оставшихся гамма-пульсаров: 3.5 кпс (J0554+3107; [21], 9.2 кпс (J1958+2846; [22], 2 кпс (J2021+4026; [23], 0.6 кпс (J2055+2539; [24]. В отличие от пульсара J0357+3205, пульсары J0554+3107, J1958+2846, J2021+4026 и J2055+2539 лежат в плоскости Галактики на галактических широтах, не превышающих 10°. Поэтому при получении верхней оценки плотности потока предполагалось, что в направлении на зенит минимально обнаружимая интегральная плотность потока в однократной сессии наблюдений у этих четырех пульсаров не 5, а 10 мЯн [10].

Сделав для оставшихся пульсаров такую же работу, как и для J0358+3205, мы получили верхние оценки интегральной плотности потока для всех источников выборки. Результаты помещены в табл. 1. В первой колонке этой таблицы — имя пульсара в нотации J2000, во второй — его период, в третьей — ожидаемый выигрыш СШ в накопленных спектрах мощности и периодограммах, в четвертой — перемноженные поправки, учитывающие потерю сигнала. В пятой колонке приведена верхняя оценка интегральной плотности потока пульсара на частоте 110.3 МГц в предположении, что уширение импульса внутри частотного канала из-за меры дисперсии незначительно.

Отсутствие гармоник в усредненных спектрах мощности и на периодограммах может быть связано с несколькими причинами. Во-первых, уровень интегральной плотности потока может быть

Таблица 1. Верхние оценки интегральной плотности потока гамма-пульсаров

Имя	P (с)	Рост СШ	Поправки	S_{int} (мЯн)
J0357+3205	0.44410	32.1	0.30	<0.5
J0554+3107	0.46496	27.5	0.70	<0.5
J1958+2846	0.29040	25.6	0.80	<0.5
J2021+4026	0.26532	34.3	0.70	<0.4
J2055+2539	0.31956	30.4	0.60	<0.55

ниже, чем полученная верхняя оценка. Во-вторых, при получении верхней оценки плотности потока учитывались факторы, связанные с особенностями наблюдений на дифракционной решетке, имеющей фиксированное расположение лучей на небе, а далее чувствительность оценивалась по стандартной формуле радиометрического выигрыша. Если есть какие-то дополнительные неучтенные факторы, понижающие чувствительность при поиске новых пульсаров, то верхняя оценка плотности потока может возрасти. В-третьих, полученные оценки плотности потока делались в предположении, что мера дисперсии не вносит дополнительного уширения импульса внутри частотного канала. Исходя из ширины частотного канала легко посчитать, что внутриканальное уширение импульса на $DM = 100$ пс/см³ вдвое ухудшает оценки, приведенные нами в табл. 1. В-четвертых, предполагалось, что длительность импульса <0.1 от периода. Если ширина импульса в радиодиапазоне будет равна половине периода, то верхние оценки плотности потока в табл. 1 изменятся в два раза и составят примерно 1 мЯн для всех пяти пульсаров. В-пятых, если излучение гамма-пульсаров носит в радиодиапазоне всплещенный характер, или они имеют сильную переменность, связанную с другими причинами, то может сложиться ситуация, когда интегральная плотность потока, определенная на полном интервале наблюдений, меньше 0.5 мЯн, а на отдельных интервалах времени пульсар все же виден.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins*, Nature **217**, 709 (1968).
2. *J. Vasseur, J. Paul, B. Parlier, et al.*, Nature **226**, 534 (1970).
3. *A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, et al.*, Science **325**, 840 (2009).
4. *V. M. Malofeev, O. I. Malov, D. A. Teplykh, S. A. Tyul'bashev, and G. E. Tyul'basheva*, Astronomy Reports **49**, 242 (2005).
5. *F. Camilo, P. S. Ray, and S. M. Ransom*, Astrophys. J. **705**, 1 (2009).
6. *Y. Maan and H. A. Aswathappa*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **445**, 3221 (2014).
7. *P. Wang, D. Li, W. Zhu, et al.*, presentation at conference FPS7 (2018)
8. *S. A. Tyul'bashev and M. A. Kitaeva*, Bulletin of the Lebedev Physics Institute **46**, 21 (2019).
9. *V. I. Shishov, I. V. Chashei, V. V. Oreshko, et al.*, Astronomy Reports **60**, 1067 (2016).
10. *S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, V. V. Oreshko, and S. V. Logvinenko*, Astronomy Reports **60**, 220 (2016).
11. *S. V. Logvinenko, S. A. Tyul'bashev, and V. M. Malofeev*, Bulletin of the Lebedev Physics Institute **47**, 390 (2020).
12. *S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, and M. A. Kitaeva et al.*, Astronomy Reports **61**, 848 (2017).
13. *S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, V. S. Tyul'bashev, V. M. Malofeev, and G. E. Tyul'basheva*, Astronomy Reports **64**, 526 (2020).
14. *A. D. Cameron, E. D. Barr, D. J. Champion, M. Kramer, and W. W. Zhu*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **468**, 1994 (2017).
15. *E. Parent, V. M. Kaspi, S. M. Ransom, et al.*, Astrophys. J. **861**, 44 (2018).
16. *V. Morello, E. D. Barr, B. W. Stappers, E. F. Keane, and A. G. Lyne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **497**, 4654 (2020).
17. *S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, and G. E. Tyul'basheva*, submitted (2021).
18. *C. M. Tan, C. G. Bassa, S. Cooper, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **492**, 5878 (2020).
19. *A. Kirichenko, A. Danilenko, Y. Shibanov, et al.*, Astron. and Astrophys. **564**, A81 (2014).
20. *P. M. Saz Parkinson, M. Dormody, M. Ziegler, et al.*, Astrophys. J. **725**, 571 (2010).
21. *H. J. Pletsch, L. Guillemot, B. Allen, et al.*, Astrophys. J. Lett. **779**, L11 (2013).
22. *J. Aleksić, L. A. Antonelli, P. Antoranz, et al.*, Astrophys. J. **725**, 1629 (2010).
23. *C. Y. Hui, K. A. Seo, L. C. C. Lin, et al.*, Astrophys. J. **799**, 76 (2015).
24. *R. P. Mignani, V. Testa, N. Rea, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **478**, 332 (2018).

НЕОБЫЧНОЕ ЗАТМЕНИЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА UX Ori V719 Per

© 2021 г. В. П. Гринин^{1, 2, *}, О. Ю. Барсунова¹, С. Г. Сергеев³,
С. Ю. Шугаров^{4, 5}, Е. И. Федорова²

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

⁵ Астрономический институт Словацкой академии наук, Татранская Ломница, Словакия

*E-mail: vgcrao@mail.ru

Поступила в редакцию 25.05.2021 г.

После доработки 19.06.2021 г.

Принята к публикации 25.06.2021 г.

Приводятся результаты новых фотометрических (*VRI*) наблюдений молодой звезды V719 Per из скопления IC 348. Они показывают, что вплоть до 2014 г. эта звезда демонстрировала переменность блеска, характерную для звезд типа UX Ori, т.е. обусловленную сильными флуктуациями околозвездной экстинкции. В 2014 г. звезда ослабела примерно на 3 звездных величины в полосе *I* и это состояние пониженного блеска продолжалось до 2017 г. Есть основания предполагать, что затмение было вызвано возмущением в самых внутренних областях протопланетного диска звезды. Пыль, поднятая над диском, привела к блокированию излучения звезды, продолжавшемуся около трех лет. Обсуждается роль различных процессов в создании таких возмущений.

Ключевые слова: молодые звезды, переменная околозвездная экстинкция, протопланетные диски, магнитосфера звезды, V719 Per

DOI: 10.31857/S0004629921100145

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда V719 Per (спектральный тип M1.25 [1]) принадлежит молодому скоплению IC 348 и является одной из самых холодных из всех известных на сегодня переменных звезд типа UX Ori. Первые указания на такой тип переменности, обусловленный затмениями звезды фрагментами собственного протопланетного диска, были получены для V719 Per в работах [2–4]. Наблюдения показали, что звезда время от времени слабеет на несколько десятых звездной величины. Более продолжительный фотометрический мониторинг, выполненный нашей группой [5], показал, что у этой звезды наблюдаются значительно более глубокие минимумы блеска с амплитудой до 3^m в полосе *I*. Во время таких событий показатели цвета на диаграмме “цвет–величина” смещаются в синюю сторону, демонстрируя так называемый “эффект поглубения”, характерный для звезд типа UX Ori и обусловленный усилением вклада рассеянного света протопланетного диска в наблюдаемое излучение [6]. В случае V719 Per этот эффект впервые наблюдался в [5]. В работах [7, 8]

были заподозрены периоды в изменениях блеска звезды, которые, однако, не были подтверждены более продолжительными наблюдениями [5].

Важная особенность V719 Per состоит в том, что это одна из немногих молодых звезд, принадлежащая семейству звезд типа UX Ori и являющаяся одновременно звездой типа WTTS (weak line T Tauri star). Для таких звезд характерен низкий темп аккреции. Поэтому, несмотря на низкую эффективную температуру V719 Per ($T_{\text{eff}} = 3669$ K [1]), в ее фотометрическом поведении не обнаружено никаких признаков активности, вызванных горячими аккреционными пятнами. По данным [9], основанным на моделировании распределения энергии в спектре звезды, в центральной части ее околозвездного диска имеется полость радиусом около 0.7 а.е., слабо заполненная веществом. Следствием этого является отсутствие заметного инфракрасного избытка излучения в ближней инфракрасной (ИК) области спектра. Образование такой полости часто связывают с формированием экзопланет во внутренней области протопланетного диска. Ее существование и

является причиной низкой аккреционной активности звезды и, как следствие, слабой эмиссионной активности ($EW(H_\alpha) < 2 \text{ \AA}$ [10]).

С другой стороны, фотометрическая активность звезд типа UX Ori, обусловленная сильными флуктуациями околосредней экстинкции на луче зрения, предполагает небольшой наклон протопланетных дисков звезд относительно направления на наблюдателя [11]. В случае V719 Per на это указывает также большое поглощение в направлении на звезду ($A_V \approx 2.8^m$ [1]). При такой ориентации фотометрический мониторинг звезды дает уникальную возможность изучать нестационарные процессы в диске, способные поднимать пыль над его поверхностью и влиять на околосреднюю экстинкцию. Ниже мы рассмотрим свойства фотометрической активности V719 Per с учетом новых наблюдений, выполнявшихся в течение шести наблюдательных сезонов с 2014 по 2020 г.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Как и в предыдущих работах нашей группы, оптические наблюдения V719 Per проводились на телескопах АЗТ-8 (0.7 м) Крымской астрофизической обсерватории РАН и G2 (0.6 м) Словацкой академии наук, оснащенных ПЗС фотометрами. Наблюдения выполнялись в трех фотометрических полосах v , r , i и приводились к фотометрической системе Johnson-Cousins V , R_c , I_c . Поскольку ниже все фотометрические параметры приводятся в этой фотометрической системе, мы для простоты опускаем нижний индекс “С”. Детали наблюдений и апертурной фотометрии ПЗС изображений приведены в [5]. Точность фотометрии в максимуме блеска V719 Per в среднем равна 0.03^m во всех трех полосах V , R , I . В глубоких минимумах точность падает до 0.3^m в полосах R и I . В полосе V в глубоких минимумах блеск звезды опускался до 20.5^m и в этом состоянии точность фотометрии была около 0.5^m . Кроме оптической фотометрии мы используем в нашей статье также инфракрасные (ИК) наблюдения в полосах W1 (3.4 мкм) и W2 (4.6 мкм) из архива WISE [12].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показаны кривые блеска V719 Per в полосах R и I , дополненные наблюдениями в двух ИК полосах W1 и W2 из архива WISE [12]. Видно, что в ярком состоянии блеск звезды флуктуирует вблизи значений $I \approx 15.5^m$, $R \approx 14.3^m$. Время от времени звезда испытывает ослабления с амплитудой до 3^m и продолжительностью по-

рядка нескольких дней. В начале 2014 г. блеск звезды после очередного падения не вернулся в исходное состояние, и в таком ослабленном состоянии звезда находилась около трех лет. В 2017 г. она поярчала и вернулась в исходное яркое состояние. Из рис. 1 видно, что во время оптического минимума звезда ослабела также в ИК полосах W1 и W2. Хотя эти наблюдения были немногочисленными, видно, что форма ИК минимума 2014–2017 гг. не совпадает полностью с формой оптического минимума.

Таким образом, наиболее интересным событием в фотометрической жизни V719 Per является глубокий ($\Delta m \approx 3^m$) и продолжительный минимум блеска, наблюдавшийся в течение трех лет с 2014 по 2017 г. Быстрый вход в минимум и еще более быстрый выход из него в сочетании с большой продолжительностью делают это событие непохожим на все ранее наблюдавшиеся минимумы звезд типа UX Ori. Интересно, что в течение следующих за этим затмением трех наблюдательных сезонов мы не наблюдали ни одного глубокого минимума блеска V719 Per. Такого относительно спокойного состояния блеска не наблюдалось в течение всех предыдущих наших наблюдений этой звезды.

На рис. 2 показана диаграмма цвет–величина $I/R - I$. При ее построении были использованы наблюдения с точностью не хуже 0.15^m . Кружками показаны данные, относящиеся к затмению 2014–2017 гг. Видно, что изменения показателя цвета звезды $R - I$ в процессе этого затмения были примерно такими же, как и во время более коротких затмений, наблюдавшихся в предшествующие годы: звезда сначала краснеет, затем при продолжающемся падении блеска показатель цвета $R - I$ начинает уменьшаться. Это означает, что оптические свойства пыли во время всех этих затмений были примерно одинаковыми. Аналогичным образом изменяется показатель цвета $V - I$ на диаграмме $I/(V - I)$, которую мы здесь не показываем.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из оптических кривых блеска V715 Per (рис. 1), а также из гистограммы фотометрической активности звезды (рис. 3) видно, что в каждой фотометрической полосе существует предельное значение минимального блеска, ниже которого звезда не ослабевает. Такое ограничение на амплитуду затмений является важной наблюдательной особенностью всех звезд типа UX Ori. В ранних исследованиях этих звезд указанная особенность считалась несовместимой с моделью переменной околосредней экстинкции (см. например, обзор [13]). На самом деле ее происхождение не противоречит этой модели и объясняет-

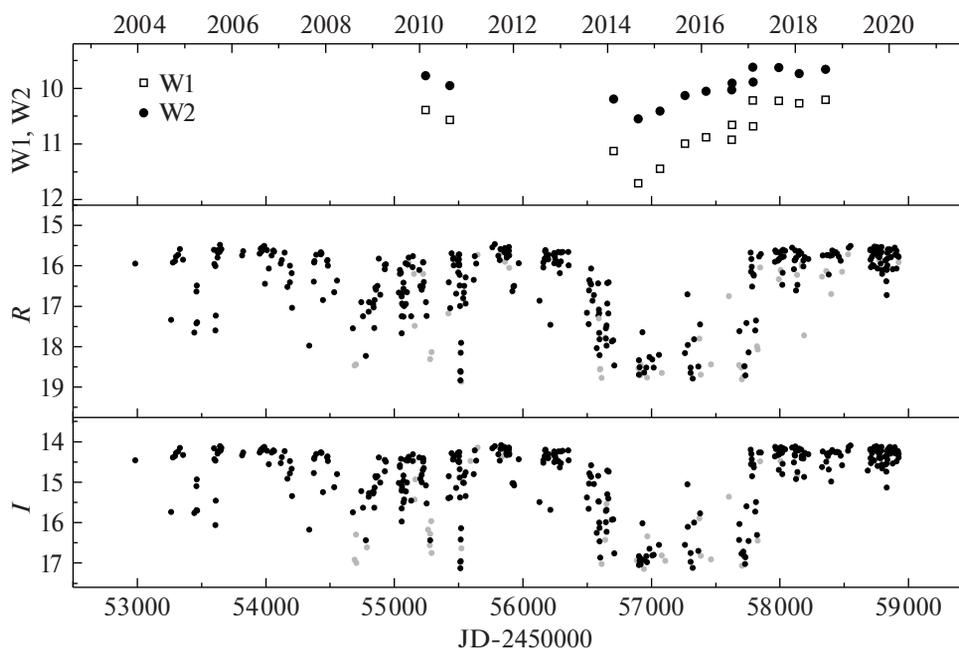


Рис. 1. Кривые блеска V719 Per в полосах R и I . Серыми точками показаны наблюдения с ошибкой $0.15^m \leq \sigma \leq 0.4^m$. Вверху — данные ИК наблюдений в полосах $W1$ и $W2$ из архива WISE.

ся существованием рассеянного излучения протопланетных дисков [6]. При фотометрических наблюдениях это излучение регистрируется вместе с прямым излучением звезды и в ярком состоянии обычно вносит очень малый вклад в наблюдаемое излучение. Но когда звезда полностью закрыта от наблюдателя пылевым фрагментом диска, рассеянный свет доминирует в наблюдаемом излучении, что препятствует дальнейшему падению блеска объекта. Эта особенность звезд типа UX Ori объясняет, как было отмечено во Введении, также и другие наблюдаемые у них эффекты, такие, как смещение показателей цвета в синюю сторону во время глубоких минимумов, а также рост линейной поляризации при ослаблениях блеска [11].

Таким образом, амплитуда ослаблений блеска $(\Delta m)_{\max}$, максимально возможная в силу указанного выше ограничения, связана простым соотношением с интенсивностью рассеянного излучения диска I_{sc} : $(\Delta m)_{\max} = 2.5 \lg(1 + I_*/I_{sc})$, где I_* — интенсивность излучения звезды без диска. Зная из наблюдений величину $(\Delta m)_{\max}$, можно очень просто оценить вклад рассеянного излучения в излучение звезды. Как отмечалось выше, в полосе I величина $(\Delta m)_{\max} \approx 3^m$. Отсюда следует, что в этой полосе вклад рассеянного излучения диска в излучение V719 Per в ярком состоянии составляет около 6%, что примерно соответствует среднему

значению этого отношения (около 10%) для звезд типа UX Ori [11]¹.

Следует отметить, что продолжительные затмения наблюдаются время от времени и у других звезд типа UX Ori (см., например, [15–19]). Интересно, что во время таких событий падение блеска в визуальной области спектра часто сопровождалось увеличением потока излучения в ближней ИК области [20–27]. Это свидетельствует о том, что такие затмения были вызваны появлением большого количества горячей пыли над околозвездным диском в ближайших окрестностях молодой звезды. В [23] и [24] в качестве возможного источника такой пыли рассматривался запыленный дисковый ветер. Возможны, однако, и другие механизмы подъема пыли над диском. Например, как показано в [28], ионизованная рентгеновским излучением околозвездная пыль может подниматься на большую высоту в магнитном поле диска, увеличивая его эффективную геометрическую толщину. Пыль над диском может быть так-

¹ Следует подчеркнуть, что рассеянное излучение протопланетного диска не является постоянной величиной. Напротив, I_{sc} непрерывно флуктуирует из-за изменений условий освещенности диска звездой, вызванных флуктуациями околозвездной экстинкции во внутренних областях диска. Этим объясняется разброс точек на зависимостях параметров поляризации звезд типа UX Ori от блеска [11]. У молодых звезд, наблюдаемых с полярных направлений, такие флуктуации вызывают появление теней на изображениях дисков, наблюдаемых с помощью интерферометров в ближней ИК области спектра [14].

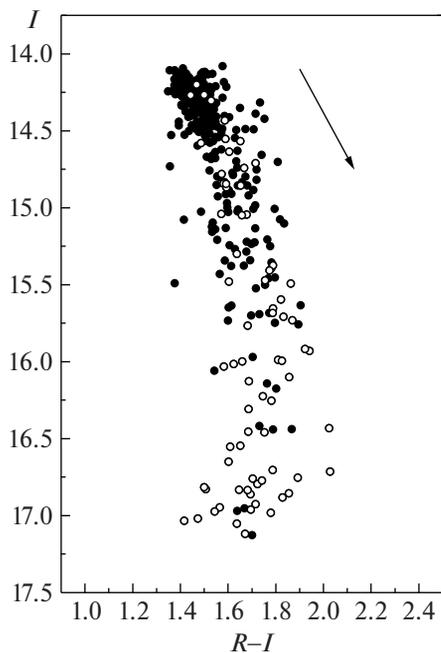


Рис. 2. Диаграмма цвет–величина $I/(R - I)$. Кружками выделены данные, относящиеся к протяженному затмению 2014–2017 гг. Стрелкой показано направление стандартного закона межзвездного покраснения для $A_V = 1^m$.

же поднята циклоническим вихрем (см., например, [29]). В этом случае затмения звезды будут повторяться до тех пор, пока вихрь не затухнет. Такие повторяющиеся и затухающие по амплитуде затмения наблюдались в [30] у звезды типа UX Ori WW Vul. Появление пыли над протопланетным диском может быть вызвано катастрофическими столкновениями крупных планетезималей с последующим образованием облаков мелкой пыли. О таких столкновениях свидетельствуют вспышки ИК излучения в спектре осколочного (debris) диска звезды ID8 (2MASS J08090250-4858172), являющейся молодым (35 млн. лет) аналогом Солнца [31]. Наконец, пыль между звездой и наблюдателем может появиться в результате падения на диск газопылевых фрагментов из остатков протозвездного облака. Такая модель нестационарной аккреции была предложена в [32] и рассматривается как возможный источник вспышек фуоров (см. [33] и цитированные там статьи).

Во всех перечисленных выше моделях трудно ожидать быстрого изменения околозвездной экстинкции, необходимого для объяснения быстрого начала и столь же быстрого завершения минимума 2014–2017 гг. По-видимому, можно исключить также возможность того, что этот минимум был вызван транзитом по диску звезды пылевого фрагмента околозвездного диска, поскольку непонятно, как в условиях дифференциального

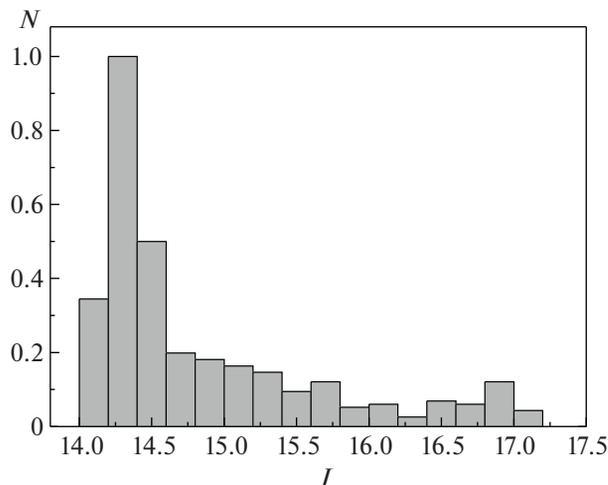


Рис. 3. Нормированная гистограмма фотометрической активности V719 Per в полосе I .

вращения квазикеплеровского диска может возникнуть протяженная структура, ограниченная по азимуту резкими границами. Учитывая низкую светимость звезды ($L \approx 0.28 L_{\odot}$, [1]), можно предположить, что роль такого экрана выполняет околозвездная пыль, проникающая непосредственно в магнитосферу звезды. Такая возможность рассматривалась недавно в [34] применительно к звезде типа T Тельца V715 Per, демонстрирующей сложную переменность блеска, обусловленную изменениями околозвездной экстинкции. Было показано, что пыль, прежде чем сублимировать, может некоторое время двигаться вместе с газом в магнитосфере и экранировать излучение звезды. Светимость V719 Per примерно в 5 раз меньше, чем светимость V715 Per. Поэтому, если пыль может присутствовать в магнитосфере V715 Per, то она, тем более, может проникать в магнитосферу V719 Per.

Если это так, то падение блеска звезды в оптическом участке спектра должно было бы сопровождаться усилением ее излучения в ближней ИК области спектра. Как было отмечено выше, такое поведение оптического и ИК излучения действительно наблюдалось у ряда звезд типа UX Ori во время глубоких минимумов. В нашем случае, однако, согласно данным WISE ИК излучение V719 Per, наоборот, — *ослабело* во время оптического минимума (рис. 1). Это означает, что пылевой экран, блокировавший излучение звезды, закрывал лишь небольшую часть полного телесного угла: $\Delta\Omega/4\pi \ll 1^2$. Поскольку продолжительность затмения V719 Per такова, что пылевой экран дол-

² В противном случае ИК излучение пыли в магнитосфере было бы сравнимо по мощности с излучением самой звезды.

жен был полностью окружать звезду по азимуту, то указанное выше ограничение на $\Delta\Omega$ выполнимо лишь при условии, что экран имел небольшую высоту. Это условие может быть выполнено, если пыль проникает неглубоко в магнитосферу звезды. Очевидно, что такой пылевой барьер мог полностью экранировать звезду от наблюдателя при условии, что околозвездный диск V719 Peg наклонен на небольшой угол относительно направления на наблюдателя. Но такая ориентация диска как раз и является одним из основных условий, необходимых для реализации модели переменной околозвездной экстинкции у звезд типа UX Ori.

Следует заметить, что проникновение пыли даже не очень глубоко в магнитосферу звезды должно сопровождаться усилением теплового излучения пыли в ближней ИК области спектра. Это дополнительное излучение может быть одной из причин отмеченного выше несовпадения формы затмения звезды в оптике и в полосах W1 и W2. Другой возможной причиной может быть недостаточно большая оптическая толщина некоторых частей протяженного пылевого экрана в ИК области спектра.

Таким образом, мы можем предположить, что наблюдавшийся минимум блеска V719 Peg мог быть вызван увеличением темпа аккреции газа на звезду, продолжавшимся около трех лет. Принимая во внимание сезонные пропуски в фотометрических наблюдениях, нельзя исключить возможность того, что такое продолжительное затмение на самом деле представляло собой последовательность более коротких во времени и следующих друг за другом ослаблений блеска звезды. В любом случае возникает вопрос о причине такой четкой локализации этого процесса во времени. Учитывая необычную форму затмения V719 Peg, не имеющую аналогов среди наблюдавшихся ранее затмений звезд типа UX Ori, представляют интерес дальнейшие наблюдения фотометрической активности этой звезды желательны в комбинации со спектральными и ИК наблюдениями. Было бы также важно измерить магнитное поле звезды.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы инфракрасные наблюдения, полученные с помощью космического телескопа WISE. Авторы благодарны Л.В. Тамбовцевой, Н.А. Катышевой и анонимному рецензенту за обсуждение статьи и полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа В.П.Г, Е.И.Ф. и О.Ю.Б выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки РФ № 075-15-2020-780. Работа С.Ю.Ш. поддержана Сло-

вацким агентством по научным исследованиям и разработкам грантом APVV-15-0458, грантом Словацкой Академии наук VEGA 2/0030/21.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. L. Luhman, J. R. Stauffer, A. A. Muench, et al.*, *Astrophys. J.* **593**, 1093 (2003).
2. *W. Herbst, J. A. Maley, and E. C. Williams*, *Astron. J.* **120**, 349 (2000).
3. *R. E. Cohen, W. Herbst, and E. C. Williams*, *Astron. J.* **127**, 1602 (2004).
4. *S. P. Littlefair, T. Naylor, B. Burningham, and R. D. Jeffries*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **358**, 341 (2005).
5. *O. Ju. Barsunova, V. P. Grinin, S. G. Sergeev, A. O. Semenov, and S. Yu. Shugarov*, *Astrophysics* **58**, 193, (2015).
6. *В. П. Гринин*, Письма в Астрон. Ж. **14**, 65 (1988) [*V. P. Grinin, Soviet Astronomy Letters* **14**, 27, (1988)].
7. *Ü. Kiziloğlu, N. Kiziloğlu, and A. Baykal*, *Astron. J.* **130**, 2766 (2005).
8. *L. Cieza and N. Baliber*, *Astrophys. J.* **649**, 862 (2006).
9. *T. S. LeBlank, K. R. Covey, and K. G. Stassun*, *Astron. J.* **142**, 55 (2011).
10. *G. H. Herbig*, *Astrophys. J.* **497**, 736, (1998).
11. *V. P. Grinin, N. N. Kiselev, N. Kh. Minikulov, G. P. Chernova, and N. V. Voshchinnikov*, *Astrophys. Sp. Sci.* **186**, 283 (1991).
12. *E. L. Wright, P. R. M. Eisenhardt, A. K. Mainzer, M. E. Ressler, et al.*, *Astron. J.* **140**, 1868 (2010).
13. *W. Herbst*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **98**, 1088 (1986).
14. *T. Stolker, M. Sitko, B Lazareff, M. Benisty, C. Dominik, R. Waters, et al.*, *Astrophys. J.* **849**, 143, (2017).
15. *D. N. Shakhovskoj, V. P. Grinin, and A. N. Rostopchina*, *Astrophysics* **48**, 135, 2005.
16. *J. Bouvier, K. Grankin, L. E. Ellerbroek, H. Bouy, and D. Barrado*, *Astron. and Astrophys.* **557**, A77 (2013).
17. *E. H. Semkov, S. P. Peneva, and S. I. Ibryamov*, *Astron. and Astrophys.* **582**, A113 (2015).
18. *S. Facchini, C. F. Manara, P. C. Schneider, C. J. Clarke, et al.* *Astron. and Astrophys.* **596**, A38 (2016).
19. *S. Belan and D. Shakhovskoj*, *uxor.ru* (2019).
20. *M. G. Hutchinson, J. S. Albinson, P. Barrett, J. K. Davies, A. Evans, M. J. Goldsmith, and R. C. Maddison*, *Astron. and Astrophys.* **285**, 883 (1994).
21. *V. P. Grinin, D. N. Shakhovskoi, V. I. Shenavrin, A. N. Rostopchina, and L. V. Tambovtseva*, *Astronomy Reports* **46**, 646 (2002).
22. *A. Juhasz, T. Prusti, P. Abraham, and C. P. Dullemond*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **374**, 1242 (2007).
23. *V. P. Grinin, A. A. Arkharov, O. Yu. Barsunova, S. G. Sergeev, and L. V. Tambovtseva*, *Astronomy Letters* **35**, 114 (2009).
24. *V. I. Shenavrin, P. P. Petrov, and K. N. Grankin*, *Information Bulletin on Variable Stars* **6143**, 1 (2015).

25. *T. Giannini, D. Lorenzetti, A. Harutyunyan, G. Li Causi, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **588**, A20 (2016).
26. *M. Koutoulaki, S. Facchini, C. F. Manara, A. Natta, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **625**, A49 (2019).
27. *K. R. Covey, K. A. Larson, G. J. Herczeg, C. F. Manara*, *Astron. J.* **161**, 61 (2021).
28. *T. T. Ke, H. Huang, and D. N. C. Lin*, *Astrophys. J.* **745**, 60 (2012).
29. *P. Barge and M. Viton*, *Astrophys. J.* **593**, L117 (2003).
30. *A. N. Rostopchina-Shakhovskaja, V. P. Grinin, and D. N. Shakhovskoi*, *Astrophysics* **55**, 147 (2012).
31. *H. Y. A. Meng, K. Y. L. Su, G. H. Rieke, D. J. Stevenson, et al.*, *Science* **345**, 1032 (2014).
32. *J. A. Graham*, *ASP Conf. Ser.* **62**, 363 (1994).
33. *L. Hartmann and J. Bae*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 88 (2018).
34. *E. Nagel and J. Bouvier*, *Astron. and Astrophys.* **643**, 157 (2020).

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЫСЫПАНИЯ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В АТМОСФЕРУ МАРСА

© 2021 г. В. И. Шематович¹, *, Д. В. Бисикало¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: shematov@inasan.ru

Поступила в редакцию 27.04.2021 г.

После доработки 16.05.2021 г.

Принята к публикации 14.06.2021 г.

Разработана кинетическая Монте-Карло модель воздействия потока протонов невозмущенного солнечного ветра на дневную атмосферу Марса. Впервые проведено самосогласованное моделирование деградации спектра протонов солнечного ветра в каскадном процессе перезарядки в протяженной водородной короне Марса, определены потоки энергии и энергетические спектры атомов водорода, проникающих в дневную верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы. Полученные характеристики позволяют проводить расчеты авроральных протонных свечений, наблюдаемых в верхней атмосфере Марса при помощи спектрографа IUVIS на борту КА MAVEN. В наших последующих исследованиях будет выполнено сравнение результатов этих расчетов с наблюдениями, что предоставит уникальную возможность уточнения свойств атмосферы и магнитного поля Марса, а также расширяет способы определения параметров солнечного ветра.

Ключевые слова: планетные атмосферы, полярные сияния, высыпание протонов солнечного ветра, кинетические эффекты

DOI: 10.31857/S0004629921100376

1. ВВЕДЕНИЕ

Протонные авроральные явления, такие как протонная аврора — избыток свечения атомарного водорода в линии Ly α [1], измеренный при помощи спектрографа IUVIS на борту КА MAVEN, наблюдаются [2] на дневной стороне Марса и вызываются проникающими в атмосферу потоками атомов водорода с высокими кинетическими энергиями [1, 2]. Атомы водорода с кинетическими энергиями вплоть до нескольких кэВ образуются за счет перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной (простирающейся на несколько радиусов планеты) короне Марса. Эффективность этого процесса зависит от величины лучевой концентрации атомов водорода в короне. Атомы водорода в отличие от протонов солнечного ветра легко проникают в дневную верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы и данный процесс высыпания сопровождается протонными авроральными явлениями. В данной работе для исследования авроральных протонных явлений использованы разработанные ранее кинетические Монте-Карло модели [3, 4] высыпания в верхнюю атмосферу планеты протонов и атомов водорода с высокими кинетическими энергиями. Эти модели позволи-

ли изучить процесс перезарядки протонов солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса и получить спектры атомов водорода [4], проникающих в атмосферу через границу индуцированной магнитосферы Марса. Рассчитанные энергетические спектры потока атомов водорода используются в качестве верхнего граничного условия для кинетической Монте-Карло модели [3] высыпания атомов водорода с высокими энергиями в верхнюю атмосферу, что и позволило провести моделирование характеристик протонных авроральных явлений в верхней атмосфере Марса. Следовательно, представленная кинетическая модель позволила как проследить перезарядку потока протонов невозмущенного солнечного ветра в протяженной водородной короне Марса, так и изучить кинетику и деградацию энергии потока атомов водорода, проникающих в верхнюю атмосферу на дневной стороне Марса.

В данной работе представлены кинетические расчеты проникновения потока атомов водорода в верхнюю атмосферу Марса, образующегося вследствие перезарядки протонов солнечного ветра с атомами водорода в протяженной водородной короне Марса. Получены оценки потока энергии и энергетические спектры атомов водорода и образующихся вследствие повторной пе-

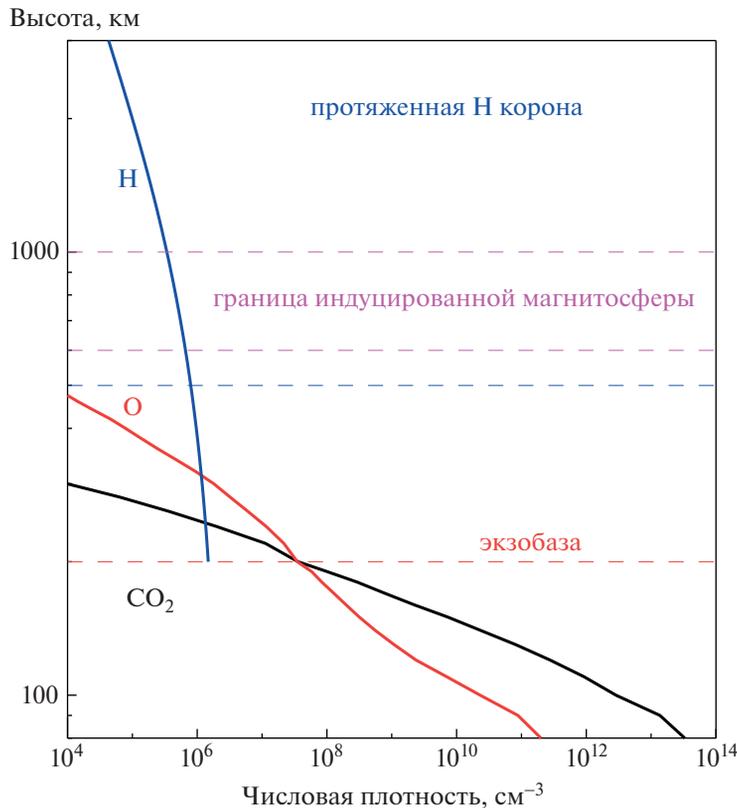


Рис. 1. Высотные профили плотности основных компонентов термосферы CO_2 и O [6] и атомарного водорода в верхней атмосфере и протяженной короне Марса в соответствии с данными работы [7]. Также показаны условные границы экзосферы, протяженной водородной короны и границы индуцированной магнитосферы в окружающем Марс пространстве.

резарядки протонов в верхней атмосфере Марса. Приведены результаты расчетов параметров авроральных явлений для базовой модели с границей индуцированной магнитосферы на высоте 820 км.

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОТОННЫХ АВРОРАЛЬНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Нижняя граница исследуемой области атмосферы Марса расположена на высоте 80 км, где частицы с высокими кинетическими энергиями эффективно термализуются в столкновениях с нейтральными компонентами. Верхняя граница установлена на высоте 3000 км, где измерения потока и спектра высыпавшихся протонов из невозмущенного солнечного ветра были выполнены прибором MAVEN/SWIA [5]. Подробное описание всех численных аспектов кинетической модели, использованных в этом исследовании, приведено в недавних работах [3, 4].

В работе [4] при помощи кинетической Монте-Карло модели было проведено численное исследование влияния наблюдаемых изменений со-

держания атомарного водорода в протяженной короне Марса на эффективность перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра, и определены параметры и свойства процесса высыпания образующихся при перезарядке энергетических нейтральных атомов водорода (ЭНА-Н) в дневную атмосферу Марса, что позволяет детально исследовать протонные авроральные явления на Марсе. Установлено, что значение эффективности перезарядки изменяется в интервале 4–8% для выявленных в наблюдениях вариаций лучевой концентрации атомарного водорода в короне Марса, а энергетический спектр атомов водорода, проникающих через границу индуцированной магнитосферы в атмосферу Марса, идентичен спектру невозмущенных протонов солнечного ветра.

Проникающие в дневную атмосферу энергичные атомы водорода ЭНА-Н сталкиваются с основными компонентами атмосферы, что сопровождается переносом импульса и кинетической энергии в упругих и неупругих столкновениях с атмосферными атомами и молекулами, и процессах ионизации и отрыва электрона (т.е. ионизацией ударяющего атома водорода) и приводит к

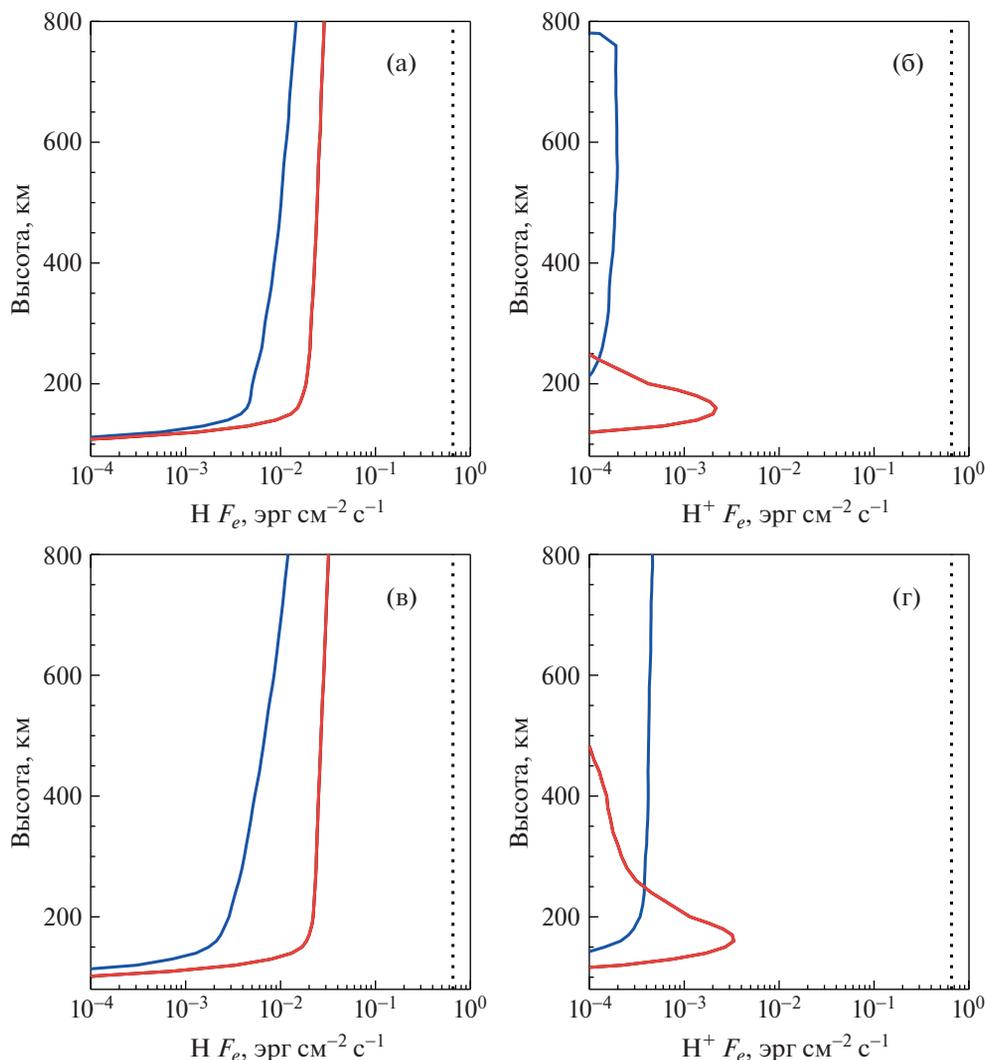


Рис. 2. Высотные профили нисходящего (линии красного цвета) и восходящего (линии синего цвета) потоков энергии атомарного водорода (а) и протонов (б). Атомы водорода с высокими кинетическими энергиями образуются за счет перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной короне Марса с эффективностью $\sim 4\%$ и проникают в верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы на высоте 820 км. На панелях (в) и (г) показаны вертикальные профили нисходящего (линии красного цвета) и восходящего (линии синего цвета) потоков энергии атомов водорода и протонов для модели A2 с повышенным содержанием водорода в короне Марса. На панелях (б) и (г) показаны потоки протонов, образующихся в верхней атмосфере Марса за счет процесса повторной перезарядки проникающих атомов водорода, соответственно, для рассмотренных моделей. Вертикальной прямой показано значение потока энергии протонов невозмущенного солнечного ветра, заданное в модели на верхней границе 3000 км, исходя из измерений прибора MAVEN/SWIA.

деградации энергии потока проникающих в атмосферу ЭНА-Н. Следовательно, взаимодействие выпадающих потоков ЭНА-Н с основными нейтральными компонентами атмосферного газа следует рассматривать как каскадный процесс, который сопровождается образованием нарастающего множества поступательно и внутренне возбужденных частиц окружающего атмосферного газа. Для анализа проникновения потока энергичных частиц солнечного ветра в верхнюю атмосферу Марса использована модификация кинетической Монте-Карло модели, разработан-

ной ранее для анализа данных измерений приборов MEX/ASPERA-3 на борту космического аппарата (КА) Mars Express и MAVEN/SWIA на борту КА MAVEN [3, 4].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проведены для базовой модели A1, в которой профили температуры и плотности основных компонентов (CO_2 и O) верхней атмосферы взяты из модели [6] для низкого уровня солнечной активности. Распределение атомов водо-

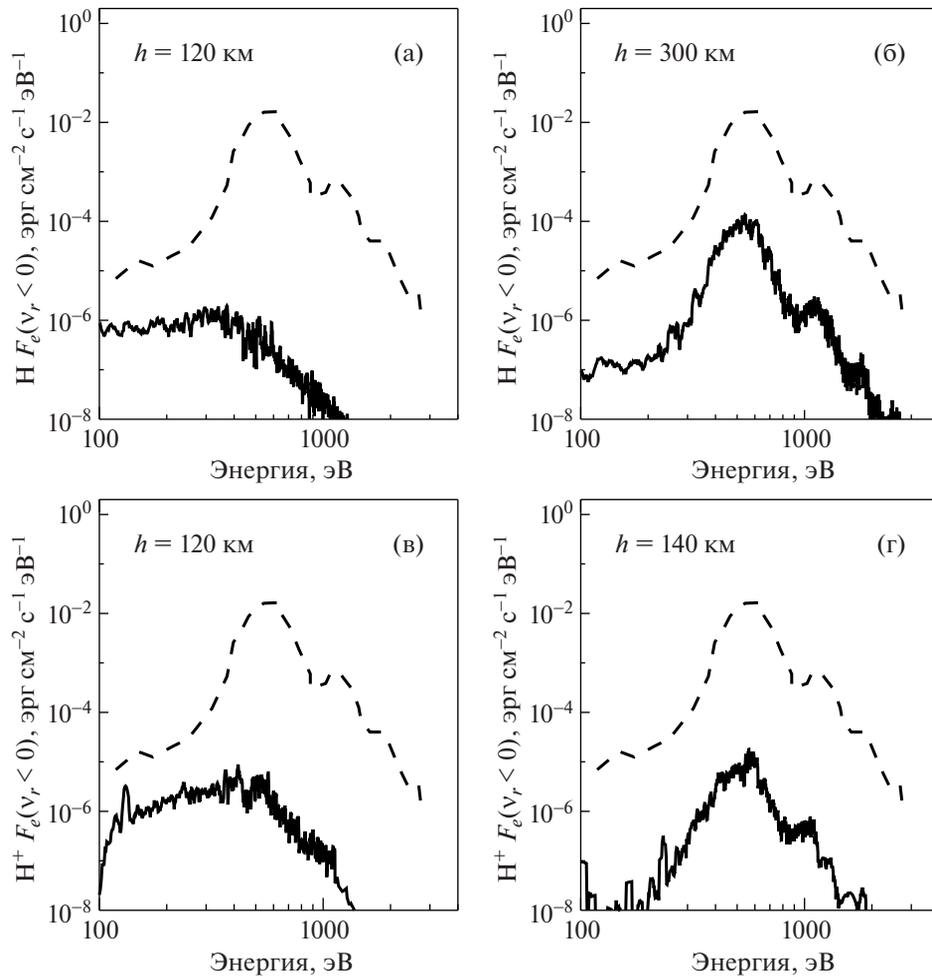


Рис. 3. Энергетические спектры нисходящих потоков атомов водорода на высотах 120 км (а) и 300 км (б) и протонов на высотах 120 км (в) и 140 км (г) верхней атмосферы Марса. Штриховая линия показывает энергетический спектр потока протонов невозмущенного солнечного ветра на верхней границе модели 3000 км.

рода в протяженной короне Марса задавалось при помощи модели Чемберлена для планетной экзосферы, параметры которой были выбраны следующими: высота экзобазы $h_{\text{exo}} = 200$ км, температура и плотность атомарного водорода на высоте экзосферы $T(h_{\text{exo}}) = 179$ К и $n_{\text{H}}(h_{\text{exo}}) = 1.48 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ в соответствии с результатами работы [7]. Далее, в качестве граничного условия на высоте 3000 км для модели [4] использовались поток энергии и энергетический спектр протонов из невозмущенного солнечного ветра, измеренный прибором SWIA/MAVEN на орбите 27 февраля 2015 г. [5]. Полученные в расчетах спектры атомов водорода приняты в качестве верхнего граничного условия для кинетической Монте-Карло модели [3] высыпания атомов водорода с высокими энергиями в дневную верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы (ГИМ).

В наблюдениях КА Mars-Express и КА MAVEN были открыты значительные вариации [7, 8] со-

держания атомарного водорода в короне Марса, которые вызывают изменение величины эффективности перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра с атомами водорода в короне [4]. Соответственно, аналогичные расчеты были также проведены для модели A2, в которой учтена вариация лучевой концентрации водорода в короне Марса, а именно, при тех же параметрах экзобазы увеличивалась концентрация атомов водорода $n_{\text{H}}(h_{\text{exo}})$ на уровне экзобазы в 2 раза, что соответствует положению границы индуцированной магнитосферы на высоте 1260 км (см. детали в работе [4]). Эффективность перезарядки для модели A2 достигает значения 6%, т.е. поток энергии проникающих в верхнюю атмосферу ЭНА-Н в 1.5 раза выше, чем соответствующее значение для модели A1. Расчеты выполнены для солнечного зенитного угла, равного 0° . Использованное в расчетах для базовой модели A1 распределение атомарного водорода в протяженной

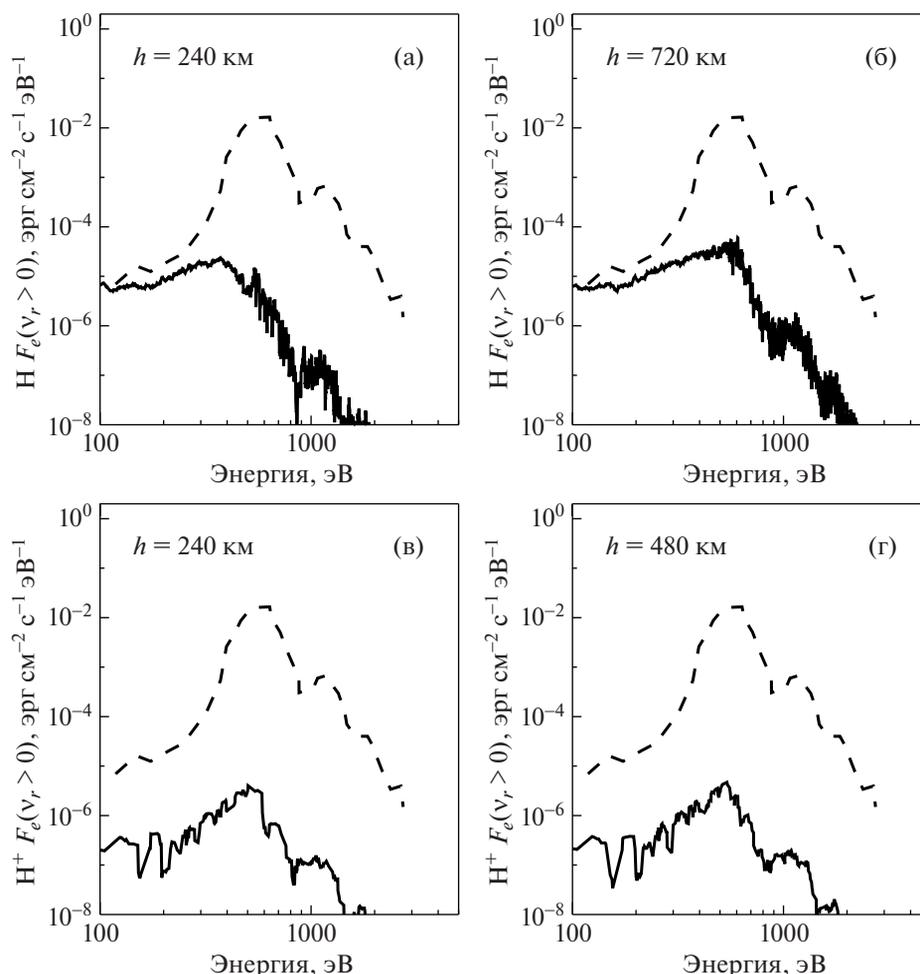


Рис. 4. Энергетические спектры восходящих потоков атомов водорода на высотах 240 км (а) и 720 км (б) и протонов на высотах 240 км (в) и 480 км (г) верхней атмосферы Марса. Штриховая линия показывает энергетический спектр потока протонов невозмущенного солнечного ветра на верхней границе модели 3000 км.

короне Марса и высотные профили плотности основных компонентов термосферы CO_2 и O показаны на рис. 1.

Результаты расчетов представлены на рис. 2–5. На рис. 2 показаны высотные профили нисходящего (проникающего в атмосферу) и восходящего (отраженного атмосферой) потоков энергии атомарного водорода и протонов для моделей A1 (панели (а) и (б)) и A2 (панели (в) и (г)). Атомы водорода с высокими кинетическими энергиями образуются за счет перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной короне Марса с эффективностью $\sim 4\%$ для модели A1 и проникают в верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы на высоте 820 км. В модели A2 эффективность образования атомов водорода с высокими кинетическими энергиями составляет $\sim 6\%$; они проникают в верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы на вы-

соте 1260 км [4]. В верхней атмосфере Марса ниже ГИМ потоки протонов образуются за счет процесса повторной перезарядки проникающих атомов водорода.

Из расчетов видно, что вторичная перезарядка проникающих в верхнюю атмосферу Марса атомов водорода происходит преимущественно в диапазоне высот 80–180 км термосферы, где собственно и наблюдается основная деградация энергии потока атомов водорода в столкновениях с нейтральными компонентами – CO_2 и O . Так как для модели A2 энергия проникающего потока ЭНА-Н выше, то образование потока протонов происходит с более высоким темпом (красные линии на панелях (б) и (г)). Также из результатов расчетов следует, что отраженный атмосферой поток энергии атомов водорода выше для модели A1, а восходящий поток энергии для протонов выше для модели A2, так как эффективность вторичной перезарядки выше.

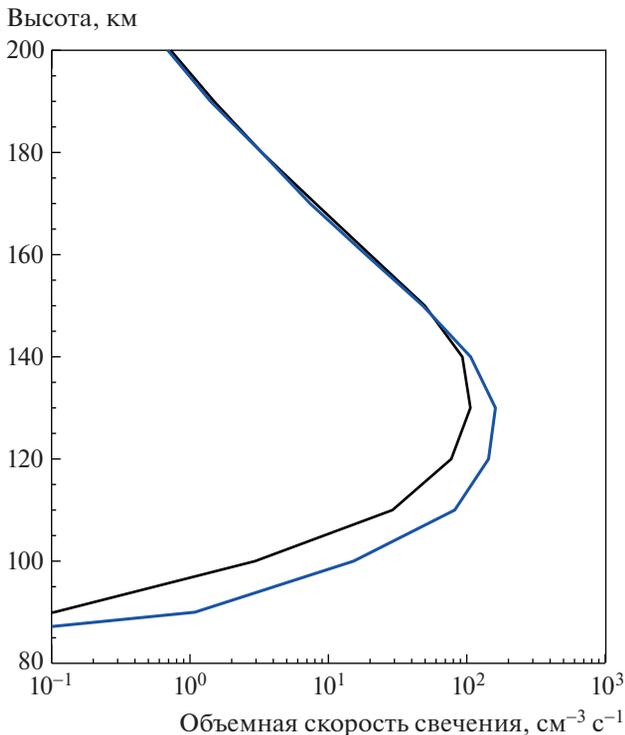


Рис. 5. Высотные профили объемной скорости возбуждения свечения атомарного водорода в линии $\text{Ly}\alpha$ за счет высыпания атомов водорода с высокими кинетическими энергиями, проникающих в атмосферу Марса через границу индуцированной магнитосферы на высоте 820 км (линия черного цвета) и 1260 км (линия синего цвета). В последнем случае содержание атомов водорода в короне Марса превышает в 2 раза аналогичную величину для базового расчета с ГИМ на высоте 820 км.

На рис. 3 показаны расчетные энергетические спектры нисходящих потоков атомов водорода и протонов для модели A1 на различных высотах в верхней атмосфере Марса. Также для сравнения приведен исходный энергетический спектр потока протонов невозмущенного солнечного ветра на верхней границе модели 3000 км. Расчеты показывают, что энергетический спектр потока проникающих в атмосферу атомов водорода на экзосферных высотах по-прежнему сохраняет структуру энергетического спектра протонов солнечного ветра (панель (б) на рис. 3), но в столкновительной области, т.е. на высотах термосферы, происходит существенная потеря энергии потока ЭНА-Н, сопровождающаяся формированием низкоэнергетического крыла в энергетическом спектре (панель (а) на рис. 3). Следует отметить, что для нисходящего потока протонов на высотах столкновительной деградации проникающего потока ЭНА-Н энергетический спектр сохраняет структуру исходного потока протонов солнечного ветра, что было подтверждено в измерениях энергетического спектра протонов прибором

MAVEN/SWIA на орбитах КА MAVEN с низким периапсисом [5, 9], когда измерения проводились вплоть до высот 160 км.

На рис. 4 показаны рассчитанные для модели A1 энергетические спектры восходящих потоков атомов водорода и протонов на высотах выше экзобазы в верхней атмосфере Марса. Из расчетов видно, что энергетические спектры восходящего (или, другими словами, отраженного атмосферой) потока ЭНА-Н характеризуются развитым низкоэнергетическим крылом, что является следствием столкновений с основными нейтральными компонентами — CO_2 и O — в термосфере Марса. Энергетические спектры восходящего потока протонов, образовавшихся за счет повторной перезарядки ЭНА-Н, в большей мере сохраняют структуру энергетического спектра исходного потока протонов солнечного ветра, хотя и присутствует более развитое низкоэнергетическое крыло в распределении вследствие столкновений с нейтральными компонентами в термосфере Марса. Величина отраженного атмосферой потока энергии протонов совпадает с оценками, полученными в результате обработки данных детектора MAVEN/SWIA [9].

Полученные в расчетах при помощи кинетической Монте-Карло модели и представленные на рис. 3 и 4 потоки и энергетические спектры атомов водорода и протонов с высокими энергиями позволяют рассчитать все необходимые параметры протонных авроральных явлений в верхней атмосфере Марса. Так, например, на рис. 5 показаны высотные профили объемной скорости возбуждения свечения атомарного водорода в линии $\text{Ly}\alpha$ за счет высыпания атомов водорода с высокими кинетическими энергиями, проникающих в атмосферу Марса через границу индуцированной магнитосферы для моделей A1 (линия черного цвета) и A2 (линия синего цвета). Соответственно, данные расчетные скорости совместно с моделью переноса излучения позволяют оценить избыточное свечение водорода в линии $\text{Ly}\alpha$ при протонной авроре в атмосфере Марса, что было сделано в пробных расчетах в работе [10], и сравнить с результатами измерений [1, 2] спектрографа IUVIS на борту КА MAVEN, что и планируется выполнить в наших последующих исследованиях.

4. ВЫВОДЫ

В работе представлена кинетическая Монте-Карло модель воздействия потока протонов невозмущенного солнечного ветра на дневную атмосферу Марса, при помощи которой впервые проведено моделирование деградации спектра протонов солнечного ветра в каскадном процессе перезарядки в протяженной водородной короне Марса, определены потоки энергии и энергетические спектры атомов водорода, проникающих в

дневную верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы. Полученные характеристики позволяют оценить параметры авроральных протонных явлений [1, 2], наблюдаемых в верхней атмосфере Марса при помощи спектрографа IUVIS на борту КА MAVEN.

В текущей версии модели внешним параметром является положение границы индуцированной магнитосферы, которое может быть получено в расчетах обтекания Марса солнечным ветром при помощи гибридной модели (см., например, расчеты в работе [11]). Наши дальнейшие работы направлены на объединение предложенной кинетической Монте-Карло модели высыпания атомов водорода с высокими энергиями в верхнюю атмосферу с гибридной моделью обтекания солнечным ветром Марса для проведения полностью самосогласованных расчетов параметров протонных авроральных явлений на Марсе. Сравнение результатов таких расчетов с наблюдениями открывает уникальную возможность уточнения свойства атмосферы и магнитного поля Марса, а также расширяет способы определения параметров солнечного ветра.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

ВШ благодарит Российский научный фонд за поддержку в рамках Проекта 19-12-00370 (разделы 2 и 3 статьи). ДБ благодарит Министерство науки и высше-

го образования РФ за поддержку в рамках Проекта № 075-15-2020-780 “Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет” (разделы 1 и 4 статьи).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. Hughes, M. Chaffin, E. Mierkiewicz, J. Deighan, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **124**, 10533 (2019).
2. *J. Deighan, S. K. Jain, M. S. Chaffin, X. Fang, et al.*, *Nature Astronomy* **2**, 802 (2018).
3. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J.-C. Gérard, and B. Hubert*, *Astronomy Reports* **63**, 835 (2019).
4. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and A. G. Zhilkin*, *Astronomy Reports* **65**, 203 (2021).
5. *J. S. Halekas, R. J. Lillis, D. L. Mitchell, T. E. Cravens, et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **42**, 8901 (2015).
6. *J. L. Fox and A. B. Hac*, *Icarus* **204**, 527 (2009).
7. *M. S. Chaffin, J. Y. Chaufray, D. Deighan, N. M. Schneider, et al.*, *J. Geophys. Res.: Planets*, **123**, 2192 (2018).
8. *J. S. Halekas*, *J. Geophys. Res.: Planets* **122**, 901, (2017).
9. *Z. Girazian and J. Halekas*, *J. Geophys. Res.: Planets* **126**, e066666 (2021).
10. *J.-C. Gérard, B. Hubert, B. Ritter, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo*, *Icarus* **321**, 266 (2019).
11. *X.-D. Wang, M. Alho, R. Jarvinen, E. Kallio, S. Barabash, and Y. Futaana*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **123**, 8730 (2018).

НАСЛЕДИЕ С. Б. ПИКЕЛЬНЕРА И СОВРЕМЕННАЯ АСТРОФИЗИКА

© 2021 г. Р. Е. Гершберг¹, *

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

*E-mail: gershberg@craocrimea.ru

Поступила в редакцию 27.01.2021 г.

После доработки 24.03.2021 г.

Принята к публикации 14.06.2021 г.

Дана небольшая биографическая справка о С.Б. Пикельнере, и кратко описаны его основные научные достижения. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Идеи С.Б. Пикельнера и С.А. Каплана и современная астрофизика” (ГАИШ МГУ, 8–12 февраля 2021 г.).

Ключевые слова: персоналии, С.Б. Пикельнер

DOI: 10.31857/S000462992110011X

Соломон Борисович Пикельнер родился 6 февраля 1921 г. в Баку. В 1932 г. после смерти отца его вдова Надежда Григорьевна со старшим сыном Монеи и младшим Левой переехала в Тулу. После окончания школы с отличием Моня без экзаменов поступил на механико-математический факультет Московского университета, определившись в группу астрономов. После окончания университета и аспирантуры под руководством И.С. Шкловского он полтора года работал в Астрофизической комиссии АН СССР, занимаясь пересылкой по советским обсерваториям астрономического оборудования, полученного по репарации из Германии. Это оборудование было упаковано в гряде ящиков на станции Сетунь под Москвой, и надо было проявить настойчивость и изобретательность, чтобы добиться предоставления вагонов и отправить их в разные обсерватории страны. С 1946 г. С.Б. Пикельнер – сотрудник Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Первое время он продолжал теоретические занятия физикой Солнца, начатые в аспирантуре, но быстро проникся уважением к наблюдениям Г.А. Шайна, который на сравнительно простых инструментах того времени получал интересные и далеко идущие результаты, связанные с открытием, морфологией и эволюцией газовых туманностей. Вскоре Г.А. Шайн приобщил к этим работам и Соломона Борисовича.

В 1959 г. С.Б. Пикельнер возвращается в Москву в качестве профессора кафедры астрофизики МГУ. Московский период был чрезвычайно плодотворным как в научной, так и в педагогической деятельности Соломона Борисовича. К сожалению, он оказался очень коротким: 19 ноября 1975 г. Соломон Борисович скончался на опера-

ционном столе, куда попал из-за запущенного аппендицита.

За неполных 30 лет активной жизни в науке С.Б. выполнил обширный ряд важных и, во многих случаях, фундаментальных исследований в различных областях астрофизики.

Не было, по-видимому, ни одного принципиально важного вопроса физики Солнца, который в той или иной мере не рассматривал бы С.Б. Пикельнер. Он построил теорию испарения солнечной короны и корректно оценил темп ее диссипации; десятилетие спустя она была заменена динамической концепцией солнечного ветра Е. Паркера. Совместно с И.С. Шкловским он разработал теорию теплового радиоизлучения солнечной короны, и предсказанное ими повышение яркости дециметрового излучения к краю диска вскоре было подтверждено наблюдениями. Совместно с М.А. Лившицем С.Б. Пикельнер развил представления о нагреве солнечной атмосферы ансамблем взаимодействующих волн. Он предсказал усиление магнитных полей к границам супергранул хромосферной сетки, что вскоре было подтверждено наблюдениями. Совместно с М.А. Лившицем и В.Н. Обридко он исследовал радиоизлучение и строение атмосферы над пятнами. Совместно со мной С.Б. предложил механизм формирования волокнистых структур в замагниченной турбулентной плазме. С М.А. Гинцбургом С.Б. развил теорию всплесков нестационарного радиоизлучения Солнца. С.Б. построил сифонную модель протуберанцев и развил представления о плазменной турбулентности в токовом слое вспышки. Совместно с Н.Д. Костюк он предложил первую газодинамическую модель солнеч-

ной вспышки как отклик на импульсный нагрев; эта модель получила самое широкое распространение в теории солнечных вспышек и стала исходной для теории вспышек звезд с активностью солнечного типа. С.Б. разработал МГД модели спикул, факелов, флоккулов, корональных конденсаций и хромосферных активных областей. Картина, созданная С.Б. Пикельнером, во многом помогла ориентироваться в новом материале, когда хлынули данные всеволновой астрофизики, находить место вновь открытым явлениям и давать им разумную физическую интерпретацию. Без разработанной им магнитогидродинамики солнечных образований невозможно представить себе современное состояние солнечной физики.

В области физики звезд и околозвездной среды основные полученные С.Б. Пикельнером результаты таковы. Он нашел простое соотношение для оценки корональных температур по массам и размерам звезд. С.Б. построил аналог теории зон Стремгрена для околозвездных областей с эмиссией гелия и предложил метод оценки температур очень горячих звезд. С.Б. Пикельнер совместно со мной выдвинул идею о физической идентичности активности Солнца и вспыхивающих красных карликовых звезд; в настоящее время эта концепция является общепринятой для всех звезд нижней части главной последовательности. После открытия П.В. Щегловым и мной сверхзвуковых истечений из горячих звезд, С.Б. построил теорию газодинамического взаимодействия сверхзвуковых звездных ветров и окружающей околозвездной среды. Опубликованная в небольшой заметке, эта работа С.Б. Пикельнера оказалась одной из наиболее цитируемых его работ и в течение десятилетий получила многочисленные приложения.

В области физики межзвездной среды и галактических структур С.Б. Пикельнеру принадлежит ряд фундаментальных результатов.

По снимкам, полученным на горе Кошка, С.Б. совместно с Г.А. Шайном и В.Ф. Газе провел фотометрические исследования диффузных туманностей Галактики: они установили двухквантовую природу непрерывного излучения эмиссионных туманностей, нашли, что температура возбуждающей звезды определяет, эмиссионная или отражательная структура окружает ее, и обнаружили наличие пыли как в отражательных, так и в эмиссионных объектах. С.Б. развил теорию флуктуаций яркости туманности в условиях колмогоровской турбулентности ее вещества. Позднее он с Г.А. Шайном и Р.Н. Ихсановым провел в КраО поляриметрическое исследование Крабовидной туманности, подтвердившее гипотезу И.С. Шкловского о синхротронной природе оптического излучения этого остатка вспышки сверхновой. С.Б. объяснил вековое ускорение во-

локон Крабовидной туманности давлением релятивистских частиц и магнитного поля. С.К.В. Бычковым С.Б. рассмотрел влияние флуктуаций плотности межзвездной среды на скорости остатков сверхновых. С.В.С. Стрельницким он предложил модель космических мазеров.

С.Б. ввел в эксплуатацию первый советский небулярный спектрограф, получил на нем первоклассные спектры волокнистых туманностей в Лебедь и впервые построил теорию свечения этих структур, развил теорию ударных волн в резко неравновесной межзвездной среде. Его исследования дали наблюдаемые относительные и абсолютные яркости ряда эмиссионных линий и тем самым заложили основу космической газодинамики. Исходя из изотропии космических лучей, С.Б. выдвинул идею о сплошной динамической межзвездной среде – галактическом гало – и совместно с И.С. Шкловским оценил в ее рамках характеристики межзвездных облаков и межоблачной среды. Рассмотрение эволюции магнитного поля в расширяющейся оболочке сверхновой привело С.Б. к выводу о возможной оценке напряженности магнитного поля по месту характера излома радиоспектра. Совместно с Л.П. Метик С.Б. обнаружил асимметрию скоростей межзвездных облаков вдоль и поперек спиральных рукавов Галактики и отнес этот эффект за счет магнитного поля в рукавах.

С.Б. Пикельнер выполнил цикл работ, заложивших основу современной концепции звездообразования. Во-первых, он провел расчет температурного режима межзвездного газа с учетом нагрева космическими лучами низких энергий в десятки эВ и с участием Я.Б. Зельдовича проанализировал формирование межзвездных облаков из-за тепловой неустойчивости и распада среды на две фазы. С.Б. рассмотрел процесс образования массивных газовых комплексов вблизи плоскости Галактики и показал возможность гравитационной конденсации газа в звезды внутри этих комплексов. Во-вторых, С.Б. рассмотрел спиральную волну в галактике как триггер процесса звездообразования и, в-третьих, связал существование дискретных очагов звездообразования, дающих характерный узор на спиральной структуре, с неустойчивостью Рэлея–Тейлора–Паркера.

Уже после кончины С.Б. была опубликована его работа с качественной картиной эволюции шаровых скоплений и их образовании при фрагментации протогалактик. Он привлек данные обилии изотопов тяжелых элементов для оценки возраста молодых галактик.

Кроме исследований в рамках перечисленных выше крупных направлений, С.Б. Пикельнер выполнил в соавторстве со многими коллегами работы и по другим разделам астрофизики: с О.Н. Митропольской и С.М. Полосковым – о за-

ряде и расширении хвоста кометы и о магнитном поле в нем; с К.К. Чуваевым — о вероятном механизме свечения ночного неба; с А.С. Дворяшиным — о структуре внезапного начала магнитной бури; с И.С. Шкловским и Г.С. Ивановым-Холодным — о механизме излучения дискретных галактических объектов в ультрафиолете; с В.Н. Цытовичем — об ускорении космических лучей низкой энергии в межзвездном газе; с Я.Б. Зельдовичем, Л.Б. Окуном и Л.А. Вайнштейном — о возможных проявлениях кварков в астрофизических объектах.

Интересы С.Б. охватывали практически все разделы астрофизики, от красного пятна Юпитера и свечения ночного неба Земли до активности ядер галактик. С.Б. был одним из первых, кто осознал принципиальное значение магнитной газодинамики и физики плазмы для понимания природы явлений в межзвездной среде, в галактиках и в атмосферах Солнца и звезд. В этом преобразовании теоретической астрофизики из науки преимущественно о переносе излучения в науку, пронизанную физическими представлениями о процессах в плазме, не оценим вклад С.Б. Весьма велика его заслуга в подъеме теоретической астрофизики в нашей стране в 1960–1970-е годы.

В конце декабря 2020 г. в ИКИ РАН состоялась конференция, посвященная первым 500 суткам успешной работы российско-германского космического аппарата Спектр-Рентген-Гамма. Среди многих интересных результатов, полученных командой Р.А. Сюняева, особый интерес у меня вызвали данные по галактическим гало и рентгеновому свечению остатков сверхновых. Но ни один из докладчиков этих сообщений не упомянул имени Пикельнера, хотя С.Б. открыл галактическое гало “на кончике пера” и предложил модель расширяющейся оболочки для остатков сверхновых, которую непосредственно и увидел аппарат СРГ. Меня это не огорчило, а напомнило ситуацию, до некоторой степени сходную со ссылками на Исаака Ньютона: в многочисленных исследованиях по гравитации не принято ссылаться на имя этого гения, открывшего закон всемирного тяготения.

Соломон Борисович Пикельнер скончался в 54 года в расцвете творческих сил. Действительно, уже после его кончины вышли из печати полдюжины его научных статей и были опубликованы четыре фундаментальные монографии с его решающим участием. За месяц до кончины С.Б. выступил на Методическом семинаре ГАИШ с фундаментальным докладом “Научное открытие и его восприятие”. И все это, естественно, не прекращая чтения лекций, бесчисленных консультаций для студентов, аспирантов, соискателей и докторантов, напряженной работы в редакции Астрономического журнала, в значительной сте-

пени определившей лицо этого главного астрономического издания страны.

Как вспоминали бывшие студенты С.Б., лекции он читал быстро и очень насыщенно. Их отличала глубокая физичность изложения, так что каждый результат обсуждался с качественной стороны, хотя, конечно, давалась и количественная теория. Целый ряд вопросов, рассматривавшихся С.Б. в лекциях, можно было непосредственно использовать в дипломных работах и в начале самостоятельной научной деятельности. Иначе говоря, лекции С.Б. вплотную подводили слушателей к современным астрофизическим проблемам. Соломон Борисович привил нам искреннюю веру в познаваемость происходящих в космосе явлений.

Учениками Соломона Борисовича считали себя многие зарубежные астрофизики: к нему на длительную стажировку или в аспирантуру приезжало немало иностранцев. Среди них поляк Ежи Якимец, венгр Миклош Марик, немец Клаус Йокерс, вьетнамцы Нгуен Нган и Лыу Ван Лыонг, австралиец Харви Бутчер.

Научных консультаций С.Б. давал очень много и делал это охотно. В значительной степени это было образом его жизни. Он считал это столь естественным, что собеседник, даже совсем молодой, не чувствовал себя неудобно, никогда не ощущал, что ему делают одолжение. Своей доброжелательностью, справедливостью он во многом способствовал установлению морального климата, при котором сотрудничество и взаимопомощь являются естественными.

Вклад С.Б. в науку не ограничивался только теми работами, в которых он непосредственно принимал участие. На различных симпозиумах, конференциях и семинарах его мнение часто оказывалось решающим и меняло ход дискуссии. В целом ряде случаев он понимал излагаемые соображения глубже и более разносторонне, нежели сам автор. При многочисленных обсуждениях С.Б. щедро делился идеями, указывал иные стороны и следствия из рассматриваемого эффекта. При обсуждении или неоднократном рецензировании работы он, видя в ней рациональное зерно, не щадя своих сил и времени, помогал довести дело до конца, отбросить лишнее, выявить наблюдательные следствия.

Не одни только блестящие научные идеи Соломона Борисовича останутся в памяти его учеников и коллег. Человек высочайших моральных принципов, С.Б. Пикельнер был мерилем подлинной совести для тех, кто его знал, эталоном нравственности и высоких этических норм научного работника. Исключительные человеческие качества, научная бескомпромиссность в сочетании с готовностью поддержать любое разумное начинание способствовали установлению при

общении с С.Б. Пикельнером духа истинного служения науке. Открытый, с легко ранимой душой, и при этом бесконечно мягкий и добрый, всегда готовый помочь всем, кто искал его совета, необыкновенно доброжелательный и вместе с тем твердый и принципиальный, когда дело касалось научной истины.

Так работал и жил в середине минувшего века выдающийся ученый и замечательный человек Соломон Борисович Пикельнер. Его основные публикации собраны в книге [1], подготовленной в КРАО, а в ранее изданной книге [2], подготовленной М.М. Кацовой и К.В. Бычковым, даны

описания многих публикаций С.Б., полная библиография его трудов и воспоминания его учеников о своем Учителе. Оба эти издания были использованы мной при подготовке настоящего выступления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *С. Б. Пикельнер, Избранные труды* (Москва, Физматлит, 2016, 586 с.).
2. *Н. Г. Бочкарев, Р. Е. Гершберг, М. А. Лившиц, Идеи С.Б. Пикельнера в контексте современной астрофизики* (Москва, Космосинформ, 2014, 136 с.).

АНАЛИЗ ЭРУПТИВНОГО СОБЫТИЯ ПОСЛЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 7 ИЮНЯ 2011 ГОДА

© 2021 г. Ю. А. Купряков^{1, 2, *}, А. Б. Горшков², П. Котрч¹, Л. К. Кашапова³

¹ *Астрономический институт АН ЧР, Ондржейов, Чешская республика*

² *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

³ *Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

*E-mail: kupry@asu.cas.cz

Поступила в редакцию 27.01.2021 г.

После доработки 16.05.2021 г.

Принята к публикации 14.06.2021 г.

Мы представляем результаты анализа данных наблюдений эруптивного события 7 июня 2011 г., полученных как на космических аппаратах (SDO, LASCO), так и с помощью наземных солнечных инструментов. Эруптивное событие характеризовалось замедлением движения фронта ударной волны в первые минуты развития с 1150 км/с до 710 км/с. По данным LASCO скорость коронального выброса массы (КВМ) на временных масштабах более часа не превышала 285 км/с. Согласно спектральным наблюдениям наземного инструмента лучевые скорости наиболее быстрых деталей взрывающегося протуберанца оказались заключены между –200 км/с и 190 км/с. Особое внимание было уделено исследованию физических характеристик блоба – отдельной капли коронального дождя, которым сопровождалось данное событие. Скорость блоба по лучу зрения за 5 мин увеличилась с 207 км/с до 263 км/с, диаметр составил 5900 км, массу мы оценили в 1.8×10^{12} г, для температуры и турбулентной скорости были получены значения 7880 К и $V_{\text{turb}} = 18.7$ км/с соответственно. Отметим, что обнаружение и измерение скоростей было ограничено возможностями узкополосных фильтров и небольшим диапазоном длин волн в большинстве солнечных приборов. Статья основана на докладе, сделанном на конференции “Идеи С.Б. Пикельнера и С.А. Каплана и современная астрофизика” (ГАИШ МГУ, 8–12 февраля 2021 г.).

Ключевые слова: солнечная вспышка, протуберанец, корональный дождь, корональный выброс массы

DOI: 10.31857/S0004629921100194

1. ВВЕДЕНИЕ

Эруптивные процессы в солнечной атмосфере состоят из явлений различных пространственных и энергетических масштабов от мощных корональных выбросов массы (КВМ) до блобов – компактных фрагментов вещества выброса, упавших обратно в хромосферу.

7 июня 2011 г. в активной области NOAA 11226 произошел выброс волокна, сопровождавшийся вспышкой класса M2.5 и мощным корональным выбросом массы. Часть выброшенного плотного вещества улетела в межпланетное пространство, в то время как другая часть, раздробившись, упала обратно в хромосферу. Событие наблюдалось инструментами космических аппаратов (SDO, STEREO и др.) и привлекло внимание большого количества исследователей своей мощной энергетикой, динамикой и разнообразием наблюдаемых процессов.

В работе [1] рассмотрено формирование блобов вследствие неустойчивости Рэлея-Тейлора в плотном веществе коронального выброса, движущемся через разреженную корону. Reale и др. (2013) работы [2] исследовали удары блобов по хромосфере. В данной работе скорость блобов во время удара оценивается в 400 км/с, а концентрация вещества в них – в 5×10^{10} см⁻³. В последующей работе [3] Reale и др., (2014) определили траектории изученных блобов как параболические, их скорость в момент удара – от 300 до 450 км/с, размеры – от 2000 до 4000 км. Было отмечено, что блобы падали в хромосферу двумя последовательными потоками, и блобы второго потока взаимодействовали с волнами от ударов, вызванных блобами первого потока. Innes с соавт. (2016) работы [4] изучили 16 выбранных блобов. Оценки их масс заключены в диапазоне $1-4 \times 10^{12}$ г, концентрация вещества – около 5×10^9 см⁻³, скорости в момент удара – 230–450 км/с. Скорость подъема

волны от ударов первого потока блобов оценена в 100 км/с. Dolei и др. (2014) работы [5] исследовали торможение блобов в короне. Они изучили трехмерные траектории трех блобов размером порядка 700 км, а также получили оценки температуры их вещества — порядка 20000 К. В работе [6] изучалось выделение энергии при падении остатков волокна. Скорости блобов перед ударом были оценены в 150–300 км/с. Авторы получили значения кинетической энергии блобов в момент падения в диапазоне 7.6×10^{26} – 5.8×10^{27} эрг, а энергии ударов, выделенной в виде излучения, — 1.9×10^{25} – 2.5×10^{26} эрг. Наконец, в работе [7] анализировалась эволюция динамики и плотности блобов. В данной работе размеры блобов оценены в 10–20 угловых секунд (7–14 тыс. км), концентрация вещества — в 10^{10} см⁻³, масса — порядка 3×10^{13} г.

Как видим, полученные разными группами исследователей значения размеров блобов, их скоростей, масс и концентрации вещества в них довольно сильно варьируются, а оценки температуры встречаются исключительно редко.

Yardly с соавт. (2016) работы [8] изучили эволюцию NOAA 11226 и процесс формирования крупного волокна в ней. В работе [9] исследовалась динамика событий в кратком (порядка 10 мин) диапазоне времени между началом подъема волокна и импульсивной фазой вспышки. Формирование EUV-волны от расширяющегося коронального выброса рассмотрено в работе [10]. Отмечено, что за первые 7 мин скорость выброса выросла со 100 до 450 км/с.

Цель данной работы — наряду со спутниковыми данными (SDO, LASCO) провести анализ наблюдений, полученных на спектрографе горизонтального солнечного телескопа (HSFA) и многоканальном вспышечном спектрографе (MFS) Астрономического института Чешской академии наук в линиях H α водорода и H ионизованного кальция и получить независимые оценки кинематических характеристик движения коронального выброса массы, а также скорости движения блоба и физических характеристик вещества в нем.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Данная работа посвящена анализу спектроскопических наблюдений выброса волокна 7 июня 2011 г., полученных двумя наземными спектрографами: Multichannel Flare Spectrograph (MFS) и Horizontal-Sonnen-Forschungs-Anlage 2 (HSFA-2) обсерватории Ondřejov (Астрономический институт Чешской академии наук). Описание этих приборов приведено в статьях [11–13]. Кроме того, мы использовали данные с космических телескопов SDO и LASCO. Событие, кото-

рое мы рассматриваем, характеризуется внезапной эрупцией волокна на фоне вспышки класса M2.5, произошедшей в 06:24:15 UT. Затем наблюдалось явление “коронального дождя” и КВМ.

2.1. Определение скорости фронта EUV-волны от вспышки

Скорость распространения EUV-волны была оценена с использованием наблюдений SDO AIA в линии 335 Å Fe XVI. Чтобы определить положение фронта EUV-волны от вспышки, мы произвели вычитание изображений для выбранных моментов развития вспышки. Базовым было выбрано изображение, соответствующее моменту 06:22:39 UT. Оно вычиталось из восьми последующих изображений, полученных с интервалом 60 с (рис. 1). Таким образом, были получены контрастные изображения фронта ударной волны, соответствующие восьми последовательным моментам времени. Мы измерили изменение диаметра этого фронта с течением времени и определили профиль скорости распространения ударной волны в картинной плоскости (рис. 2).

График показывает, что за промежуток времени от первой до девятой минуты после вспышки скорость фронта ударной волны снизилась с 1150 до 710 км/с.

2.2. Определение скорости выброса протуберанца по наземным наблюдениям

Изображения фильтрограммы с положением щели спектрографа (slit-jaw, далее SJ) и спектра в линии H α , полученные на MFS в 06:40:32 UT, представлены на рис. 3. На SJ снимке вертикальная линия соответствует положению щели спектрографа. Две горизонтальные нити определяют масштаб изображения. Пространственное и временное разрешения составляют 0.3”–0.5” и 30 с соответственно.

Всего для обработки было выбрано 33 спектра взрывающегося протуберанца в линии H α для 22 моментов времени в интервале 06:40–07:40 UT. В каждом спектре выбиралась деталь протуберанца с максимальным отклонением центра линии — как в красную, так и в синюю области спектра. По этим отклонениям были вычислены скорости данных деталей по лучу зрения (рис. 4). Их максимальные значения оказались 190 км/с (смещение в красную область спектра) и –200 км/с (смещение в синюю область спектра).

Если проанализировать изменение со временем лучевой скорости таких “самых быстрых” деталей протуберанца, можно оценить максимальное ускорение (по лучу зрения), с которым этот протуберанец движется. Для красного смещения это ускорение составляет 0.124 км/с², для сине-

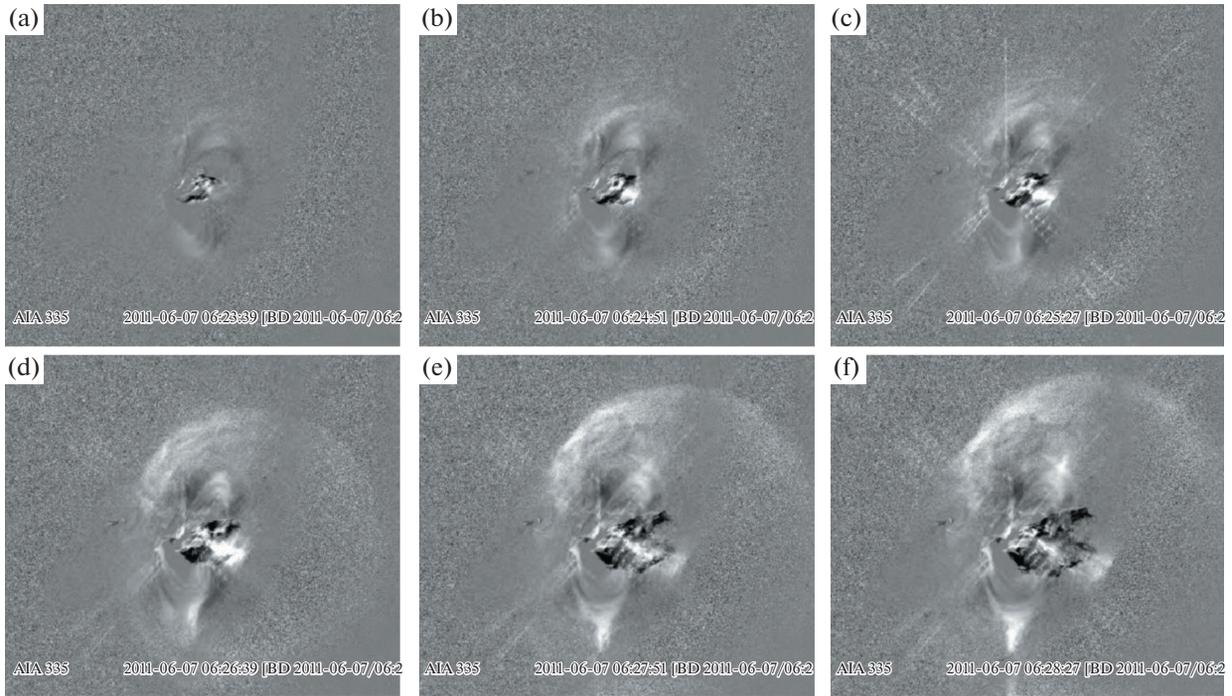


Рис. 1. Распространение фронта ударной волны после вспышки. Приведены результаты вычитания изображений SDO AIA в линии 335 Å Fe XVI для следующих моментов времени: а) 06:23:39–06:22:39; б) 06:24:39–06:22:39; в) 06:25:39–06:22:39; д) 06:26:39–06:22:39; е) 06:27:39–06:22:39; ф) 06:28:39–06:22:39.

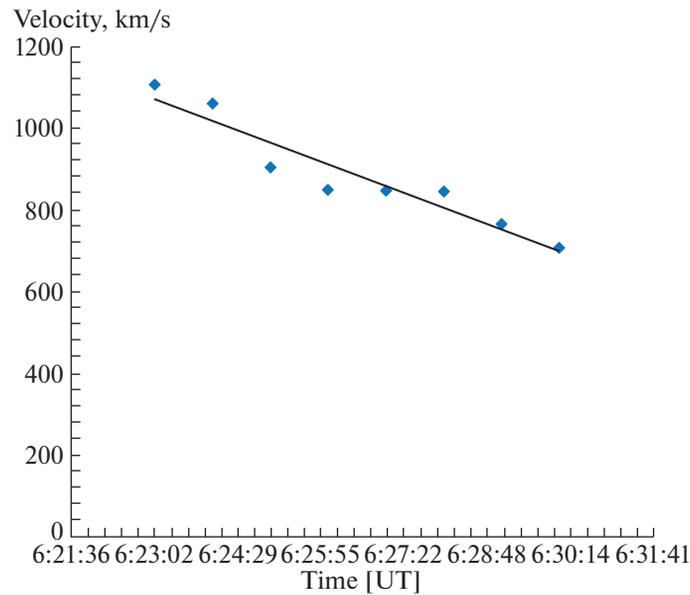


Рис. 2. Скорость движения фронта волны по снимкам в линии 335 Å из рис. 1.

го — -0.032 км/с^2 . Отметим, что эти величины заметно меньше ускорения свободного падения на Солнце 0.265 км/с^2 . Таким образом, можно предположить наличие механизма, замедляющего падение вещества взорвавшегося протуберанца на хромосферу.

2.3. Определение скорости выброса протуберанца по спутниковым наблюдениям

Используя данные космического аппарата LASCO (инструменты C2, C3), мы определили изменение положения верхней границы улетаю-

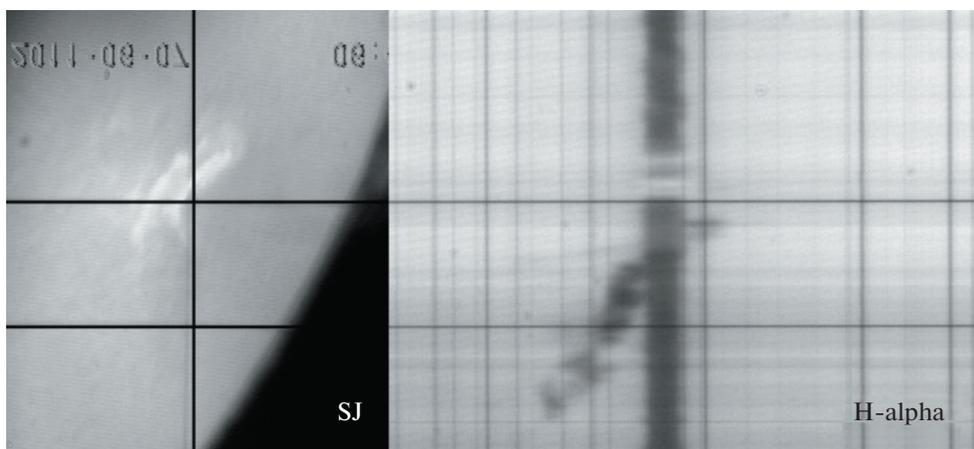


Рис. 3. Изображение фильтограммы SJ и спектра в линии $H\alpha$ на момент 06:40:32 UT (спектрограф MFS). Длина волны в спектре возрастает слева направо.

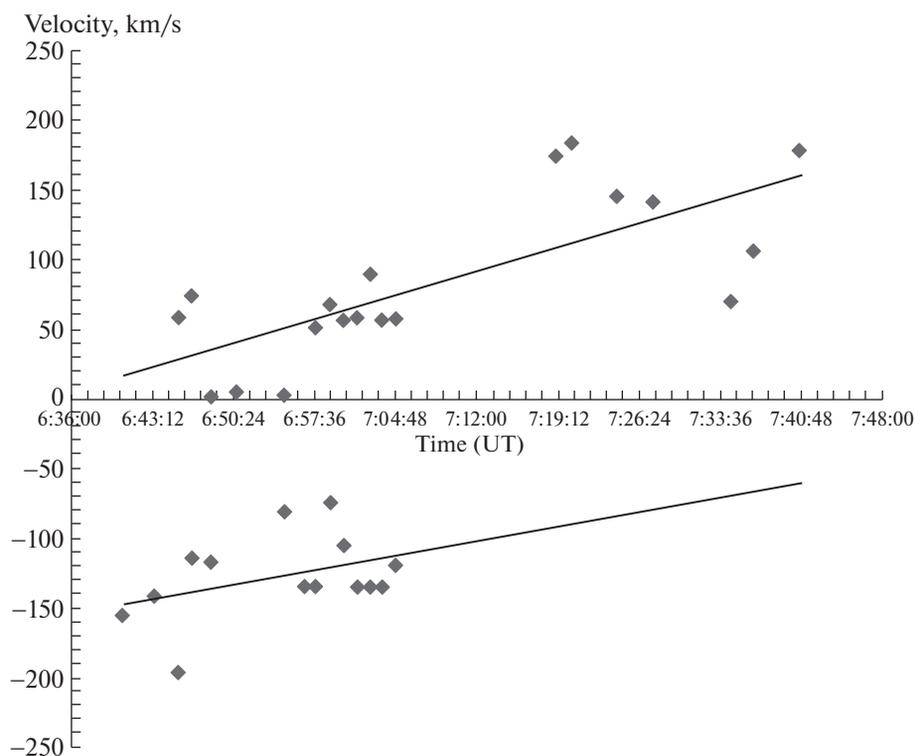


Рис. 4. График максимальных скоростей деталей протуберанца, полученных по смещению линии $H\alpha$ в спектрах MFS. Положительные значения – красное смещение, отрицательные – синее смещение.

щего протуберанца или КВМ с течением времени в интервале 08:17–13:21 UT (по данным С2 – в интервале 08:17–09:21 UT, по данным С3 – в интервале 10:01–13:21 UT). По этим данным был построен график скорости коронального выброса (см. рис. 5). На графике можно выделить две фазы движения коронального выброса. В первой вещество движется ускоренно, его скорость за 64 мин

выросла с 252 км/с до 281 км/с. Во второй скорость вещества практически не меняется и составляет 285 км/с. Разброс значений скорости в интервале 10:01–10:30 UT можно объяснить малым масштабом изображения С3 и, следовательно, большой погрешностью определения смещения границы КВМ при малых удалениях от диска Солнца.

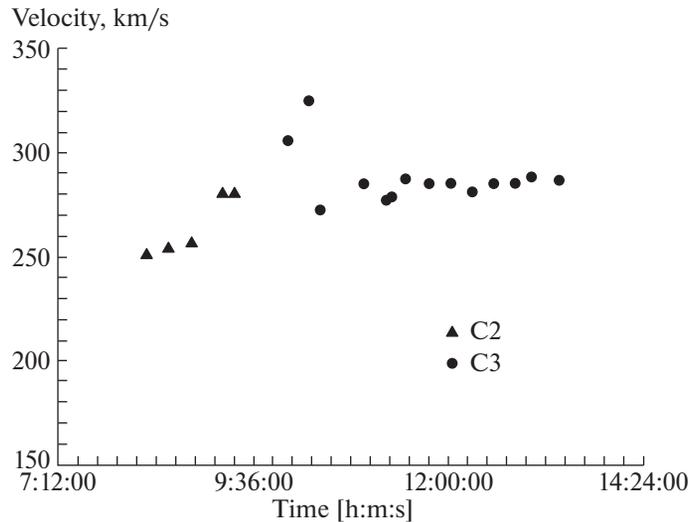


Рис. 5. Результаты измерения скоростей в CME по данным LASCO C2 и C3 в интервале 07:46–13:12 UT. Треугольниками обозначены данные C2, кружками – данные C3. На графике C3 заметно постоянство скорости выброса после момента 11:17:36 UT.

2.4. Определение профиля скорости падающего фрагмента волокна (блоба) по спектральным наземным наблюдениям

Одновременно с наблюдениями на MFS в обсерватории Ondřejov проводились наблюдения на HSFA-2. Этот спектрограф позволяет получать спектры в линиях H_{α} , H_{β} , Ca II (H или K), Ca IR 8542 Å, D3 с высоким пространственным и временным разрешением. На этом инструменте в диапазоне времени 07:47–08:30 UT были получены 563 спектра области вспышки в линиях H_{α} , H_{β} , H Ca II, Ca IR 8542 Å и D3. На поздних стадиях развития выброса волокна в 111 спектрах H_{α} и H Ca II удалось обнаружить отдельные элементы коронального дождя – блобы (см. рис. 6). В спектре линии H_{β} также видны следы блоба, но низкий уровень сигнал/шум не позволил использовать эти данные. В линиях Ca IR 8542 Å и D3 следы блоба обнаружены не были.

По доплеровскому смещению линии H_{α} в спектрах блоба мы определили профиль скорости (по лучу зрения) падающего фрагмента протуберанца в интервале времени 08:01–08:06 UT (рис. 7). Из графика следует, что скорость падения блоба за 5 мин линейно возросла с 207 км/с до 263 км/с.

2.5. Определение физических параметров фрагмента падающей плазмы (блоба)

Зная масштаб изображения на снимках SJ и в спектрах H Ca II и H_{α} , мы оценили размеры и массу блоба для момента наблюдения 08:06:14 UT: $d = 5900$ км, $m = 1.8 \times 10^{12}$ г. Для определения массы мы использовали оценку концентрации веще-

ства в волокне 10^{10} см⁻³ и предположение о сферичности блоба.

После фотометрической обработки спектров (рис. 8) мы получили профили спектральных линий H Ca II и H_{α} (рис. 9), соответствующие поглощению излучения в blob. Линия H_{α} и центральная часть линии H CaII хорошо аппроксимируются гауссовскими профилями. Этот факт говорит о небольшой оптической толщине вещества блоба. Измеренные доплеровские полуширины линий составили: $\Delta\lambda_{D H_{\alpha}} = 0.480$ Å, $\Delta\lambda_{D CaII H} = 0.249$ Å. Ввиду компактности объекта и его малой оптической толщины в исследуемых линиях можно допустить, что поглощение в H Ca II и H_{α} локализовано в одном месте. Предполагая доплеровское уширение линий результатом совокупности теплового движения поглощающих атомов и микротурбулентности в веществе блоба, получаем соответствующие значения температуры и турбулентной скорости:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + V_{turb}^2},$$

$$T = 7880 \text{ K}, \quad V_{turb} = 18.7 \text{ км/с.}$$

При точности определения доплеровской ширины линий 0.005 Å погрешность вычисления температуры составляет 1500 K, а скорости микротурбулентности – 0.4 км/с. Основной вклад вносит погрешность определения доплеровской ширины линии H CaII. Как видим, температура более чувствительна к погрешности, чем V_{turb} .

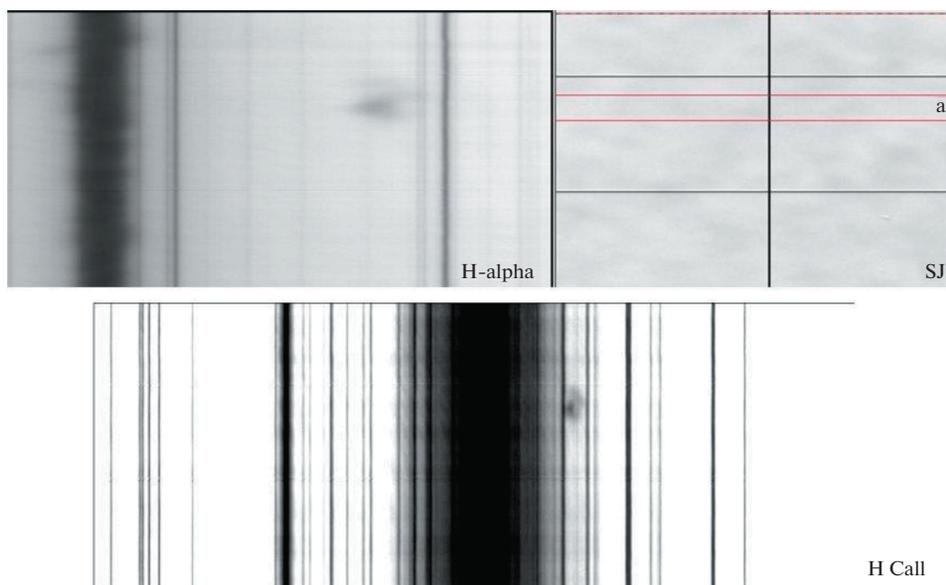


Рис. 6. Пример данных наблюдений на спектрографе HSFA-2. Момент времени 08:06:14 UT. На снимке показаны: спектр в линии H_{α} , фильтограмма хромосферы в линии H_{α} с положением щели спектрографа (SJ), спектр в линии H CaII. Темное образование в спектрах соответствует падающему фрагменту протуберанца – blob. Область фотометрического разреза отмечена как (a) на изображении SJ.

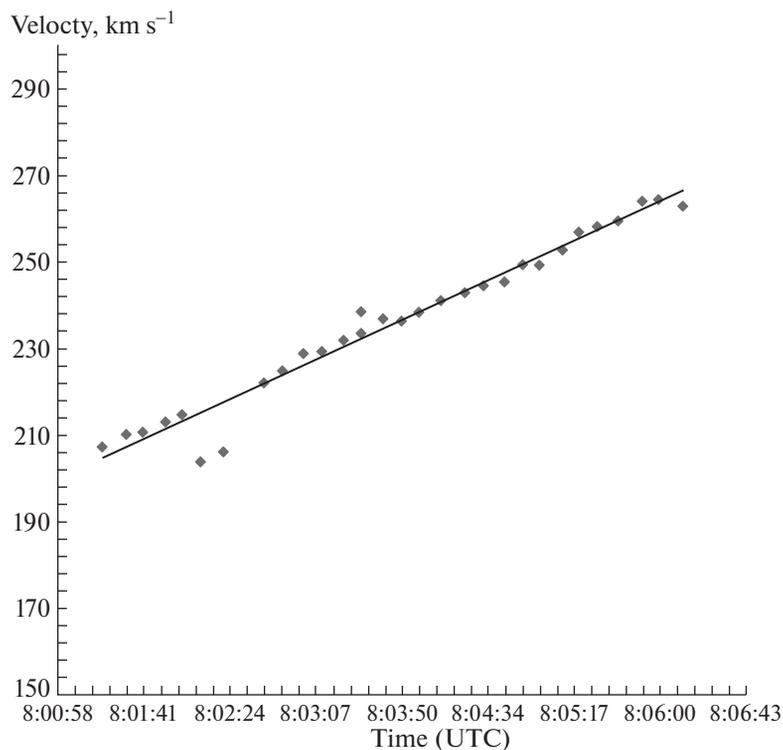


Рис. 7. Измеренные скорости падения blob по смещению линии H_{α} в спектрах HSFA-2 в интервале 08:01–08:06 UT.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Нами было проведено исследование параметров бловов, компактных фрагментов вещества

выброса, упавших обратно в хромосферу, наблюдавшихся во время выброса волокна 7 июня 2011 г. Исследования скорости распространения ударной волны по наблюдениям в линии 335 \AA

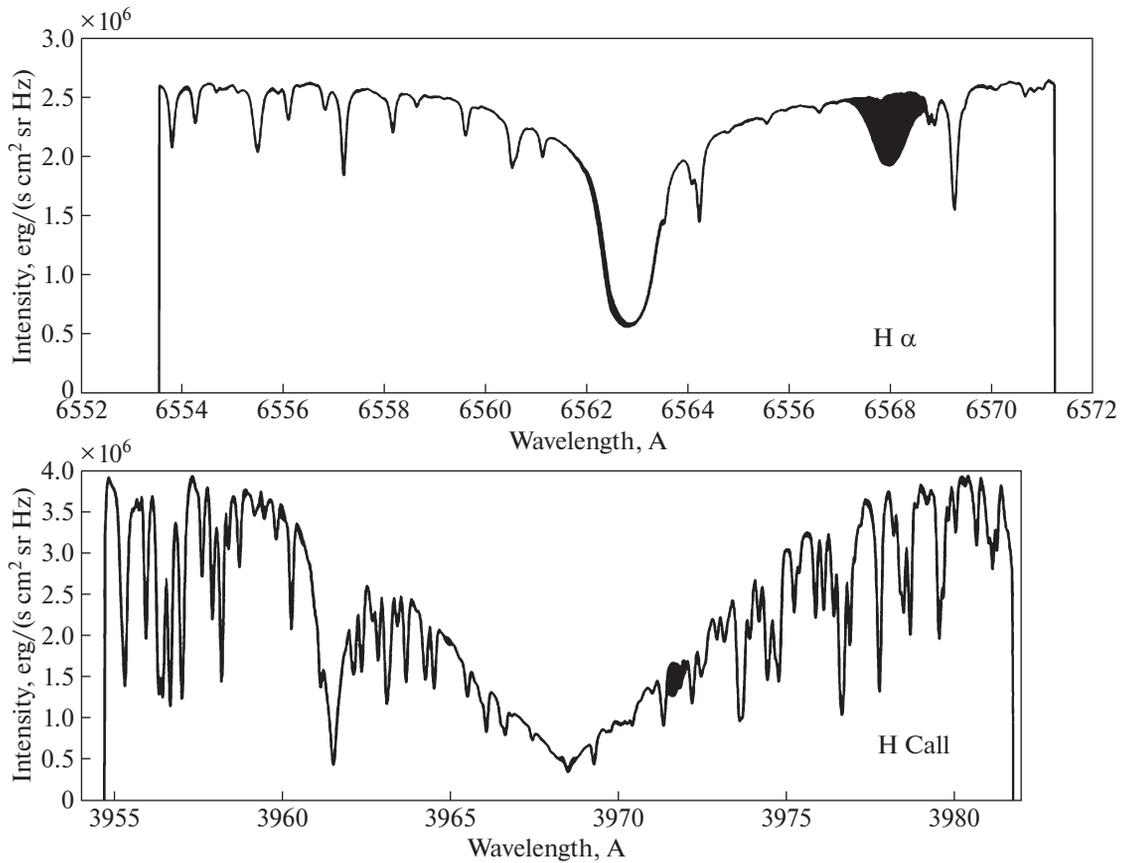


Рис. 8. Профили линий H_{α} и $H Ca II$ в падающем фрагменте протуберанца и соседнем участке хромосферы. Темным цветом отмечено поглощение в blob.

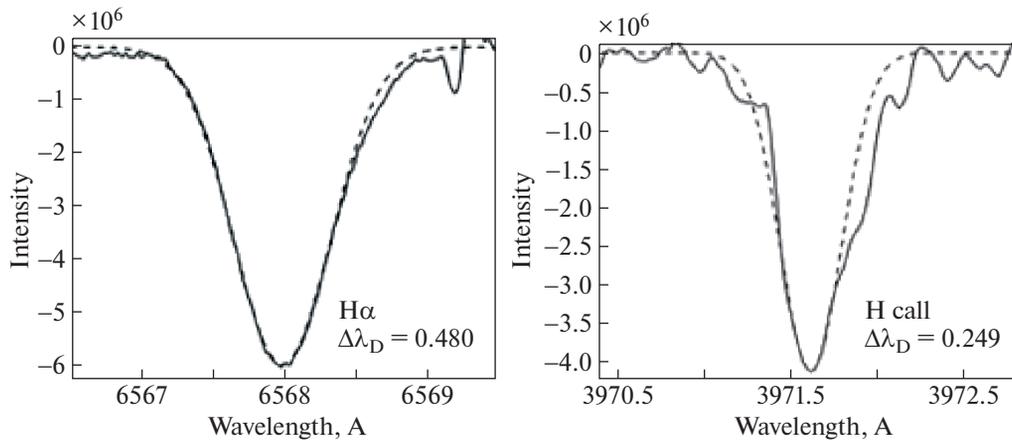


Рис. 9. Профили линий H_{α} и $H Ca II$, соответствующие поглощению в blob (сплошные линии), и их аппроксимация гауссовыми кривыми (штриховые линии).

показали наличие замедления движения КВМ. Это же было подтверждено независимыми наземными наблюдениями в линии H_{α} , которые указали на то, что ускорение выбрасываемого волокна

(в красном крыле линии) было значительно меньше ускорения свободного падения. Заметим, что нами было обнаружено, что ускорение в синем крыле также было значительно меньше уско-

рения свободного падения, что указывает на то, что падение вещества в хромосферу определялось не только силой притяжения.

Определенная нами по оптическим наземным наблюдениям скорость падения блоба (207–263 км/с) хорошо согласуется с оценками других авторов (Gilbert и др., 2013, Reale и др., 2014, Innes и др., 2016,) [3, 4, 6], полученными по данным космических аппаратов: от 150 до 450 км/с. Следует отметить, что современные солнечные спектрографы и фильтры не могут обнаружить большие скорости в эруптивных событиях из-за ограниченного диапазона длин волн в инструментах с высоким спектральным разрешением. Возможные большие скорости в хромосферных линиях в импульсной фазе вспышки и до нее могли существовать, но не могли быть измерены. Однако в данном случае скорости движения эруптировавшего вещества на более поздних стадиях эволюции, измеренные как наземными спектрографами, так и по данным коронографа LASCO, совпадают. Это и согласие с результатами других авторов дает нам основание в правильности проведенных оценок.

Размер блоба, определенный нами по спектру в Н α , составил 5900 км. Это заметно больше оценки, полученной в работе [5] – 700 км, но хорошо согласуется с результатами [3] – от 2000 до 4000 км – и [7] – 7–14 тыс. км. Принятая нами оценка концентрации вещества блоба 10^{10} см $^{-3}$ также находится в согласии с оценками других авторов (Reale и др., 2013, Carlyle и др., 2014, Innes и др., 2016) [2, 4, 7]. Поэтому можно предположить, что наша оценка массы блоба в 1.8×10^{12} г вполне обоснована. Полученные по независимым наблюдениям физические параметры вещества блоба: температура 7880 К и турбулентная скорость 18.7 км/с – вполне соответствуют характерным параметрам вещества волокон [14]. Это указывает на происхождение блоба, а также на то, что одной из возможных причин “медленного” падения блоба могла быть его связь со структурой магнитного поля волокна, которая не была полностью разрушена во время эрупции.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллективы Solar Dynamic Observatory (SDO) и Ondrejov Observatory за предоставленную возможность использования данных.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Л.К. Кашаповой выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. E. Innes, R. H. Cameron, L. Fletcher, B. Inhester, and S. K. Solanki, *Astron. and Astrophys.* **540**, L10 (2012).
2. F. Reale, S. Orlando, P. Testa, G. Peres, E. Landi, and C. J. Schrijver, *Science* **343**, 251 (2013).
3. F. Reale, S. Orlando, P. Testa, E. Landi, and C. J. Schrijver, *Astrophys. J. Lett.* **797**, L5 (2014).
4. D. E. Innes, P. Heinrich, B. Inhester, L.-J. Guo, *Astron. and Astrophys.* **592**, A17 (2016).
5. S. Dolei, A. Bemporad, and D. Spadaro, *Astron. and Astrophys.* **562**, A74 (2014).
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321041>
6. H. R. Gilbert, A. R. Inglis, M. L. Mays, L. Ofman, B. J. Thompson, and C. A. Young, *Astrophys. J. Lett.* **776**, L12 (2013).
7. J. Carlyle, D. R. Williams, L. van Driel-Gesztelyi, D. Innes, A. Hillier, and S. Matthews, *Astrophys. J.* **782**, 87 (2014).
8. S. L. Yardley, L. M. Green, D. R. Williams, L. van Driel-Gesztelyi, G. Valori, and S. Dacie, *Astrophys. J.* **827**, 151 (2016).
9. M. Karlicky, J. Kasparova, and R. Sych, *Astrophys. J.* **888**, 18 (2020).
10. X. Cheng, J. Zhang, O. Olmedo, A. Vourlidas, M. D. Ding, and Y. Liu, *Astrophys. J. Lett.* **745**, L5 (2012).
11. P. Kotrč, P. Heinzel, and M. Knižek, *JOSO Annual Report*, p. 114 (1992).
12. P. Kotrč, E. V. Kononovich, Yu. A. Kupryakov, *Astron. and Astrophys. Trans.* **26**, 267 (2007).
13. P. Kotrč, *Cent. Eur. Astrophys. Bull.* **1**, 1 (2008).
14. P. Schwartz, P. Heinzel, P. Kotrč, F. Fárnik, Yu. A. Kupryakov, E. E. De Luca, and L. Golub, *Astron. and Astrophys.* **574**, A62 (2015).