

ISSN 0004-6299

Том 100, Номер 2

Февраль 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 100, номер 2, 2023

Устранение хаббловского несоответствия при наличии взаимосвязи темной энергии и материи в современной Вселенной

Г. С. Бисноватый-Коган, А. М. Никишин 133

О возможности наблюдения окиси азота на экзопланетах земного типа с помощью обсерватории WSO-UV (Спектр-УФ)

Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало 144

Спектры нейтрино магниторотационных сверхновых и наблюдения с помощью телескопов большого объема

В. Н. Кондратьев, С. Кэрубини 166

Влияние эксцентриситета орбиты планеты на значения коэффициентов потемнения к краю затмеваемой звезды

Е. В. Бекесов, А. М. Черепашук 173

О проблемах обнаружения быстрых радиовсплесков на БСА ФИАН

Е. А. Брылякова, С. А. Тюльбашев 186

Поиск пульсаров в площадке с координатами $3^{\text{h}} < \alpha < 4^{\text{h}}$ и $+21^{\circ} < \delta < +42^{\circ}$

С. А. Тюльбашев, Г. Э. Тюльбашева 196

Об эволюции углов между магнитным моментом и осью вращения в радиопульсарах

И. Ф. Малов, О. И. Малов 206

УСТРАНЕНИЕ ХАББЛОВСКОГО НЕСООТВЕТСТВИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ВЗАИМОСВЯЗИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ И МАТЕРИИ В СОВРЕМЕННОЙ ВСЕЛЕННОЙ

© 2023 г. Г. С. Бисноватый-Коган^{1,*}, А. М. Никишин^{2,**}

¹ Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

² Московский инженерно-физический институт (МИФИ), Москва, Россия

*E-mail: gkogan@iki.rssi.ru

**E-mail: nikishin-5@yandex.ru

Поступила в редакцию 31.08.2022 г.

После доработки 14.11.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

В современной космологии принято, что скалярное поле, ответственное за инфляционную стадию ранней Вселенной, полностью превращается в вещество. Предполагается, что ускоренное расширение в настоящее время управляется темной энергией (DE), которая, по всей вероятности, определяется космологической постоянной Эйнштейна, не связанной со скалярным полем, ответственным за инфляцию. Мы рассматриваем здесь космологическую модель, в которой DE может иметь в настоящее время два компонента, один из которых – постоянная Эйнштейна (Λ), а другой, меньший переменный компонент DEV (Δ_V), связан с остатком скалярного поля, вызвавшего инфляцию, после того, как основная часть скалярного поля превратилась в вещество. Мы рассматриваем здесь только стадии эволюции Вселенной после рекомбинации ($z \lesssim 1100$), где DM – преобладающий компонент вещества. Предполагается, что превращение скалярного поля в вещество продолжается в настоящее время и сопровождается обратным процессом превращения DM в скалярное поле. Рассматривается связь между DM и DEV, которая приводит к линейному соотношению между плотностями энергии этих компонентов после рекомбинации $\rho_{DM} = \alpha \rho_{DEV}$. Рассматриваются также варианты с зависимостью от красного смещения z коэффициента $\alpha(z)$. Одна из возникших в современной космологии проблем, получившая название Hubble Tension (HT) – Несоответствие Хаббла, состоит в расхождении значений постоянной Хаббла в настоящее время (H_0), измеренных по наблюдениям Вселенной на малых красных смещениях ($z \lesssim 1$) и по наблюдениям флуктуаций реликтового излучения во Вселенной при больших красных смещениях ($z \approx 1100$). В рассматриваемой модели это несоответствие может быть объяснено отклонением существующей космологической модели от использованной общепринятой Λ CDM модели плоской Вселенной действием добавочного компонента темной энергии DEV на стадиях после рекомбинации. В рамках этой расширенной модели мы рассматриваем различные функции $\alpha(z)$, которые могут устранить HT. Чтобы поддерживать близким к постоянному соотношение плотностей энергии DEV и DM на протяжении интервала $0 \leq z \lesssim 1100$, необходимо допустить существование широкого спектра масс частиц темной материи.

Ключевые слова: космология, темная энергия, Несоответствие Хаббла

DOI: 10.31857/S0004629923020032, **EDN:** CJENUQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Закон Хаббла $v = Hr$ является одним из важнейших законов космологии, задающим скорость разбегания космических объектов v в зависимости от расстояния между ними r . Измерение параметра H_0 в настоящую эпоху является весьма трудной и нетривиальной задачей, которой многие годы занимаются различные научные группы. Скорость разбегания определяется по красному

смещению линий, наблюдаемых в спектрах улетающих галактик, но наибольшая трудность состоит в измерениях расстояний до них. При этом используется метод “лестницы расстояний” (cosmic distance ladder), в котором используются все более яркие стандартные свечи – объекты с известной светимостью. Этот метод позволяет измерить расстояния до относительно близких объектов (в пределах тысячи парсек), и не свободен от систематических ошибок, связанных с неиз-

бежным разбросом светимостей используемых стандартных свечей. Использование разных ступеней в этой лестнице разными группами привело в 1972–1974 гг. к существенному расхождению значений H_0 : от ~ 50 км/с/Мпс группой Сэн-деджа-Таммана до ~ 100 км/с/Мпс группой Вокулера [1]. Со временем измерения H_0 на красных смещениях $\lesssim 1$ были существенно улучшены благодаря созданию больших телескопов, включая измерения на телескопах миссии Хаббла, что позволило ограничить интервал значений до $H_0 \approx 72\text{--}75$ км/с/Мпс.

Измерения спектра флуктуаций реликтового излучения на спутниках WMAP и Planck привели к возможности независимого измерения параметра Хаббла H_r в эпоху рекомбинации. Используя теоретическую зависимость $H(z)$ в рамках принятой космологической модели, предположительно Λ CDM, было получено современное значение параметра Хаббла H_0^{Dist} , которое отличалось от значения, полученного в локальных измерениях H_0^{Loc} на статистически значимую величину в пределах $(4.5\text{--}6.3)\sigma$ [2]. В этом расхождении и заключается проблема НТ (см., однако, [3]).

В космологических моделях, принятых в настоящее время, предполагается, что скалярное поле, ответственное за существование ранних стадий быстрого экспоненциального расширения, полностью превращается в вещество в процессе инфляции. Однако современное ускоренное разбегание галактик определяется темной энергией (DE), предположительно постоянной Эйнштейна Λ , которая никак не связана со скалярным полем, которое привело к инфляции.

Согласно измерениям флуктуаций реликта (WMAP, Planck), наша Вселенная с точностью $<1\%$ является плоской, и ее средняя плотность равна критической ρ_c . Современная Λ CDM модель Вселенной характеризуется следующими параметрами:

$$\begin{aligned} &\text{вклад нерелятивистского вещества} \\ \Omega_M &= \Omega_{\text{DM}} + \Omega_B \approx 0.26 + 0.04 \approx 0.3, & (1) \\ &\text{вклад темной энергии} \quad \Omega_\Lambda \approx 0.7. \end{aligned}$$

Здесь $\Omega_i = \rho_{i,0}/\rho_c$; Ω_Λ определяется постоянной Эйнштейна Λ ; Ω_{DM} и Ω_B определяются плотностью темной материи и барионного вещества.

В данной работе, следуя [4, 5], для объяснения несоответствия НТ мы рассматриваем космологическую модель, которая является расширением принятой Λ CDM модели, и включает два компонента темной энергии, один из которых – постоянная Эйнштейна (Λ), а другой, малый переменный компонент DEV (Λ_V), является остатком

скалярного поля, создавшего инфляцию. Появление проблемы НТ здесь связывается с пересчетом параметра Хаббла $H^{\text{Dist}}(z_r)$, измеренного на момент рекомбинации, к современному значению $H^{\text{Dist}}(0)$, используя стандартную Λ CDM модель, которая предполагается неполной, что приводит после пересчета к заниженному значению современной постоянной Хаббла. В данной работе получено более корректное решение космологического уравнения, где учитывается действие переменного добавочного компонента темной энергии DEV, что существенно уточняет результаты, полученные в [4, 5], для значений плотности DEV, при которых проблема НТ не возникает.

2. НЕСООТВЕТСТВИЕ ХАББЛА

Проблема, возникшая в космологии в последние годы, состоит в различии значений постоянной Хаббла в настоящую эпоху, получаемых в разных экспериментах. Анализ наблюдений миссии Planck, измеряющей флуктуации реликтового излучения в период рекомбинации, приводит к современному значению постоянной Хаббла [6–8]:

$$H_0^{\text{Dist}} = 67.36 \pm 0.54 \text{ км/с/Мпк.} \quad (2)$$

В то же время измерения с использованием сверхновых типа Ia (SNIa) с калибровкой расстояния по цефеидам [9–13], дают значение

$$H_0^{\text{Loc}} = 74.03 \pm 1.42 \text{ км/с/Мпк.} \quad (3)$$

Измерения с использованием временных задержек линзированных квазаров [14] дают значение $H_0 = 73.3_{-1.8}^{+1.7}$ км/с/Мпк. В работе [15] было найдено значение $H_0 = 72.4 \pm 1.9$ км/с/Мпк, используя ветвь красных гигантов, приложенную к SNIa, которая не зависит от шкалы расстояний цефеид. Анализ набора этих и других недавних измерений на малых и больших красных смещениях показывает [16], что несоответствие между результатами Planck [8], и любыми тремя независимыми измерениями в поздней Вселенной лежит в интервале между 4σ и 6σ . Несколько новых космических экспериментов были предложены для проверки достоверности этого расхождения значений постоянной Хаббла [17, 18].

Было предложено много различных вариантов объяснения возникновения НТ, некоторые из которых были опровергнуты наблюдательными данными. Общепринятого и доказанного экспериментально решения проблемы НТ в настоящее время пока нет. Предложенные решения можно разбить на дорекомбинационные и послерекомбинационные, которые неким образом меняют процесс эволюции Вселенной либо в период до рекомбинации, либо после нее соответственно. Рассматриваются также варианты с использова-

нием теорий гравитации, основанных на модификациях ОТО (см. работы [19–41]). Подробный обзор большинства предложенных методов решения данной проблемы приведен в работе [18]. В ней изложены предлагаемые способы объяснения данного феномена, а также возможное влияние их присутствия на другие космологические параметры.

Наблюдается значимое расхождение между экспериментальными значениями H_0 , полученными по флуктуациям реликтового излучения миссией Planck, и значениями, полученными в локальных измерениях. В связи с этим мы рассмотрим возможность решения проблемы НТ, как расхождения между результатами этих экспериментов, рассматривая усредненную величину, полученную в локальных измерениях, как истинную. В дальнейших численных расчетах мы используем значение H_0^{Dist} , полученное в результате измерений на больших красных смещениях, и значение H_0^{Loc} , полученное в результате измерений в локальной Вселенной.

3. ПРЕДЛАГАЕМОЕ РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ НТ

Темная материя и темная энергия составляют около 96% всей энергии во Вселенной [6, 9, 10], но их природа до сих пор неизвестна. Современное значение плотности DE может быть представлено космологической постоянной Эйнштейна Λ [42], но также может быть результатом действия Хиггского скалярного поля, которое предлагается в качестве причины инфляции в ранней Вселенной [43–46]. Величина индуцированной Λ_ν , относящейся к инфляции, на много порядков больше, чем ее современное значение и не было попыток найти связь между ними. Физическая природа DM остается неясной. Существует много предположений о ее происхождении [34, 47, 48], но ни одно из них не подтверждено экспериментально или наблюдательно, в то время как многие из них были опровергнуты.

Чтобы объяснить происхождение Hubble Tension в [4, 5], была введена переменная часть темной энергии (DEV) как переменная составляющая космологической постоянной Λ_ν . Ее вклад в процесс расширения Вселенной растет с увеличением z , и превышает вклад космологической постоянной Эйнштейна Λ при красных смещениях $z \gg 1$. Таким образом, DE может иметь два компонента, один из которых является постоянной Эйнштейна Λ , и другой, малый в настоящее время переменный компонент DEV – Λ_ν , который может иметь происхождение из остатков инфляционного скалярного поля, являющегося источником происхождения существующего вещества.

Предполагалось, что процесс перехода энергии поля в вещество в настоящее время сопровождается обратным процессом превращения массы в энергию поля, что приводит к динамической связи между плотностями материи и Λ_ν .

Мы рассматриваем только послерекомбинационный период ($z \lesssim 1100$) расширения Вселенной, где DM представляет собой самый значительный компонент вещества во Вселенной. Поэтому для простоты считаем, что между плотностями энергии темной материи и добавочной части темной энергии существует связь вида

$$\rho_{\text{DM}} = \alpha(z)\rho_{\text{DEV}}. \quad (4)$$

Здесь $\alpha(z)$ – функция красного смещения, форма которой ограничивается требованием того, чтобы она позволила устранить противоречие НТ, не создавая при этом дополнительных трудностей при интерпретации космологических наблюдений. Как показано в [4, 5], этому требованию удовлетворяет, например, постоянное значение α , устраняющее НТ. Для поддержания динамического равновесия (4) темная материя должна состоять из спектра частиц различной массы, включая очень легкие частицы. Рождение таких частиц в процессе взаимных превращений DM и скалярного поля на всем интервале $z \lesssim 1100$ позволит поддерживать динамическое равновесие между плотностями DM и DEV типа (4) при уменьшении энергии всех переменных составляющих Вселенной при ее расширении.

Как следует из численного моделирования процессов, ведущих к формированию современной крупномасштабной структуры Вселенной, наилучшее согласие с наблюдениями показывает модель с холодной DM, т.е. частицы темной материи являются нерелятивистскими. Для этого часто рассматриваются массивные частицы из суперсимметричной теории поля (нейтралино, фотино и др. [49]). С другой стороны, в качестве DM рассматриваются очень легкие частицы аксионы [47], существование которых следует из некоторых теоретических моделей, объясняющих наблюдаемое нарушение CP инвариантности в ядерных процессах. В нашей модели Вселенной для устранения НТ требуется более сложная структура DM, где могут присутствовать частицы промежуточных масс, причем масса легких частиц (аксионов) также может быть представлена целым спектром.

В присутствии DEV постоянная Хаббла уменьшается со временем медленнее, чем без нее. Это создает большее современное значение H_0 для одного и того же значения H_{rec} в эпоху рекомбинации. Поэтому мы предполагаем, что значение H_0^{Dist} , измеренное телескопом Planck, было получено с помощью экстраполяции значения

H_{rec} с момента рекомбинации $z_r \approx 1100$ до настоящего времени $z = 0$ в модели Фридмана плоской пылевой Вселенной с учетом космологической постоянной Λ . В случае равномерно распределенной Вселенной экстраполяция эта должна быть произведена в модели, учитывающей добавочные компоненты темной энергии DEV. В нашей интерпретации НТ связано с неточной экстраполяцией данных Планка в рамках модели, не учитывающей DEV.

Примем, что истинное современное значение постоянной Хаббла определяется локальными измерениями, т.е. H_0^{Loc} , и оба измерения корректны, но значение H_0^{Dist} возникло при неточной экстраполяции. Зная это, можно найти такую функцию $\alpha(z)$, чтобы при пересчете данных Планка получалось значение постоянной Хаббла, совпадающее с локальными измерениями. Таким образом, задача сводится к нахождению такой функции $\alpha(z)$, при которой в процессе пересчета постоянной Хаббла в настоящее время НТ не возникает. Чтобы вычислить влияние малой добавки DEV на расчет современного значения H_0 из измерений H_{rec} на момент рекомбинации, мы должны построить космологическую модель с учетом компонента DEV на интервале $z \in [0, z_r]$.

4. РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ

Эволюция Вселенной описывается уравнениями ОТО Эйнштейна [1]:

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R - \Lambda g_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik}. \quad (5)$$

Как показал А.А. Фридман в 1922 г. [50], расширение однородной изотропной Вселенной определяется одним уравнением для масштабного фактора, $a(t)$, следующим из (00) компоненты уравнения Эйнштейна (5), в виде

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{\kappa c^2}{a^2}, \quad (6)$$

где ρc^2 – полная плотность энергии во Вселенной, второй член справа в (6) связан с космологической постоянной, последнее слагаемое определяет вклад скалярной кривизны пространства. Наилучшее совпадение теории с наблюдениями имеет место для плоской вселенной с $\kappa = 0$, которая рассматривается в дальнейшем. Для связи давления и плотности используется условие адиабатического расширения

$$\frac{d\rho}{\rho + P} = -\frac{d^3\mathcal{V}}{\mathcal{V}} = -3\frac{da}{a}, \quad \text{где } \mathcal{V} \text{ – объем.} \quad (7)$$

При этом

$$\begin{aligned} \rho + P &= \rho_{\text{DM}} + \rho_{\text{DEV}} + P_{\text{DM}} + P_{\text{DEV}} \equiv \\ &\equiv \rho_m + \rho_\phi + P_m + P_\phi. \end{aligned}$$

5. СКАЛЯРНОЕ ПОЛЕ – ИСТОЧНИК ДМ И DEV

Скалярное поле принимается в качестве основной причины инфляционной стадии и рождения вещества во Вселенной [43–45]. Рассмотрим скалярное поле интенсивности ϕ , находящееся в потенциале $V(\phi)$. В однородной изотропной расширяющейся Вселенной зависимость ϕ от времени определяется уравнением [51]:

$$\ddot{\phi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} = -\frac{dV}{d\phi}.$$

Плотность энергии ρ_V и давление P_V скалярного поля определяются как в работе [51] (здесь и в большинстве дальнейших уравнений принимается $c = 1$)

$$\rho_V = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad P_V = \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi). \quad (8)$$

Рассмотрим Вселенную с начальной интенсивностью скалярного поля ϕ_{in} , начальным потенциалом V_{in} и нулевой начальной производной $\dot{\phi}_{\text{in}} = 0$. Производная интенсивности скалярного поля растет на начальных стадиях инфляции при уменьшении потенциала V . Предположим, что после достижения справедливости соотношения

$$\dot{\phi}^2 = 2\alpha(z)V, \quad (9)$$

оно продолжает выполняться на дальнейших стадиях расширения. Кинетическая часть энергии скалярного поля превращается в вещество, предположительно, главным образом в темную материю, а функция $\alpha(z)$ определяет связь плотности темной энергии (DE), определяемой величиной V , и плотностью вещества, определяемой кинетическим членом. Как следует из наблюдений, основная часть DE в настоящее время может быть связана с постоянной Эйнштейна Λ . На предшествующих стадиях расширения постоянная Λ была меньше переменной части Λ_V в широком интервале допустимых функций $\alpha(z)$. При выполнении условия ((9)) введем следующие обозначения

$$\rho_\phi = V, \quad P_\phi = -V, \quad \rho_m = \frac{\dot{\phi}^2}{2}, \quad P_m = \beta\frac{\dot{\phi}^2}{2}, \quad (10)$$

при $\rho_m = \alpha(z)\rho_\phi$, $0 \leq \beta < 1$. Здесь предполагается, что давление вещества, образованного из динамической составляющей энергии поля, меньше давления поля, так как при переходе безмассовой фазы в частицы с ненулевой массой покоя часть

энергии переходит в массу покоя, и кинетическая энергия, создающая давление, уменьшается вплоть до нуля, $0 \leq \beta \leq 1$. В процессе расширения Вселенной происходит непрерывный фазовый переход между состоянием (8), соответствующим свободному полю, и состоянием (10), где кинетическая часть поля превратилась в вещество. Используя (9) и (10), получаем

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_\phi + \rho_m = (1 + \alpha)V, \\ P &= P_\phi + P_m = -(1 - \alpha\beta)V. \end{aligned} \quad (11)$$

Отметим, что при этом поддерживается динамическое равновесие между полем и веществом в виде (9), (11). Решая уравнение адиабаты (7) для постоянных α и β , с учетом (11), получаем: [4, 5]

$$\dot{\rho} = -3\alpha \frac{1 + \beta}{1 + \alpha} \frac{\dot{a}}{a} \rho, \quad \frac{\rho}{\rho_*} = \left(\frac{a}{a_*} \right)^{3\alpha(1+\beta)/(1+\alpha)}. \quad (12)$$

Здесь звездочкой обозначены известные значения функций в произвольно выбранный момент времени t_* , соответствующий красному смещению z_* . Рассматривая в дальнейшем Вселенную на стадии после рекомбинации, будем использовать приближение пылевой материи с $\beta = 0$.

6. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ НТ

Решение космологических уравнений (6) и (12) для плоской пылевой Вселенной после рекомбинации при $\kappa = \beta = 0$, и постоянном α рассматривалось в [4, 5]. Приведем решения для двух случаев.

6.1. $\Lambda = 0$, $\alpha(z) = \text{const}$

В этом случае получаем следующие зависимости функций от времени:

$$\begin{aligned} \frac{a}{a_*} &= (6\pi G \rho_* t^2)^{(1+\alpha)/3\alpha} \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \right]^{2(1+\alpha)/3\alpha} = \\ &= \left(\frac{\rho_*}{\rho} \right)^{(1+\alpha)/3\alpha} = \left(\frac{t}{t_*} \right)^{2(1+\alpha)/3\alpha}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\rho = \left(\frac{1 + \alpha}{\alpha} \right)^2 \frac{1}{6\pi G t^2}. \quad (14)$$

Выбирая в качестве произвольной величины t_* современный возраст Вселенной t_0 и используя связь красного смещения с масштабным фактором, получаем

$$\begin{aligned} z + 1 &\equiv \frac{a_0}{a} = (6\pi G \rho_0 t^2)^{-(1+\alpha)/3\alpha} \times \\ &\times \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \right]^{-2(1+\alpha)/3\alpha} = \left(\frac{t_0}{t} \right)^{2(1+\alpha)/3\alpha}, \\ t &= \frac{1 + \alpha}{\alpha \sqrt{6\pi G \rho_0}} (z + 1)^{-3\alpha/2(1+\alpha)}. \end{aligned}$$

Далее везде нижний индекс α будет означать, что данная величина рассчитана в модели с учетом DEV. Пользуясь определением постоянной Хаббла и соотношением (13), получаем

$$H_\alpha \equiv \frac{\dot{a}}{a} = \frac{2(1 + \alpha)}{3\alpha t} = \frac{2}{3} \sqrt{6\pi G \rho_0} (z + 1)^{3\alpha/2(1+\alpha)}. \quad (15)$$

Для предельного случая $\alpha \rightarrow \infty$, в отсутствие вклада DEV мы имеем

$$\begin{aligned} \frac{a}{a_0} &= (6\pi G \rho_0 t^2)^{1/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/3} = \left(\frac{t}{t_0} \right)^{2/3}, \\ \rho &= \frac{1}{6\pi G t^2}, \quad H \equiv \frac{\dot{a}}{a} = \frac{2}{3t}, \\ z + 1 &\equiv \frac{a_0}{a} = (6\pi G \rho_0 t^2)^{-1/3} = \left(\frac{t_0}{t} \right)^{2/3}, \\ t &= \frac{1}{\sqrt{6\pi G \rho_0}} (z + 1)^{-2/3}, \\ H &= \frac{2}{3} \sqrt{6\pi G \rho_0} (z + 1)^{3/2}. \end{aligned}$$

Здесь использовалось решение (14) для $\rho(t)$ с нулевой произвольной константой интегрирования. Ненулевая константа интегрирования сильно усложняет процесс нахождения аналитического решения. Вместо этого, в рамках данного метода решения, мы слегка модифицируем полученные формулы для параметра Хаббла. Для того, чтобы обеспечить выполнение граничного условия $H = H_\alpha$ в момент рекомбинации, добавляем дополнительный множитель в выражение (15) и получаем:

$$H_\alpha(z) = \frac{2}{3} \sqrt{6\pi G \rho_0} (z_r + 1)^{3/2(1+\alpha)} (z + 1)^{3\alpha/2(1+\alpha)}, \quad (16)$$

$$H(z) = \frac{2}{3} \sqrt{6\pi G \rho_0} (z + 1)^{3/2}. \quad (17)$$

В этом решении значения H одинаковы на момент рекомбинации, но из-за различного закона расширения Вселенной имеют различные современные значения. Значение, полученное без учета DEV, отождествим с H_0^{Dist} , которое оказывается меньше локально измеренного H_0^{Loc} . Если предположить, что DEV присутствует во Вселенной, то современное значение H_α должно совпасть с H_0^{Loc} . Приравнявая разность $H_0^{\text{Loc}} - H_0^{\text{Dist}}$ к современной разности $H_\alpha - H$ из (16), (17), получаем значение α , при котором не возникает НТ. Уравнение, определяющее величину α , и его решение для α , при котором этот парадокс не возникает, имеют вид

$$\frac{H_0^{\text{Loc}}}{H_0^{\text{Dist}}} = (z_r + 1)^{3/2(1+\alpha)}, \quad \alpha_{\text{НТ}} \approx 133. \quad (18)$$

Таблица 1. Усредненные космологические параметры

Параметр	Значение
Локальное значение постоянной Хаббла	$H_0^{\text{Loc}} \approx 73$ км/с/Мпк
Постоянная Хаббла, измеренная по реликтовому излучению	$H_0^{\text{Dist}} \approx 67.5$ км/с/Мпк
Полная плотность вещества в плоской Вселенной	$\rho_{\text{tot}} \approx 1.066 \times 10^{-29}$ г/см ³
Измеренное локально значение плотности космологической постоянной [10] (статистика 2 σ)	$\rho_\Lambda = (0.44-0.96)\rho_{\text{tot}}$
Измеренное дистанционно значение плотности космологической постоянной	$\rho_\Lambda \approx 0.7\rho_{\text{tot}}$
Космологическая постоянная из дистанционных измерений	$\Lambda = \frac{8\pi G\rho_\Lambda}{c^2} \approx 1.40 \times 10^{-56}$ см ⁻²
Асимптотика постоянной Хаббла	$H_{\text{ac}} = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} \approx 63.2$ км/с/Мпк
Усредненный возраст Вселенной [52]	$t_0 \approx 4.35 \times 10^{17}$ с
Красное смещение, соответствующее эпохе рекомбинации	$z_r \approx 1100$

Значения космологических параметров, используемых здесь и в дальнейшем рассмотрении, приведены в табл. 1.

6.2. $\Lambda \neq 0$, $\alpha(z) = \text{const}$

Современные наблюдения (1) указывают на преобладание темной энергии, определяемой космологической постоянной Λ . С учетом дополнительного переменного члена DEV, параметры пылевой Вселенной после рекомбинации ($z < 1100$) описываются формулами, получающимися из решения системы (6), (12) в виде [4, 5]:

$$\left(\frac{a}{a_*}\right)^{3\alpha/2(1+\alpha)} = \sqrt{\frac{8\pi G\rho_*}{\Lambda c^2}} \sinh\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \frac{3\alpha}{2(1+\alpha)} ct\right) = \sqrt{\frac{\rho_*}{\rho}}, \quad (19)$$

$$\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G\rho}} = \sinh\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \frac{3\alpha}{2(1+\alpha)} ct\right). \quad (20)$$

Отождествляя момент времени t_* и современный возраст Вселенной t_0 , находим связь красного смещения и времени в виде

$$z+1 \equiv \frac{a_0}{a} = \left[\sqrt{\frac{8\pi G\rho_0}{\Lambda c^2}} \sinh\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \frac{3\alpha}{2(1+\alpha)} ct\right) \right]^{-2(1+\alpha)/3\alpha} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{(1+\alpha)/3\alpha}. \quad (21)$$

Для параметра Хаббла из (19) имеем следующее выражение:

$$H_\alpha(t) \equiv \frac{\dot{a}}{a} = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} \coth\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \frac{3\alpha}{2(1+\alpha)} ct\right). \quad (22)$$

Плоская Вселенная без DEV описывается соотношениями, следующими из (19), (20) в пределе при $\alpha \rightarrow \infty$.

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^{3/2} = \sqrt{\frac{8\pi G\rho_0}{\Lambda c^2}} \sinh\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \frac{3}{2} ct\right) = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}, \quad (23)$$

$$\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G\rho}} = \sinh\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \frac{3}{2} ct\right),$$

$$z+1 \equiv \frac{a_0}{a} = \left[\sqrt{\frac{8\pi G\rho_0}{\Lambda c^2}} \sinh\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \frac{3}{2} ct\right) \right]^{-2/3} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{1/3}, \quad (24)$$

$$H(t) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} \coth\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \frac{3}{2} ct\right).$$

Выразим время t через наблюдаемое красное смещение z :

$$t_\alpha = \sqrt{\frac{3}{\Lambda c^2}} \frac{2(1+\alpha)}{3\alpha} \sinh^{-1} \left[\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G\rho_0}} (z+1)^{-3\alpha/2(1+\alpha)} \right],$$

$$t = \sqrt{\frac{3}{\Lambda c^2}} \frac{2}{3} \sinh^{-1} \left[\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G\rho_0}} (z+1)^{-3/2} \right].$$

Параметр Хаббла как функция красного смещения запишется в виде:

$$H_\alpha(z) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} \times \coth \left(\sinh^{-1} \left[\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G \rho_0}} (z+1)^{-3\alpha/2(1+\alpha)} \right] \right), \quad (25)$$

$$H(z) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} \coth \left(\sinh^{-1} \left[\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G \rho_0}} (z+1)^{-3/2} \right] \right). \quad (26)$$

Во время рекомбинации вклад Λ очень мал, поэтому можно разложить выражения (25), (26) в ряд Тейлора, оставив только первый член. Тогда в момент рекомбинации получим:

$$H_{r\alpha} \approx \frac{2}{3} \sqrt{6\pi G \rho_0} (z_r + 1)^{3\alpha/2(1+\alpha)}, \quad (27)$$

$$H_r \approx \frac{2}{3} \sqrt{6\pi G \rho_0} (z_r + 1)^{3/2}.$$

Аналогично случаю $\Lambda = 0$ модифицируем решения в (25), (26) так, чтобы выполнялось граничное условие $H_{r\alpha} = H_r$ в момент рекомбинации. Получим тогда:

$$H_\alpha(z) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} \coth \left(\sinh^{-1} \left[\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G \rho_0}} \times (z+1)^{-3\alpha/2(1+\alpha)} (z_r + 1)^{-3/2(1+\alpha)} \right] \right), \quad (28)$$

$$H(z) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} \coth \left(\sinh^{-1} \left[\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G \rho_0}} (z+1)^{-3/2} \right] \right). \quad (29)$$

При $z = 0$ эти решения должны соответствовать $H_{0\alpha} = H_0^{\text{Loc}}$, $H_0 = H_0^{\text{Dist}}$, что однозначно определяет значение α . Из (28), (29) получаем:

$$(z+1)^{-3\alpha/2(1+\alpha)} (z_r + 1)^{-3/2(1+\alpha)} \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G \rho_0}} = \sinh \left[\coth^{-1} \left(\frac{H_\alpha}{\sqrt{\Lambda c^2 / 3}} \right) \right], \quad (30)$$

$$(z+1)^{-3/2} \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{8\pi G \rho_0}} = \sinh \left[\coth^{-1} \left(\frac{H}{\sqrt{\Lambda c^2 / 3}} \right) \right], \quad (31)$$

отсюда при $z = 0$, $z_r = 1100$ получаем уравнение, определяющее параметр α , при котором проблема НТ устраняется. Это уравнение и его численное решение имеют вид

$$\frac{\sinh \left[\coth^{-1} \left(\frac{H_0^{\text{Loc}}}{\sqrt{\Lambda c^2 / 3}} \right) \right]}{\sinh \left[\coth^{-1} \left(\frac{H_0^{\text{Dist}}}{\sqrt{\Lambda c^2 / 3}} \right) \right]} = (z_r + 1)^{-3/2(1+\alpha)}, \quad (32)$$

$$\alpha_{\text{НТ}} \approx 24.$$

Принимая полный вклад материи $\Omega_m \approx 0.3$, получаем современный вклад DEV в плотность вселенной $\Omega_{\text{DEV}} = \frac{0.3}{24} \approx 0.0125$. Если вклад темной энергия составляет $\Omega_{\text{DE}} \approx 0.7$, то она может состоять из двух компонентов $\Omega_{\text{DEV}} \approx 0.0125$ и $\Omega_\Lambda \approx 0.6875$, при вкладе барионной материи $\Omega_B \approx 0.04$.

7. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФУНКЦИИ $H(z)$

Если ограничить поставленную задачу, исключив из нее вопрос построения космологической модели в виде зависимости $a(t)$ и оставив только нахождение поведения параметра Хаббла в виде зависимости $H(z)$, то задача о решении проблемы НТ существенно упрощается. В частности удается аналитически решить ее для целого набора функций $\alpha(z)$. Космологическое уравнение (6) и уравнение адиабаты (12), при $\kappa = \beta = 0$, запишутся в виде:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad \frac{\dot{\rho}}{\rho} = -\frac{3\alpha}{1+\alpha} \frac{\dot{a}}{a}. \quad (33)$$

Рассмотрим сначала случай постоянного α , ненулевого Λ , решенного в разделе 6.2.

7.1. $\alpha = \text{const}$, $\Lambda \neq 0$

Аналогично предыдущему методу, сначала рассмотрим случай постоянной функции $\alpha(z)$. Второе уравнение в (33) для этого случая проинтегрировано в (12). Запишем это решение в виде

$$\frac{\rho_\alpha}{\rho_{0\alpha}} = \left(\frac{a_0}{a_{0\alpha}} \right)^{3\alpha/(1+\alpha)} = (1+z)^{3\alpha/(1+\alpha)}. \quad (34)$$

Здесь в качестве произвольной точки отсчета выбрано настоящее время $\rho_* = \rho_{0\alpha}$ и использовано определение красного смещения $z+1 = \frac{a_0}{a_{0\alpha}}$. Учтено также, что $z_\alpha \equiv z$. Подставляя (34) в (33), получаем зависимость для параметра Хаббла в виде

$$H_\alpha(z) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3} + \frac{8\pi G}{3} \rho_{0\alpha} (1+z)^{3\alpha/(1+\alpha)}}. \quad (35)$$

В пределе $\alpha \rightarrow \infty$ получим зависимость постоянной Хаббла в модели, не учитывающей вклад DEV:

$$H(z) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3} + \frac{8\pi G}{3} \rho_0 (1+z)^3}. \quad (36)$$

Соотношение (35) следует из уравнений (21), (22) при наличии DEV, а (36) следует из уравнений (24)

при нулевом DEV. Для преобразований следует использовать соотношение для гиперболических функций

$$\coth(x) = \frac{\sqrt{1 + \sinh^2(x)}}{\sinh(x)}.$$

Для удовлетворения условия равенства $H_\alpha(z_r) = H(z_r)$, при $z = z_r$ требуется, чтобы различными были современные плотности, а именно:

$$\begin{aligned} \rho_{0\alpha}(1 + z_r)^{3\alpha/(1+\alpha)} &= \rho_0(1 + z_r)^3, \\ \rho_{0\alpha} &= \rho_0(1 + z_r)^{3/(1+\alpha)}. \end{aligned} \quad (37)$$

Это условие используется здесь для выполнения равенства H на момент рекомбинации, вместо введения поправки DEV решения в предыдущем рассмотрении.

Отождествляя вычисленные современные значения H с наблюдаемыми

$$H_{0\alpha} = H_0^{\text{Loc}}, \quad H_0 = H_0^{\text{Dist}}, \quad (38)$$

получаем, используя (35)–(37), уравнение для определения значения α , устраняющего НТ, в виде

$$\frac{(H_0^{\text{Loc}})^2 - \frac{\Lambda c^2}{3}}{(H_0^{\text{Dist}})^2 - \frac{\Lambda c^2}{3}} = \frac{\rho_{0\alpha}}{\rho_0} = (1 + z_r)^{3/(1+\alpha)}. \quad (39)$$

Решение данного уравнения определяет значение искомого параметра $\alpha_{\text{НТ}} \approx 24$, которое совпадает со значением этого параметра из (32). В действительности уравнения (32) и (39) для определения значения $\alpha_{\text{НТ}}$ тождественны. Для их тождественности необходимо и достаточно выполнение равенств

$$\sinh^2 \left[\coth^{-1} \left(\frac{H_0^{\text{Loc}}}{\sqrt{\Lambda c^2/3}} \right) \right] = \left[\left(\frac{H_0^{\text{Loc}}}{\sqrt{\Lambda c^2/3}} \right)^2 - 1 \right]^{-1}, \quad (40)$$

$$\sinh^2 \left[\coth^{-1} \left(\frac{H_0^{\text{Dist}}}{\sqrt{\Lambda c^2/3}} \right) \right] = \left[\left(\frac{H_0^{\text{Dist}}}{\sqrt{\Lambda c^2/3}} \right)^2 - 1 \right]^{-1}. \quad (41)$$

Легко убедиться, что оба равенства выполняются при справедливости следующего соотношения для обратных гиперболических функций

$$\begin{aligned} \sinh(\coth^{-1} x) &= \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}}, \\ \coth^{-1} x &= \sinh^{-1} \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}}. \end{aligned} \quad (42)$$

Для доказательства справедливости этого равенства воспользуемся представлением обрат-

ных гиперболических функций через логарифмы в виде [53]

$$\begin{aligned} \coth^{-1} x &= \frac{1}{2} \left[\ln \left(1 + \frac{1}{x} \right) - \ln \left(1 - \frac{1}{x} \right) \right], \\ \sinh^{-1} y &= \ln(y + \sqrt{y^2 + 1}). \end{aligned} \quad (43)$$

Отсюда при $y = \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}}$ следуют равенство (42) и тождественность уравнений (32) и (39).

$$7.2. \alpha(z) = \frac{\alpha}{(1+z)^\gamma}, \quad \Lambda \neq 0$$

Рассмотрим модель с зависящей от красного смещения связью плотностей ρ_m и ρ_{DEV} . Считаем параметр $\gamma \ll 1$, чтобы значения функции $\alpha(z)$ не слишком различались в эпоху рекомбинации и в настоящее время. Тогда вместо второго уравнения (33) получаем с учетом (21)

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -\frac{3\alpha(z)}{1 + \alpha(z)a} \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{3\alpha}{\alpha + (1+z)^\gamma} \frac{\dot{z}}{1+z}. \quad (44)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\frac{\rho_\alpha}{\rho_{0\alpha}} = \left[\frac{1 + \alpha}{1 + \alpha(1+z)^{-\gamma}} \right]^{3/\gamma}. \quad (45)$$

В отсутствие DEV $\alpha \rightarrow \infty$, и формула изменения плотности в плоской пылевой вселенной принимает вид:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = (1+z)^3. \quad (46)$$

При получении (45) использовалось аналитическое значение неопределенного интеграла [53]

$$3\alpha \int \frac{dz}{(1+z)[\alpha + (1+z)^\gamma]} = -\frac{3}{\gamma} \ln(1 + \alpha(1+z)^{-\gamma}). \quad (47)$$

Константа интегрирования при этом выбиралась так, чтобы при $\gamma = 0$ формулы сводились к полученным ранее. Из первого соотношения в (33) получаем следующие выражения для параметра Хаббла:

$$\begin{aligned} H_\alpha(z) &= \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3} + \frac{8\pi G}{3} \rho_{0\alpha} \left[\frac{1 + \alpha}{1 + \alpha(1+z)^{-\gamma}} \right]^{3/\gamma}}, \\ H(z) &= \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3} + \frac{8\pi G}{3} \rho_0 (1+z)^3}. \end{aligned} \quad (48)$$

Для выполнения граничного условия на уровне рекомбинации $H_{r\alpha} = H_r$ требуются различные плотности в современную эпоху

$$\rho_{0\alpha} \left[\frac{1 + \alpha}{1 + \alpha(1+z_r)^{-\gamma}} \right]^{3/\gamma} = \rho_0 (1+z_r)^3. \quad (49)$$

Тогда зависимости параметра Хаббла в обеих моделях можно записать в виде:

$$H_{\alpha}(z) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3} + \frac{8\pi G}{3} \rho_0 \left[\frac{1 + \alpha(1+z_r)^{-\gamma}}{1 + \alpha(1+z)^{-\gamma}} \right]^{3/\gamma} (1+z_r)^3}, \quad (50)$$

$$H(z) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3} + \frac{8\pi G}{3} \rho_0 (1+z)^3}.$$

При $z = 0$, используя условия (38), получаем из (50) уравнение для нахождения значения α_{HT} при различных значениях γ :

$$\frac{(H_0^{\text{Loc}})^2 - \frac{\Lambda c^2}{3} \left[\frac{1 + \alpha}{1 + \alpha(1+z_r)^{-\gamma}} \right]^{3/\gamma}}{(H_0^{\text{Dist}})^2 - \frac{\Lambda c^2}{3}} = (1+z_r)^3. \quad (51)$$

Из данного уравнения при конкретных значениях γ численно находим значения искомого коэффициента α_{HT} , устраняющие НТ:

$$\begin{aligned} \gamma = 0.235, \quad \alpha_{\text{HT}} &\approx 60.9, \\ \gamma = 0.1, \quad \alpha_{\text{HT}} &\approx 34.5, \\ \gamma = 0.01, \quad \alpha_{\text{HT}} &\approx 24.8, \\ \gamma \rightarrow 0, \quad \alpha_{\text{HT}} &\rightarrow 23.9. \end{aligned}$$

Чем больше параметр γ , тем быстрее убывает функция $\alpha(z)$ с увеличением красного смещения, увеличивая вклад добавочного компонента DEV на ранних стадиях эволюции Вселенной. Одновременно с этим уменьшается современное значение α_{HT} , и вклад в темную энергию от DEV, устраняющее НТ.

Возраст Вселенной t_0 , где отсутствует НТ, зависит от выбора пары $(\gamma, \alpha_{\text{HT}})$, где только параметр γ является независимым. Только при одном значении γ этот возраст совпадает с возрастом из табл. 1, полученным на основе наблюдательных данных [52]. Для расчета возраста в модели используются следующие соотношения, рассмотренные выше

$$z + 1 = \frac{a_0}{a} = \frac{1}{x}, \quad x = \frac{a}{a_0}, \quad \rho_{0\alpha} = \frac{\rho_m}{0.3}, \quad H = \frac{\dot{a}}{a},$$

$$t_0 = \int_0^{a_0} \frac{da}{aH} = \int_0^1 \frac{dx}{xH_{\alpha}(x)}, \quad (52)$$

$$H_{\alpha}(x) = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3} + \frac{8\pi G}{3} \rho_{0\alpha} \left[\frac{1 + \alpha}{1 + \alpha x^{\gamma}} \right]^{3/\gamma}}.$$

Вычисляя численно этот интеграл, получаем, что совпадение вычисленного возраста с наблюдаемым t_0 из табл. 1 имеет место при $\gamma \approx 0.235$, $\alpha_{\text{HT}} \approx 61$.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели космологическую модель, в которой вклад темной энергии DE состоит из двух компонентов: космологической постоянной Эйнштейна Λ и малой переменной составляющей Λ_{ν} (DEV), связанной со скалярным полем как остаток от инфляционной стадии в ранней Вселенной. Было предположено, что энергия переменного компонента однозначно связана с плотностью вещества, образованного из скалярного поля на ранних стадиях эволюции Вселенной. Для простоты было рассмотрено расширение стандартной Λ CDM космологической модели с линейной связью между плотностями энергии в виде $\rho_m = \alpha(z)\rho_{\text{DEV}}$, где коэффициент пропорциональности, в общем случае, зависит от красного смещения. В данной модели нет проблемы НТ, которая, предположительно, является следствием неточной экстраполяции при расчете современного значения постоянной Хаббла по наблюдениям флуктуаций реликтового излучения. Мы решили уравнение Фридмана при условии существования добавочного компонента темной энергии и его связи с веществом, и рассмотрели несколько функций $\alpha(z)$, при которых проблема НТ устраняется. Современная плотность энергии DEV, необходимая для объяснения феномена НТ, мала по отношению к космологической постоянной Λ , поэтому влияет на расширение Вселенной только при больших z , когда вклад постоянной Эйнштейна уменьшается.

В настоящее время ситуация противоположная, $\Lambda \gg \Lambda_{\nu}$, потому что уменьшение плотности вещества в процессе космологического расширения определяет переход от квази-Фридмановской стадии расширения к квази-Ситтеровской стадии. В случае постоянного коэффициента α_{HT} противоречие устраняется при $\alpha_{\text{HT}} \approx 24$. При этом плотность ρ_{DEV} в настоящую эпоху соответствует относительному вкладу $\Omega_{\text{DEV}} \approx 0.014$. Наилучшее совпадение современного возраста Вселенной с модельным значением имеет место при слабом росте вклада ρ_{DEV} с красным смещением и большим современным значением $\alpha_{\text{HT}} \approx 61$, что соответствует меньшему современному вкладу в плотность $\Omega_{\text{DEV}} \approx 0.0055$.

Современные значения параметров Λ CDM модели были определены из измерений флуктуаций реликтового излучения экспериментами WMAP и Planck. Данная процедура весьма сложна и основывается на нахождении экстремумов в многопараметрическом пространстве. В нашей модели, устраняющей проблему НТ, если она действительно существует, возникают некоторые изменения процедуры нахождения космологических параметров, поэтому космологические па-

раметры, полученные при этом, могут слегка измениться.

В нашей модели DM должна быть представлена широким спектром масс частиц, в отличие от модели холодной темной материи (CDM) с частицами одинаковой массы, которая обычно рассматривается. Принимая, что на ранних стадиях расширения существовало термодинамическое равновесие, число легких частиц DM должно быть близко к числу реликтовых фотонов. Зная относительный вклад в энергию СМВ, можно грубо оценить, что наименьшая масса частиц DM не должна в настоящее время превышать значения $(\Omega_{\text{DEV}} / \Omega_{\text{СМВ}})^{1/4} kT_{\text{СМВ}} \sim 5 \times 10^{-4}$ эВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа ГСБК была частично поддержана грантом РФФИ 20-52-12053.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны О.Ю. Цупко за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Y. B. Zeldovich and I. D. Novikov, Structure and Evolution of the Universe* (Moscow: Nauka, 1975).
2. *G. Riess, Nature Rev. Phys.* **2** (1), 10 (2020).
3. *W. L. Freedman, Astrophys. J.* **919** (1), id. 16 (2021).
4. *G. Bisnovaty-Kogan, arXiv:2002.05602 [astro-ph.CO]* (2020).
5. *G. S. Bisnovaty-Kogan, Universe* **7** (11), 412 (2021).
6. *D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, et al., Astrophys. J. Suppl.* **148** (1), 175 (2003).
7. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, et al., Astron. and Astrophys.* **594**, id. A13 (2016).
8. *N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al., Astron. and Astrophys.* **641**, id. A6 (2020).
9. *A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, et al., Astron. J.* **116** (3), 1009 (1998).
10. *S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, et al., Astrophys. J.* **517** (2), 565 (1999).
11. *A. G. Riess, L. M. Macri, S. L. Hoffmann, D. Scolnic, et al., Astrophys. J.* **826** (1), 56 (2016).
12. *A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. Macri, et al., Astrophys. J.* **861** (2), 126 (2018).
13. *A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. M. Macri, and D. Scolnic, Astrophys. J.* **876** (1), 85 (2019).
14. *K. C. Wong, S. H. Suyu, G. C.-F. Chen, C. E. Rusu, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **498** (1), 1420 (2020).
15. *W. Yuan, A. G. Riess, L. M. Macri, S. Casertano, and D. M. Scolnic, Astrophys. J.* **886** (1), 61 (2019).
16. *L. Verde, T. Treu, and A. G. Riess, Nature Astron.* **3**, 891 (2019).
17. *C. A. Bengaly, C. Clarkson, and R. Maartens, J. Cosmology and Astroparticle Phys.* № 05, id. 053 (2020).
18. *E. Di Valentino, O. Mena, S. Pan, L. Visinelli, et al., Classical and Quantum Gravity* **38**, id. 153001 (2021).
19. *T. Karwal and M. Kamionkowski, Phys. Rev. D* **94** (10), id.103523 (2016).
20. *E. Mörtzell and S. Dhawan, J. Cosmology and Astroparticle Phys.* № 09, id. 025 (2018).
21. *V. Poulin, T. L. Smith, T. Karwal, and M. Kamionkowski, Phys. Rev. Letters* **122** (22), id. 221301 (2019).
22. *W. Yang, S. Pan, E. Di Valentino, R. C. Nunes, S. Vagnozzi, and D. F. Mota, J. Cosmology and Astroparticle Phys.* № 09, id. 019 (2018).
23. *S. Vagnozzi, Phys. Rev. D* **102** (2), id.023518 (2020).
24. *E. Di Valentino, A. Melchiorri, O. Mena, and S. Vagnozzi, Phys. Dark Universe* **30**, id. 100666 (2020).
25. *C. Umiltá, M. Ballardini, F. Finelli, and D. Paoletti, J. Cosmology and Astroparticle Phys.* **2015** (08), id. 017 (2015).
26. *M. Ballardini, F. Finelli, C. Umiltá, and D. Paoletti, J. Cosmology and Astroparticle Phys.* № 05, id. 067 (2016).
27. *M. Rossi, M. Ballardini, M. Braglia, F. Finelli, D. Paoletti, A. A. Starobinsky, and C. Umiltá, Phys. Rev. D.* **100** (10), id. 103524 (2019).
28. *L. Knox and M. Millea, Phys. Rev. D.* **101** (4), id. 043533 (2020).
29. *V. V. Luković, B. S. Haridasu, and N. Vittorio, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 2075 (2020).
30. *W. Kenworthy, D. Scolnic, and A. Riess, Astrophys. J.* **875**, id. 145 (2019).
31. *E. Mörtzell and S. Dhawan, J. Cosmology and Astroparticle Phys.* № 09, id. 025 (2018).
32. *J. Sakstein and M. Trodden, Phys. Rev. Letters* **124** (16), id. 161301 (2020).
33. *A. Gogoi, R. Kumar Sharma, P. Chanda, and S. Das, Astrophys. J.* **915**, id. 132 (2021).
34. *G.-B. Zhao, M. Raveri, L. Pogosian, Y. Wang, et al., Nature Astron.* **1**, 627 (2017).
35. *M. Mortonson, W. Hu, and D. Huterer, Phys. Rev. D.* **80** (6), id. 067301 (2009).
36. *X. Li and A. Shafieloo, Astrophys. J. Letters* **883** (1), id. L3 (2019).
37. *L. Parker and D. A. Vanzella, Phys. Rev. D.* **69** (10), id. 104009 (2004).
38. *G. Steigman, D. N. Schramm, and J. E. Gunn, Phys. Letters B* **66** (2), 202 (1977).
39. *L. Amendola, Phys. Rev. D.* **62** (4), id. 043511 (2000).
40. *M.-X. Lin, M. Raveri, and W. Hu, Phys. Rev. D.* **99** (4), id. 043514 (2019).
41. *W. Hu and I. Sawicki, Phys. Rev. D.* **76** (6), id. 064004 (2007).

42. *Einstein, Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Reprinted in *The Collected Papers of Albert Einstein, 1914–1917* **6** (Princeton University Press, 1996).
43. *A. Guth, The Inflationary Universe* (Reading, Massachusetts: Perseus Books, 1998).
44. *A. D. Linde*, *Phys. Letters B.* **129** (3/4), 177 (1983).
45. *A. Starobinsky*, *Phys. Letters B.* **117** (3/4), 175 (1982).
46. *V. F. Mukhanov, G. V. Chibisov*, *ЖЭТФ* **56** (2), 258 (1982).
47. *K. Arun, S. Gudennavar, and C. Sivaram*, *Adv. Space Research* **60**, 166 (2017).
48. *D. Samart and P. Channuie*, *European Phys. J. C* **79** (4), id. 347 (2019).
49. *Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков, Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва* (М.: Ин-т ядерных исследований РАН, 2007).
50. *А. А. Фридман*, *Успехи физ. наук* **80** (7), 439 (1963).
51. *P. J. E. Peebles, Principles of physical cosmology* (Princeton University Press, 1993).
52. *Age of the Universe*, *Wikipedia* (2021), in press <https://en.wikipedia.org/wiki/Ageoftheuniverse> .
53. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М.: Гос. изд.-во Физ.-Мат. литературы, 1962).

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ОКИСИ АЗОТА НА ЭКЗОПЛАНЕТАХ ЗЕМНОГО ТИПА С ПОМОЩЬЮ ОБСЕРВАТОРИИ WSO-UV (СПЕКТР-УФ)

© 2023 г. Г. Н. Цуриков^{1, *}, Д. В. Бисикало^{2, 1}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²НЦФМ, Саров, Россия

*E-mail: grishatsurikov9826@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.11.2022 г.

После доработки 01.12.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

Принято считать, что наличие N_2-O_2 доминантной атмосферы является признаком биологической и геологической активности на экзопланетах земного типа, которые находятся в зоне потенциальной обитаемости. Одним из индикаторов такой атмосферы является молекула окиси азота NO. Из спутниковых наблюдений атмосферы Земли известно, что наиболее яркой полосой окиси азота в ультрафиолетовом диапазоне является γ -полоса (203–248 нм). Космические телескопы, такие как действующий HST и планируемый к запуску WSO-UV (Спектр-УФ), позволяют наблюдать в данном спектральном диапазоне. В работе приведены оценки светимости различных экзопланет в γ -полосе NO. Установлено, что обнаружение эмиссии NO в γ -полосе в атмосферах типичных экзопланет земного типа возможно с помощью спектрографов обсерватории WSO-UV (Спектр-УФ) за разумное наблюдательное время (5 орбит Спектр-УФ или 120 ч наблюдений).

Ключевые слова: экзопланеты земного типа, атмосферы экзопланет, биомаркеры, Спектр-УФ

DOI: 10.31857/S0004629923020081, **EDN:** SKTDBW

1. ВВЕДЕНИЕ

При поиске потенциально обитаемых экзопланет обычно принимают во внимание планеты земного типа (экзо-Земли, супер-Земли, суб-Нептун), на поверхности которых возможно существование жидкой воды и в атмосферах которых отсутствует сильный парниковый эффект. То есть, рассматривают планеты, находящиеся в зоне потенциальной обитаемости (ЗПО) у своих родительских звезд. В качестве родительских звезд при этом обычно предполагают звезды солнечного типа, а также маломассивные звезды, которые не демонстрируют сильной активности в жестком ультрафиолетовом (ЖУФ) и мягком рентгеновском диапазоне. Выполнение последнего условия необходимо для формирования и удержания вторичной атмосферы планеты.

По мнению ряда авторов, одним из возможных условий обитаемости считается наличие у экзопланеты N_2-O_2 доминантной атмосферы. Так, Lammer и др. [1] и Stüeken и др. [2], исследуя свойства, состав и эволюцию земной атмосферы, показали, что индикатором биологической и геологической активности на планетах земного типа

может служить только одновременное существование в атмосфере N_2 и O_2 совместно с примесью CO_2 , SrO_2 и др. [3], в свою очередь, рассмотрели такие молекулы, как N_2O , NO, N_2-O_2 – димеры, которые могут указывать на азотно-кислородный состав атмосферы. Кроме того, они указали спектральные линии данных молекул, которые могут детектироваться с помощью космических УФ и ИК миссий. Особое внимание в их исследовании уделено молекуле окиси азота, которая указывает на существование N_2-O_2 доминантной атмосферы и играет значительную роль в структуре и энергетике термосферы.

Данная работа является первой частью наших исследований возможности наблюдения индикаторов геологической и биологической активности с помощью космической обсерватории WSO-UV [4, 5]. Основной целью данной работы является оценка возможности детектирования излучения NO в γ -полосе в диапазоне длин волн 203–248 нм на экзо-Землях, супер-Землях, суб-Нептунах, которые находятся в зоне потенциальной обитаемости звезд спектрального класса G, K и M. Чтобы быть более точными, в данной работе

мы вычисляем время, необходимое для регистрации сигнала эмиссии окиси азота (в оптически тонком и толстом случаях) в N_2-O_2 доминантных атмосферах экзопланет земного типа с помощью инструментов HST и WSO-UV (Спектр-УФ) при различных заданных соотношениях сигнал к шуму (SNR). Рассматриваются планеты разных размеров и масс, с различными концентрациями окиси азота в верхней атмосфере, находящиеся на различных расстояниях от наблюдателя. Также учитывается влияние спектров звезд спектральных классов G, K, M на значения времени экспозиции.

В работе проводится анализ двух различных случаев возможного получения сигнала эмиссии окиси азота в γ -полосе: в первом модельном случае планета рассматривается как источник собственных фотонов. Вычисления в данном модельном случае позволяют провести аккуратное сравнение характеристик инструментов HST и WSO-UV (Спектр-УФ). Во втором случае мы рассчитываем время экспозиции при наблюдении эмиссии NO на основе регистрации потоков от родительской звезды во время вторичного затмения планеты и вне его.

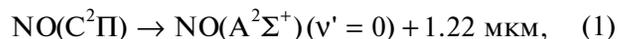
Данная статья организована следующим образом: в разделе 2 представлено описание механизма излучения NO в γ -полосе и дается краткий обзор существующих наблюдений данной полосы в земной атмосфере. Также приведены результаты вычислений лучевой интенсивности излучения для наиболее ярких γ -полос окиси азота. Данные вычисления сделаны как для оптически тонкого, так и для оптически толстого излучения. В разделе 3 проводится сравнение возможностей инструментов телескопа WSO-UV (Спектр-УФ) и телескопа HST для наблюдения NO в ближнем УФ диапазоне в атмосферах экзопланет, при этом экзопланеты рассматриваются в качестве источников только собственного излучения. В разделе 4 представлены результаты вычислений времени экспозиции для транзитных наблюдений экзопланет. Наконец, в разделе 5 представлены основные выводы работы.

2. ИЗЛУЧЕНИЕ В γ -ПОЛОСЕ ОКИСИ АЗОТА

2.1. Образование NO и его наблюдения

Гетероядерная молекула NO формируется в верхней атмосфере в результате реакций продуктов диссоциации молекул N_2 и O_2 и теряется в ходе столкновений с атомарным азотом $N(^4S, ^2D)$, образуя молекулы N_2 [3]. Вообще, химия нечетного азота и окиси азота в термосфере Земли описывается целым набором химических реакций (см., например, [6–10]). В дневном свечении атмосферы γ -система полос NO образуется в ре-

зультате резонансной флуоресценции солнечного света, в ночном свечении – в результате ассоциации $N + O$ (которая следует за радиативной релаксацией) после каскадного перехода из электронного состояния $C^2\Pi$ в электронное состояние $A^2\Sigma^+$ [11]:



Наблюдения окиси азота в ультрафиолетовом диапазоне в термосфере Земли обычно проводились в наиболее интенсивной полосе излучения данной молекулы – (1,0) γ -полосе на длине волны 2150 Å. К числу наиболее эффективных инструментов можно отнести геофизическую обсерваторию OGO [12]; спутники исследования атмосферы AE-C и AE-D [13]; Solar Mesosphere Explorer [10] и Student Nitric Oxide Explorer [14, 15]. В результате этих наблюдений были выявлены и подтверждены следующие источники, влияющие на формирование окиси азота в верхней атмосфере:

1) излучение Солнца в мягком рентгене (в диапазоне длин волн 20–70 Å), что является причиной максимума концентрации NO в экваториальной области;

2) высыпание электронов с энергиями 1–10 кэВ, благодаря чему достигается максимальная концентрация окиси азота на высоте 106–110 км в авроральной области [14]. Кроме того, было подтверждено дополнительное влияние надтепловых атомов азота $N_{\text{hot}}(^4S)$ на концентрацию NO на данной высоте [9];

3) было также обнаружено увеличение концентрации окиси азота на высотах более 120 км во время геомагнитных штормов в результате джоулева нагрева [16, 17].

2.2. Расчет излучения NO в наиболее ярких γ -полосах

Для проведения вычислений времени накопления сигнала, необходимого для детектирования излучения в γ -полосе окиси азота, сначала нужно рассчитать эмиссию данной молекулы в атмосфере планеты. Такие расчеты ранее были произведены для земной атмосферы в работах [18–21]. В данном разделе приведены результаты расчетов, полученных на основе алгоритмов, которые были представлены в этих работах. В последующих разделах полученные значения эмиссии NO масштабируются на другие рассматриваемые планеты.

Как уже было упомянуто, система γ -полос NO является результатом электронного перехода

Таблица 1. Сравнение g -факторов при температуре 200 К (единицы: $\frac{\text{фотон}}{\text{с молекула}}$)

NO полоса	$\lambda_c, \text{Å}$	Данная работа	[18, 20, 29]	[19]	[21]	Доля интенсивности эмиссии, %
(0,0)	2262	2.524	2.58	1.744	2.724	15.61
(0,1)	2363	3.251	3.59	3.173	3.773	20.11
(1,0)	2150	5.779	6.36	3.931	7.678	35.74
(1,1)	2239	2.398	2.08	1.305	2.094	14.83
(2,0)	2047	0.861	2.02	0.962	2.043	4.70
(2,2)	2216	1.179	–	–	0.859	7.29
(3,1)	2030	0.279	0.293	0.0539	0.299	1.73

между возбужденным $A^2\Sigma^+$ и основным $X^2\Pi$ состояниями. Индивидуальные γ -полосы определяются колебательными переходами, при этом каждая колебательная полоса состоит из 12 отдельных ветвей, каждая из которых, в свою очередь, состоит из 80 вращательных линий (база данных LIFBASE [22]). Кроме того, основное состояние $X^2\Pi$, ввиду наличия спин-орбитального взаимодействия состоит из двух суб-состояний $X^2\Pi_{1/2}$ и $X^2\Pi_{3/2}$. Также ввиду существования двух возможных ориентаций электронного углового момента вращения (Λ -дублет) каждое из этих суб-состояний расщепляется еще на два.

Если рассматривать оптически тонкий случай изотропного излучения, то наблюдаемая интенсивность излучения молекулы (которое следует за переизлучением солнечных лучей в ультрафиолетовом диапазоне) в полосе вдоль луча зрения, проинтегрированная по длине волны [23] и детектируемая с помощью измерительного прибора, может быть определена, как [18]

$$4\pi I = g_{v'v''} N, \quad (2)$$

где N – лучевая концентрация излучающей молекулы в см^{-2} , $g_{v'v''}$ – g -фактор для колебательной полосы, который означает количество фотонов, рассеянных в секунду на молекулу, и определяется как произведение альбедо для однократного рассеяния на сумму g -факторов, $g_{J'J''}$, по всем вращательным линиям и ветвям в полосе [19].

В данной работе использовался профиль объемной концентрации окиси азота в земной термосфере, который был построен по результатам измерений спутника SNOE [14]. Лучевая концентрация NO была вычислена с использованием метода “многослойной луковицы” [24]. Значения g -факторов были вычислены для наиболее ярких индивидуальных γ -полос окиси азота в атмосфере Земли, которыми, согласно [11], являются (0,0),

(0,1), (1,0), (1,1), (2,0), (2,2), (3,1) γ -полосы. При расчете использовались значения факторов Хенля-Лондона для вращательного перехода из базы данных LIFBASE [22]; силы осцилляторов, взятые из [25] и [26]; поток солнечного УФ излучения из базы данных MODTRAN [27]. Значения альбедо для однократного рассеяния были взяты из работ [21, 28]. Для вычисления отношения популяций уровней в молекуле окиси азота использовалось выражение из [20] и [30]. При этом в выражения для вращательных термов была добавлена поправка на случай Λ -дублета, рассмотренная в [31]. Молекулярные константы были взяты из работ [31] и [32].

Результаты вычислений g -факторов для наиболее ярких индивидуальных γ -полос окиси азота при температуре 200 К представлены в табл. 1. В данной таблице приведены результаты и других авторов. Также показана доля интенсивности эмиссии каждой индивидуальной полосы относительно интенсивности эмиссии всей системы γ -полос окиси азота.

Как можно заметить, резонансная (1,0) γ -полоса окиси азота является наиболее яркой в системе γ -полос. Однако в данной полосе, согласно [20] и [21], следует рассматривать оптически толстый случай излучения, так как имеет место эффект самопоглощения. То есть, длины волн испускаемых фотонов совпадают с длинами волн фотонов, необходимых для начального возбуждения молекулы. Учет данного эффекта важен для достоверной интерпретации наблюдений [20]. В связи с этим, чтобы учесть самопоглощение в резонансной (1,0) γ -полосе окиси азота (далее учет данного эффекта будем называть вычислениями для оптически толстого случая излучения), индивидуальные g -факторы, $g_{J'J''}$, для всех вращательных линий и ветвей в колебательном переходе были умножены на интеграл Хольштейна [33]:

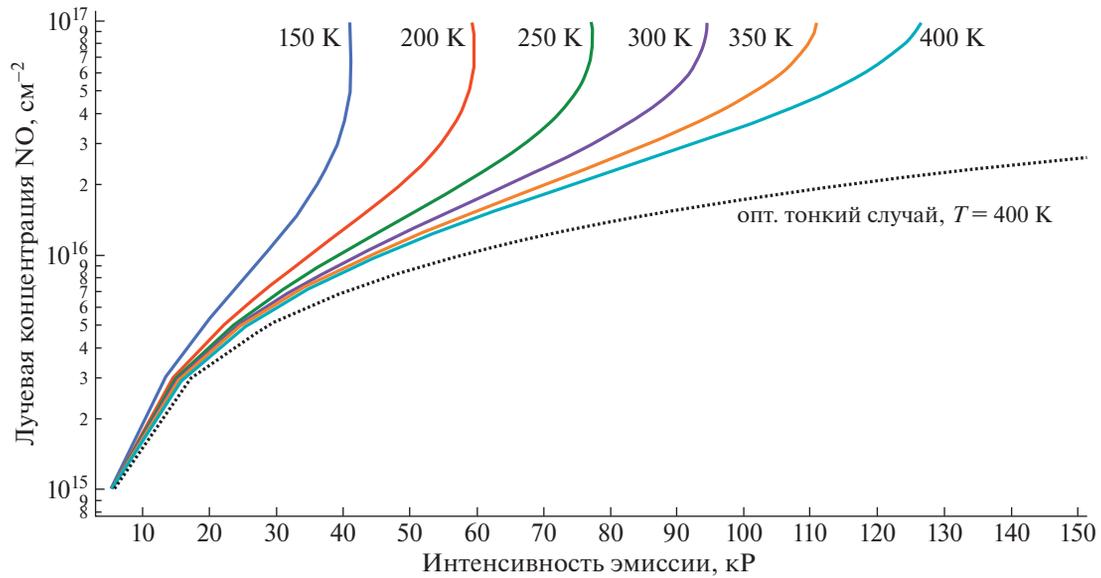


Рис. 1. Зависимость интенсивности эмиссии в резонансной (1,0) γ -полосе от лучевой концентрации NO при диапазоне температур 150–400 К. Сплошными линиями показаны результаты вычислений для оптически толстого случая. Пунктирной линией обозначена модель оптически тонкого случая.

$$g_{J'J''}^{\text{thick}} = g_{J'J''}^{\text{thin}} T(\tau_{J'J''}), \quad (3)$$

где $g_{J'J''}^{\text{thin}}$ – индивидуальный g -фактор, который расположен в правой части выражения (2), $T(\tau_{J'J''})$ – интеграл Хольштейна [33], записанный для профиля линии, обладающего доплеровским уширением и центрированного на частоте $\nu_{J'J''}$ с оптической толщиной $\tau_{J'J''} = \sigma_{J'J''} N_J$.

Результаты вычислений интенсивности излучения окиси азота в резонансной (1,0) γ -полосе для оптически толстого случая при различных температурах (150–400 К) и лучевых концентрациях NO (10^{15} – 10^{17} см $^{-2}$) в верхней атмосфере представлены на рис. 1.

Данный рисунок показывает влияние самопоглощения на видимую интенсивность излучения вдоль луча зрения в килорэлеях (кР) в сравнении с излучением в оптически тонком случае (пунктирная кривая). Как можно заметить, значительное отличие между оптически толстым и тонким случаями излучения начинается при лучевой концентрации окиси азота, большей 10^{16} см $^{-2}$. Полученные результаты для оптически толстого случая излучения согласуются с [20].

2.3. Зависимость концентрации окиси азота в верхней атмосфере от массы и радиуса планеты

Как было указано ранее, цель настоящего исследования – определить время экспозиции при наблюдении эмиссии окиси азота в γ -полосе

се в атмосферах различных экзопланет с разной лучевой концентрацией NO. При вычислениях, наряду с реальными планетами, в данной работе рассматриваются также четыре модельных экзопланеты: экзо-Земля ($1R_E, 1M_E$), супер-Земля ($2R_E, 4M_E$), суб-Нептун-1 ($3R_E, 8M_E$) и суб-Нептун-2 ($4R_E, 15M_E$). Таким образом, для дальнейших расчетов необходимо определить лучевые концентрации окиси азота на данных планетах. Для этого изначально задается диапазон возможных лучевых концентраций окиси азота в атмосфере Земли. Затем делаются два важных предположения:

- 1) на рассматриваемых планетах образовалась устойчивая вторичная атмосфера;
- 2) химический состав этой атмосферы эквивалентен химическому составу земной атмосферы.

Затем полученный для Земли диапазон лучевых концентраций NO масштабируется на рассматриваемые экзопланеты.

Стоит отметить, что в качестве модельных планет суб-Нептун-1 и суб-Нептун-2 предполагаются суб-Нептуну, находящиеся в ЗПО, которые также потеряли свою первичную атмосферу и обладают устойчивой вторичной атмосферой, сформированной в результате наличия тектоники плит и кислородной жизни. Однако в ряде работ (например, [34], а также [35] и [36]) показано, что для более крупных планет земного типа ($>2R_E$), находящихся в ЗПО, полная потеря первичной водородно-доминантной атмосферы под действием ЖУФ излучения родительской звезды ма-

ловероятна. С другой стороны, предположение, что суб-Нептуну (которые находятся рядом со своей родительской звездой) могут потерять свою первичную водородно-доминантную атмосферу в результате процесса фотоиспарения при нагреве от родительской звезды и перейти в класс супер-Земель, можно найти, например, в работе [37]. Вообще, эволюция атмосфер рассматриваемых экзопланет является сложным процессом, зависящим от многих факторов (в том числе от продолжительности ранней стадии насыщения звезды в ЖУФ диапазоне), и выходит за рамки данной работы. Принятое предположение является приемлемым для проведения параметрических расчетов.

Рассмотрим диапазон лучевых концентраций NO в верхней атмосфере Земли. Из наблюдений окиси азота в земной атмосфере [14] следует, что наибольшие объемные концентрации NO достигаются на высоких широтах (в авроральных областях) и равны $28 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ при средней геомагнитной активности (Ar индекс между 6-ю и 12-ю) и $39 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ при высокой геомагнитной активности (Ar индекс выше 12-ти) на высоте 110 км. При этом увеличение концентрации окиси азота вследствие высокой геомагнитной активности происходит также на низких и средних широтах ($<55^\circ$, вплоть до экватора) [14]. Влияние излучения Солнца в мягком рентгене на концентрацию NO наблюдается на всей освещенной полусфере Земли, при этом наибольший эффект достигается в экваториальной области: объемная концентрация в этой области составляет $13 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ при высокой солнечной активности. Однако при высокой геомагнитной активности концентрация NO в данной области может достигать больших значений (за счет переноса окиси азота из авроральных областей меридиональной составляющей ветра, см. [14]). Таким образом, используя технику “многослойной луковицы” и профили объемной концентрации NO из работы [14], мы определили лучевые концентрации окиси азота в атмосфере Земли: $0.791 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и $1.046 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при средней и высокой геомагнитных активностях соответственно.

J.-C. Gérard и C.A. Barth в своей работе [38] построили модель, отражающую влияние интенсивности выпадения электронов на объемную концентрацию окиси азота. Они заключили, что при любой авроре объемная концентрация NO не может превысить 10^{10} см^{-3} , что соответствует лучевой концентрации меньше $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Также стоит отметить, что в их вычислениях для интенсивности выпадения электронов, равной

$100 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ с}}$ (IBC III аврора), объемная концентра-

ция NO достигала $\approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ на высоте 110 км. Таким образом, из вышесказанного можно установить диапазон лучевых концентраций окиси азота, связанный с различной геомагнитной активностью в авроральных областях атмосферы Земли, равный $1 \times 10^{15} - 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Используя барометрический закон распределения плотности по высоте в предположении гидростатического равновесия [23], определим диапазон масс атмосферы Земли, который мог бы существовать при различных начальных значениях плотности атмосферы. В качестве нижнего предела используем значение начальной плотности на уровне моря, в качестве верхнего предела — значение начальной плотности на глубине порядка 3 км самой глубокой шахты “Mponeng Gold Mine”, где были обнаружены бактерии [39]. Такой выбор верхнего предела начальной плотности связан с условиями, при которых возможно существование бактерий. Как известно, бактерии играют определяющую роль в поддержании и регулировании парциального давления молекулярного азота в атмосфере Земли, как до кислородной катастрофы, так и после нее (см. [1]). Таким образом, полученный диапазон масс атмосферы составляет $1 - 1.75 M_{\text{атм.З}}$. Пользуясь предположением о том, что концентрация окиси азота пропорциональна массе атмосферы, определим, что диапазон лучевых концентраций NO на планете, подобной Земле, в свою очередь, составляет $1 \times 10^{15} - 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Также, из соображений гидростатического равновесия определим отношение масс атмосфер рассматриваемых экзопланет к массе атмосферы

Земли $\frac{M_{\text{атм.пл.}}}{M_{\text{атм.З}}}$, используя определенные выше

верхний и нижний пределы начальной плотности. В предположении, что химический состав рассматриваемых экзопланет равен земному, проведем масштабирование значений лучевых концентраций окиси азота на атмосферы исследуемых экзопланет. Полученные диапазоны лучевых концентраций окиси азота представлены в табл. 2.

3. СУЩЕСТВУЮЩИЕ ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ NO В БЛИЖНЕМ УФ ДИАПАЗОНЕ

Окись азота в γ -полосе излучает в интервале длин волн 203–248 нм. Наземные наблюдения данного излучения в атмосферах экзопланет невозможны ввиду непрозрачности земной атмосферы вплоть до 310 нм [11]. Внеатмосферные

Таблица 2. Диапазоны отношений масс атмосфер модельных экзопланет к массе земной атмосферы и диапазоны лучевых концентраций NO

Наименование планеты	Диапазон отношений $\frac{M_{atm_{pl}}}{M_{atm_E}}$	Диапазон значений масс атмосфер $M_{atm_{pl}}$, кг	Диапазон лучевых концентраций NO, см ⁻²
экзо-Земля: $1R_E, 1M_E$,	1–1.75	$5.14 \times 10^{18} - 9.04 \times 10^{18}$	$1 \times 10^{15} - 5 \times 10^{16}$
супер-Земля-1: $2R_E, 4M_E$	4–7	$2.06 \times 10^{19} - 3.61 \times 10^{19}$	$4 \times 10^{15} - 4 \times 10^{17}$
супер-Земля-2: $3R_E, 8M_E$	10.4–18	$5.35 \times 10^{19} - 9.27 \times 10^{19}$	$1 \times 10^{16} - 1 \times 10^{18}$
супер-Земля-3: $4R_E, 15M_E$	17.4–30.3	$8.96 \times 10^{19} - 1.56 \times 10^{20}$	$2 \times 10^{16} - 2 \times 10^{18}$

наблюдения излучения NO в рассматриваемом диапазоне из всех существующих космических телескопов могут быть проведены только на работающем сейчас аппарате HST и планируемой к пуску в 2028 г. обсерватории WSO-UV (Спектр-УФ). Еще одна ультрафиолетовая обсерватория – CSST (Chinese Space Station Telescope) – планируется к пуску в 2023 г., однако нижний предел детектируемого диапазона у спектрографа данного телескопа составляет 250 нм [40].

Для цели сравнения спектрографов обсерваторий HST и WSO-UV (Спектр-УФ), способных регистрировать γ -полосу NO, вычислим требуемое время экспозиции при фиксированном соотношении SNR. Для простоты сравнения будем предполагать, что исследуемая экзопланета является источником собственных фотонов. Также предположим, что инструментальный шум приборов определяется только статистическим шумом. Неучет темнового тока, шума считывания, зодиакального света и собственного свечения Земли не позволит точно рассчитать требуемое время экспозиции, однако позволит определить верхний предел [41] возможности наблюдений излучения NO спектрографами обсерваторий HST и WSO-UV (Спектр-УФ).

Если рассматривать планету, как источник излучения собственных фотонов, соотношение сигнала к шуму может быть вычислено с использованием следующего выражения для точечного источника [42]:

$$SNR = \frac{F_{\lambda}^l S_{\lambda}^{point} T_A \epsilon_f N_{\lambda,pix} t G}{\sqrt{(F_{\lambda}^l + F_{\lambda}^c) S_{\lambda}^{point} T_A \epsilon_f N_{\lambda,pix} t G}}, \quad (4)$$

где $S_{count}^l = F_{\lambda}^l S_{\lambda}^{point} T_A \epsilon_f N_{\lambda,pix}$ – сигнал от планеты; F_{λ}^l и F_{λ}^c – потоки излучения в линии и континууме в $\frac{эрг}{с см^2 \text{ \AA}}$ соответственно; S_{λ}^{point} – инструментальная чувствительность для точечного источника, $S_{\lambda}^{point} = \frac{A_{eff} \lambda d}{hc}$, выраженная в $\frac{e^-}{с пикс}$ или $\frac{count}{с пикс}$,

в зависимости от используемого типа детектора (ПЗС или МКП соответственно); T_A – пропускная способность апертуры, ϵ_f – доля энергии точечного источника, содержащаяся в количестве пикселей N_{spix} в пространственном направлении; $N_{\lambda,pix}$ – количество спектральных пикселей; $N_{pix} = N_{\lambda,pix} \cdot N_{spix}$ – общая площадь, в которой накапливается сигнал, выраженная в пикселях; G – коэффициент усиления; A_{eff} – эффективная площадь телескопа в см²; d – дисперсия в $\frac{\text{ \AA}}{пикс}$; h – постоянная Планка и c – скорость света.

Выражение для вычисления времени экспозиции, необходимого для достижения заданного сигнала к шуму, в рассматриваемом случае может быть записано следующим образом:

$$t = \frac{SNR^2 (S_{count}^l + S_{count}^c) G}{(S_{count}^l G)^2}. \quad (5)$$

Чтобы учесть количество фотоэлектронов, образующихся после попадания фотонов на матрицу, в выражение (5) было также добавлено значение квантовой эффективности прибора.

В качестве измерительных приборов были рассмотрены спектрографы STIS и COS телескопа Хаббл с эшелле решеткой E230H и решеткой G230L, соответственно, параметры которых были взяты из STIS Instrument Handbook [42] и COS Instrument Handbook [43]; и спектрографы UVES и LSS обсерватории WSO-UV (Спектр-УФ) с параметрами из WSO-UV User’s handbook¹ и работы [44]. Инструменты UVES и STIS с решеткой E230H являются спектрографами высокого разрешения, $R = 50000$ и $R = 114000$ соответственно. Эффективная площадь данных спектрографов на длине волны, равной 215 нм, составляет 1000 и 254 см² соответственно [44]. LSS и COS с G230L решеткой, в свою очередь, являются спектрографами низкого разрешения, $R = 1000$ и $R \approx 2700$ (на длине волны 215 нм [43]). Эффективные площади

¹ https://wso-jcuva.ucm.es/WSO.UsersBook_rev_es.pdf

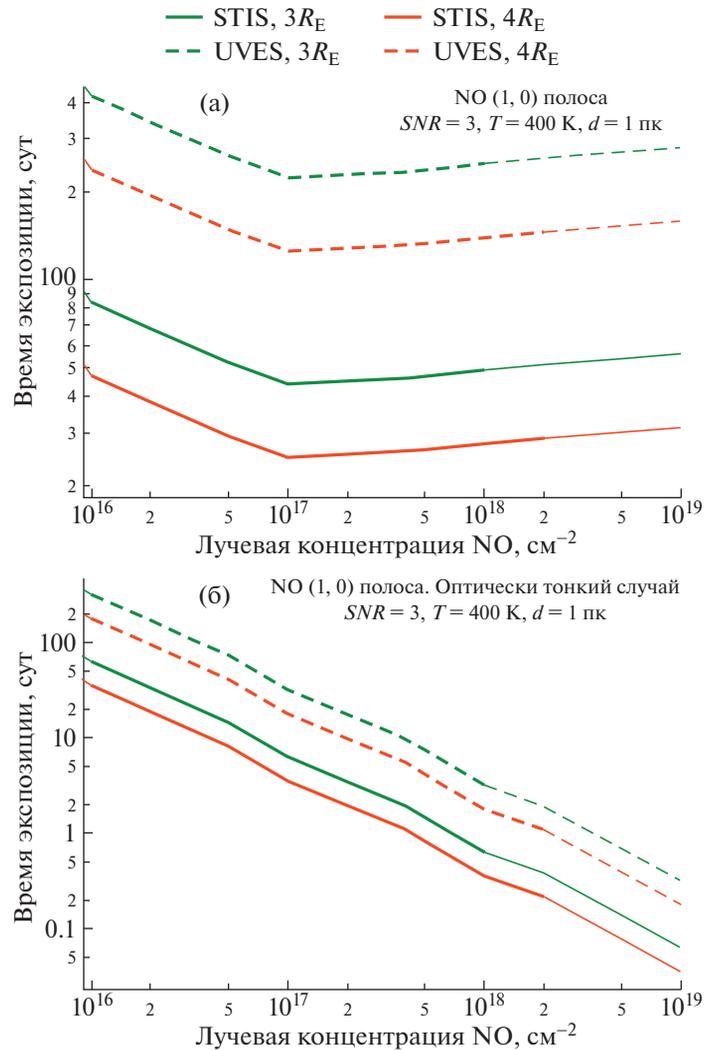


Рис. 2. Значения времени экспозиции для наблюдения эмиссии в NO (1,0) γ -полосе на разных модельных планетах, находящихся на расстоянии 1 пк в следующих случаях: а) оптически толстый случай, $SNR = 3$, б) оптически тонкий случай, $SNR = 3$. Зеленые линии соответствуют суб-Нептунам с $3R_E$ и красные линии – суб-Нептунам с $4R_E$. Пунктирные линии соответствуют вычислениям с параметрами STIS E230H и сплошные линии – вычислениям с параметрами UVES.

на той же длине волны равны, соответственно, 2000 и 720 см².

Таким образом, используя выражение (5), можно рассчитать время экспозиции, необходимое, чтобы пронаблюдать излучение окиси азота (в оптически тонком и толстом случаях) как в наиболее яркой резонансной (1,0) γ -полосе, так и в системе γ -полос, с заданным соотношением SNR . Вычисления были произведены для $SNR = 3$ и для разных типов планет, параметры которых приводятся в табл. 2.

Результаты вычислений времени экспозиции представлены на рис. 2 и 3. Рисунки 2 и 3 показывают зависимость времени экспозиции в днях от лучевой концентрации NO, см⁻², в оптически

толстом (а) и тонком (б) случаях излучения в (1,0) γ -полосе (рис. 2) и в системе γ -полос (рис. 3) окиси азота соответственно. Результаты, представленные на рис. 2, получены с использованием параметров спектрографов STIS (с E230H решеткой) (штриховые линии) и UVES (сплошные линии), на рис. 3 – с использованием параметров спектрографов COS (с G230L решеткой) (штриховые линии) и LSS (сплошные линии). Значение расстояния до рассматриваемых экзопланет берется равным 1 пк.

Стоит отметить, что для наглядности были также произведены вычисления времени экспозиции для лучевых концентраций, не входящих в принятый ранее диапазон для рассматриваемых экзопланет (табл. 2). Результаты данных вычисле-

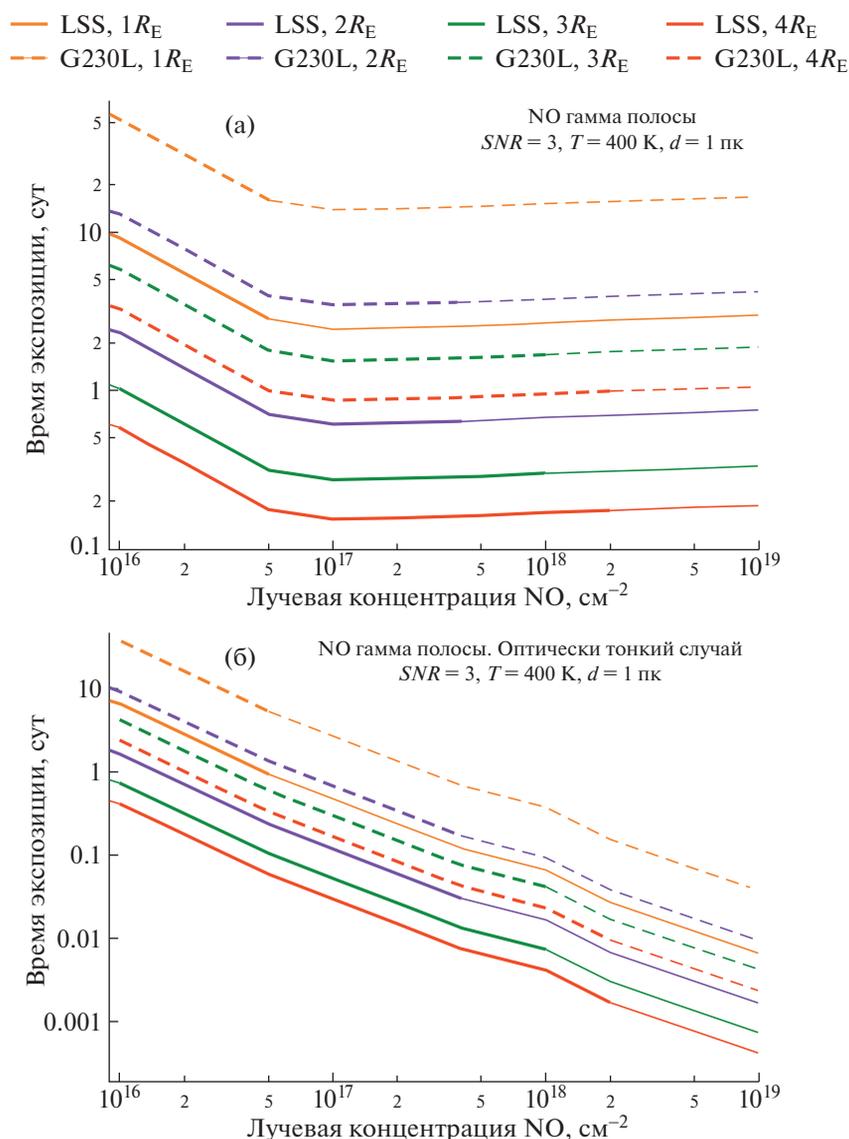


Рис. 3. Значения времени экспозиции для наблюдения эмиссии в системе γ -полос NO на разных модельных планетах, находящихся на расстоянии 1 пк в следующих случаях: а) оптически толстый случай, $SNR = 3$, б) оптически тонкий случай, $SNR = 3$. Оранжевые линии соответствуют экзo-Землям с $1R_E$, фиолетовые линии – супер-Землям с $2R_E$, зеленые линии – суб-Нептунам с $3R_E$ и красные линии – суб-Нептунам с $4R_E$. Пунктирные линии соответствуют вычислениям с параметрами COS G230L и сплошные линии – вычислениям с параметрами LSS.

ний показаны тонкими линиями на рис. 2 и 3 и охватывают диапазон лучевых концентраций NO 10^{15} см⁻²– 10^{19} см⁻² для всех модельных планет.

Как следует из представленных результатов, наименьшие значения времени экспозиции достигаются при рассмотрении спектрографов UVES и LSS в качестве измерительных приборов. При этом можно ожидать, что с помощью спектрографов UVES и LSS значения времени экспозиции будут в 5 и 5.5 раза меньше, чем с помощью STIS и COS, соответственно, при заданном соотношении SNR . Иными словами, спектрографы UVES и LSS космической обсерватории WSO-UV

(Спектр-УФ) могут позволить достигнуть соотношения сигнал к шуму, в 2.2 и 2.3 раза большего, чем это возможно с помощью спектрографов STIS с E230H решеткой и COS с G230L решеткой телескопа HST, соответственно, при одинаковом времени накопления сигнала. Такое улучшение в результатах при рассмотрении UVES и LSS связано с большими ожидаемыми значениями квантовой эффективности, инструментальной чувствительности (что является следствием большего значения эффективной площади, $S_\lambda = \frac{A_{\text{eff}} \lambda d}{hc}$, и также достигается за счет специального антиот-

ражательного покрытия ПЗС [45]), пропускной способности.

Как и следовало ожидать, проведенные расчеты подтверждают, что в оптически тонком случае минимальное время экспозиции достигается при максимальном значении лучевой концентрации NO в атмосфере. В оптически толстом случае и в (1,0) γ -полосе, и в системе γ -полос время экспозиции сначала снижается с увеличением лучевой концентрации NO. Однако при значениях лучевой концентрации больше 10^{17} см⁻², влияние эффекта самопоглощения в линии становится существенным, и время, необходимое для регистрации сигнала эмиссии, возрастает.

4. РАСЧЕТЫ ВРЕМЕНИ ЭКСПОЗИЦИИ ДЛЯ ТРАНЗИТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ γ -ПОЛОСЫ NO

Косвенно наблюдать эмиссию атмосферы планеты можно при регистрации потоков от родительской звезды во время вторичного затмения планеты и вне его, т.е. $F_{\text{planet}} = (F_{\text{stellar}} + F_{\text{planet}}) - F_{\text{stellar}}$. Если оценивать только верхний предел возможности детектирования данной эмиссии и, следовательно, учитывать только статистический шум, а также сделать естественное предположение, что $F_{\text{stellar}} \gg F_{\text{planet}}$, то для вычисления соотношения SNR для планеты можно записать [41]:

$$SNR_{\text{planet}} = \frac{F_{\text{planet}}}{\sqrt{2\sigma_{\text{stellar}}^2 + \sigma_{\text{planet}}^2}} = \frac{F_{\text{planet}}}{F_{\text{stellar}}} \frac{F_{\text{stellar}}}{\sqrt{2\sigma_{\text{stellar}}^2}} = \frac{F_{\text{planet}}}{F_{\text{stellar}}} \frac{SNR_{\text{stellar}}}{\sqrt{2}}. \quad (6)$$

Это выражение может быть преобразовано к виду [41]:

$$SNR_{\text{planet}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{R_p^2 I_p}{R_s^2 I_s} \sqrt{\frac{R_s^2}{d^2} I_s A t \frac{\lambda_c}{R} q}, \quad (7)$$

где $\frac{F_{\text{planet}}}{F_{\text{stellar}}} = \frac{R_p^2 I_p}{R_s^2 I_s}$ показывает, во сколько раз интенсивность излучения в данной полосе и размер звезды больше, чем у планеты; $SNR_{\text{stellar}} = \sqrt{\frac{R_s^2}{d^2} I_s A t \frac{\lambda_c}{R} q}$ — соотношение SNR для звезды; I_s — интенсивность излучения на центральной длине волны λ_c в $\frac{\text{Фотон}}{\text{с см}^2 \text{Å}}$; A — площадь телескопа; d — расстояние от измерительного прибора до звезды; t — время накопления сигнала; q — пропускная способность всего измерительного канала, зависящая от длины волны; $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$; R_p и R_s — радиусы

планеты и звезды соответственно; I_p — интенсивность излучения в атмосфере планеты в $\frac{\text{Фотон}}{\text{с см}^2 \text{Å}}$.

Коэффициент $\sqrt{2}$ указывает на различие сигнала планеты, находящейся в первичном или вторичном транзите.

Полагая, что $R_p \ll R_s$ и наклонение $i = 90^\circ$, а также используя следующее выражение для вычисления продолжительности транзита, T_d [41]:

$$T_d = \frac{P}{2\pi} 2 \arcsin\left(\frac{R_s}{a}\right), \quad (8)$$

где P — орбитальный период и a — орбитальное расстояние планеты, получаем, что время накопления сигнала, необходимое для достижения требуемого соотношения сигнал к шуму SNR_{set} , может быть вычислено следующим образом:

$$t = T_d \left(\frac{SNR_{\text{set}}}{SNR_{\text{planet}}} \right)^2. \quad (9)$$

В данном разделе приводятся результаты расчетов значений времени экспозиции для наблюдения излучения окиси азота в атмосферах исследуемых экзопланет в случае, когда данные планеты находятся во вторичном затмении у своих родительских звезд. Исследуется влияние спектров родительских звезд, лучевой концентрации NO в атмосфере, расстояния до рассматриваемых планет на значения времени экспозиции и определяются граничные возможности детектирования эмиссии NO.

4.1. Параметры экзопланет

В данном разделе, как и ранее, производятся вычисления значений времени экспозиции для экзо-Земель, супер-Земель, суб-Нептунов разных радиусов и масс, которые обладают N₂–O₂ доминантными атмосферами с различными лучевыми концентрациями окиси азота, диапазоны которых представлены в табл. 2. Кроме того, расчеты были также сделаны для нескольких подтвержденных экзопланет из NASA Exoplanet Archive² [46], которые расположены в зоне потенциальной обитаемости у своих родительских звезд и отстоят от наблюдателя на расстояниях, меньших 10 пк. Стоит уточнить, что на момент проведения вычислений количество подтвержденных экзопланет составляло 5060 (8819 кандидатов в экзопланеты), 96 из них расположены на расстояниях

² В этом исследовании использовался NASA Exoplanet Archive, который находится в ведении Калифорнийского технологического института по контракту с Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства в рамках Программы исследования экзопланет.

Таблица 3. Параметры планет для вычисления времени экспозиции. (Температура в верхней атмосфере принята равной 400 К. Заданное значение *SNR* равно 3)

Тип планеты	Радиус, R_E	Расстояние, пк	Тип звезды	a , а.е.
экзо-Земля	1	1–10	—	—
супер-Земля	2			
суб-Нептун	3.4			
GJ1061 d (супер-Земля)	1.64	3.670	M5.5	0.054
Tau Cet f (супер-Земля)	1.85	3.603	G8	1.334
Proxima Cen b (экзо-Земля)	1.08	1.3	M5.5V	0.0485
GJ682 c (суб-Нептун)	2.89	5.007	M3.5V	0.176
GJ687 b (суб-Нептун)	4.32	4.549	M3V	0.163
GJ273 b (экзо-Земля)	1.51	5.922	M3.5	0.091
Wolf 1061 c (супер-Земля)	1.66	4.306	M3.5	0.089
GJ357 d (суб-Нептун)	2.34	9.440	M2.5V	0.204
GJ667 C e (супер-Земля)	1.45	7.243	M1.5V	0.213
GJ 514 b (суб-Нептун)	2.13	7.618	M0.5-1V	0.422
HD 20794 e (супер-Земля)	2.03	6.003	G8	0.509
Tau Cet e (супер-Земля)	1.81	3.603	G8	0.538
HD 192310 b (суб-Нептун)	4.27	8.797	K2V	0.326
GJ 229 A c (суб-Нептун)	2.6	5.756	M1V	0.339
GJ 667 C c (супер-Земля)	1.77	7.244	M1.5V	0.125
GJ 433 d (суб-Нептун)	2.14	9.064	M2V	0.178
GJ 832 c (суб-Нептун)	2.18	4.964	M1.5	0.163

менее 10 пк, и только несколько из этих 96 находятся в ЗПО. Полный перечень используемых в расчетах экзопланет и их параметры представлены в табл. 3.

Важно отметить, что многие из представленных в табл. 3 экзопланет классифицируются как суб-Нептунуны. В данной работе, как уже было упомянуто, предполагается, что эти планеты могут потерять свою первичную атмосферу и приобрести устойчивую вторичную N_2-O_2 доминантную атмосферу, перейдя тем самым в класс супер-Земель.

4.2. Параметры родительской звезды

Одной из целей настоящего исследования является определение возможности наблюдения эмиссии потенциального биомаркера NO в γ -полосе в атмосферах экзопланет, которые находятся в ЗПО у звезд спектральных классов G-, K- и M. Однако существуют разные мнения касательно возможности существования биологической активности на планетах земного типа у маломассивных звезд.

Первоначально стоит отметить, что атмосферы планет, находящихся в ЗПО у звезд спектрального класса M и K, в отличие от звезд класса G,

подвержены сильному влиянию рентгеновского и жесткого ультрафиолетового потоков излучения на протяжении значительно большего времени [1, 47]. Так, например, Johnstone и др. [48] показали, что N_2-O_2 доминантная атмосфера с долей примеси CO_2 , равной 10%, будет нестабильна для потоков рентгеновского излучения, равных

$5-10 \frac{\text{эрг}}{\text{с см}^2}$, которые для звезды солнечного типа

были бы достигнуты примерно за 1 миллиард лет, и только за несколько миллиардов лет для M-карликов [3]. Также Johnstone и др. [49] определили, что планета земного типа, находящаяся в ЗПО у активной звезды, может полностью потерять атмосферу за время, меньше 0.1 Муг. Кроме того, в работе [50] было определено, что время убегающей атмосферы планеты в 1 бар, которая находится в ЗПО у Proxima Centauri b, составляет порядка 10 Муг. В своей работе Lammer и др. [1] заключают, что формирование плотной N_2-O_2 доминантной атмосферы на планете в ЗПО у M- и K-карликов скорее всего невозможно. Luger и др. [47], основываясь на собственных вычислениях, ставят под вопрос существование обитаемых планет вокруг M-карликов. Тем не менее в работах [41, 51–54] все же дается оценка для наблюдения молекулярных линий биомаркеров на планетах, роди-

Таблица 4. Параметры рассматриваемых звезд и характеристики орбит в центре зоны потенциальной обитаемости

Тип звезды	T_{eff} , К	R_s	M_s	a , а.е.	P , сут	T_d , ч
G2V (Солнце)	5770	1	1	1	365	13.05
K2V (HD 22049)	4780	0.77	0.785	0.5284	158.25	8.25
M1.5 (GJ 832)	3657	0.48	0.45	0.1928	46.07	4.10
M1.5V (GJ 667 C)	3350	0.46	0.33	0.1551	38.80	4.12
M4.5V (AD Leo)	3400	0.41	0.45	0.153	32.56	3.12
M5.5V (Proxima Cen)	3054	0.141	0.118	0.0395	8.34	1.06
G8	5440	0.85	0.68	0.7556	290.69	11.70
K2	4960	0.77	0.785	0.5689	176.81	8.56
M0	3800	0.62	0.6	0.2689	65.71	5.42
M1	3600	0.49	0.49	0.1907	43.44	3.99
M2	3400	0.44	0.44	0.1528	32.86	3.38
M3	3250	0.39	0.36	0.1237	26.48	2.98
M4	3100	0.26	0.2	0.0750	16.78	2.08
M5	2800	0.2	0.14	0.0471	9.97	1.51

тельскими звездами которых являются М- и К-карлики.

Стоит также заметить, что анализ наблюдений показывает, что не все звезды солнечного типа демонстрируют ту же активность, что и Солнце [55].

В данной работе для сохранения полноты картины мы определяем возможность детектирования NO в атмосферах планет земного типа, находящихся в ЗПО как у маломассивных звезд (М- и К-класса), так и у звезд G-класса. Для этого используются реальные спектры: М-карликов GJ 832 и GJ 667 C из базы данных MUSCLES database³ [56–58]; активных М-карликов AD Leo и Proxima Centauri, звезды К-класса HD22049 и Солнца – с веб-сайта VPL [51, 52, 59]. Кроме того, предполагая гипотетическое существование спокойных (не активных) М-карликов и пренебрегая их сильной активностью в ЖУФ, в данной работе также используются звезды спектральных классов M0–M5, спектры которых аппроксимированы функцией Планка, как это было сделано в [41, 53]. Также предполагается, что за весь цикл наблюдений спектры рассматриваемых звезд остаются неизменными в исследуемом диапазоне длин волн (в реальности, спектр звезды может меняться ввиду вращения звезды и спорадической активности). Последние предположения являются достаточно грубыми, однако, остаются приемлемыми для проведения параметрических расчетов.

³ Для звезд GJ 832 и GJ 667 была использована версия 2.2 адаптированного панхроматического спектра звезд с разрешением в 1 Å из базы данных MUSCLES.

Таким образом, реальные спектры звезд, используемые в настоящем исследовании, соответствуют спектральным классам M1.5, M4.5V, M5.5V K2V и G2V, тогда как спектры, аппроксимированные функцией Планка, соответствуют спектральным классам M0–M5, G8 и K2. Параметры рассматриваемых звезд представлены в табл. 4. Спектры реальных звезд показаны на рис. 4. Рисунок 4а с демонстрирует спектральное распределение энергии в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазоне. На рис. 4б показан спектр в ультрафиолетовом диапазоне. Также на рис. 5 показаны средние потоки в центре ЗПО от всех рассматриваемых звезд в диапазоне длин волн 170–240 нм.

Поток от рассматриваемых звезд был масштабирован так, чтобы поверхностная температура модельной планеты, находящейся в ЗПО у данных звезд, была равна 288.15 К. Коэффициенты масштабирования были взяты из работы [54]. Стоит отметить, что при рассмотрении реальных планетных систем масштабирование потока от родительской звезды не производилось.

В предположении, что рассматриваемые планеты обладают таким альбедо же, как Земля, и имеют похожий парниковый эффект, было использовано следующее выражение для вычисления большой полуоси орбиты, расположенной в центре ЗПО [53]:

$$a_{\text{HZ}} = \left(\frac{T_s}{T_{\text{Sun}}} \right)^2 \left(\frac{R_s}{R_{\text{Sun}}} \right). \quad (10)$$

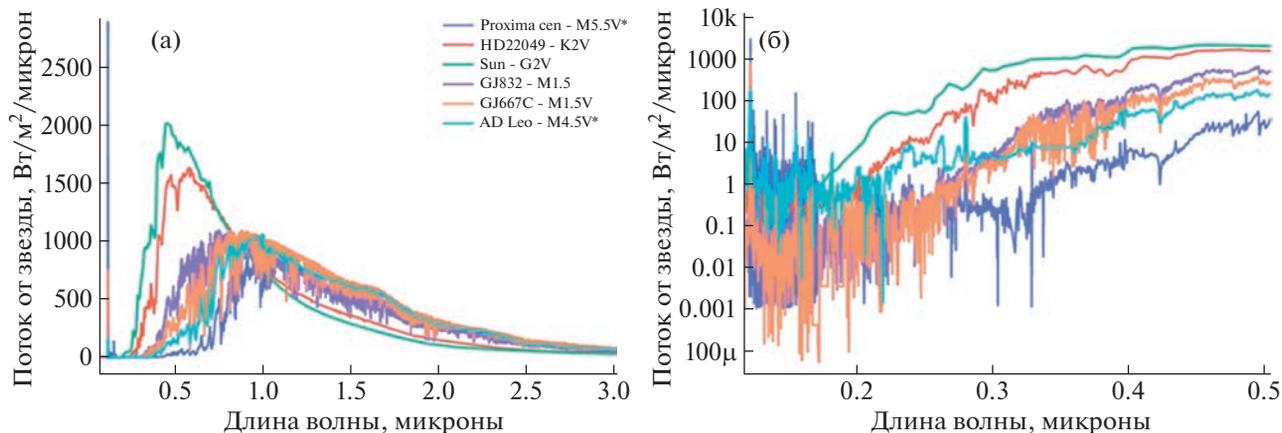


Рис. 4. Спектры реальных звезд, рассматриваемых в данном исследовании, масштабированные так, чтобы поверхностная температура планет достигала 288.15 К. В случае а) представлен УФ и ИК спектр с линейными осями и в случае б) представлен УФ спектр с логарифмическими осями.

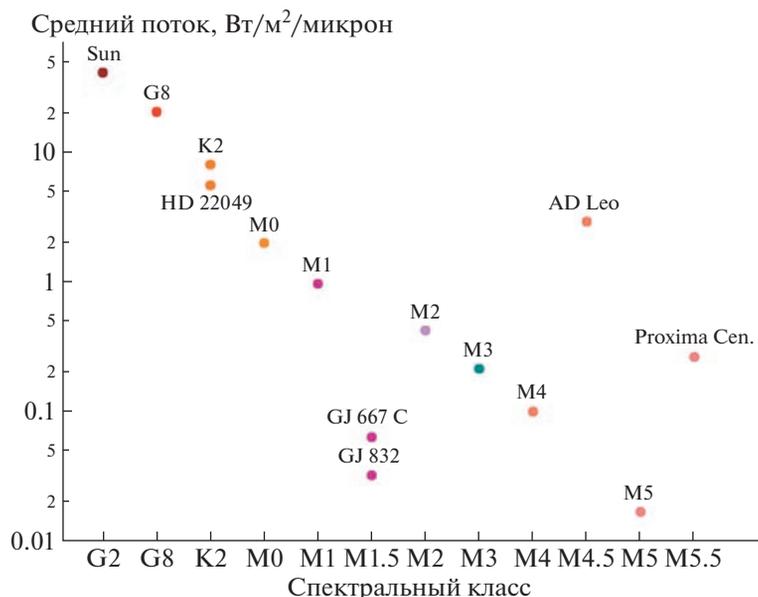


Рис. 5. Средние потоки в центре ЗПО от всех рассматриваемых звезд в диапазоне длин волн 170–240 нм.

Орбитальный период планеты в центре ЗПО был вычислен из тех же предположений, с помощью следующего выражения:

$$P_{HZ} = 365.25 \times 24(a_{HZ})^{3/2} \left(\frac{M_s}{M_{Sun}} \right)^{-1/2}. \quad (11)$$

Рассчитанные по формулам (10) и (11) параметры орбит, а также продолжительность транзитов (8) в часах были добавлены в табл. 4. Стоит отметить, что для всех планет рассмотрены только круговые орбиты. Все представленные предположения являются приемлемыми в наших параметрических вычислениях.

Также для полноты картины в табл. 5 представлены потоки рассматриваемых реальных звезд в линии Лайман-альфа ($Ly-\alpha$) и в мягком рентгеновском диапазоне ($<100 \text{ \AA}$), взятые из работы [60]. Как известно, поток в линии $Ly-\alpha$ сильно влияет на химию верхних атмосфер экзопланет, т.к. под действием данного потока изменяются сечения фотодиссоциации молекул H_2O , CO_2 и других [34]. Потоки рентгеновского излучения, в свою очередь, влияют на убегание атмосферы планеты. Стоит отметить, что в работе [60] потоки в линии $Ly-\alpha$ восстановлены с учетом межзвездного поглощения. Однако техника вос-

Таблица 5. Потоки реальных звезд в линии Лайман-альфа и в мягком рентгеновском диапазоне, $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ с}}$, в центре зоны потенциальной обитаемости. Данные взяты из [60]. Для рентгеновских потоков указаны ссылки на работы, из которых взяты данные в [60]

Тип звезды	a , а.е.	Поток в линии Ly- α , $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ с}}$	Рентгеновский поток, $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ с}}$
G2V (Солнце)	1	9.15	2.85 ¹
K2V (HD 22049)	0.5284	77.00	20.16 [62]
M1.5 (GJ 832)	0.1928	139.08	5.76 [62]
M1.5V (GJ 667 C)	0.1551	64.02	10.93 ²
M4.5V (AD Leo)	0.153	398.56	815.93 [63]
M5.5V (Proxima Cen)	0.0395	192.92	91.01 [64]

¹Данные переданы Linsky и др. [60] от M. Snow в частном порядке (2012).

²Данные переданы Linsky и др. [60] от J. Schmitt в частном порядке (2012).

становления отличается от той, что была использована в работе [61], и основана на корреляции потока в линии Ly- α с потоками в других линиях (O I, C II и C IV), которые не испытывают межзвездного поглощения. При этом учитываются спектральный класс звезды и ее активность. В данной работе, к сожалению, не приведены ширины линии Ly- α для каждой звезды.

Звезды, спектры которых аппроксимированы функцией Планка, обозначены в дальнейшем тексте как “спокойные”. В заключение данного раздела отметим, что существует достаточно много неопределенностей, связанных с заданием параметров рассматриваемых звезд и экзопланет. Так, например, принято считать, что Proxima Centauri является активной звездой, однако Wunderlich и др. [54] классифицировали звезду Proxima Centauri как неактивную, а France и др. [56], ссылаясь на работу [65], определили данную звезду как слабоактивную. Очевидно, что единственный способ провести корректный анализ в данном случае — это рассмотрение всего возможного диапазона параметров, что мы и постарались учесть в расчетах.

4.3. Результаты расчетов

Используя выражения (7–9), мы вычислили значения времени экспозиции, необходимые для наблюдения излучения окиси азота (в оптически толстом и тонком случаях) в резонансной (1,0) γ -полосе и в системе γ -полос для случая, когда

планеты с N₂–O₂ доминантными атмосферами находятся во вторичном затмении у своих родительских звезд. В вычислениях использовались следующие параметры: соотношение SNR, равное 3; лучевые концентрации окиси азота в диапазоне из табл. 2. Расстояния между измерительным прибором и исследуемыми планетами варьировались в диапазоне от 1 до 10 пк. В расчетах использовались реальные и аппроксимированные функции Планка спектры родительских звезд спектральных классов M0–M7, K2, G8 и G2 (табл. 4 и рис. 6). В качестве параметров измерительного прибора использовались данные спектрографов WSO-UV (Спектр-УФ) UVES и LSS.

4.3.1. Влияние лучевой концентрации NO, спектров родительских звезд и разрешения на значения времени экспозиции. На рис. 6 и 7 показана зависимость значений времени экспозиции в сутках от лучевой концентрации окиси азота для оптически тонкого (рис. 5) и толстого (рис. 6) случаев излучения NO в системе γ -полос при соотношении SNR, равном 3, и расстоянии до модельных планет, принятым равным 1 пк. Результаты представлены для разрешения $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, равного 1000, что соответствует спектрографу LSS космического телескопа WSO-UV (Спектр-УФ). В качестве спектров родительских звезд использовались: реальный спектр Солнца (G2V), спектры “спокойных” звезд G8 и M0 спектрального класса, а также реальный спектр AD Leo (M4.5V).

Стоит отметить, что аналогично результатам, которые были представлены ранее в разделе 3, минимальное значение времени экспозиции в транзитах достигается при лучевой концентрации NO, равной 10^{17} см^{-2} , в оптически толстом случае излучения NO; и при лучевой концентрации, равной верхнему пределу диапазона (табл. 2), в оптически тонком случае излучения.

Из представленных на рис. 6 и 7 результатов видно различие в значениях времени экспозиции при использовании спектров реальных звезд и спектров “спокойных” звезд. Так, минимальное время экспозиции при регистрации излучения NO в системе γ -полос в атмосфере суб-Нептуна-2 (оптически тонкий случай излучения), который находится во вторичном транзите у звезды типа AD Leo (M4.5V), должно составить порядка семи минут (менее одного транзита, см. табл. 4) (рис. 7с). В то же время экспозиция составляет 13 мин (рис. 7d), когда суб-Нептун-2 находится в затмении у “спокойной” звезды более раннего спектрального класса M0 (для анализа см. рис. 5). Если родительской звездой этой планеты является Солнце, то время экспозиции для того же случая излучения уменьшается до двух минут (рис. 7с).

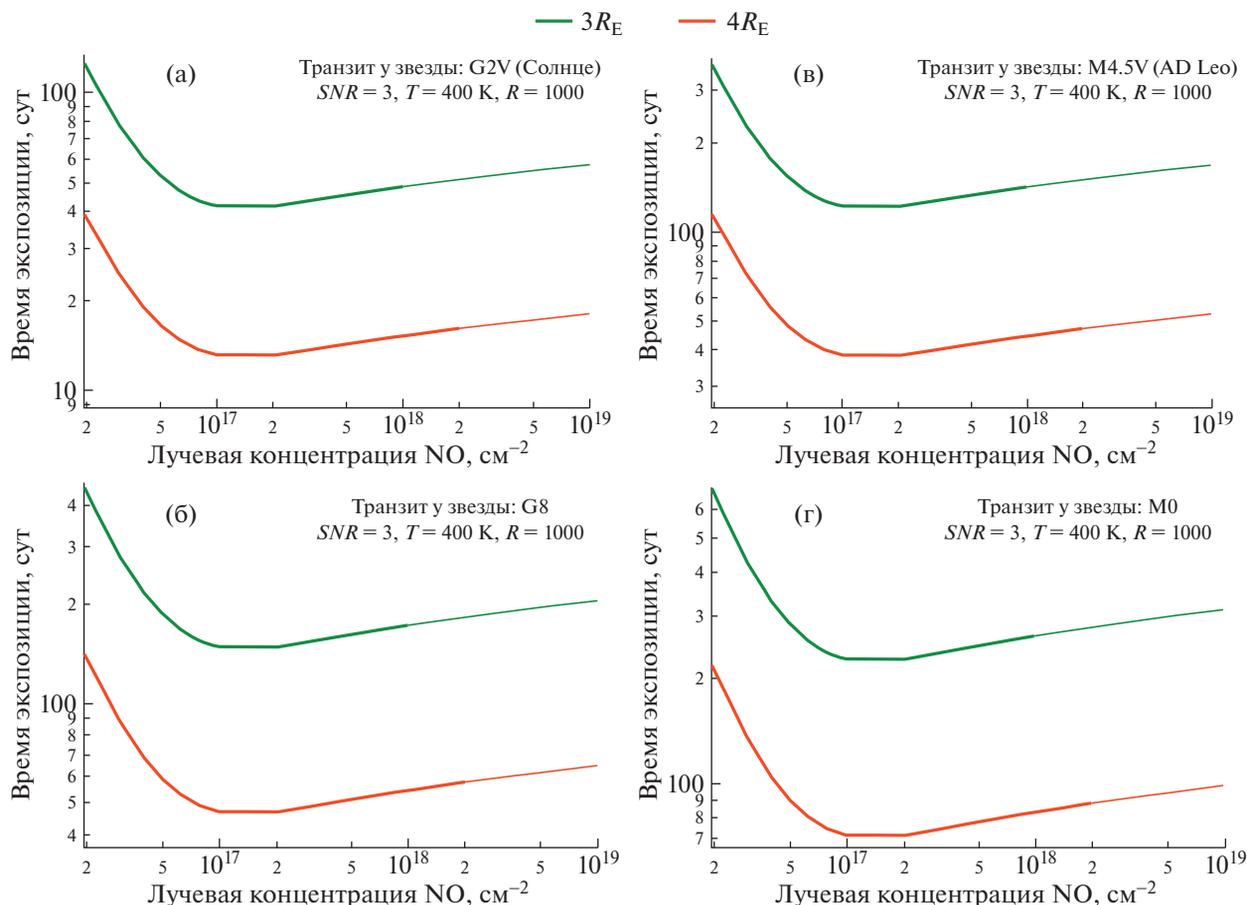


Рис. 6. Значения времени экспозиции в сутках для наблюдения эмиссии NO в системе γ -полос (оптически толстый случай излучения) на разных модельных планетах, родительская звезда которых: а) Солнце (G2V класса); б) G8 класса; в) AD Leo (M4.5V класса); г) M0 класса. Приняты следующие параметры: $SNR = 3$, $R = 1000$ (LSS), расстояние до планетных систем = 1 пк. Зеленые линии соответствуют суб-Нептунам с $3R_E$ и красные линии – суб-Нептунам с $4R_E$.

Важно отметить, что результаты, в которых значения времени экспозиции составляют меньше одного транзита (продолжительность транзита указана в табл. 4), стоит интерпретировать как увеличение соотношения сигнал к шуму больше заданного (т.е. $SNR > 3$) за время, равное одному транзиту (см. выражение (17)). Также стоит уточнить, что здесь и далее при указании значений времени экспозиции не учитывается время между транзитами.

В табл. 6 показаны значения времени экспозиции в сутках и часах для спектральных разрешений LSS ($R = 1000$) и UVES ($R = 50000$). Для сравнения добавлены расчеты для $R = 200$ (которого также достаточно, чтобы разрешить систему γ -полос окиси азота). При этом рассматривается оптически тонкий случай излучения окиси азота и используются спектры тех же звезд, что и на рис. 6 и 7. Расстояние до модельных планет принято равным 5 пк, лучевая концентрация NO соответствует верхнему пределу диапазона (табл. 2).

Из анализа полученных результатов следует, что использование спектрографа с меньшим разрешением позволяет снизить время накопления сигнала.

4.3.2. Влияние расстояния до планет, размеров планет, спектров родительских звезд и разрешения на значения времени экспозиции. На рис. 8–9 представлена зависимость значений времени экспозиции в сутках от расстояния до рассматриваемых планетных систем при рассмотрении оптически тонкого случая излучения окиси азота и лучевой концентрации NO, равной верхнему пределу диапазона лучевых концентраций. На рис. 8 показаны планетные системы, у которых в качестве спектра родительской звезды используется реальный спектр. Для построения рис. 9 использованы спектры “спокойных” звезд. Расчеты выполнены с использованием параметров спектрографа LSS ($R = 1000$).

Стоит заметить, что реальные экзопланеты (табл. 3) добавлялись на рис. 8, только если их ро-

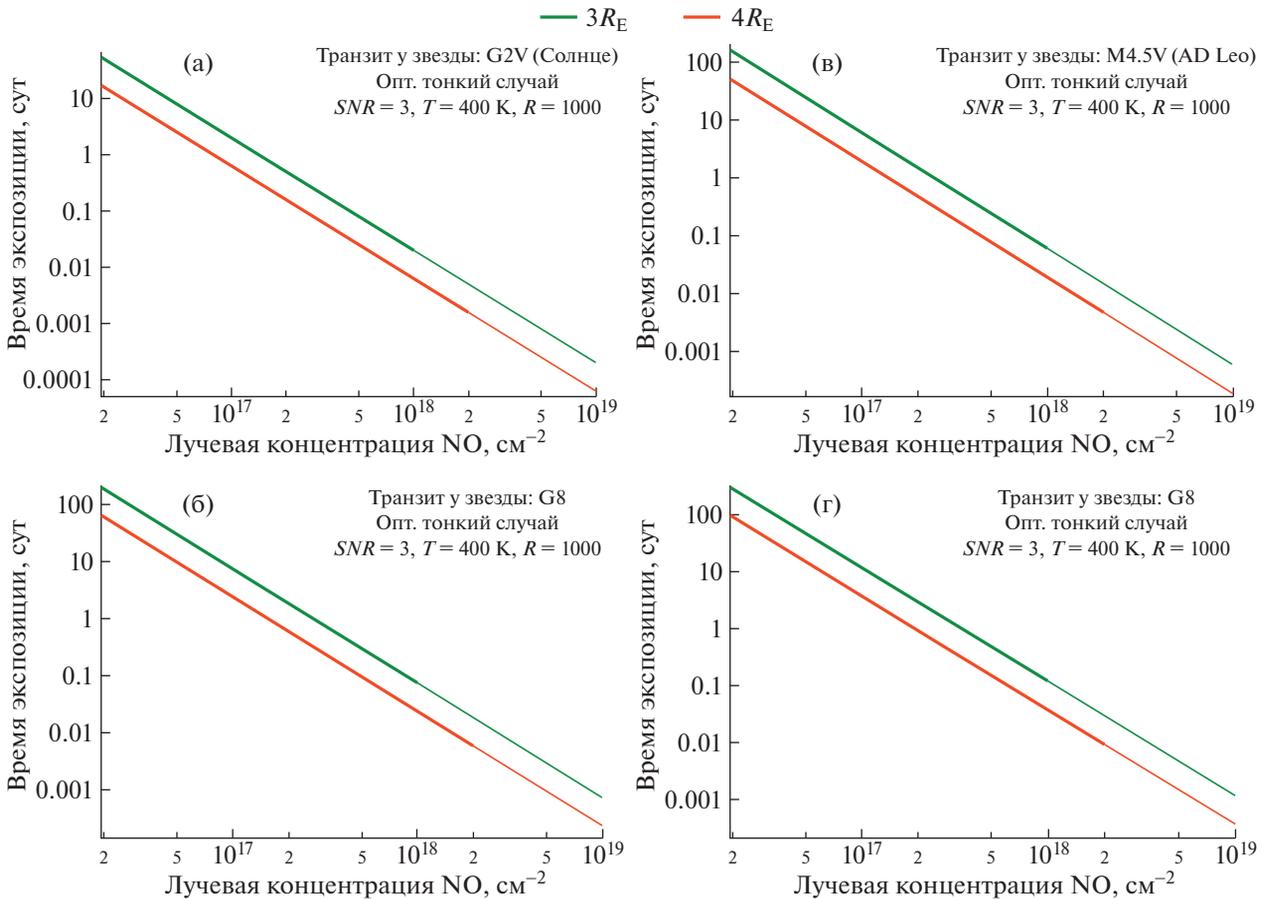


Рис. 7. Значения времени экспозиции в сутках для наблюдения эмиссии NO в системе γ -полос (оптически тонкий случай излучения) на разных модельных планетах, родительская звезда которых: а) Солнце (G2V класса); б) G8 класса; в) AD Leo (M4.5V класса); д) M0 класса. Приняты следующие параметры: $SNR = 3$, $R = 1000$ (LSS), расстояние до планетных систем = 1 пк. Зеленые линии соответствуют суб-Нептунам с $3R_E$ и красные линии – суб-Нептунам с $4R_E$.

дительская звезда совпадала со звездой, используемой в расчетах (табл. 4) (кроме планеты HD 192310, которая была добавлена, т.к. спектральный класс ее родительской звезды идентичен со спектральным классом звезды HD 22049). При этом на рис. 9 реальные экзопланеты были добавлены таким образом, чтобы спектральный класс их родительской звезды совпадал со спектральным классом звезды, рассматриваемой в данной работе.

Для сравнения возможностей различных спектрографов при наблюдении эмиссии окиси азота на рис. 10 показана та же зависимость, что и на рис. 9, при этом добавлены результаты расчетов с использованием разрешения $R = 50\,000$ (UVES), $R = 1000$ (LSS) и $R = 200$. В качестве планет рассматриваются суб-Нептун-3 ($4R_E$).

Наилучшие результаты вычислений времени экспозиции для реальных экзопланет представлены в табл. 7. Некоторые планеты в данной таблице (HD 192310, GJ832c) были помечены как RS

(если спектр их родительской звезды соответствует спектру реальной звезды) и QS (если рассматривается спектр “спокойной” звезды, аппроксимированный функцией Планка).

Случай 1. Реальные звезды – реальные и модельные планеты

Как можно заметить, из всех рассмотренных реальных планетных систем эмиссию окиси азота в системе γ -полос можно задетектировать с помощью спектрографа LSS за разумное наблюдательное время (которое мы приняли равным 120 ч) на планете HD 192310 (рис. 8, табл. 7). Время экспозиции в оптически тонком случае излучения окиси азота составляет 26.9 ч.

При рассмотрении модельных планет с реальными звездами наблюдения также возможны с LSS только в оптически тонком случае излучения NO. Так, для суб-Нептун-3 ($4R_E$), если они находятся в ЗПО у звезды типа Солнца, детектирование становится возможным, если расстояние до таких планетных систем < 55 пк; у звезд типа

Таблица 6. Значения времени экспозиции в сутках (и часах) для наблюдения эмиссии NO в системе γ -полос (в оптически тонком случае) на разных планетах с $SNR = 3$, разными разрешением: 200, 1000 (LSS), 50000 (UVES). Сделаны следующие предположения: лучевая концентрация NO равна верхнему пределу заданного диапазона (табл. 2), температура в верхней атмосфере равна 400 К, планетная система находится на расстоянии 5 пк от Земли

Тип Звезды	Радиус, R_E	$R = 200$	$R = 1000$	$R = 50000$
M4.5V (AD Leo)	1	>15 ¹ сут	>15 сут	>15 сут
	2	9.7 сут	>15 сут	
	3	7.4 ч	1.5 сут	
	4	0.5 ч	2.9 ч	6.1 сут
M0	1	>15 сут	>15 сут	>15 сут
	2			
	3	13.7 ч	2.9 сут	
	4	1.1 ч	5.4 ч	11.3 сут
G8	1	>15 сут	>15 сут	>15 сут
	2	11.9 сут		
	3	9.0 ч	1.8 сут	
	4	0.7 ч	3.6 ч	7.5 сут
G2V (Солнце)	1	>15 сут	>15 сут	>15 сут
	2	3.1 сут	15 сут	
	3	2.4 ч	12.6 ч	
	4	0.2 ч	1 сут	1.9 сут

¹В случаях, когда время экспозиции значительно превышает разумное наблюдательное время, в таблице указывается значение >15 сут. Это значение в три раза превышает установленное нами приемлемое наблюдательное время.

Proxima Cen (<50 пк); AD Leo (<35 пк); HD 22049 (<18 пк); GJ 667 C (<5 пк); GJ 832 (<4 пк) (рис. 8). Границы наблюдаемости для супер-Земель-1 ($2R_E$) в оптически тонком случае излучения рас-

ширяются только при использовании спектрографа меньшего разрешения $R = 200$ и увеличении лучевой концентрации NO вдвое выше заданного диапазона (табл. 2). Эмиссию NO в атмосферах данных планет в этом случае можно наблюдать, если они вращаются вокруг звезд типа Солнца и находятся на расстоянии <13 пк от телескопа; Proxima Cen (<11 пк); AD Leo (<8 пк); HD 22049 (<5 пк).

Случай 2. “Спокойные” звезды – реальные и модельные планеты

Ситуация улучшается при рассмотрении планетных систем со “спокойными” родительскими звездами. Так, в оптически тонком случае время экспозиции с LSS составляет 13.2 ч для GJ687 b и 15 ч для планеты HD 192310 (табл. 7, рис. 9). Однако, чтобы за разумное время задетектировать сигнал эмиссии на таких планетах, как GJ229 A c, GJ682 c и GJ 832 c, необходимо использовать спектрограф меньшего разрешения $R = 200$. Результаты в этом случае составляют 2.93, 2.64 и 4.41 сут соответственно (табл. 7).

Что касается модельных планет, находящихся в ЗПО у “спокойных” звезд спектральных классов K2, G8, M0–M5, то наблюдение излучения окиси азота в системе γ -полос (оптически тонкий случай) в атмосферах данных планет возможно за время, равное 100 ч наблюдений. Данное утверждение справедливо для суб-Нептунов-1 и -2, при этом доступный для детектирования диапазон расстояний до планетных систем составляет 2–30 пк (диапазон зависит от размеров планеты и спектрального класса звезды, см. Заключение, табл. 8). Однако, чтобы с помощью спектрографа LSS наблюдать эмиссию NO на супер-Землях-1, необходимо, чтобы лучевая концентрация окиси азота в атмосферах данных планет достигала $7 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, если данная планета находится в ЗПО у звезды G8 класса (при расстоянии до пла-

Таблица 7. Значения времени экспозиции, для наблюдения эмиссии NO в системе γ -полос для разных планет во время их вторичного затмения с $SNR = 3$, $R = 1000$ (LSS). Сделаны следующие предположения: рассматривается оптически тонкий случай излучения; Лучевая концентрация NO равна верхнему пределу заданного диапазона (табл. 2); температура в верхней атмосфере равна 400 К. RS – соответствует спектру реальной звезды, QS – соответствует спектру “спокойной” звезды. Жирным шрифтом отмечены наилучшие результаты

Наименование планеты	Тип планеты	Родительская звезда	d , pc	Радиус, R_E	Время экспозиции, сут	
					$R = 1000$ (LSS)	$R = 200$
GJ229 A c	суб-Нептун	M1V	5.756	2.6	14.65	2.93
GJ514 b	суб-Нептун	M0.5-1V	7.618	2.13	26.19	5.24
HD 192310 b	суб-Нептун	K2V	8.797	4.27	0.63 (QS) 1.12 (RS)	0.12 (QS) 0.22 (RS)
GJ682 c	суб-Нептун	M3.5V	5.007	2.89	13.21	2.64
GJ687 b	суб-Нептун	M3V	4.549	4.32	0.55	0.11
GJ 832 c	суб-Нептун	M1.5V	4.964	2.18	22.05 (QS)	4.41

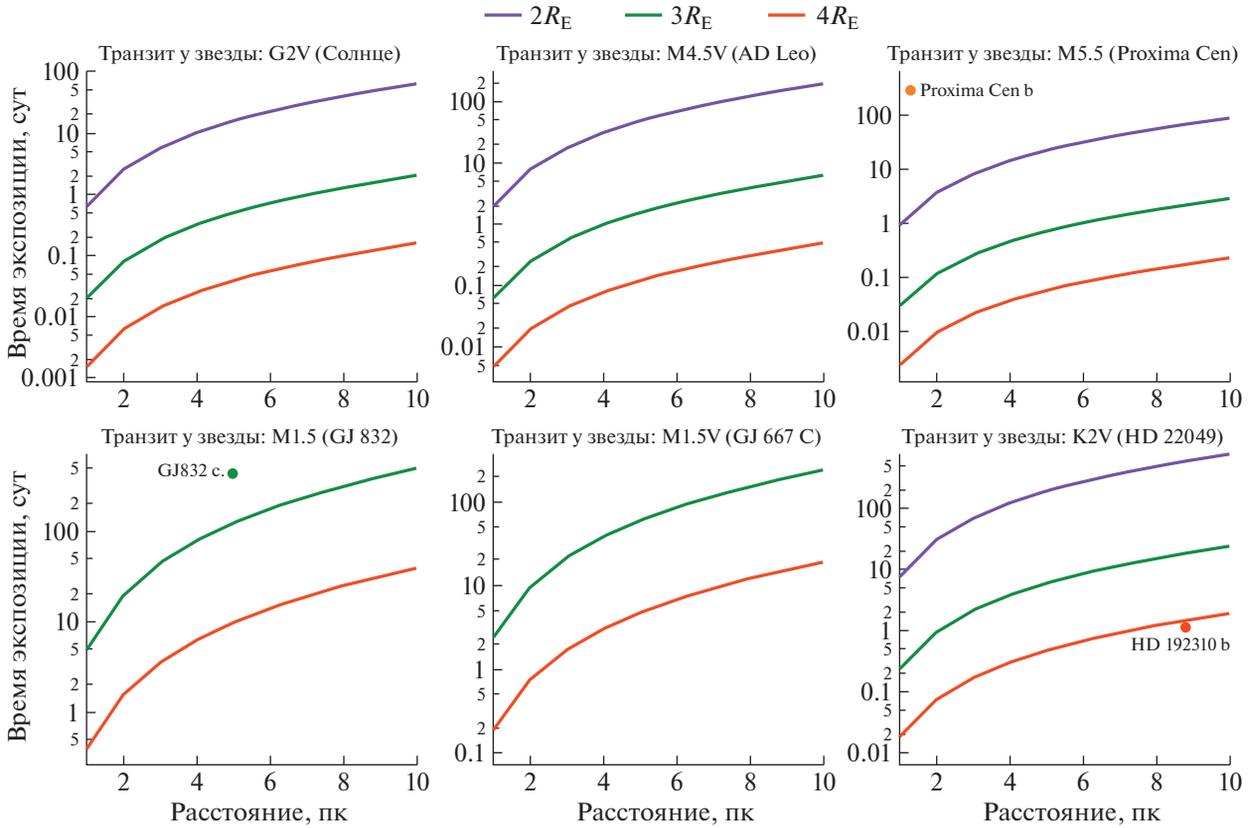


Рис. 8. Значения времени экспозиции, в сутках, для наблюдения эмиссии NO в системе γ -полос в оптически тонком случае с $SNR = 3$, $R = 1000$, лучевой концентрацией NO, равной верхнему пределу заданного диапазона (табл. 2), для разных модельных и реальных планет, которые вращаются вокруг разных реальных звезд и расположены на разных расстояниях от Земли 1–10 пк. Фиолетовые линии соответствуют супер-Землям с $2R_E$, зеленые линии – суб-Нептунам с $3R_E$ и красные линии – суб-Нептунам с $4R_E$. Желтая точка соответствует экзо-Земле с $1R_E$.

нетной системы, равно 5 пк), и $7 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, если планета вращается вокруг звезды класса M5 (при том же расстоянии до планетной системы).

Возможность детектирования также повышается при снижении разрешения спектрографа до $R = 200$: в этом случае окись азота в атмосферах су-

Таблица 8. Граничные расстояния до разных планетных систем с модельными планетами и “спокойными” звездами (и Солнцем) для наблюдения эмиссии NO в системе γ -полос в оптически тонком и толстом случаях с $SNR = 3$, $R = 1000$ (LSS), когда лучевая концентрация NO равна верхнему пределу заданного диапазона (табл. 2) и равна 10^{17} см^{-2} соответственно. Пустые ячейки соответствуют невозможности детектирования эмиссии

Родительская звезда	Граничные расстояния, пк		
	Оптически тонкий случай		
	Лучевая концентрация NO = верхнему пределу из табл. 2		
	супер-Земля-1	суб-Нептун-1	суб-Нептун-2
Солнце	4	16	55
G8	3	8	30
K2	2	6	22
M0	2	7	25
M1	1	5	16
M2	—	4	14
M3	—	3	12
M4	—	2.5	10
M5	—	2	6

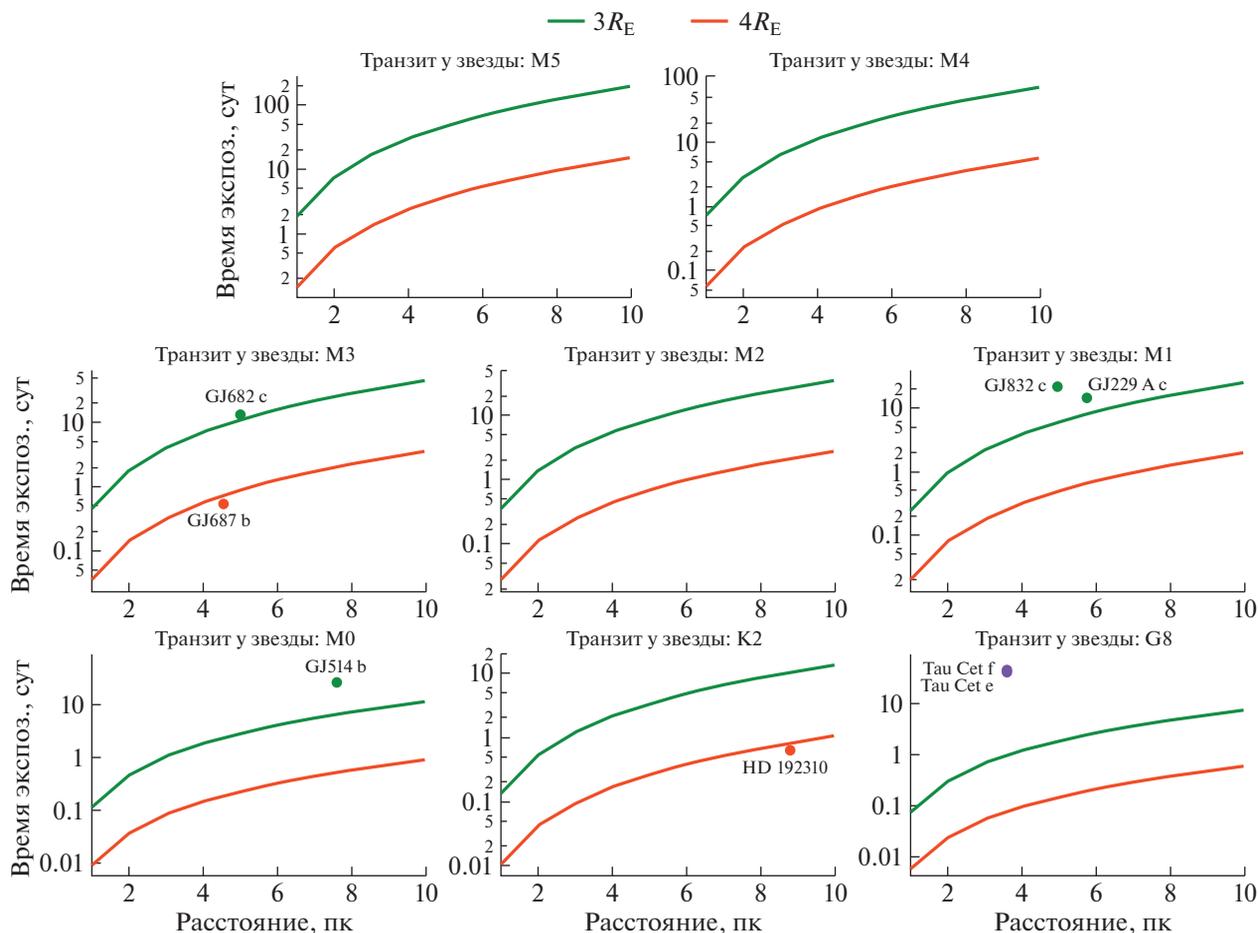


Рис. 9. Значения времени экспозиции, в транзитах, для наблюдения эмиссии NO в системе γ -полос в оптически тонком случае с $SNR = 3$, $R = 1000$, лучевой концентрацией NO, равной верхнему пределу заданного диапазона (табл. 2), для разных модельных и реальных планет, которые вращаются вокруг разных “спокойных” звезд и расположены на разных расстояниях от Земли 1–10 пк. Зеленые линии соответствуют суб-Нептунам с $3R_E$ и красные линии – суб-Нептунам с $4R_E$. Фиолетовые точки соответствует супер-Землям с $2R_E$.

пер-Земель-1 можно наблюдать, если данные планеты находятся в ЗПО у звезд спектральных классов K2, G8, M0–M4, расстояние до планетных систем составляет 1–5 пк, лучевая концентрация NO соответствует верхнему пределу заданного диапазона (табл. 2).

К сожалению, анализ результатов показал, что при рассмотрении оптически толстого случая излучения окиси азота значения времени экспозиции, в большинстве случаев, превышают разумное время (120 ч) наблюдений, за которое можно задетектировать сигнал с помощью спектрографов Спектр-УФ. При использовании спектрографа с разрешением $R = 200$ возможность детектирования в рассматриваемом случае увеличивается, но все же остается ограниченной. Так, за 100 ч наблюдений можно наблюдать эмиссию NO (в оптически толстом случае) на модельном суб-Нептуне-2, который находится в ЗПО у звезды

солнечного типа, лишь на малых расстояниях (< 2 пк) от Земли.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Ввиду предполагаемых лучших технических характеристик, потенциальные возможности для наблюдений в ближнем ультрафиолетовом диапазоне у спектрографов UVES и LSS комического телескопа WSO-UV (Спектр-УФ) выше, чем у спектрографов STIS и COS телескопа HST: UVES и LSS могут позволить достичь соотношения SNR , как минимум в 2.2 и 2.3 раза больше, чем это возможно с помощью STIS и COS, соответственно, при одинаковых значениях времени накопления сигнала.

2. С помощью спектрографа LSS космического телескопа WSO-UV (Спектр-УФ) можно получить следующие результаты при наблюдении по-

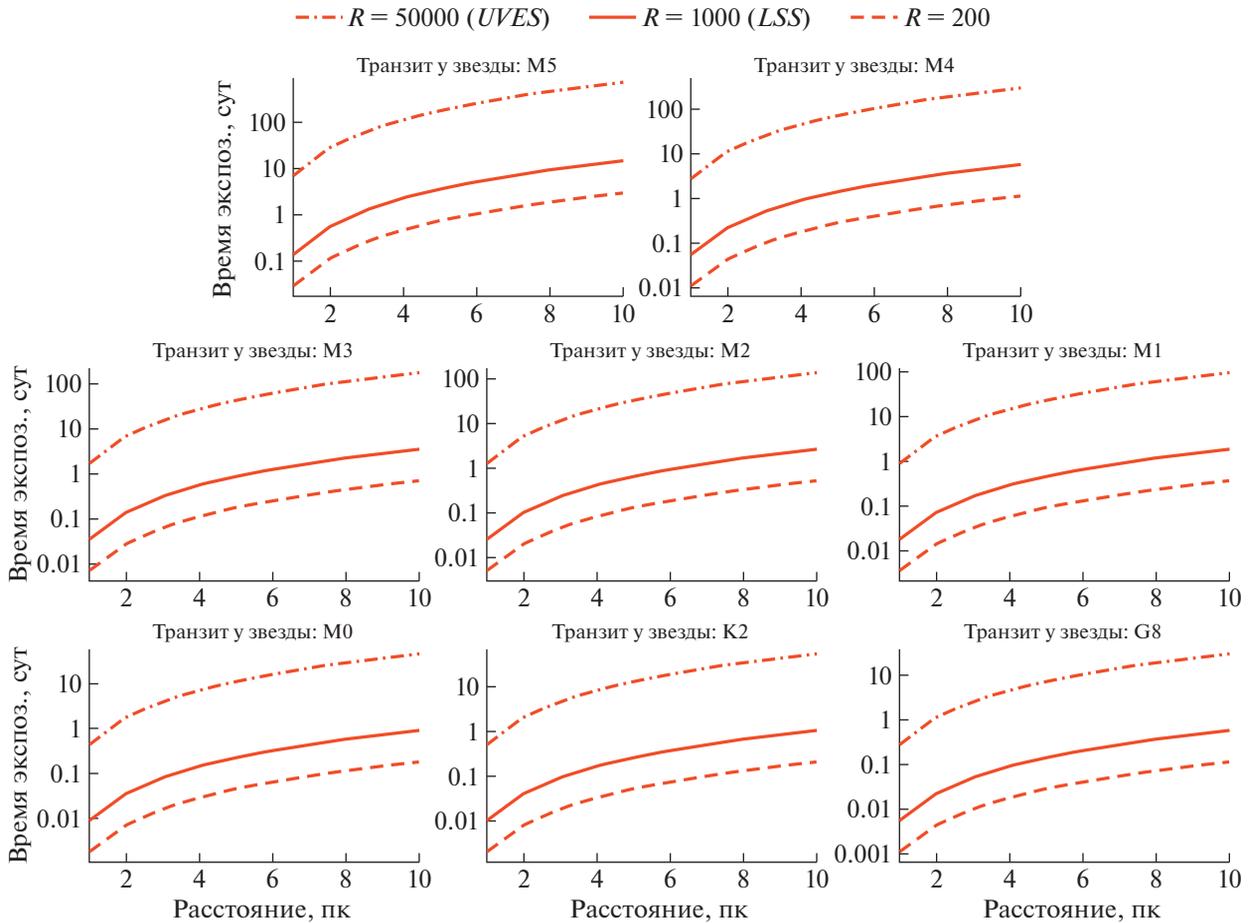


Рис. 10. Значения времени экспозиции, в транзитах, для наблюдения эмиссии NO в системе γ -полос в оптически тонком случае с $SNR = 3$, $R = 1000$ (LSS) – сплошные линии, $R = 50000$ (UVES) – пунктирные линии с точкой, $R = 200$ – пунктирные линии. Рассматривается модельная планета суб-Нептун-2 с лучевой концентрацией NO, равной верхнему пределу заданного диапазона (табл. 2), вращающаяся вокруг “спокойных” звезд. Расстояние до планетных систем варьируется от 1 до 10 пк.

тенциального биомаркера – γ -полосы NO в оптически тонких атмосферах экзопланет земного типа. (Предполагается, что как и для атмосферы Земли, излучение в γ -полосе в атмосферах экзопланет земного типа является оптически тонким, за исключением колебательной полосы (1,0).

2.1. Для экзо-Земель при принятых параметрах атмосферы детектирование эмиссии NO с помощью данного спектрографа невозможно за разумное наблюдательное время, принятое равным 120 ч. Условия, при которых возможность наблюдения окиси азота на данных экзопланетах появляется, указаны в табл. 9.

2.2. Использование данного спектрографа может позволить за разумное время задетектировать эмиссию NO в атмосферах супер-Земель, которые находятся в ЗПО у звезд солнечного типа и звезд спектрального класса G8, K2, M0, M1, при небольших расстояниях до данных планетных си-

стем (<4 пк). Область допустимых для детектирования расстояний расширяется при увеличении лучевых концентраций окиси азота в два и более раз (см. табл. 9).

2.3. Также наблюдения рассматриваемой эмиссии с помощью LSS возможны для следующих реальных экзопланет, на которых предполагается существование устойчивой вторичной N_2-O_2 доминантной атмосферы: HD 192310 b – время экспозиции составляет 26.9 ч; GJ687 b – время экспозиции составляет 13.2 ч (при условии, что родительской звездой данной планеты является спокойная звезда M3V спектрального класса).

3. Проведенные расчеты показали, что наблюдение эмиссии NO в γ -полосе с помощью спектрографа LSS в оптически тонких атмосферах суб-Нептунув ($3-4 R_E$) возможно, если данные планеты находятся в ЗПО у звезд, спектр которых соответствует Солнцу, Proxima Cen., AD Leo,

Таблица 9. Граничные лучевые концентрации NO в атмосферах модельных планет, которые находятся во вторичном затмении у “спокойных” звезд и Солнца, и расстояние до которых равно 5 пк — необходимые для того, чтобы наблюдать эмиссию NO в системе γ -полос за 5 орбит WSO-UV (Спектр-УФ). $SNR = 3$, $R = 1000$ (LSS), температура в верхней атмосфере равна 400 К. Стандартный диапазон — означает диапазон лучевых концентраций из табл. 2

Родительская звезда	Граничные лучевые концентрации NO, см ⁻² . Оптически тонкий случай			
	экзо-Земля	супер-Земля-1	суб-Нептун-1	суб-Нептун-2
Солнце	3×10^{18}	7×10^{17}	Стандартный диапазон	Стандартный диапазон
G8	5×10^{18}	1.5×10^{18}		
K2	7×10^{18}	2×10^{18}		
M0				
M1	1×10^{19}	3×10^{18}		
M2	$>1 \times 10^{19}$		1.5×10^{18}	
M3			4×10^{18}	2×10^{18}
M4		7×10^{18}		3×10^{18}
M5				

HD 22049, GJ 667 C, GJ 832. В этом случае граничные расстояния до планетных систем, при которых возможно детектирование рассматриваемой эмиссии за 120 ч наблюдений, варьируются от 4 до 55 пк. Данный диапазон зависит от спектрального класса звезды и размера планеты. Если спектр звезды соответствует спектру “спокойных” звезд спектральных классов G8, K2, M0–M5, диапазон граничных расстояний составляет 2–30 пк (см. табл. 8). Стоит отметить, что по современным оценкам число планетных систем, удовлетворяющих этим ограничениям, достигает 25 в пределах 10 пк (табл. 4, а также работа [66]).

4. Расчеты с использованием параметров LSS также показали, что время экспозиции при рассмотрении оптически толстого случая излучения окиси азота превышает время, соответствующее 120 ч наблюдений.

5. Возможность детектирования эмиссии NO в γ -полосе увеличивается при снижении разрешения спектрографа до $R = 200$. Так, например, наблюдения данной эмиссии в оптически тонком случае излучения возможны для планет GJ229 A c (время экспозиции 70 ч), GJ682 c (62 ч) и GJ832 c (100 ч), при условии что родительскими звездами этих экзопланет являются “спокойные” звезды спектральных классов M1V, M3.5V, M1.5V соответственно. Отметим также, что использование данного спектрографа увеличивает диапазон граничных расстояний для детектирования эмиссии NO на супер-Землях до 13 пк.

Проведенные вычисления показывают значимость проекта WSO-UV (Спектр-УФ) для наблюдений потенциальных биомаркеров в атмосферах

экзопланет. Выявленная возможность наблюдений с помощью спектрографа LSS γ -полосы NO на экзопланетах земного типа, обладающих N₂–O₂ доминантными атмосферами, открывает широкую возможность поиска индикаторов биологической и геологической активности на данных экзопланетах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была поддержана Российским научным фондом (Проект № 22-12-00364).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи благодарят Саванова Игоря Спартакевича, Шематовича Валерия Ивановича, Баркова Максима Владимировича и Машонкину Людмилу Ивановну за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Lammer, L. Sproß, J. L. Grenfell, M. Scher, et al., *Astrobiology* **19**, 7 (2019).
2. E. E. Stüeken, M. A. Kipp, M. C. Koehler, E. W. Schwieterman, et al., *Astrobiology* **16** (2016a).
3. L. Sproß, M. Scherf, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and H. Lammer, *Astronomy Reports* **65**, No. 4 (2021).
4. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, D. V. Bisikalo, et al., *Astronomy Reports* **60** (2016).
5. B. M. Shustov, M. E. Sachkov, S. G. Sichevsky, R. N. Arkhangelsky, et al., *Sol. Syst. Res.* **55**, No. 7 (2021).
6. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and J. C. Gérard, *Geophysical Research Letters* **18**(9) (1991).

7. J.-C. Gérard, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo, *Geophysical Research Letters* **18**(9) (1991).
8. J.-C. Gérard, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo, *Geophysical Monograph Series. The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory* **87** (1995).
9. J.-C. Gérard, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, and J. W. Duff, *Journal of Geophysical Research* **102**(A1) (1997).
10. C. A. Barth, *Piana Space Sci.* **40**, No. 24 (1992).
11. R. R. Meier, *Space Science Reviews* **58**, 1–185 (1991).
12. D. W. Rusch and C. A. Barth, *Journal of Geophysical Research* **80**(25) (1975).
13. C. A. Barth, D. W. Rusch, and A. I. Stewart, *Radio Science* **8**(4), 379–385 (1973).
14. C. A. Barth, K. D. Mankoff, S. M. Bailey, and S. C. Solomon, *Journal of Geophysical Research* **108**, No. A1 (2003).
15. A. W. Merkel, C. A. Barth, and S. M. Bailey, *Journal of Geophysical Research* **106**(A12) (2001).
16. D. E. Siskind, C. A. Barth, and R. G. Roble, *Journal of Geophysical Research* **94**(A12) (1989a).
17. D. E. Siskind, C. A. Barth, D. S. Evans, and R. G. Roble, *Journal of Geophysical Research* **94**(A12) (1989b).
18. C. A. Barth, *Ann. Geophys.* **22**, 198 (1966).
19. J. B. Pearce, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **9** (1969).
20. F. G. Eparvier and C. A. Barth, *Journal of Geophysical Research* **97**(A9) (1992).
21. T. E. Cravens, *Planet Space Sci.* **25** (1977).
22. J. Luque and D. R. Crosley, *LIFBASE: database and spectral simulation Program (Version 1.5)* (SRI International Report MP 99-009, 1999).
23. J. W. Chamberlain, *Physics of the Aurora and Airglow* (Academic Press, New York, ISBN: 9781483222530, 1961).
24. D. D. Cleary, *Journal of Geophysical Research* **91**(A10) (1986).
25. A. J. D. Farmer, V. Hasson, and R. W. Nicholls, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **9** (1972).
26. G. V. Marr, *Proceedings of the Physical Society* **83**(2) (1964).
27. A. Berk, P. Conforti, R. Kennett, T. Perkins, et al., *Proc. SPIE 9088, Algorithms and Technologies for Multi-spectral, Hyperspectral, and Ultraspectral Imagery XX*, 90880H (2014).
28. D. L. Albritton, A. L. Schmeltekopf, and R. N. Zare, *Diatomic Intensity Factors* (Harper and Row, New York, 1977).
29. C. A. Barth, *Journal of Geophysical Research* **69** (1964).
30. J. B. Tatum, *Astrophysical Journal Supplement* **14**, 21 (1967).
31. J. R. Reisel, C. D. Carter, and N. M. Laurendeau, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **47**, No. 1, (1992).
32. R. Engleman and Jr. P. E. Rouse, *Journal of Molecular Spectroscopy* **37** (1971).
33. T. Holstein, *Physical Review* **72**(4) (1947).
34. K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, and N. V. Erkaev, *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments* (Astrophysics and Space Science Library, Springer International Publishing Switzerland, ch. 7, vol. 411, 2015).
35. N. V. Erkaev, H. Lammer, P. Odert, and Y. N. Kulikov, et al., *Astrobiology* **11** (2013).
36. K. G. Kislyakova, H. Lammer, M. Holmström, M. Panchenko, et al., *Astrobiology* **11** (2013).
37. M. Zhang, H. A. Knutson, F. Dai, L. Wang, et al., *Submitted to Astronomical Journal*, arXiv:2207.13099 (July, 2022).
38. J. C. Gérard and C. A. Barth, *Journal of Geophysical Research* **82**, 4, (1977).
39. D. Chivian, E. L. Brodie, E. J. Alm, D. E. Culley, et al., *Science* **322** (2008).
40. H. Zhan, *An Update on the Chinese Space Station Telescope Project*. National Astronomical Observatories, URL: <http://ilariacaiazzo.com/wp-content/uploads/2021/09/HuZhanSlides.pdf> (2021).
41. H. Rauer, S. Gebauer, P. v. Paris, J. Cabrera, et al., *Astron. and Astrophys.* **529**, A8 (2011).
42. L. Prichard, D. Welty, A. Jones, et al. *STIS Instrument Handbook, Version 21.0* (Baltimore: STScI, 2022).
43. B. L. James, et al., *Cosmic Origins Spectrograph Instrument Handbook, Version 14.0* (Baltimore: STScI, 2022).
44. L. Fossati, D. V. Bisikalo, H. Lammer, B. M. Shustov, M. E. Sachkov, et al., *Astrophys. and Space Sci.* **354**(1) (2014).
45. A. Shugarov, I. Savanov, M. Sachkov, P. Jerram, et al., *Astrophys. and Space Sci.* **354**, No. 1 (2014).
46. R. L. Akeson, X. Chen, D. Ciardi, M. Crane, et al., *The NASA Exoplanet Archive: Data and Tools for Exoplanet Research*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, **125**(930), (2013).
47. R. Luger and R. Barnes, *Astrobiology* **15**(2) (2015).
48. C. P. Johnstone, H. Lammer, K. G. Kislyakova, M. Scherf, and M. Güdel, *Earth and Planetary Science Letters* **576** (2021).
49. C. P. Johnstone, M. L. Khodachenko, T. Lüftinger, K. G. Kislyakova, H. Lammer, and M. Güdel, *Astron. and Astrophys.* **624**, L10 (2019).
50. V. S. Airapetian, A. Gloer, G. V. Khazanov, R. O. P. Loyd, K. France, et al., *Astrophys. J. Lett.* 836, L3 (2017).
51. A. Segura, K. Krelove, J. F. Kasting, D. Sommerlatt, et al., *Astrobiology* **3**, No. 4 (2003).
52. A. Segura, J. F. Kasting, V. Meadows, M. Cohen, et al., *Astrobiology* **5**, No. 6 (2005).
53. L. Kaltenegger and W. A. Traub, *Astrophys. J.* **698** (2009).
54. F. Wunderlich, M. Godolt, J. L. Grenfell, S. Städt, et al., *Astron. and Astrophys.* **624**, A49 (2019).
55. И. С. Саванов, *Астрофизический Бюллетень* **76**, No. 2 (2021).
56. K. France, R. O. P. Loyd, A. Youngblood, Al. Brown, et al., *Astrophys. J.* **820**, 89 (2016).

57. *A. Youngblood, K. France, R. O. P. Loyd, J. L. Linsky, et al.*, *Astrophys. J.* **824**, 101 (2016).
58. *R. O. P. Loyd, K. France, A. Youngblood, C. Schneider, et al.*, *Astrophys. J.* **824**, 102 (2016).
59. *V. S. Meadows, G. N. Arney, E. W. Schwieterman, J. Lustig-Yaeger, et al.*, *Astrobiology* **18**, No. 2 (2018).
60. *J. L. Linsky, K. France, and T. R. Ayres*, *Astrophys. J.* **766**, 69 (2013).
61. *K. France, C. S. Froning, J. L. Linsky, A. Roberge, et al.*, *Astrophys. J.* **763**, 149 (2013).
62. *J. Sanz-Forcada, G. Micela, I. Ribas, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **532**, A6 (2011).
63. *J. Robrade and J. Schmitt*, *Astron. and Astrophys.* **435**, 1073 (2005).
64. *M. Gudel, M. Audard, F. Reale, S. L. Skinner, and J. L. Linsky*, *Astron. and Astrophys.* **416**, 713 (2004).
65. *L. M. Walkowicz and S. L. Hawley*, *Astron. J.* **137**, 3297 (2009).
66. *M. L. Hill, K. Bott, P. A. Dalba, T. Fetherolf, et al.*, accepted for publication in *Astron. J.*, arXiv:2210.02484 (October, 2022).

СПЕКТРЫ НЕЙТРИНО МАГНИТОРОТАЦИОННЫХ СВЕРХНОВЫХ И НАБЛЮДЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ТЕЛЕСКОПОВ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

© 2023 г. В. Н. Кондратьев^{1, 2, *}, С. Кэрубини³

¹ Лаборатория Теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

² Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия

³ Факультет физики и астрономии “Этторе Майорана”, Университет Катании, СІТУ, Италия

*E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

Поступила в редакцию 09.09.2022 г.

После доработки 01.12.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

Рассмотрена динамика нейтрино в горячем и плотном намагниченном веществе, соответствующем магниторотационному взрыву сверхновых. Показано, что эффективные столкновения нейтрино в намагниченном нуклонном газе, обусловленные гамов-теллеровским компонентом нейтрального тока, изменяются от экзо- к эндоэнергетическому рассеянию, когда энергия нейтрино становится выше температуры вещества примерно в четыре раза. Соответственно, сечение передачи энергии в кинетике нейтрино изменяется с положительных на отрицательные значения при этих условиях. Для реалистичных параметров сверхновых рассмотренные эффекты приводят к усилению жесткости спектров нейтрино. Обсуждаются возможности детектирования нейтрино сверхновых обсерваториями больших объемов: KM3NeT и Baikal-GVD.

Ключевые слова: ядерная астрофизика, сверхновые, нейтрино

DOI: 10.31857/S0004629923020056, **EDN:** CJTMWJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие нейтрино с веществом представляет собой важную проблему в различных астрофизических явлениях, например: сверхновые, слияние нейтронных звезд, образование коры нейтронных звезд и т.д. В частности, давления, обусловленные потоком нейтрино и/или магнитным полем, рассматриваются как дополнительный ключевой вклад в формирование ударной волны сверхновых и возможный механизм передачи энергии всему изначально связанному веществу звезды-прародителя [1].

В сценарии взрыва за счет нейтринного разогрева развитие остановившейся ударной волны может быть возобновлено электронными нейтрино и антинейтрино, излучаемыми охлаждающейся прото-нейтронной звездой [1–3]. Кроме того, способствовать возникновению взрыва могут многомерные эффекты, такие как конвекция и неустойчивость плазмы, как это следует из современных моделирований взрыва сверхновых [1, 4–6] и анализа процессов нуклеосинтеза [7–10]. Действительно, принудительная конвекция, вызывающая магниторотационную неустойчивость и/или динамо процессы, может привести к огромному усилению магнитной индукции. Такие большие поля могут возникать в короткое

время формирования ударной волны и имеют хаотический характер. Соответствующее магнитное давление накачивает энергию в вещество звезды и может рассматриваться как преобладающий механизм формирования ударной волны для сценария быстро протекающего взрыва. Последующее пересоединение магнитных линий приводит к подавлению до двух порядков величины значений магнитной индукции. Учитывая, что дипольные компоненты магнитного поля большинства нейтронных звезд, образованных в остатках СН, составляют 1–10 Терагаусс ($1 \text{ ТГс} = 10^{12} \text{ Гс}$), напряженность переходных магнитных полей может достигать сотни ТГс.

Учитывая, что нейтринное и/или магнитное давление вносит значительный вклад в механизм взрыва сверхновых, необходим анализ транспорта нейтрино в веществе сверхновых с учетом магнитных эффектов. Присутствие магнитного поля приводит к заметному обмену энергией и при рассеянии нейтрино на нуклонах [11, 12]. Целью этой работы является исследование дополнительных каналов нейтрино-ядерных реакций, возникающих в намагниченной среде СН. Показано, что такие каналы изменяют энергию нейтрино. В частности, мы рассматриваем рассеяние нейтрино на нуклонах в намагниченной горячей ве-

шестве вблизи нейтрино-сферы и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино. Проанализированы возможности наблюдения эффектов с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов: KM3NeT, Baikal-GVD.

2. РЕЖИМЫ ДИНАМИКИ НЕЙТРИНО ВНЕ И ВНУТРИ НЕЙТРИНО-СФЕРЫ НАМАГНИЧЕННЫХ СВЕРХНОВЫХ

Нейтрино-сфера соответствует области протонейтронной звезды, где пространственное движение нейтрино изменяется от диффузного к квазисвободному. Электронно-ароматные нейтрино и антинейтрино в ядре сверхновой взаимодействуют со звездным веществом посредством реакций поглощения и испускания из-за заряженного тока, которые вносят значительный вклад в их непрозрачность и приводят к интенсивному обмену энергией при взаимодействии. Энергетические спектры нейтрино, вылетающих из вещества такой протонейтронной звезды в область слабой связи или нейтрино-сферы, можно параметризовать следующим уравнением

$$W(E_\nu, T) = E_\nu^2 \int d\Omega f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, l) \sim \sim E_\nu^\alpha \exp\{-(1 + \alpha) E_\nu / E_{av}\}, \quad (1)$$

где функция распределения в фазовом пространстве $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, l)$ проинтегрирована по Ω , что обозначает телесный угол вектора импульса \mathbf{p} , E_{av} — средняя энергия, а α — параметр, описывающий величину спектрального заземления; значение $\alpha = 2$ соответствует спектру Максвелла-Больцмана, а $\alpha = 2.30$ — распределению Ферми-Дирака с нулевым химическим потенциалом. При отсутствии дополнительных полей (например, магнитного) вблизи и за пределами поверхности протонейтронной звезды в области нейтрино-сферы невозможно поддерживать как химическое равновесие между нейтрино и звездным веществом, так и диффузию. Однако заметный обмен энергией между нейтрино и сильно намагниченным веществом звезды может повлиять на спектры нейтрино.

Нейтрино, соответствующие тяжелым лептонам, энергетически менее связаны со звездной плазмой, в основном из-за таких реакций как образования пар, тормозное излучение при рассеянии на нуклонах, электронах и аннигиляция нейтрино-антинейтрино. Однако полная непрозрачность в основном определяется рассеянием нейтрино на нуклонах. Таким образом, тяжелолептонные нейтрино отщепляются из теплового равновесия в энергетической сфере, которая находится значительно глубже внутри зарождающейся протонейтронной звезды, чем транспортная сфера, находящаяся рядом с нейтрино-сфе-

рой, где происходит переход от диффузии к свободному потоку. Соответственно, в режиме слабой рассеивающей атмосферы тяжелолептонные нейтрино все еще часто сталкиваются с нейтронами и протонами.

Вещество вблизи области нейтрино-сферы соответствует умеренной плотности $n \sim 0.1 - 10 \text{ Тг/см}^3$ и температуре $T \sim 5 - 10 \text{ МэВ}$. Поскольку эта область также соответствует точке бифуркации, мы предполагаем значительные флуктуации температуры T и плотности n в сочетании с сильной конвекцией. При таких условиях и реалистичных значениях параметра бета-равновесия, т.е. $Y_e \sim \sim 0.2$, энергии Ферми для нуклонов E_F^N и электронов E_F^e малы и велики по сравнению с температурой, соответственно [16, 17]. Следовательно, нуклонные компоненты с $E_F^N \ll T$ представляют собой невырожденный газ, в то время как электронный газ с $E_F^e \gg T$ сильно вырожден. Как следствие, сечение рассеяния нейтрино на электронах сильно подавлено из-за принципа Паули. Такой эффект блокировки также приводит к фактическому прекращению заряженного компонента тока в нейтрино-нуклонном рассеянии. Намагничивание приводит к эффективному увеличению энергии Ферми и дальнейшему уменьшению соответствующего процесса рассеяния. Таким образом, соответствующая длина свободного пробега (mfp) возрастает до километра при рассматриваемых плотностях. Поэтому в дальнейшем мы пренебрегаем процессами рождения и аннигиляции нейтрино вблизи нейтрино-сферы.

Напротив, рассеяние нейтрино на нуклонах за счет нейтрального компонента тока можно рассматривать как независимый процесс с соответствующим $mfp_l = (N_N \sigma_{GT0})^{-1} \approx 100 \text{ м}$. Здесь $N_i = n_i / m_i$ представляет собой количественную плотность i -й ядерной частицы (N обозначает нуклон) с массой m_i и вкладом n_i в общую массовую плотность n , $\sigma_{GT0} \approx 10^{-40} \text{ см}^2 (E_\nu / 37 \text{ МэВ})^2$ представляет собой соответствующее сечение, см. [6].

2.1. Обмен энергией при рассеянии нейтрино на намагниченных нуклонах

Обмен энергией в горячем намагниченном веществе при рассеянии $\nu + N \rightarrow \nu' + N'$ рассматривался в [11, 12]. Напомним, что уровни энергии нуклонов со спиновыми магнитными моментами, направленными вдоль (спин вверх) и противоположно (спин вниз) направлению магнитного поля, расщепляются на величину $\Delta = |g_\alpha| \mu_N H \equiv |g_\alpha| \omega_L$ из-за взаимодействия с полем H . Здесь μ_N обозначает ядерный магнетон, $\omega_L = \mu_N H$ представляет частоту Лармора, а g_α — g -фактор нуклона. Следовательно, при рассеянии за счет компо-

нента нейтрального тока взаимодействия Гамов-Теллера (GT0) на нуклонах, занимающих уровни со спином вверх и вниз, нейтрино претерпевает эндо- и экзо-энергетические переходы соответственно [11, 12]. Такие режимы возникают из-за оператора перехода GT0 ($GT0 = \sigma_{t_0}$) с передачей спина и четности $J^\pi = 1^+$, приводящего к перевороту спина при эффективном процессе рассеяния. За единичное эффективное столкновение нейтрино теряет или набирает энергию Δ .

В случае многократного рассеяния обмен энергией можно количественно получить с помощью сечения передачи энергии. Это значение определяется как $S_1^i = -\int d\epsilon \epsilon (d\sigma_{v \rightarrow v}^i / d\epsilon)$ с передачей энергии ϵ и дифференциальным сечением $d\sigma_{v \rightarrow v}^i / d\epsilon$ для рассеяния нейтрино на i -м типе ядерных частиц. При температуре T для GT0 рассеяния нейтрино на намагниченных нуклонах сечение передачи энергии имеет вид [11, 12]

$$S_1 \approx \sigma_{GT0} \Delta (2\delta_E - (1 + \delta_E^2) \text{th}(\delta_T/2)) \Big|_{\Delta < E, T} \approx \quad (2)$$

$$\approx \sigma_{GT0} \Delta (2\delta_E - \delta_T/2). \quad (3)$$

Здесь $\delta_T = \Delta/T$, $\delta_E = \Delta/E_v$ и $\text{th}(x)$ – гиперболический тангенс. Зависимость этой величины от энергии налетающего нейтрино E_v определяется температурой T , а произведение расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} в нуклонном газе определяет соответствующую интенсивность энергообмена.

Средняя величина обмена энергией $\langle \Delta E_v \rangle$, т.е. сечение передачи энергии S_1 , отнесенное к сечению рассеяния σ_{GT0} , $\langle \Delta E_v \rangle = S_1 / \sigma_{GT0}$, показано на рис. 1. Видно изменение этой величины от положительного значения (т.е. экзоэнергетическое рассеяние нейтрино, ведущее к ускорению) для горячего нуклонного газа на отрицательное (т.е. эндоэнергетическое столкновение, ведущее к торможению нейтрино) для холодной системы. Такой переход от режима остановки к режиму разгона происходит при условиях $E_v \approx 4T$. Физической причиной такого перехода, очевидно, является уменьшение тепловой заселенности верхнего расщепленного энергетического уровня нуклона, что приводит к подавлению вклада GT0 переходов с этого уровня на нижележащий уровень. Условие этого изменения от одного режима к другому хорошо описывается соотношением, приведенным выше, и не зависит от величины расщепления и, следовательно, от геометрии магнитной индукции [9].

При однократном столкновении соотношение между соответствующими экзо- и эндоэнергетическими режимами определяется соотношением заполнения соответствующих нуклонных уров-

ней и фазового объема нейтрино в выходном канале, т.е. $\exp\{\delta_T\} (1 - \delta_E)^2 \theta(1 - \delta_E) / (1 + \delta_E)^2$, со ступенчатой функцией $\theta(x)$. Когда это отношение меньше 1, количество эндоэнергетических столкновений больше, чем экзоэнергетических, и наоборот. Следовательно, для нейтринной динамики в намагниченном нуклонном газе смена предпочтительных режимов ускорения и остановки соответствует условию $T = \Delta / (2 \ln\{(E_v + \Delta) / \theta(E_v - \Delta)(E_v - \Delta)\})$. В случае, когда начальной энергии нейтрино E_v и температуры вещества T значительно превышают расщепление уровней Δ , это условие упрощается к виду $E_v \approx 4T$. Такое же соотношение начальной энергии нейтрино E_v и температуры газа нуклонов T для переключения динамических режимов получается, также в случае множественных эффективных столкновений, рассмотренных в уравнениях (3) и (4) и их обсуждении.

3. ЭФФЕКТ ЭНЕРГООБМЕНА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ НЕЙТРИНО

Используя уравнение (4), для интенсивности передачи энергии на длине l получаем

$$\frac{\partial E_v}{\partial l} = \sum_i N_i S_i \approx E_v \left(1 - \frac{E_v}{4T}\right) / l, \quad (4)$$

где средняя длина передачи энергии $l_i^{-1} = 2 \sum_i \sigma_{GT0}^i N_i \delta_{E_i}^2$. Как обосновано в разделе 2.1, намагниченный газ нуклонов дает преобладающий вклад в энергообмен нейтрино-вещество в области нейтрино-сферы. Тогда, учитывая уравнение (3), длину передачи энергии получим как $l_i \approx 100 \text{ м} (3 \text{ МэВ} / \Delta_{av})^2 (10 \text{ Тг см}^{-3}) / n$, с усредненным значением расщепления $\Delta_{av}^2 = \sum_i N_i \Delta_i^2 / N$. Измененный энергетический спектр нейтрино после пролета расстояния l дается уравнением (1) с заменой E_v решением уравнения (4), т.е. $E_v \rightarrow e_l E_v (e_l + (1 - e_l) E_v / 4T)^{-1}$ с $e_l = \exp\{l/l_i\}$.

На рис. 2 показан эффект энергообмена в энергетических спектрах нейтрино в процессе эволюции в окрестности нейтриносферной области. Распределение Максвелла-Больцмана, соответствующее $\alpha = 2$ и $E_{av} = 10 \text{ МэВ}$ в уравнении (1), принято в качестве начального. Видно, что эффект передачи энергии в намагниченном нуклонном газе приводит к увеличению энергии нейтрино в максимуме распределения. Когда путь нейтрино l приближается к средней длине передачи энергии l_i , мы получаем разброс в распределении $W(E)$ с увеличением энергии в точке максимума почти линейно с ростом l . Такое ускорение осо-

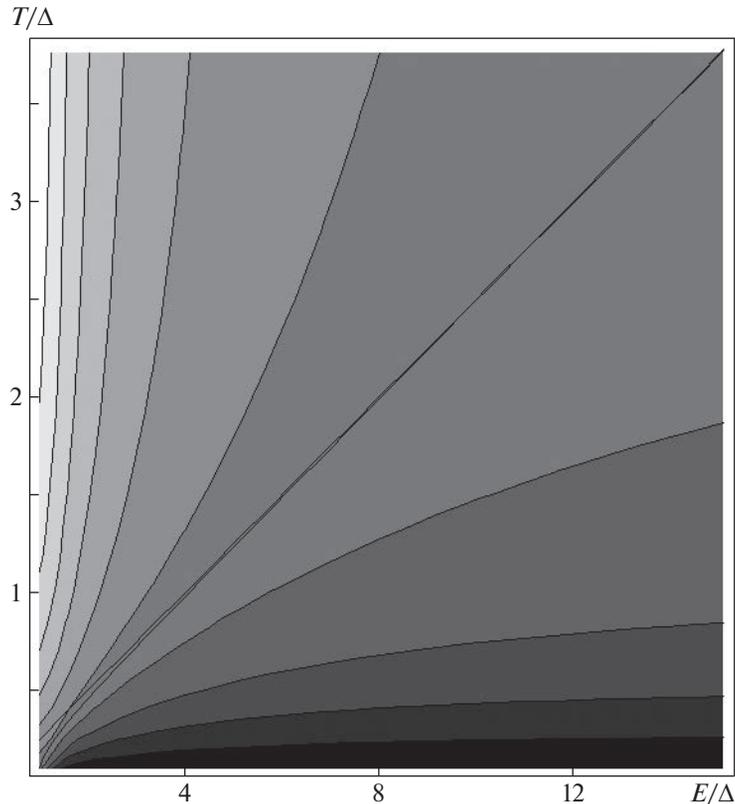


Рис. 1. Средняя переданная энергия $\langle \Delta E_\nu \rangle$ в единицах расщепления уровней Δ при неупругом рассеянии нейтрино на намагниченном нуклонном газе. Контурное изображение безразмерной величины $\langle \Delta E_\nu \rangle / \Delta$ показано как функция начальной энергии нейтрино и температуры газа и изменяется от -1 (темная область в правом нижнем углу) к положительной средней переданной энергии (светлая область в левом верхнем углу). Сплошная диагональная прямая линия обозначает границу раздела между эндо- и экзотермическими режимами рассеяния и соответствует соотношению $E_\nu = 4T$ между энергией нейтрино E_ν и температурой T .

бенно эффективно при более высоких температурах газа.

3.1. Эффекты флуктуаций в энергетических спектрах

Значительные флуктуации вблизи нейтрино-сферы и точки бифуркации вызывают большие флуктуации свойств соответствующего звездного материала. Усредним результаты изменения энергетических спектров по флуктуациям. Для температуры T мы предполагаем равномерное распределение в диапазоне от 5 до 10 МэВ независимо от флуктуаций плотности. Как видно на рис. 2б, максимум распределения $W(E)$ смещен в сторону больших энергий, приближаясь к области 10–20 МэВ. Свойства такого усредненного распределения энергии напоминают результаты для температуры $T = 10$ МэВ, обеспечивающие, таким образом, эффективность механизма ускорения при более высоких температурах.

Для значений магнитной индукции $H \sim 10^2$ ТГц длина передачи энергии $l_t \sim 10^3$ км значительно

превышает размер нейтрино-сферы. При этом соответствующая длина пробега электронного нейтрино $l \ll l_t$, что практически не изменяет энергетический спектр. Тяжелолептонные нейтрино отщепляются от термодинамического равновесия в области энергетической сферы. Их последующая динамика, в основном, определяется столкновениями с нуклонами в рассеивающей атмосфере вплоть до нейтрино-сферы. Эти столкновения достаточно часты, чтобы поддерживать пространственную диффузию тяжелолептонных нейтрино. Соответственно, значительный пройденный путь l в намагниченной области звезды приводит к заметному эффекту ускорения в случае тяжелолептонного компонента.

При увеличении магнитного поля характерная длина передачи энергии уменьшается как $l_t \sim H^{-2}$. Для электронных нейтрино уже при $H \sim 10^4$ ТГц отношение $l/l_t \sim 1$ приводит к увеличению энергии максимума в спектре и средней энергии [16] нейтрино в два-три раза, см. рис. 2. В случае тяжелолептонного компонента эффект ускорения

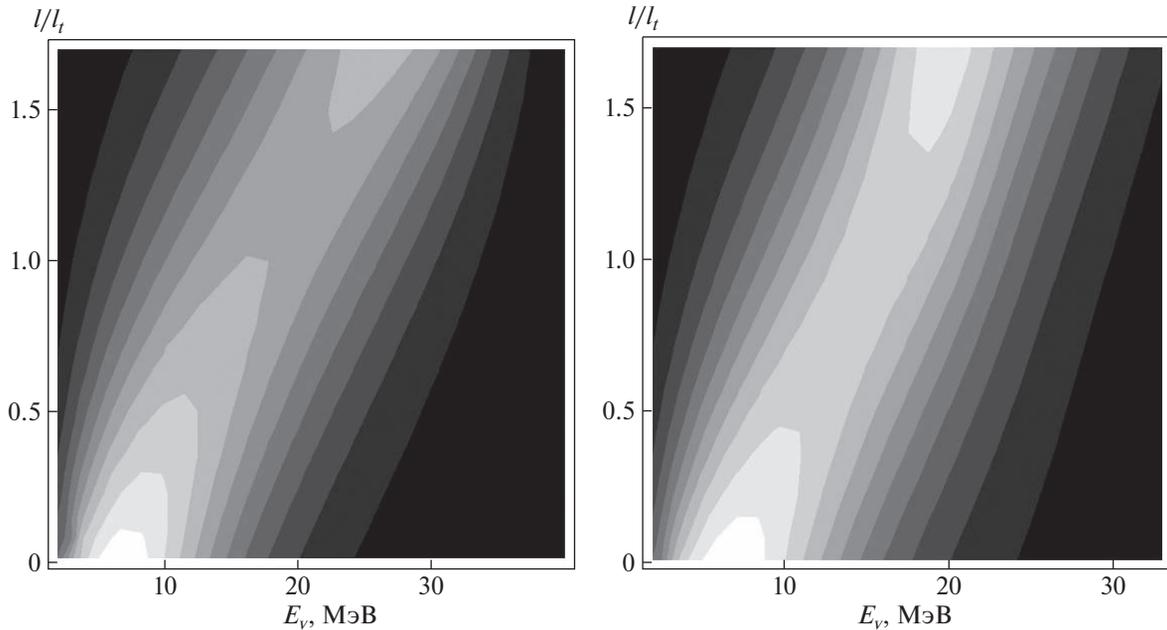


Рис. 2. Спектры энергии нейтрино в зависимости от длины пробега l для $\alpha = 2$, $E_{av} = 10$ МэВ, $T = 10$ МэВ на левой части (а) и усредненной по интервалу $T = 5-10$ МэВ на правой части (б).

более существенен. т.к. путь в намагниченной области длиннее. Следовательно, возможный сценарий взрыва СН, ведущий к образованию магнитаров (ультранамагнитных нейтронных звезд, см. [13–15] и ссылки там), характеризуется более жестким энергетическим спектром нейтрино.

4. УСИЛЕНИЕ ЖЕСТКОСТИ СПЕКТРА И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БОЛЬШИХ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРИНО

Сильно изменяющиеся переходные потоки частиц нейтрино могут быть обнаружены [16, 18, 19] с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов: KM3NeT [20], Baikal-GVD [21]. Соответствующий сигнал можно выделить из детектирования фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), черенковского излучения от энергичных электронов и позитронов, возникающих при рассеянии нейтрино на ядерных частицах. Для низкоэнергетических ~ 10 МэВ нейтрино сверхновых сигнал возникает, в основном, за счет обратного бета-распада (ОБР) электронных антинейтрино на свободных протонах ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) [22]. На его долю приходится $\sim 88-93\%$ частоты обнаружения нейтрино. Этому каналу благоприятствуют его относительно большое сечение и тот факт, что энергия падающего нейтрино эффективно передается исходящему позитрону, повышая вероятность обнаружения. Взаимодействие нейтрино с ядрами кислорода, вызванное заряженным током, ($\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + {}^{16}\text{F}$, $\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^+ + {}^{16}\text{N}$). Они

вносят от 2 до 8% в частоту обнаружения, в зависимости от предшественника. Упругое рассеяние на электронах ($\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$), которое возможно для всех ароматов нейтрино и вносит вклад на уровне $\sim 3-5\%$.

Взаимодействие нейтрино с энергией ниже 100 МэВ приводит к образованию заряженного лептона (e^+ или e^-), с длиной пробега до нескольких десятков сантиметров (≈ 0.5 см на 1 МэВ энергии электрона/позитрона падающего нейтрино [23]). Поскольку эта длина невелика по сравнению с типичным расстоянием разделения между ФЭУ, соответствующие источники черенковского излучения можно рассматривать как точечные и изотропные. При этом число фотонов черенковского излучения пропорционально энергии заряженного лептона (или нейтрино) $N \approx N_{10} E_{10}$, где $N_{10} \approx 1600$ число фотонов при контрольной энергии 10 МэВ, и $E_{10} = E/10$ МэВ. Учитывая, что $N_t \approx 3$ фотонов включают сигнал в трубке фотоумножителя, черенковский источник возможно зарегистрировать вплоть до расстояния $R \approx (E_{10} N_{10} / N_t)^{1/2} r_t / 2$, где r_t радиус трубки фотоумножителя. Соответственно, эффективный объем, отнесенный к фотоумножителю, $V_{ef} \approx r_t^3 (E_{10} N_{10} / N_t)^{3/2} \pi / 6$.

Предполагая сферически однородное излучение нейтрино, получаем для потока нейтрино на Земле $\Phi(t) = L(t)/4\pi d^2$ со светимостью нейтрино $L(t)$ и расстоянием до источника d . Резкое увеличение пространственно однородного потока нейтрино $\Phi(t)$ связано с фазой коллапса СН, которая

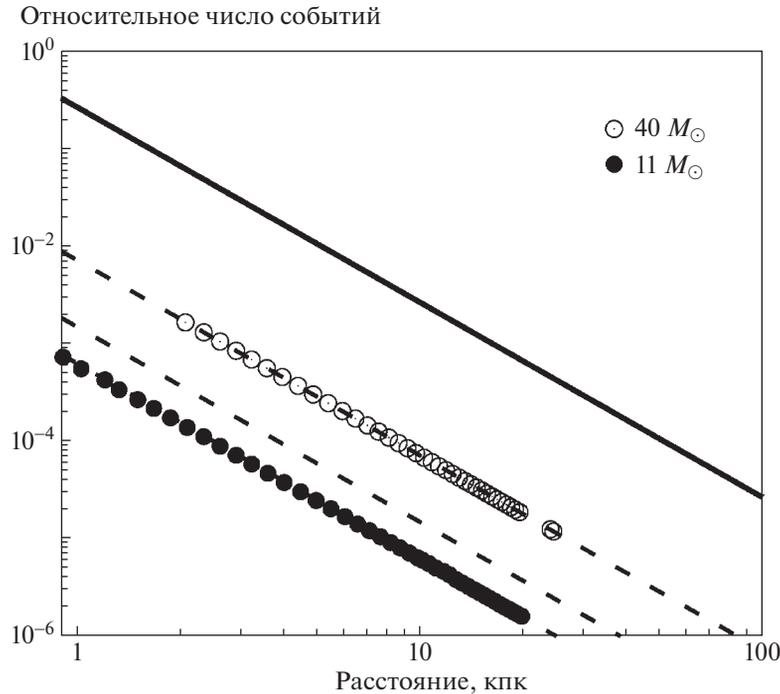


Рис. 3. Ожидаемое количество сигнальных событий, отнесенное к одному ФЭУ, как функция расстояния до источника за интервал времени $\delta t = 0.1$ с в максимуме кривой блеска нейтрино L . Результаты Ур. (5) представлены сплошной (для Vaikal-GVD при массе звезды предшественника $40 M_{\odot}$) и штриховыми (для KM3NeT при трех звездах предшественниках с массами $11 M_{\odot}$, $27 M_{\odot}$ и $40 M_{\odot}$) линиями. Круги показывают результаты Монте-Карло моделирований [18].

происходит в течение половины секунды [24], определяющей время наблюдения. Скорость обнаружения сигнальных событий нейтрино СН, $r_{\text{SN}}(t)$, может быть записана как

$$r_{\text{SN}}(t) \approx \Phi(t) \sum_i n_i \langle \sigma^i V_{\text{ef}} \rangle \quad (5)$$

с суммированием по индексу $i \in \{p, e^{\pm}, {}^{16}\text{O}\}$, включающим наиболее важные компоненты мишени (воды), производящие энергичные заряженные частицы (т.е. e^{\pm}), для тяжелолептонных нейтрино подобные эффективные столкновения возможны только с электронами, n_i — количественная плотность частиц мишеней, и

$$\langle \sigma^i V_{\text{ef}} \rangle = \int dE_v W(E_v) \sigma^i(E_v) V_{\text{ef}}(E_v) \sim \langle E_v^{7/2} \rangle. \quad (6)$$

Здесь $\sigma^i(\epsilon)$ — сечение взаимодействия для данного компонента мишени i , а $W(\epsilon)$ дает энергетический спектр из уравнения (1).

В момент времени t для временного интервала δt вероятность срабатывания детектора от потока нейтрино СН $p_{\text{SN}} = r_{\text{SN}}(t) \delta t$. На рис. 3 показано ожидаемое количество сигнальных событий на один ФЭУ как функция расстояния до источника для KM3NeT и Vaikal-GVD. Уравнение (5) воспроизводит результаты Монте-Карло моделирований [18], показывая $\sim 1/d^2$ зависимость сигнала. Число событий растет с увеличением массы для трех рассмотренных предшественников из-за

больших светимости L и средней энергии нейтрино, см. уравнения (5) и (6).

Общая частота обнаружения $r = r_{\text{SN}} + r_{\text{B}}$ включает частоту фоновых событий r_{B} . Множественные совпадения k детекторов соответствуют вероятности, заданной законом Пуассона $p^k/k!e^{-p}$. В этом случае отношение сигнал/фон задается как $(1 + r_{\text{SN}}/r_{\text{B}})^k \approx (1 + k r_{\text{SN}}/r_{\text{B}})$. Очевидно, что k -кратное совпадение усиливает в k раз чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино СН. Когда условие $(k r_{\text{SN}}/r_{\text{B}}) \approx 1$ соответствует значению k , приближающемуся к десяти, тогда для $d \sim 10$ кпк требуется превышение десятков или сотен тысяч в пересчете на общее количество детекторов П соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели передачу энергии при рассеянии нейтрино на нуклонах в сильных магнитных полях, предположительно, возникающих в сверхновых, и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино. Показано, что ядерное намагничивание приводит к появлению новых каналов реакции, индуцированных нейтральным током, что приводит к дополнительным заметным механизмам рассеяния в динамике нейтрино, слабо связанным с веществом. Показано, что сечение передачи энергии в динамике нейтрино

изменяется от положительных значений на отрицательные с увеличением энергии столкновения. Для намагниченного невырожденного нуклонного газа такое переключение режимов ускорения и торможения происходит, когда энергия нейтрино превышает примерно в четыре раза температуру газа, в то время как ларморовская частота для нуклонов достаточно мала. Такое изменение динамических свойств происходит из-за принципа детального баланса и разницы в объеме фазового пространства для нейтрино в начальном и конечном каналах при рассеянии на нуклонах со спином вверх и спином вниз и не зависит от величины расщепления Δ в магнитных полях. Следовательно, такое свойство нечувствительно к геометрии намагничивания. Соответствующие скорости ускорения и/или торможения определяются произведением расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} в нуклонном газе. При реалистичных свойствах звездного материала такие эффекты ядерного рассеяния нейтрино приводят к увеличению жесткости энергетических спектров нейтрино. Поскольку электронные нейтрино отделяются от вещества в нейтрино-сфере и после этого испытывают несколько (в среднем единичное) эффективных столкновений, соответствующий эффект ускорения невелик. За пределами энергетической сферы динамика тяжелолептонных нейтрино в основном определяется столкновениями с нуклонами. В рассеивающей атмосфере (вплоть до нейтрино-сферы) эти столкновения достаточно часты, чтобы поддерживать пространственную диффузию тяжелолептонных нейтрино. Соответственно, значительный пройденный путь l в намагниченной области звезды приводит к значительному эффекту ускорения в случае тяжелолептонного компонента.

Усиление жесткости энергетического спектра нейтрино благоприятно для наблюдений нейтрино сверхновых с использованием нейтринных телескопов большого объема. В этом случае поток нейтрино сверхновых проявляется как увеличение скорости счета детекторов на начальном этапе взрыва. При повышении энергии нейтрино E_ν число сигнальных событий регистрации растет как $E_\nu^{7/2}$, см. уравнения (6) и обсуждение там. Соответственно, число срабатывающих детекторов пропорционально произведению плотности потока $\Phi(t)$ и $\langle E_\nu^{7/2} \rangle$. Предсказания уравнений (5) и (6) воспроизводят результаты Монте-Карло моделирования [18]. Чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино сверхновых можно повысить в k раз, используя k -кратное совпадение сигналов от детекторов при обработке данных. Наконец, заметим, что такая сильная намагниченность также возникает при

слияниях нейтронных звезд, в коре магнитаров и столкновениях тяжелых ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *G. S. Bisnovatyi-Kogan Stellar Physics* (Springer-Verlag, Berlin, 2011).
2. *S. A. Colgate, R. H. White*, *Astrophys. J.* **143**, 626 (1966).
3. *H. A. Bethe, H. A. Wilson*, *Astrophys. J.* **295**, 14 (1985).
4. *S. G. Moiseenko, G. S. Bisnovatyi-Kogan, N. V. Ardeljan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **370**, 501 (2006).
5. *G. S. Bisnovatyi-Kogan, S. G. Moiseenko, N. V. Ardelyan*, *Acta Polytechnica CTU Proc.* **1**, 181 (2014).
6. *H.-T. Janka, T. Melson, T. Summa*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66**, 341 (2016).
7. *V. N. Kondratyev*, *Eur. Phys. J. A* **50**, 7 (2014).
8. *V. N. Kondratyev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 5380 (2018).
9. *В. Н. Кондратьев, Ю. В. Коровина*, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 155 (2015) [*V. N. Kondratyev, Yu. V. Korovina*, *JETP Letters* **102**, 131 (2015)].
10. *V. N. Kondratyev*, *Universe* **7**, 487 (2021).
11. *V. N. Kondratyev et al.*, *Phys. Rev. C* **100**, 045802 (2019).
12. *В. Н. Кондратьев и др.*, *Изв. РАН сер. физическая* **84**, 1167 (2020) [*V. N. Kondratyev et al. Bull. RAS: Physics*, **84**, 962 (2020)].
13. *D. S. Svinikin, K. Hurley, R. L. Aptekar, S. V. Golenetskii, D. D. Frederiks*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **447**, 1028 (2015).
14. *В. Н. Кондратьев*, *ЭЧАЯ* **50**, 722 (2019) [*V. N. Kondratyev*, *PPN* **50**, 613 (2019)].
15. *T. Prasanna, M. S. B. Coleman, M. J. Raives, T. A. Thompson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **517**, 3008 (2022).
16. *V. N. Kondratyev, T. D. Lobanovskaya, D. B. Torekhan*, *Particles* **5**, 128 (2022).
17. *А. Ю. Игнатовский, Г. С. Бисноватый-Коган*, *Астрон. журн.* **99**, 211 (2022).
18. *S. Aiello, et al.*, *Eur. Phys. J. C* **82**, 317 (2022).
19. *В. Н. Кондратьев, Н. Г. Хорькова, С. Кэрубини*, *ЯФ* **86**, в печати (2023) [*V. N. Kondratyev, N. G. Khor'kova, S. Cherubini*, *Phys. At. Nucl.* **86**, in press (2023)].
20. *S. Adrian-Martinez, et al.*, *J. Phys. G* **43**, 084001 (2016).
21. *A. D. Avrori, et al.*, *EPJ WoC* **136**, 04007 (2017).
22. *K. Scholberg*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62**, 81 (2012).
23. *R. Abbasi, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **535**, A109 (2011) (Erratum: *Astron. Astrophys.* **563**, C1 (2014)).
24. The Garching Core-Collapse Supernova Research. Available online: <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/ccsnarchive/> (accessed on 7 July 2022).

ВЛИЯНИЕ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ОРБИТЫ ПЛАНЕТЫ НА ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОТЕМНЕНИЯ К КРАЮ ЗАТМЕВАЕМОЙ ЗВЕЗДЫ

© 2023 г. Е. В. Бекесов^{1,*}, А. М. Черепашук^{1,**}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: egor03121996@mail.ru

**E-mail: cherepashchuk@gmail.com

Поступила в редакцию 25.10.2022 г.

После доработки 27.11.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

Показано, что введение в модель двойной системы с экзопланетой небольшого эксцентриситета орбиты, допустимого ошибками определения лучевых скоростей затмеваемой звезды, позволяет значительно уменьшить и даже устранить различие в зависимостях от длины волны между наблюдаемыми и теоретическими значениями коэффициентов потемнения к краю звезды HD 209458.

Ключевые слова: двойные системы, экзопланеты, моделирование, звездные атмосферы, коэффициенты потемнения к краю звезды, HD 209458

DOI: 10.31857/S0004629923020020, EDN: CIZPKY

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из выдающихся достижений современной астрономии является открытие внесолнечных планет [1].

К настоящему времени открыты тысячи экзопланет вокруг звезд Галактики (см., напр., [2]). Уже имеются фундаментальные результаты в исследованиях параметров экзопланет и структуры их атмосфер. На недавно запущенной космической обсерватории имени Джеймса Вебба ведутся детальные спектральные исследования экзопланет и их атмосфер. Стоит задача поиска биомаркеров в атмосферах экзопланет и обнаружения следов внеземной жизни на них.

На фоне этих грандиозных достижений и перспектив отошел на второй план весьма интересный вопрос о наблюдательном исследовании эффектов потемнения к краю дисков звезд, затмеваемых экзопланетами, что важно для проверки современных моделей звездных атмосфер. Если в классических затменных двойных системах эффекты потемнения к краю дисков звезд сравнительно слабо влияют на наблюдаемую затненную кривую блеска, то при затмении звезды экзопланетой влияние потемнения к краю звезды на кривую блеска является очень сильным. Это позволяет надеяться, что анализ высокоточных кривых затмения звезд экзопланетами даст возможность определить не только характеристики экзопла-

нет, но и исследовать эффекты потемнения к краю для многих звезд.

Массовое исследование затмений звезд экзопланетами началось после открытия прохождения экзопланет по дискам звезд [3, 4]. При этом эффекты потемнения к краю дисков звезд чаще всего задавались, исходя из теории тонких звездных атмосфер (см., напр., [5]). Например, в работе [5] на основе обширных расчетов с применением различных нелинейных законов потемнения к краю (квадратичный закон, кубический закон, закон квадратного коня, логарифмический закон) даны рекомендации по использованию нелинейных законов потемнения при интерпретации кривых затмения звезд экзопланетами, полученных с помощью наземных фотометрических наблюдений (точность не выше 10^{-3} звездной величины). Во всех случаях при точности наземных фотометрических наблюдений должны быть использованы нелинейные законы потемнения (лучше всего подходит квадратичный закон), но при этом в большинстве случаев достаточно искать лишь один коэффициент потемнения, а второй коэффициент в нелинейном законе должен быть зафиксирован, исходя из теории звездных атмосфер. Высокоточные космические наблюдения затмений звезд экзопланетами (точность лучше 10^{-4} звездной величины) позволяют определять полные нелинейные законы потемнения для

звезд. Например, наблюдения с борта космического телескопа Хаббла системы с экзопланетой HD 209458 [6, 7] позволили, наряду с надежным определением параметров экзопланеты, определить оба коэффициента нелинейного (квадратичного) закона потемнения к краю [5, 8]. Однако при анализе десяти многоцветных ($\lambda\lambda 3200\text{--}9800 \text{ \AA}$) кривых блеска системы HD 209458, полученных с борта космического телескопа Хаббла [9], была обнаружена неожиданная проблема. И в случае линейного закона потемнения, и в случае квадратичного закона потемнения зависимость определенных из наблюдений коэффициентов потемнения от длины волны [5] показала существенное отличие от теоретической зависимости, следующей из моделей тонких звездных атмосфер [10]. Даже после оценки ошибок определения коэффициентов потемнения методом доверительных областей (которые в 3–4 раза больше ошибок, найденных методом наименьших квадратов) расхождения между наблюдениями и теорией остались значимыми [11]. В связи с такими расхождениями были предприняты дополнительные исследования по пересчету значений теоретических коэффициентов потемнения как функции длины волны, с использованием современных моделей тонких звездных атмосфер [12]. Они также не смогли устранить расхождение между наблюдениями и теорией.

В работах [13, 14] указанные несоответствия увязывались с переменной структурой пятен на поверхности затмеваемой звезды в системе HD 209458.

Ультрафиолетовые наблюдения показали значительное увеличение ширины и искажение формы кривой блеска при затмении звезды экзопланетой, связанное с поглощением света звезды в протяженной несимметричной атмосфере экзопланеты – горячего юпитера [15]. Однако в оптическом диапазоне влияние этой атмосферы очень мало, и модель экзопланеты с резким краем в оптическом диапазоне, по-видимому, является адекватной наблюдениям. Об этом свидетельствует идеальная симметрия наблюдаемых кривых блеска HD 209458 и их хорошее описание (по критерию χ^2) теоретическими кривыми блеска в рамках модели круглого диска экзопланеты с резким краем.

Если планета, затмевающая звезду, обладает атмосферой, то рефракция света затмеваемой звезды в атмосфере экзопланеты может приводить к искажению соответствующей затменной кривой блеска. Эффекты рефракции в классических затменных системах рассмотрены в работах Кудзея [16, 17]. Эти эффекты должны приводить к появлению небольших горбиков (поярчаний) на кривой блеска перед входом в затмение и после выхода из него, а также в середине кольцевой фа-

зы затмения. Количественно влияние эффектов рефракции света на кривую блеска при затмении звезд экзопланетами детально не рассматривалось. Эта задача представляет собой предмет отдельного исследования.

В работе [18] рассмотрено влияние эффектов гравитационного микролинзирования на кривую блеска при затмении звезды экзопланетой. Показано, что эффекты гравитационного микролинзирования существенны лишь в случаях, когда размеры орбиты экзопланеты превышают 10 а.е. (соответствующий орбитальный период более 10 лет). Эффекты микролинзирования приводят к появлению небольших ($\leq 10^{-4}$ звездной величины) горбиков-поярчаний перед входом в затмение и после выхода из затмения. Кроме того, в кольцевых фазах затмения эффекты гравитационного микролинзирования обуславливают некоторое “выгибание” вверх кривой блеска, что слегка компенсирует влияние эффекта потемнения к краю на кривую блеска при затмении. В случае коротких орбитальных периодов (что имеет место в системе HD 209458), влияние эффектов гравитационного микролинзирования на кривую блеска при затмении звезды экзопланетой, по-видимому, весьма мало. В работе [19] рассчитаны эффекты релятивистского бининга излучения оптической звезды, вызванные ее орбитальным движением, а также эффекты отражения и эллипсоидальности при затмении звезды экзопланетой и экзопланеты звездой. Эти эффекты весьма малы, но при высокой точности космических наблюдений они могут быть наблюдаемыми (см., напр., [20]).

В работе [8] обнаружено, что в системе HD 189733 радиус экзопланеты слегка возрастает с укорочением длины волны, что может свидетельствовать о наличии у этой экзопланеты атмосферы, рассеивающей свет звезды по рэлеевскому закону.

Таким образом, проблема расхождения между зависимостями от длины волны наблюдаемых и теоретических коэффициентов потемнения к краю звезды к настоящему времени остается нерешенной. Поскольку эта проблема имеет прямое отношение к надежности современных моделей тонких звездных атмосфер, имеет смысл дальнейший поиск причин указанного несоответствия между наблюдениями и теорией.

В настоящей работе показано, что включение в модель системы HD 209458 небольшого эксцентриситета орбиты (который вполне допустим ошибками кривых лучевых скоростей для этой системы) позволяет значительно уменьшить и даже устранить расхождение между наблюдениями и теорией.

Дальнейшее изложение расположено в следующем порядке.

Во втором разделе изложена постановка задачи, в третьем — метод исследования. В четвертом разделе приведены результаты моделирования, в пятом обсуждаются итоги исследования. Полученные результаты суммированы в Заключение.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей статье мы выдвинули гипотезу, что разница между теоретическими и эмпирическими коэффициентами потемнения к краю в случае системы HD 209458 можно объяснить тем, что в предыдущих работах обработка данных транзита проводилось с использованием модели круговой орбиты. В то же время, ввиду небольшой амплитуды лучевых скоростей звезды, даже при точности спектральных определений лучевых скоростей порядка нескольких метров в секунду относительная погрешность кривой лучевых скоростей звезды с экзопланетой весьма велика, и в пределах этой погрешности даже в случае околокруговой орбиты допустимы значения эксцентриситета орбиты вплоть до нескольких сотых. Так, в существующих работах, посвященных исследованию лучевых скоростей системы HD 209458 [21, 22], величина эксцентриситета была определена равной 0.01–0.02 при $\sigma = 0.01$ (в работе [4] даже 0.04), что дает нам возможность предположить, что согласно правилу 3σ допустимо использовать диапазон $e = 0.00$ – 0.05 . Как показано в работе [23], даже такое небольшое изменение эксцентриситета может серьезно повлиять на полученные результаты для коэффициентов потемнения к краю. Тем не менее целью данной статьи не является точное определение значения эксцентриситета орбиты HD 209458. Нашей основной задачей является исследование того, как изменение значения эксцентриситета орбиты может влиять на значения остальных параметров. Поскольку работа носит методический характер, мы решали нашу обратную задачу при фиксированном значении долготы периастра орбиты планеты 90° . Отметим, что предположение о небольшой эллиптичности орбиты планеты в системе HD 209458 с весьма коротким орбитальным периодом в 3.5^d не кажется необоснованным. Как известно, в отличие от планет Солнечной системы, экзопланеты во многих случаях имеют эллиптические орбиты со значительным эксцентриситетом до 0.9 (для орбитальных периодов порядка 100^d). У нескольких короткопериодических (период около 4^d) экзопланет надежно измеренные значения эксцентриситета орбиты достигают величин 0.03–0.08.

В рамках используемого нами метода наименьших квадратов мы исходили из того, что при значении $\chi^2 = 0.5$ уровень значимости близок к

единице для тех чисел степеней свободы, которые использовались при обработке результатов в данной статье. Для $\chi^2 = 1.0$ уровень значимости составляет уже порядка 0.48. Это говорит о том, что, отбросив данную модель, мы с высокой долей вероятности совершаем ошибку первого рода. При значениях $\chi^2 = 1.2$ и 1.3 все еще остается значительная вероятность того, что модель верна (уровни значимости соответственно 0.1 и 0.05), при $\chi^2 = 1.5$ и выше уровень значимости стремится к нулю, и данная модель может быть отброшена без особых сожалений (подробнее см. [24]).

3. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Как уже было сказано выше, для наших расчетов мы выбрали серию транзитов, проведенную при помощи HST в 2007 г. [9]. Данные наблюдений представляют собой 20 кривых блеска для четырех транзитов, наблюдавшихся в десяти фильтрах с диапазоном от 3201 до 9708 Å. Кривые блеска для каждой длины волны были объединены с целью увеличения точности и устранения имевшихся пробелов. Далее, при помощи разработанной нами в прошлом программы, позволяющей провести аппроксимацию и моделирование кривых блеска экзопланет [23], была проведена интерпретация кривых блеска. Радиус планеты и наклонение орбиты в каждом случае определялись в соответствии с используемым в программе алгоритмом на основе метода наименьших квадратов. Точки начала и конца транзита определялись на основе программы, представленной на сайте Exoplanet transit database [25]. Для уменьшения числа искомых параметров использовался линейный закон потемнения к краю звезды, где линейный коэффициент потемнения менялся с шагом 0.02, и по итогу наиболее оптимальным признавался тот, для которого сумма квадратов отклонений наблюдаемой кривой блеска от теоретической (невязка) оказывалась минимальной. Значение эксцентриситета менялось нами в диапазоне от 0 до 0.0575 с шагом 0.0025, и радиус звезды брался в диапазоне от 1.16 до 1.22 R_\odot [21, 26].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Полученный результат представляет собой серию из десяти таблиц с линейными коэффициентами потемнения к краю и соответствующими им невязками для каждого возможного значения эксцентриситета и радиуса звезды. Ключевые результаты для радиусов звезды 1.18, 1.19, 1.2 и 1.21 R_\odot представлены соответственно в табл. 1, 2, 3 и 4. Также на рис. 1–4 показано сравнение полученных для различных радиусов звезды коэффициентов потемнения к краю с коэффициента-

Таблица 1. Общая таблица для радиуса звезды $R = 1.18 R_{\odot}$

$\lambda, \text{\AA}$	$e = 0$		$e = 0.02$		$e = 0.05$	
	x	χ^2	x	χ^2	x	χ^2
3201	0.82	1.10738	0.86	1.11177	0.92	1.14157
3750	0.72	1.19482	0.76	1.18602	0.82	1.28658
4300	0.66	1.48337	0.70	1.49505	0.76	1.79425
4849	0.64	1.24624	0.68	1.47195	0.74	2.20671
5398	0.58	1.12802	0.62	1.34888	0.68	2.05469
5802	0.42	1.22475	0.48	1.176	0.54	1.63252
6779	0.40	1.3213	0.44	1.1922	0.50	1.68933
7755	0.38	1.29418	0.42	1.34106	0.48	1.85679
8732	0.36	1.27232	0.42	1.4258	0.48	1.88535
9708	0.34	1.3684	0.40	1.45882	0.46	1.70829
$\langle \chi^2 \rangle$		1.23076		1.32076		1.72561

Примечание. $\langle \chi^2 \rangle$ — Среднее значение χ^2 по всем длинам волн.

Таблица 3. Общая таблица для радиуса звезды $R = 1.20 R_{\odot}$

$\lambda, \text{\AA}$	$e = 0$		$e = 0.02$		$e = 0.05$	
	x	χ^2	x	χ^2	x	χ^2
3201	0.78	1.12153	0.82	1.10648	0.88	1.12262
3750	0.68	1.26182	0.72	1.19236	0.78	1.21967
4300	0.62	1.63559	0.66	1.4822	0.72	1.60198
4849	0.60	1.27296	0.64	1.24969	0.70	1.74025
5398	0.54	1.14727	0.58	1.14172	0.64	1.6136
5802	0.42	1.49722	0.44	1.18888	0.50	1.3151
6779	0.34	1.75049	0.40	1.27662	0.48	1.20336
7755	0.32	1.45982	0.38	1.28285	0.44	1.38981
8732	0.32	1.25785	0.38	1.2857	0.44	1.32587
9708	0.28	1.32458	0.36	1.24721	0.42	1.33565
$\langle \chi^2 \rangle$		1.37291		1.2584		1.38679

ми, предсказанными Кнутсоном [9] на основании теоретических расчетов. Из этих рисунков видно, что при увеличении эксцентриситета наблюдаемая зависимость коэффициента потемнения от длины волны приближается к теоретической зависимости, следующей из современных моделей тонких звездных атмосфер, и при $e = 0.05$ наблюдаемая и теоретическая зависимости практически совпадают. Таким образом, введение небольшого эксцентриситета орбиты, до-

Таблица 2. Общая таблица для радиуса звезды $R = 1.19 R_{\odot}$

$\lambda, \text{\AA}$	$e = 0$		$e = 0.02$		$e = 0.05$	
	x	χ^2	x	χ^2	x	χ^2
3201	0.80	1.11227	0.84	1.10726	0.90	1.13094
3750	0.70	1.22202	0.74	1.18269	0.80	1.24947
4300	0.64	1.54065	0.68	1.4715	0.74	1.68532
4849	0.62	1.23134	0.66	1.33492	0.72	1.95986
5398	0.56	1.10998	0.60	1.2227	0.66	1.81725
5802	0.48	1.33923	0.54	1.15793	0.50	1.4513
6779	0.38	1.50353	0.42	1.20065	0.50	1.468353
7755	0.36	1.36086	0.40	1.29063	0.46	1.66563
8732	0.34	1.249521	0.40	1.34158	0.46	1.73091
9708	0.32	1.35174	0.38	1.41107	0.44	1.62537
$\langle \chi^2 \rangle$		1.30211		1.27209		1.57844

Таблица 4. Общая таблица для радиуса звезды $R = 1.21 R_{\odot}$

$\lambda, \text{\AA}$	$e = 0$		$e = 0.02$		$e = 0.05$	
	x	χ^2	x	χ^2	x	χ^2
3201	0.76	1.13468	0.80	1.11035	0.86	1.11567
3750	0.66	1.31439	0.72	1.21513	0.78	1.19701
4300	0.60	1.7752	0.64	1.52602	0.72	1.53209
4849	0.56	1.3787	0.62	1.21917	0.68	1.55532
5398	0.52	1.23122	0.56	1.105	0.62	1.43797
5802	0.44	1.72297	0.50	1.28018	0.56	1.2224
6779	0.32	2.07053	0.38	1.42411	0.46	1.21026
7755	0.30	1.60923	0.36	1.32778	0.44	1.39207
8732	0.30	1.29202	0.36	1.25711	0.42	1.47936
9708	0.28	1.35713	0.34	1.35712	0.40	1.48827
$\langle \chi^2 \rangle$		1.48861		1.28219		1.36304

пустимого погрешностями определения лучевых скоростей звезды с экзопланетой, позволяет устранить несоответствие между теорией и наблюдениями.

Для лучшего понимания того, какое влияние оказывает изменение величины эксцентриситета на получаемые результаты, нами была проведена обработка кривых блеска транзитов, полученных на длинах волн 970 и 320 нм, при трех зафиксированных наборах параметров с фиксированным

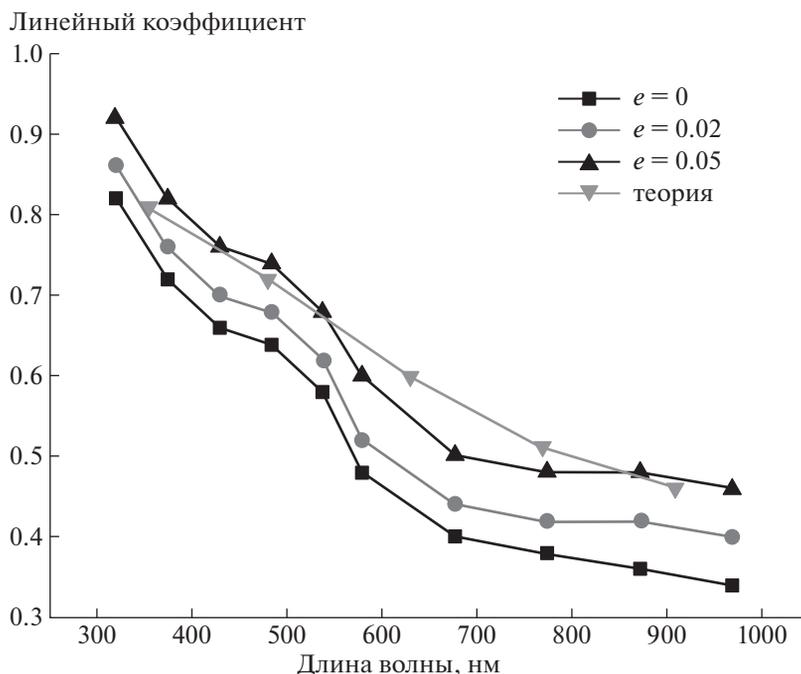


Рис. 1. Значения линейного коэффициента потемнения к краю, соответствующее наименьшей сумме квадратов невязки для различных длин волн и значений эксцентриситета, и их сравнение с теоретическими предсказаниями Кларэ [10] для радиуса звезды, равного $1.18 R_{\odot}$.

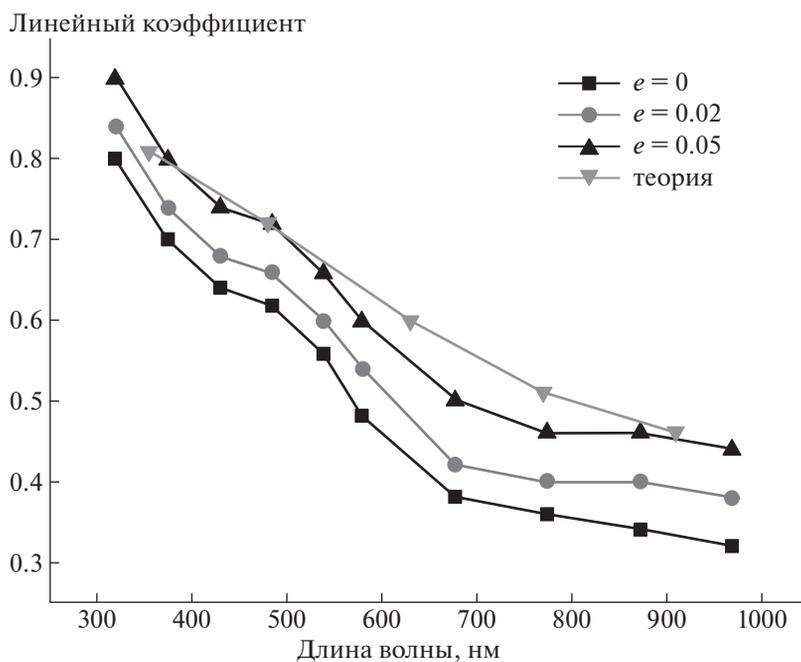


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для радиуса звезды, равного $1.19 R_{\odot}$.

радиусом звезды $R = 1.20 R_{\odot}$. В первом случае мы брали эксцентриситет $e = 0$ и наиболее оптимальный для этого значения линейный коэффициент потемнения к краю, полученный из интер-

претации кривых блеска (0.28 для 970 нм и 0.78 для 320 нм). Во втором случае — также нулевой эксцентриситет, но коэффициент потемнения к краю был зафиксирован равным 0.42 для 970 нм

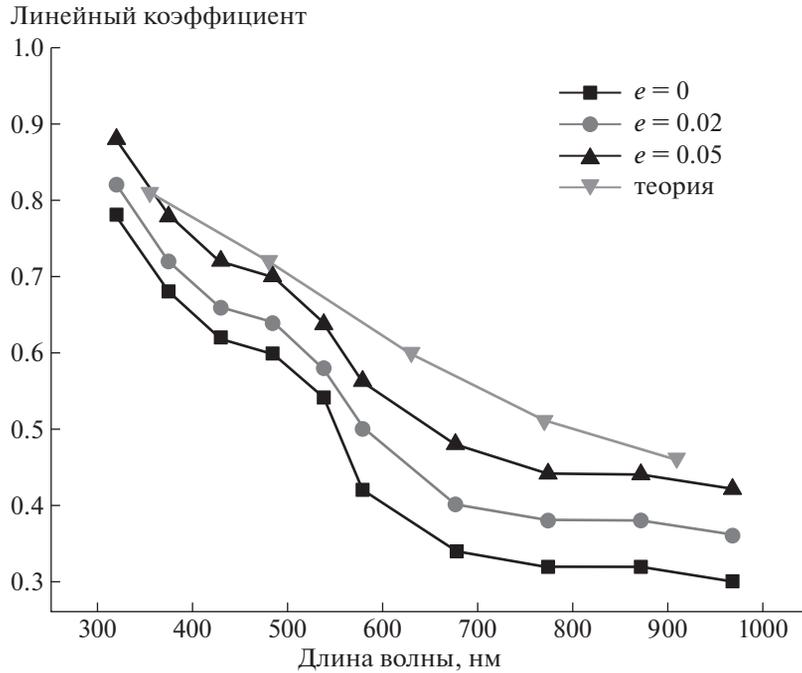


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для радиуса звезды, равного $1.20 R_{\odot}$.

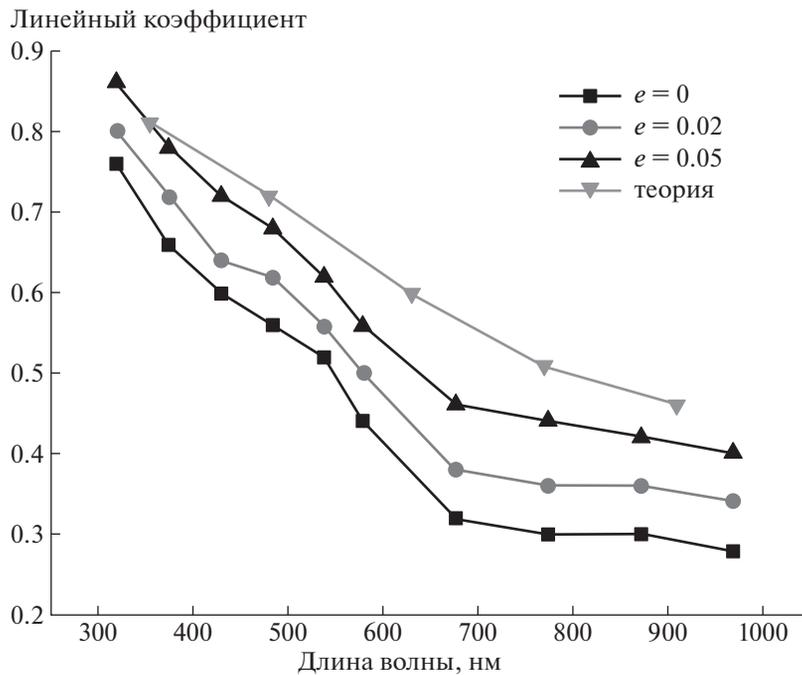


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для радиуса звезды, равного $1.21 R_{\odot}$.

и 0.88 для 320 нм, что соответствует наиболее оптимальному коэффициенту, полученному из наблюдений, для значения эксцентриситета $e = 0.05$, и одновременно близко к теоретическим предсказаниям для данных длин волн [26].

И наконец, в третьем случае нами брались значения эксцентриситета $e = 0.05$ и соответствующих ему коэффициентов потемнения к краю $x = 0.42$ для 970 нм и 0.88 для 320 нм. Хотя, как видно, например, из рис. 5 и 6, эти значения не являются

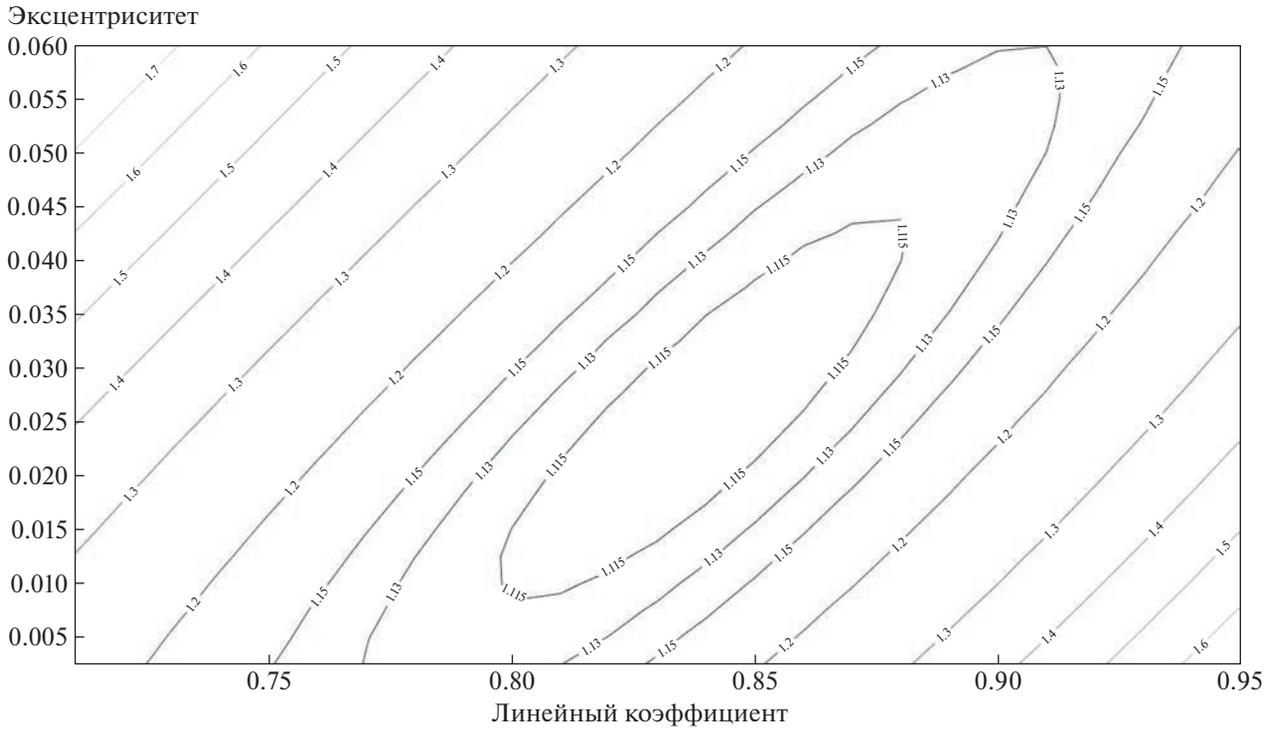


Рис. 5. Распределение приведенного χ^2 для кривой блеска транзита, полученной на длине волны 320 нм, в зависимости от эксцентриситета и линейного коэффициента потемнения к краю. Радиус звезды был зафиксирован на значении $1.2 R_{\odot}$.

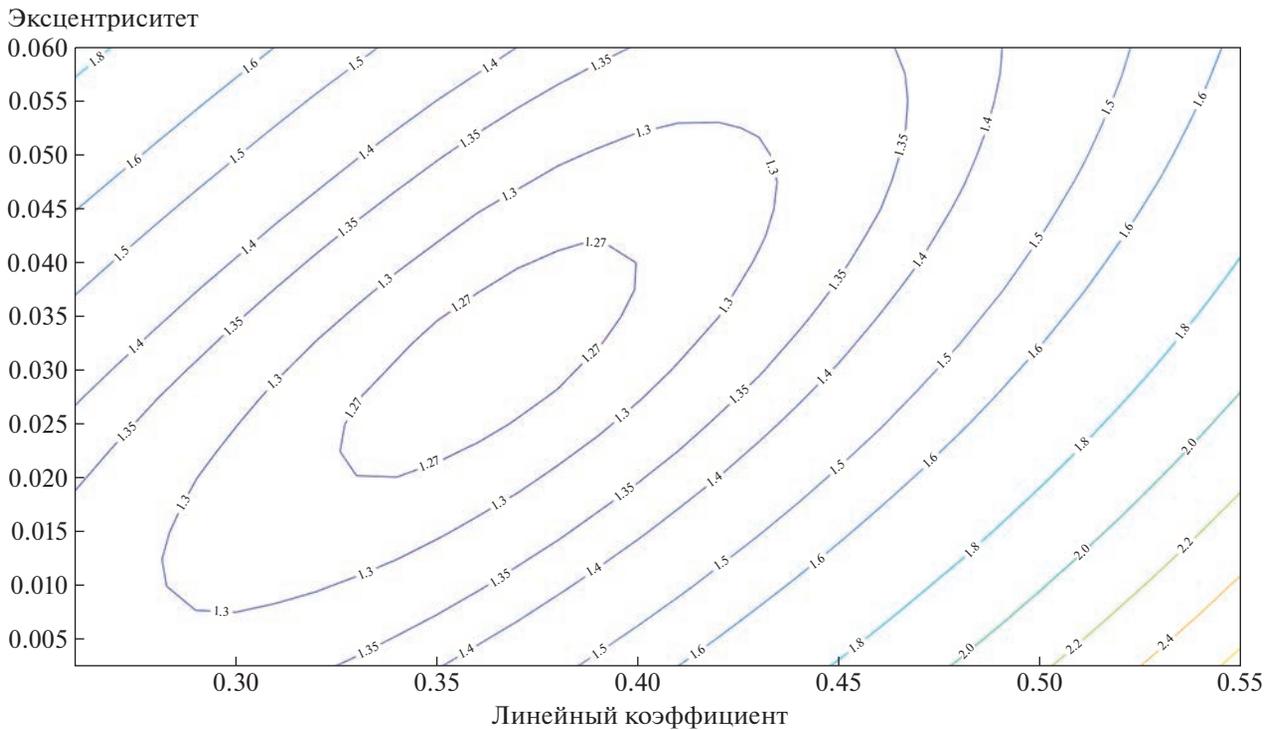


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для кривой блеска транзита, полученной на длине волны 970 нм.

Таблица 5. Результаты обработки кривой блеска транзита, полученной на длине волны 970 нм

Параметр	$e = 0.00$ $x = 0.28$	$e = 0.00$ $x = 0.42$	$e = 0.05$ $x = 0.42$
Наклон орбиты, °	$86.119^{+0.228}_{-0.199}$	$86.1237^{+0.2280}_{-0.2070}$	$86.6155^{+0.2530}_{-0.2490}$
Радиус планеты, км	$103\,375^{+1252}_{-1429}$	$103\,093^{+1297}_{-1423}$	$101\,399^{+1235}_{-1244}$
Нормированный коэффициент невязки	1.32458	1.64252	1.33565

Таблица 6. Результаты обработки кривой блеска транзита, полученной на длине волны 320 нм

Параметр	$e = 0.00$ $x = 0.78$	$e = 0.00$ $x = 0.88$	$e = 0.05$ $x = 0.88$
Наклон орбиты, °	$86.235^{+0.327}_{-0.314}$	$86.240^{+0.342}_{-0.316}$	$86.827^{+0.405}_{-0.348}$
Радиус планеты, км	$103\,864^{+1915}_{-1977}$	$103\,564^{+1922}_{-2062}$	$99\,754^{+1619}_{-1861}$
Нормированный коэффициент невязки	1.12153	1.33191	1.12262

наиболее оптимальными с точки зрения минимизации χ^2 , они были выбраны как наиболее близкие к теоретическим предсказаниям коэффициентов потемнения к краю. Например, как видно из рис. 6, абсолютный минимум невязки соответствует приведенному значению $\chi^2 = 1.27$ при эксцентриситете $e = 0.025$ и коэффициенте потемнения к краю $x = 0.36$; это значение существенно превышает значение $x = 0.28$ при $e = 0$ и приближается к теоретическому значению $x = 0.42$. Если же немного отступить от абсолютного минимума невязки, то при $\chi^2 = 1.36$ значение потемнения к краю при $e = 0.05$ близко к теоретическому 0.42. Видно (см. табл. 5 и 6), что приведенные значения χ^2 во втором ($e = 0, x = 0.28$ в табл. 5 и $e = 0, x = 0.78$ в табл. 6) и четвертом ($e = 0.05, x = 0.42$ и $e = 0.05, x = 0.88$) столбцах практически совпадают. Это говорит о том, что результаты интерпретации кривых блеска для случаев $e = 0$ и 0.05 имеют одинаковый уровень значимости с точки зрения критерия χ^2 , но при этом значения коэффициентов потемнения для данной длины волны существенно различаются. На рис. 7 представлены результаты фитирования в виде графиков отклонения результатов наблюдения от полученных в ходе аппроксимации кривых блеска, полученных на длине волны 970 нм. На рис. 8 представлена разница между полученными во втором и третьем случае кривыми блеска относительно кривой, полученной в первом случае для той же длины волны. Также для обеих кривых блеска нами было проведено полное исследование того, как меняется сумма квадратов невязок при изменении эксцентриситета и линейного коэффициента потемнения к краю. Дан-

ная зависимость представлена на рис. 5 и 6. Значения угла наклона орбиты и радиуса планеты определялись программой на основании минимизации критерия χ^2 для каждой точки отдельно. То, как полученные значения радиуса планеты и наклона орбиты меняются в зависимости от эксцентриситета, отображено в табл. 5 и 6.

Также для кривых блеска, полученных на данных длинах волн (970 и 320 нм), мы провели расчеты с использованием квадратичного закона потемнения к краю в том виде, в котором он представлен в работе [27]. Результаты данных расчетов представлены в табл. 7 и 8. Во втором, третьем и четвертом столбцах обеих таблиц представлены результаты, полученные при фиксировании эксцентриситета равным соответственно 0.00, 0.02 и 0.05, в то время как линейный и квадратичный коэффициенты потемнения к краю определялись на основании критерия минимума невязки. В пятом столбце мы зафиксировали значения коэффициентов потемнения к краю, которые были получены из теоретических расчетов [27] и представлены в программе, описанной в [28]¹, в то время как значения эксцентриситета, радиуса планеты и наклона орбиты были получены при помощи минимизации критерия χ^2 . Общий вывод, который можно сделать из результатов интерпретации кривых блеска в рамках модели квадратичного закона потемнения, состоит в том, что введение небольшого эксцентриситета орбиты улучшает согласие между наблюдаемыми и теоретическими коэффициентами потемнения для разных длин волн.

¹ <http://astroutils.astronomy.ohio-state.edu/exofast/limbdark.shtml>

Таблица 7. Результаты обработки кривой блеска транзита, полученной на длине волны 970 нм, при квадратичном законе потемнения к краю

Параметр	Значения			
Эксцентриситет	0.00	0.02	0.05	0.063
Линейный коэффициент	0.22	0.14	0.12	0.21
Квадратичный коэффициент	0.05	0.18	0.34	0.29
Наклон орбиты, °	86.1190 ^{+0.2104} _{-0.2097}	86.2894 ^{+0.1487} _{-0.1917}	86.6188 ^{+0.2387} _{-0.1787}	86.7953 ^{+0.2802} _{-0.1804}
Радиус планеты, км	103 383 ⁺¹³¹⁴ ₋₁₃₁₃	102 553 ⁺¹¹⁰³ ₋₈₅₃	101 237 ⁺⁸⁸¹ ₋₁₁₇₁	100 777 ⁺⁸²¹ ₋₁₂₆₇
Нормированный коэффициент невязки	1.31737	1.25613	1.21396	1.25471

Таблица 8. Результаты обработки кривой блеска транзита, полученной на длине волны 320 нм, при квадратичном законе потемнения к краю

Параметр	Значения			
Эксцентриситет	0.00	0.02	0.05	0.013
Линейный коэффициент	0.78	0.82	0.83	0.68
Квадратичный коэффициент	0.01	0.02	0.08	0.17
Наклон орбиты, °	86.235 ^{+0.324} _{-0.312}	86.435 ^{+0.507} _{-0.356}	86.832 ^{+0.508} _{-0.356}	86.367 ^{+0.316} _{-0.223}
Радиус планеты, км	103 864 ⁺¹⁸⁹⁷ ₋₁₉₅₉	102 311 ⁺¹⁷⁴⁴ ₋₁₈₈₅	99 523 ⁺¹⁶⁵² ₋₂₃₃₀	102 477 ⁺¹²⁷⁷ ₋₁₇₉₇
Нормированный коэффициент невязки	1.12153	1.10648	1.11913	1.13184

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Во всех проведенных нами расчетах значение долготы периастра орбиты планеты мы брали равным $\omega = 90^\circ$, т.е. предполагалось, что середины транзита приходится точно на момент прохождения планеты через периастр орбиты. Таким образом, ключевым фактором, который влиял на параметры модели, являлось изменение расстояния от звезды до планеты в моменты транзита в пространственной модели. При небольших значениях эксцентриситета изменение долготы периастра оказывает пренебрежимо малое влияние на кривую блеска при условии сохранения постоянным значения $e \sin \omega$ [23]. В то же время при более существенных значениях эксцентриситета пространственное движение экзопланеты приводит к заметному изменению расстояния до звезды в момент транзита, что в свою очередь должно влиять на величину прицельного параметра. Чем ближе планета к звезде в момент транзита, тем ближе к центру диска звезды она будет проходить по ее диску на картинной плоскости.

Необходимо отметить, что изменение коэффициента потемнения к краю меняет характер распределения яркости по диску звезды. Более высокий коэффициент потемнения означает, что большая часть излучения звезды приходится на ее центральные области, и наоборот. Таким образом, если в проекции на картинную плоскость планета находится близко к центру диска звезды, увеличение коэффициентов потемнения к краю

приведет к поярчанию закрываемой области и, соответственно, к дополнительной потере блеска при затмении звезды планетой. В то же время для момента, когда планета находится ближе к краю диска, эффект будет обратным. На рис. 8 хорошо видно на примере результатов обработки кривой блеска транзита, полученной на длине волны 970 нм, что получившиеся при аппроксимации с разными коэффициентами потемнения к краю кривые блеска отличаются в разные стороны в середине транзита и в областях, близких к моментам входа и выхода планеты с диска звезды. Добавление в модель эксцентриситета орбиты приводит, с одной стороны, к тому, что траектория планеты на картинной плоскости проходит ближе к центральным областям звезды, что должно приводить к увеличению глубины транзита. Однако изменение прицельного расстояния и скорости планеты в момент транзита при фиксированном радиусе звезды должно также оказывать влияние на другие параметры, на величины наклона орбиты и радиуса самой планеты. Как видно в табл. 5 и 6, изменение эксцентриситета в модели привело к увеличению наклона орбиты к картинной плоскости и к уменьшению радиуса планеты. Несмотря на то что величина подобной коррекции была равна всего $(1-2)\sigma$, этого оказалось достаточно, чтобы существенно снизить величину суммы квадратов невязок до уровня, практически равного значению для наиболее оптимального решения в случае круговой орбиты.

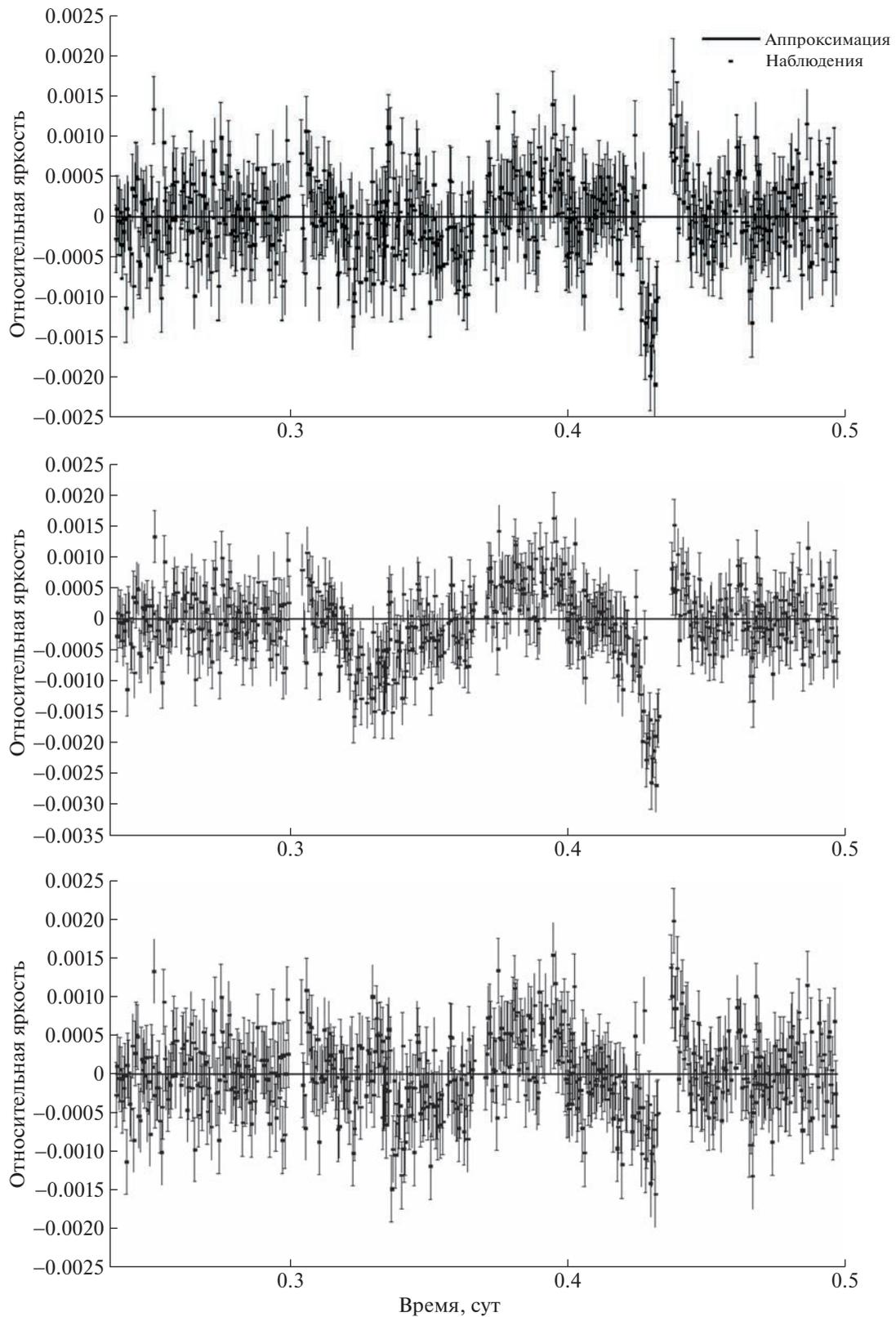


Рис. 7. Результаты фитирования кривой блеска транзита, полученной на длине волны 970 нм, при разных значениях эксцентриситета для радиуса звезды $1.20 R_{\odot}$. Сверху вниз: $e = 0$, $x = 0.28$; $e = 0$, $x = 0.42$; $e = 0.05$, $x = 0.42$. Значение кривой блеска, получившейся в ходе аппроксимации, приняты за ноль.

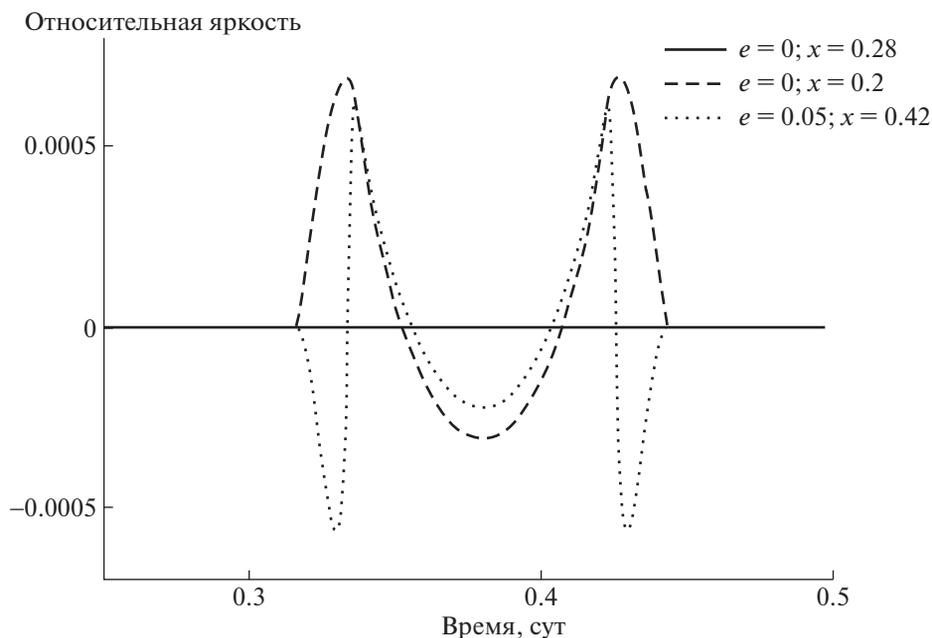


Рис. 8. Отличия кривых блеска, полученных программой при фитировании кривой блеска транзита, полученной на длине волны 970 нм, для разных значений эксцентриситета и затемнения к краю. Кривая блеска, получившаяся в ходе аппроксимации с фиксированными значениями эксцентриситета $e = 0$ и линейного коэффициента затемнения к краю $x = 0.28$, принята равной нулю.

Отдельно следует отметить влияние радиуса звезды на получаемые параметры системы. Как уже было сказано выше, существуют разные оценки радиуса звезды HD 209458, что заставило нас провести исследование с различными значениями радиуса. Как видно из табл. 1–4, наилучшие результаты с точки зрения величины невязок получены для значений радиуса звезды $R = 1.20$ и $1.21 R_{\odot}$, причем значения суммы невязок для последнего даже несколько меньше; тем не менее, так как большинство работ (за исключением разве что [29, 30]) ограничивали радиус звезды HD 209458 значением $R = 1.2 R_{\odot}$, в своих расчетах мы в основном использовали его. В то же время для значений радиуса $R = 1.18$ и $1.19 R_{\odot}$ видно, что значения приведенного χ^2 при эксцентриситете $e = 0.05$ существенно больше суммы ошибок для круговой орбиты почти на всех длинах волн настолько, что подобные модели можно уверенно отбросить. Для бóльших значений радиуса звезды картина становится обратной: наиболее оптимальные с точки зрения критерия χ^2 решения соответствуют эллиптическим моделям. Таким образом, можно увидеть, что даже небольшое изменение радиуса звезды в пределах 1–2% может существенно повлиять на полученные значения эксцентриситета и затемнения к краю. Причем в данном случае увеличение радиуса в пределах существующих оценок приводит к увеличению по-

лученных значений эксцентриситета и соответственно увеличению коэффициентов затемнения к краю, приближая их к теоретическим.

В табл. 9 и 10 представлены результаты решения полной обратной задачи для кривых блеска, полученных на длинах волн 320 и 970 нм при разных радиусах звезды с поиском наиболее оптимальных значений как по эксцентриситету, так и по линейному коэффициенту затемнения к краю. В данных таблицах можно видеть подтверждение сказанному выше о том, что с ростом радиуса звезды растет также и значение эксцентриситета, соответствующего наиболее оптимальной модели. Так, для значений радиуса, встречающихся в последних исследованиях для данной звезды [21, 31], согласно которым ее радиус составляет $(1.19–1.20) R_{\odot}$, наиболее оптимальные значения эксцентриситета составляют порядка $e = 0.02–0.03$, что укладывается в диапазон, представленный существующими исследованиями лучевых скоростей, однако, позволяет лишь наполовину уменьшить разрыв между теоретическими и эмпирическими значениями затемнения к краю. Полностью избавиться от несоответствия теоретических и эмпирических коэффициентов можно только допустив, что радиус звезды HD 209458 существенно ниже большинства оценок ($R < 1.17 R_{\odot}$), либо, допустив, что значения эксцентриситета достигают значений $e = 0.05–0.06$ и выше; это выходит за

Таблица 9. Результаты решения обратной задачи для кривой блеска транзита, полученной на длине волны 320 нм

Параметр	Решения						
	1.16	1.17	1.18	1.19	1.20	1.21	1.22
R, R_{\odot}	1.16	1.17	1.18	1.19	1.20	1.21	1.22
Эксцентриситет	0.00	0.0025	0.0025	0.01	0.02	0.0275	0.0375
Линейный коэффициент	0.86	0.84	0.82	0.82	0.82	0.82	0.82
Наклон орбиты, °	86.8331	86.704	86.5489	86.479	86.4346	86.3643	86.3211
погрешность, °	+0.0318 -0.0214	+0.0312 -0.0226	+0.0324 -0.0220	+0.0338 -0.0238	+0.0371 -0.0255	+0.0387 -0.0274	+0.0418 -0.0297
Радиус планеты, км	97661	99011	100645	101542	102311	103205	103938
погрешность, км	+1138 -1677	+1232 -1690	+1246 -1823	+1342 -1894	+1415 -2045	+1515 -2122	+1609 -2251
Нормированный коэффициент невязки	1.11119	1.10716	1.10654	1.10666	1.10648	1.10649	1.10651

Таблица 10. Результаты решения обратной задачи для кривой блеска транзита, полученной на длине волны 970 нм

Параметр	Решения						
	1.16	1.17	1.18	1.19	1.20	1.21	1.22
R, R_{\odot}	1.16	1.17	1.18	1.19	1.20	1.21	1.22
Эксцентриситет	0.00	0.0025	0.01	0.02	0.0275	0.035	0.045
Линейный коэффициент	0.32	0.34	0.34	0.34	0.36	0.36	0.36
Наклон орбиты, °	86.6657	86.5441	86.4738	86.4267	86.3559	86.2847	86.2377
погрешность, °	+0.0227 -0.0244	+0.0256 -0.0223	+0.0268 -0.0239	+0.0293 -0.0255	+0.0305 -0.0274	+0.0213 -0.0292	+0.0232 -0.0156
Радиус планеты, км	98847	100031	100902	101731	102597	103467	104292
погрешность, км	+1367 -1265	+1275 -1453	+1362 -1516	+1430 -1632	+1526 -1690	+1623 -1176	+849 -1258
Нормированный коэффициент невязки	1.28843	1.27745	1.26783	1.26475	1.25959	1.25988	1.26284

рамки значений, полученных на основе исследований кривых лучевых скоростей. Тем не менее эллиптичность орбиты, даже укладываемая в существующие оценки по лучевым скоростям, может существенно снизить расхождение теоретических и эмпирических результатов для коэффициентов потемнения к краю, чтобы оставшееся несоответствие можно было проще объяснить другими эффектами, такими как, например, затененность звездного диска [13, 14].

Проведенные нами аппроксимации для модели с квадратичным законом потемнения к краю показали, что при увеличении эксцентриситета закон потемнения к краю описывается более изогнутой кривой. Линейный коэффициент уменьшается по мере возрастания эксцентриситета, и в то же время квадратичный коэффициент увеличивается. Таким образом, закон потемнения к краю становится больше похож на теоретические предсказания, полученные нами из апплета Eclfast [28], основывающегося на теоретических расчетах [27]. В то же время расчеты с фиксированными коэффициентами потемнения к краю и варьированием значений эксцентриситета (пятые столбцы табл. 7 и 8) показали, во-первых, чуть большее значение невязки, во-вторых, расхождение

в получившихся значениях эксцентриситета для разных длин волн.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние неопределенности в значении эксцентриситета орбиты экзопланеты, допустимой ошибками спектральных доплеровских наблюдений затмеваемой звезды, на значения параметров двойной системы. Основное внимание в данной статье уделено проблеме определения коэффициентов потемнения к краю звезд, затмеваемых экзопланетами, что важно для проверки современных моделей тонких звездных атмосфер.

На примере системы с экзопланетой HD 209458 мы показали, что введение в модель системы небольшого значения эксцентриситета орбиты, допустимой ошибками определения лучевых скоростей звезды, позволяет значительно уменьшить и даже практически устранить расхождение между наблюдаемой и теоретической зависимостями коэффициентов потемнения к краю от длины волны. В этой связи представляет интерес исследование влияния небольшой эллиптичности орбиты экзопланеты на другие параметры

двойной системы с экзопланетой, в частности, радиуса экзопланеты. Эта задача представляет предмет дальнейших исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта Научно-образовательной школы МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, а также Программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Mayor and D. Queloz*, *Nature* **378**, 355 (1995).
2. *Н. А. Сахибуллин*, *Экзопланеты* (Казань: Изд-во Казанского университета, 2020).
3. *B. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor*, *Astrophys. J.* **529**, L45 (2000).
4. *G. W. Henry, G. W. Marcy, R. P. Butler, and S. S. Vogt*, *Astrophys. J.* **529** L41 (2000).
5. *J. Southworth*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, 1644 (2008).
6. *T. M. Brown, D. Charbonneau, R. L. Gilliland, and R. W. Noyes*, *Astrophys. J.* **552**, 699 (2001).
7. *J. F. Rowe*, *Astrophys. J.* **646**, 1241 (2006).
8. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* **88** (12), 1139 (2011).
9. *H. A. Knutson, D. Charbonneau, L. Allen, A. Burrows, and S. T. Megeath*, *Astrophys. J.* **673**, 526 (2007).
10. *A. Claret*, *Astron. and Astrophys.* **428**, 1001 (2004).
11. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* **87**, 1199 (2010).
12. *A. Claret*, *Astron. and Astrophys.* **506**, 1335 (2009).
13. *М. К. Abubekеров and N.Y. Gostev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **459**, 2078 (2016).
14. *M. K. Abubekеров and N. Y. Gostev*, *Astron. and Astrophys.* **633**, id. A96 (2020).
15. *P. E. Cubillos, L. Fossati, T. Koskinen, M. E. Young, M. Salz, K. France, A. G. Sreejith, and C. A. Haswell*, *Astron. J.* **159** (3), 111 (2020).
16. *И. Кудзей*, *Бюлл. Абастум. Астрофиз. обсерв.* **58** (1985).
17. *И. Кудзей*, *Астрон. циркуляр* № 1363 (1985).
18. *S. Kasuya, M. Honda, and R. Mishima*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **411**, 1863 (2011).
19. *S. Faigler and T. Mazeh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **415**, 3921 (2011).
20. *A. G. Snellen, E. J. W. de Mooij, and S. Albrecht*, *Nature* **459** (7246), 543 (2009).
21. *L. J. Rosenthal, B. J. Fulton, L. A. Hirsch, H. T. Isaacson, et al.*, *Astrophys. J.* **255** (1), id. 8 (2021).
22. *A. S. Bonomo, S. Desidera, S. Benatti, F. Borsa, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **602**, id. A107 (2017).
23. *Е. В. Бекесов, А. А. Белинский, С. Б. Попов*, *Астрон. журн.* **98** (12), 1043 (2021).
24. *А. М. Черепашук*, *Тесные двойные звезды. Часть 1* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013), с. 180.
25. *S. Poddany, L. Brát, and O. Pejcha*, *New Astronomy* **15** (3), 297 (2010).
26. *J. Southworth*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **408** (3), 1689 (2010).
27. *A. Claret and S. Bloemen*, *Astron. and Astrophys.* **529**, id. A75 (2011).
28. *J. Eastman, B. S. Gaudi, and E. Agol*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **125** (923), 83 (2013).
29. *C. del Burgo and C. A. Prieto*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462** (2), 1400 (2016).
30. *T. Boyajian, K. von Braun, G. A. Feiden, D. Huber, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **447** (1), 846 (2015).
31. *K. G. Stassun, K. A. Collins, and B. S. Gaudi*, *Astron. J.* **153** (3), 136 (2017).

О ПРОБЛЕМАХ ОБНАРУЖЕНИЯ БЫСТРЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ НА БСА ФИАН

© 2023 г. Е. А. Брылякова¹, *, С. А. Тюльбашев¹, **

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева, Астрокосмический центр,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушино, Россия

*E-mail: elinx@bk.ru

**E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 03.11.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

В работе представлена проверка ранее опубликованных быстрых радиовсплесков (FRB) из работы В.А. Федоровой и А.Е. Родина, найденных в мониторинговых данных радиотелескопа Большая Синфазная Антенна (БСА) при помощи алгоритма поиска, основанного на свертке данных с шаблоном рассеянного импульса. Для проверки использовались те же самые 6-канальные данные (ширина канала 415 кГц), в которых были обнаружены FRB, имеющие меры дисперсии 247, 570 и 1767 пк/см³. Дополнительная проверка опубликованных FRB проводилась также в 32-канальных данных (ширина канала 78 кГц). Нам не удалось подтвердить ни одного опубликованного FRB на заявленных в оригинальной работе отношениях сигнала к шуму. Основные ошибки вызваны неправильным определением базовой линии и неправильной оценкой среднеквадратичных отклонений шума.

Ключевые слова: быстрые радиовсплески, природа радиовспышек

DOI: 10.31857/S0004629923020044, EDN: CJOIYX

1. ВВЕДЕНИЕ

В 2007 г. была опубликована работа, в которой говорилось об обнаружении диспергированного импульса в архивных данных, полученных в наблюдениях на 64-метровом радиотелескопе Паркса на частоте 1.4 ГГц. Это был первый найденный быстрый радиовсплеск (радиовспышка) (FRB – Fast Radio Burst) [1]. Он представлял собой короткий, длительностью меньше 5 мс, импульс, похожий на импульс обычного пульсара. Наблюдаемая мера дисперсии (DM) этого импульса была 375 пк/см³. Исходя из направления, в котором была определена вспышка, и наблюдаемой DM, можно было предположить ее внегалактическое происхождение. Расстояние до источника вспышки было оценено как 600 Мпк. Оценка расстояния и наблюдаемая плотность потока 30 Ян на частоте 1.4 ГГц показали, что светимость вспышки на порядки превышает светимость импульсов обычных пульсаров. Это значение оценки светимости говорит, что механизм излучения отличается от механизма излучения обычных импульсов пульсаров.

В каталоге FRB¹ [2] числится 118 источников, последний FRB был занесен в каталог в январе 2020 г. С учетом работы канадского радиотелескопа CHIME² [3], на текущий момент число детектированных FRB больше шестисот. Согласно каталогам FRB и CHIME, вспышки наблюдались на частотах от 0.1 до 1.4 ГГц, и на мерах дисперсии от 103.5 до 3038 пк/см³.

Существует множество разнообразных гипотез, пытающихся объяснить природу FRB: слияние пары нейтронных звезд (NS) [4], слияние пары белых карликов (WD) [5], слияние NS и черной дыры (BH) [6], слияние заряженных BH [7], коллапс NS в BH [8], наличие планеты, вращающейся вокруг радиопульсара [9], гигантские импульсы молодых пульсаров [10], гигантские всплески/вспышки магнетаров [11, 12], столкновение квантовых струн [13] и другие. Наблюдаемые свойства FRB и некоторые из гипотез об их происхождении можно посмотреть также в обзорах [14, 15]. Столь большое разнообразие гипотез

¹ <https://www.frbcat.org/>

² <https://www.chime-frb.ca/home>

о природе FRB указывает на то, что природа радиовсплесков не ясна, и имеющиеся наблюдения все еще не достаточны для выбора однозначной гипотезы о происхождении FRB.

Все обнаруженные на данный момент FRB можно разделить на две группы – повторяющиеся и неповторяющиеся. Считается, что природа неповторяющихся FRB связана с какими-то катаклизмическими событиями, тогда как повторяющиеся FRB могут быть, например, проявлением активности магнетаров.

Так как основная часть найденных FRB – это не повторяющиеся события, перед наблюдателями всегда возникает вопрос о достоверности “одноразового” обнаружения. Казалось бы, выбирая события, имеющие высокое отношение сигнала к шуму (СШ), можно избавиться от недостоверных обнаружений. Однако в работе [16] было показано, как обычная микроволновая печь может массово генерировать “новые FRB”, имеющие разные DM. Стараясь избежать подобных случаев, авторы оригинальных методик очень тщательно разрабатывают методику обработки наблюдений в приложении к наблюдениям на конкретных телескопах.

Согласно каталогу FRB медианное значение DM обнаруженных всплесков приходится на диапазон 500–600 пк/см³. На частотах выше одного гигагерца, где и были обнаружены первые вспышки, рассеяние (τ) импульса в межзвездной среде мало уширяет импульс по сравнению с низкими частотами. Уширение импульса из-за рассеяния приводит к уменьшению наблюдаемой пиковой плотности потока (уменьшению СШ). Так, на частотах 100–150 МГц рассеяние настолько велико, что обнаружения пульсаров, имеющих DM > 200 пк/см³, практически отсутствуют. Пульсары – это объекты с периодическим излучением и, в отличие от FRB, для них можно накапливать сигнал, увеличивая наблюдаемый СШ. Отсутствие обнаружений пульсаров с большими DM в метровом диапазоне длин волн, несмотря на накопление сигнала, говорит о более низких, по сравнению с высокочастотными наблюдениями, шансах найти в низкочастотных наблюдениях одиночные импульсы на больших DM. Несмотря на низкие шансы, попытки обнаружить FRB в метровом диапазоне делались. Например, в работе [17] направленный поиск проводился на частоте 145 МГц на радиотелескопе LOFAR. В работе [18] поиск шел на частоте 182 МГц на телескопе MWA. Результатом проведенных работ являлись верхние оценки на ожидаемое количество FRB на небе, но ни одного реального FRB так и не было обнаружено.

В 2019 г. была опубликована работа Федоровой и Родина [19], согласно которой на радиотелескопе Большая Синфазная Антенна (БСА) Физиче-

ского института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), являющимся основным инструментом Пушинской Радиоастрономической Обсерватории (ПРАО), на частоте 111 МГц были найдены 3 всплеска, имеющие меры дисперсии 247, 570, 1767 пк/см³. На семинаре ПРАО работа вызвала большое количество критических замечаний, касающихся обработки наблюдений и достоверности полученных результатов. В настоящей работе мы провели проверку обнаруженных источников, используя те же данные, что были использованы авторами, и повторяя предложенную методику поиска.

2. ПРОВЕРКА НАЙДЕННЫХ FRB

Поиск импульсного излучения проводился в данных, полученных на радиотелескопе БСА ФИАН. БСА ФИАН – радиотелескоп меридианного типа с заполненной апертурой, представляющий собой плоскую эквидистантную решетку из 16 384 волновых диполей. Размер диаграммы направленности составляет примерно $0.5^\circ \times 1^\circ$, время прохождения источника через меридиан $3.5 \text{ мин}/\cos \delta$ (δ – склонение) по половинной мощности. Центральная частота наблюдений 110.3 МГц, полоса приема 2.5 МГц. Ежедневный и круглосуточный мониторинг в 96 лучах телескопа начат в августе 2014 г., но частично (не по всем лучам и не по всем датам) мониторинг велся с 2012 г.

Данные синхронно записываются в двух режимах: шесть каналов при ширине канала 415 кГц и времени опроса одной точки $\Delta t = 100$ мс; 32 канала при ширине канала 78 кГц и времени опроса $\Delta t = 12.5$ мс. Для поиска FRB Федорова и Родина [19] использовали данные с низким частотно-временным разрешением.

Поиск новых FRB в работе [19] осуществлялся по следующей схеме:

– из исходного часового файла с данными вычиталась базовая линия (фон Галактики), представляющая собой исходные данные, которые согласно [19] сглаживались медианным фильтром. Медианный фильтр в работе не описан, и мы использовали обычное определение. Берется массив из файла с данными. Точки выстраиваются в порядке возрастания или убывания. Выходным значением после работы медианного фильтра является точка, находящаяся на среднем месте. Делается сдвиг в исходном массиве на длину, равную длине массива, в котором искомое медианное значение, и процедура повторяется. В результате мы имеем набор точек, которые можно соединить отрезками. Предполагается, что каждый отрезок описывает базовую линию на длине отрезка;

Таблица 1. Проверяемые события

Дата	Координаты (J2000)		DM, пк/см ³	СШ	S_{peak} , Ян	τ_s , с	τ_{s1} , с	Δt_{6ch} , с	Δt_{32ch} , с
	α	δ , °							
06.06.2017	05 ^h 34 ^m	+41.7	247 ± 4	8.3	0.54	0.275	0.63	0.62	0.11
18.10.2015	05 21	+33.1	570 ± 5	6.2	1.4	0.275	2.8	1.44	0.26
20.09.2016	05 34	+41.7	1767 ± 4	9.1	0.22	4.33	33.3	4.48	0.82

– для поиска брался двадцатиминутный интервал, координата центра которого по прямому восхождению была 5^h32^m (координата повторяющегося FRB 121102);

– перебирались DM с шагом 50 пак/см³ в диапазоне $0 \leq DM \leq 3000$ пак/см³ и после сложения частотных каналов с предполагаемой DM делалась свертка с шаблоном. Шаблон представляет собой модельный уширенный в полосе приемника импульс в соответствии с пробной DM = 360 пак/см³ и свернутый с экспоненциальной функцией (предположение тонкого экрана) с масштабом рассеяния $\tau_s = 1$ с, в предположении $\tau_s \sim DM^{2.2}$;

– при обнаружении кандидата в FRB проводилась свертка с импульсами, соответствующими разным DM, и считалось, что DM определена правильно, когда получаемое отношение СШ максимальное. Здесь и далее мы определяли СШ как отношение величины проверяемого максимума в массиве точек на ожидаемой мере дисперсии кандидата в FRB к среднеквадратичным отклонениям шума в этом массиве на DM = 0 пак/см³. Передаточная функция для учета рассеяния для шаблона считалась по формуле:

$$F(t) = \frac{1}{t_s} \int_0^t \exp\left(-\frac{t}{t_s}\right) \delta(t - \tau) d\tau, \quad (1)$$

где t_s – уширение импульса из-за рассеяния согласно модели [20] для проверяемой DM.

Обрабатывались данные, взятые на интервале от июля 2012 г. и до мая 2018 г., для двух направлений на небе. Для каждого направления за 6 лет набралось 355 часов записи. Мы частично воспроизводим табл. 1 из статьи [19] с данными по найденным FRB. Из оригинальной таблицы удалены два столбца с ожидаемыми красными смещениями FRB и энергиями импульсов. В оставленных столбцах таблицы последовательно представлены: даты обнаружения FRB, координаты, их оценки DM и СШ, оценка пиковой плотности потока импульса (S_{peak}), оценка характерного времени рассеяния (τ_s) по наблюдениям Федоровой и Родина [19]. В соседнем столбце дана наша оценка ожидаемого рассеяния (τ_{s1}) для предполагаемых DM кандидатов в

FRB, вычисленных по эмпирической модели Кузьмина и др. [20]. В этой модели рассматривались пульсары с DM < 200 пак/см³ и было получено, что $\tau_s(DM) = 60 \times (DM/100)^{2.2 \pm 0.1}$. Федорова и Родин [19] предположили, что и на более высоких значениях DM наклон в зависимости величины рассеяния от DM не меняется. Заметим, что для пульсаров зависимость может быть и более крутой (см. работы [21, 22]), но для внегалактических источников формальное применение рассеяния из работы [20] может быть оправдано [23]. В столбцах 9 и 10 мы приводим внутриканальное уширение импульса, то есть его дисперсионное сглаживание, в частотных каналах для 6 (Δt_{6ch}) и 32 (Δt_{32ch}) канальных наблюдений, при значении DM, указанном в столбце 4, и определяемом по формуле:

$$\Delta t = 4.15 \times 10^6 \left(\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_2^2} \right) DM, \quad (2)$$

где Δt – временная задержка сигнала вследствие прохождения через среду в миллисекундах, v_1 и v_2 – середины частотных каналов, выраженные в МГц.

Ниже рассмотрена обработка события 06.06.2017, в котором обнаружен кандидат в FRB, имеющий наименьшую меру дисперсии (DM = 247 пак/см³), и, следовательно, минимальные рассеяние на луче зрения и внутриканальное уширение импульса. Координаты найденных FRB у авторов оригинальной работы Федоровой и Родина [19] даны по прямому восхождению с точностью до одной временной минуты, поэтому ожидаемое расположение может быть ±1 мин от координаты события. Визуальный поиск проводился нами на всем отрезке данных, т.е. ±10 мин от координаты события. После компенсации усиления в частотных каналах по калибровочному сигналу (см. детали в работе [24]) был проведен сдвиг записи в отдельных каналах с учетом DM, затем выполнены сложение каналов и последующая кросс-корреляция с шаблоном τ_{s1} , значение которого приведено в табл. 1.

На рис. 1а–1в представлены этапы обработки. На рис. 1а показаны сырые данные, центр соответствует координате 5^h32^m. Согласно работе [19],

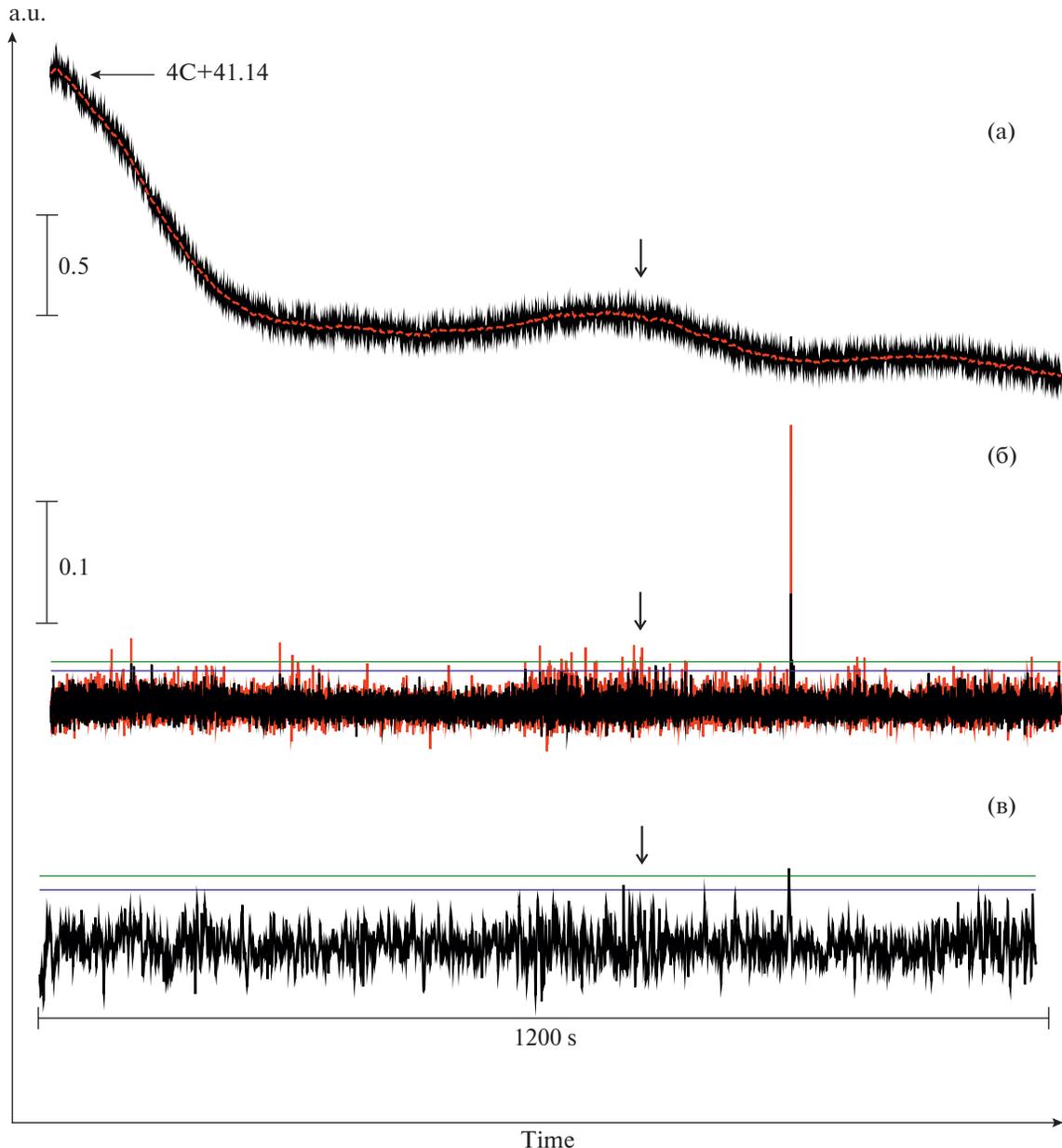


Рис. 1. На рис. (а) представлена двадцатиминутная запись сырых данных 06.06.2017 без компенсации DM (черный цвет). Красным цветом показан вычитаемый фоновый сигнал. В начале записи видна вершина источника 4C+41.14 с плотностью потока 16.1 Ян на частоте 102.5 МГц согласно каталогу <http://astro.prao.ru/db/>; (б) – данные после вычитания базовой линии до (красный цвет) и после (черный цвет) компенсации с $DM = 247$ пк/см³; (в) – данные после прохождения процедуры свертки с функцией рассеяния по Кузьмину и др. [20] в 6-канальных данных.

базовая линия представляет собой исходные данные, сглаженные медианой. Шаг медианы в оригинальной работе не приведен. При выборе шага медианы мы руководствовались теми соображениями, что если шаг медианы выбрать меньше, чем время рассеяния импульса, то импульс в обработанной записи можно сильно сгладить или вообще уничтожить. Если шаг медианы выбрать во много раз больше, чем время рассеяния, то по-

сле вычитания базовой линии в оставшейся записи могут остаться плохо вычтенные дискретные источники и детали фона Галактики. Так, согласно табл. 1, ожидаемое рассеяние FRB, имеющего $DM = 1767$ пк/см³, составляет почти полминуты, а размер диаграммы направленности БСА по половинной мощности равен ~ 3.5 мин. Выбор шага медианы в 3 мин (в шесть раз больше τ_{s1}) приведет к тому, что в записи будут видны дискретные ис-

точники. Очевидно, что шаг медианы нужно выбирать в зависимости от предполагаемой величины рассеяния. При поиске FRB *a priori* неизвестно рассеяние, величина которого зависит от DM. Поэтому нужно перебирать все возможные значения шага медианы, соответствующего разным рассеяниям. В настоящей работе проверяются кандидаты, у которых известна их DM и есть оценка величины рассеяния. Шагом медианы нами был выбран удвоенный размер оценки τ_{s1} по модели Кузьмина и др. [20]. Для проверяемого FRB с $DM = 247$ пк/см³ шаг медианы был выбран 1.2 с (12 точек). На всех рисунках по горизонтальной оси отложено время, а по вертикальной оси — плотность потока в условных единицах. Синяя и зеленая линии на рисунках показывают уровни $4\sigma_n$ и $5\sigma_n$. Вертикальные отрезки показывают значения высот в условных единицах. Стрелка указывает на ожидаемое расположение источника из табл. 1.

На рис. 1б представлены данные рис. 1а после вычитания базовой линии до (красный цвет) и после (черный цвет) компенсации DM. Видны отдельные пиковые сигналы, максимумы которых выше до, а не после компенсации дисперсии. То есть эти пиковые сигналы — это обычные импульсные помехи, имеющие $DM = 0$ пк/см³. На рис. 1в показаны данные после проведения свертки. Видно, что часть импульсных сигналов после компенсации дисперсии и сложения частотных каналов имеют уровни выше $4\sigma_n$, но меньше, чем $5\sigma_n$ (синяя (нижняя) и зеленая (верхняя) линии на рисунке). Однако проверка показывает, что все эти сигналы связаны с импульсными помехами, высота которых на $DM = 0$ пк/см³ выше, чем их высота после сложения каналов с учетом $DM = 247$ пк/см³. Остальные видимые после свертки с рассеянным сигналом пиковые сигналы меньше $4\sigma_n$.

Мы также провели параллельную обработку с 32-канальными данными. Конечные рисунки после свертки для 6- и 32-канальных данных не совпадают. Если в записях есть реальные источники, чувствительность в данных с высоким частотно-временным разрешением почти всегда должна быть выше, чем в данных с низким частотно-временным разрешением. В данных с шириной канала 415 кГц (6-канальные данные) уширение внутри частотного канала из-за дисперсионного запаздывания для исследуемого случая, примерно в 5.4 раза больше, чем в 32-канальных данных (ширина канала 78 кГц), и, следовательно, СШ в 32-канальных данных может вырасти до $\sqrt{5.4} \approx 2.5$ раз. Другими словами, если исходный сигнал был узкий, а его рассеяние было меньше дисперсионного размытия в частотном канале, то чем уже канал, тем больше может быть выигрыш

в чувствительности для 32-канальных данных при прочих равных условиях. Если ширина рассеянного импульса была больше дисперсионного размытия в канале, то выигрыша в чувствительности не будет, но при одинаковом усреднении данных по времени профили импульсов должны повторить друг друга. Однако сравнение обработки 6- и 32-канальных данных показывает, что никакого увеличения СШ, и вообще какого-либо выраженного сигнала на уровнях $СШ > 4$, в записях не видно. Сигналы для 6- и 32-канальных данных не повторяют друг друга, и можно сказать, что в рассмотренном случае речь идет о чисто шумовом процессе.

При проверке события за 18.10.2015, где авторы обнаруживают сигнал, имеющий $DM = 570$ пк/см³, возникла проблема, связанная с используемыми Федоровой и Родиным [19] координатами события по прямому восхождению. В этой работе исследовалось 20 мин записи с центром в $5^h 32^m$, и поэтому крайние точки записи должны иметь координаты $5^h 22^m$ и $5^h 42^m$. При этом авторами указана координата найденного события $5^h 21^m$. Возможно, что это опечатка, возможно, что исследовалась область слегка больше, чем указанные в статье 20 мин. Мы проверяли как область $5^h 22^m - 5^h 42^m$, так и область вокруг $5^h 21^m$. На рис. 2а–2е приведено событие за 18.10.2015, где нам удалось обнаружить сигнал, максимально приближенный к сигналу, полученному у авторов.

Он находится на координатах близких к $5^h 21^m$. Вычитание базовой линии проводилось отрезками прямой линии, длина которых (5.6 с, 56 точек) определялась удвоенным значением ожидаемой длительности времени рассеяния (см. табл. 1).

Рисунки 2г–2е похожи по расположению максимумов и общей форме. В левой части показаны 6-канальные данные, в средней — 32-канальные данные, в правой — фрагмент оригинального рисунка с предполагаемым обнаружением FRB в работе [19]. Однако из рис. 2в (см. стрелку) также видно, что СШ этих пиков намного меньше, чем $4\sigma_n$, что говорит об отсутствии значимых сигналов.

Для события за 20.09.16 (рис. 3) с $DM = 1767$ пк/см³ импульс в канале из-за рассеяния должен расплываться до 33 с. Вычитание данных, сглаженных медианой с шагом 1 мин, приводит к появлению трендов в записи (рис. 3а). На рис. 3б показана запись после свертки с рассеянным сигналом. Нам не удалось найти сигнал, похожий на сигнал, приведенный в работе [19].

Таким образом, наши оценки дают $СШ < 4$ для всех событий из работы [19]. Мы полагаем, что это говорит об отсутствии реальных обнаружений.

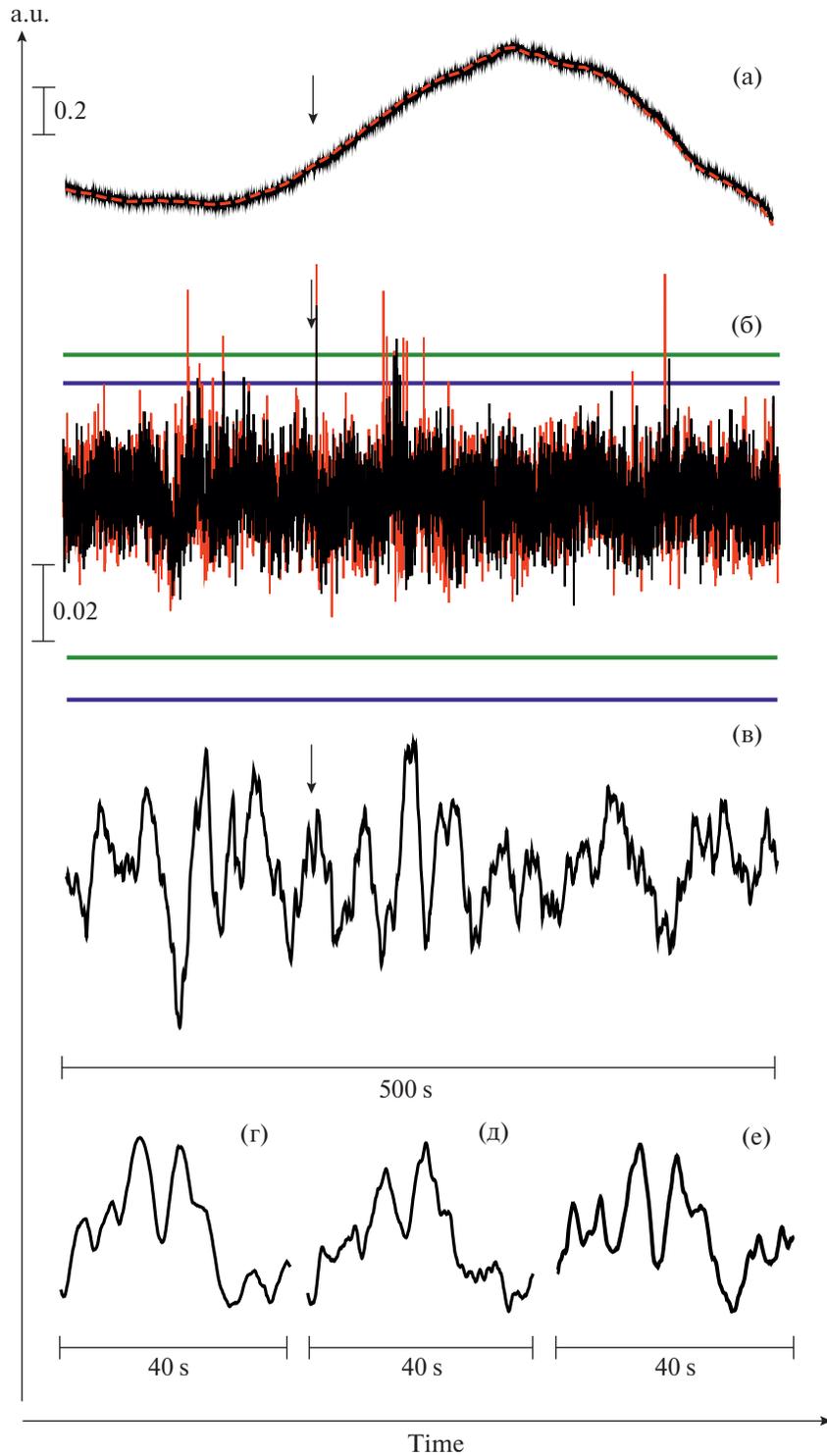


Рис. 2. На рис. (а) черным цветом показаны примерно 8 мин сырых данных 18.10.2015 с центром $05^{\text{h}}21^{\text{m}}$. Красным цветом показана вычитаемая базовая линия; (б) – сигнал после вычета базовой линии и компенсации $DM = 570 \text{ пк/см}^3$; (в) – сигнал после свертки с рассеянным импульсом и сложением всех частотных каналов. Стрелка указывает на обнаруженный сигнал, совпадающий с сигналом из работы [19]; (г) и (д) – сигналы после обработки 6- и 32-канальных данных, наиболее похожие на сигнал из работы [19], фрагмент которого показан на рис. (е).

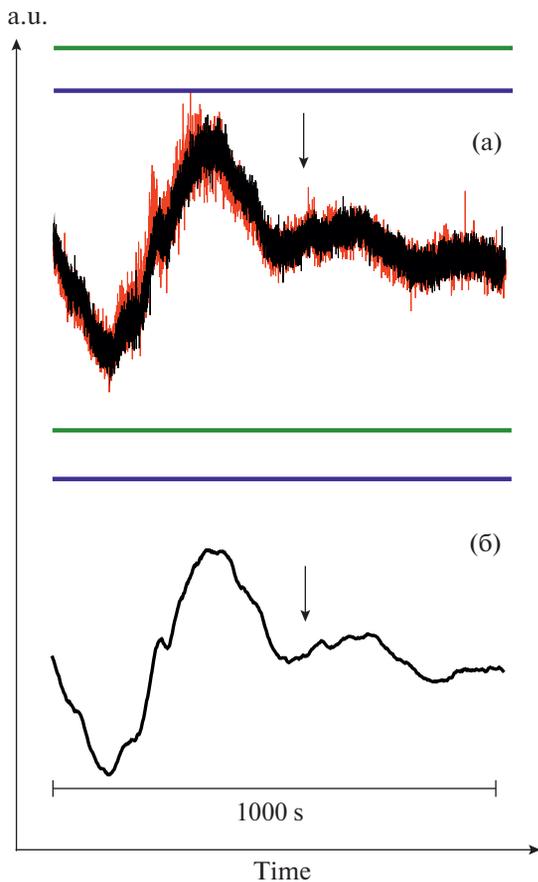


Рис. 3. На рис. (а) показаны результаты вычитания базовой линии до (красный цвет) и после (черный цвет) учета размазывания в полосе с $DM = 1767$ пк/см³ кандидата в FRB 20.09.2016; (б) – сигнал после свертки с рассеянным импульсом.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В предыдущем параграфе мы рассмотрели главный, на наш взгляд, признак обнаружения нового FRB – это его СШ. Уровень СШ, на котором вероятность ложного обнаружения становится пренебрежимо малой, зависит от количества рассматриваемых случаев. В радиоастрономической практике принят критерий $СШ = 6-7$, когда вероятность ложного обнаружения становится пренебрежимо низкой. Важным условием при определении СШ является корректное вычитание среднего уровня (базовой линии). Было показано, что на координатах, соответствующих обнаруженному FRB, нет сигналов с уровнем $СШ > 4$, что противоречит заявленным значениям $СШ$ от 6.1 до 9.2 [19]. Найденные нами уровни сигналов однозначно говорят о низкой достоверности обнаружения новых FRB.

Мы не рассматриваем в нашей статье все замечания, высказанные на семинарах ПРАО, но отмечаем некоторые из них.

– Линии дисперсионной задержки на рисунках гладкие, и создается ощущение большого количества использованных частотных каналов. С чем это связано?

– На приводимых свертках исходного сигнала с рассеянным профилем не указана базовая линия (средний уровень сигнала), что не позволяет визуально оценить значимость события. Например, для кандидата с $DM = 247$ пк/см³ (см. [19], рис. 8) перед максимумом, попадающим на отсчет 80, есть минимум того же масштаба, попадающий на отсчет 50. Возникает ощущение, что проведенная свертка шума с рассеянным модельным сигналом просто перераспределила энергию шумовой дорожки и дала минимум и максимум с одинаковой энергией.

– При поиске диспергированных импульсов для каждого исследуемого направления делается много переборов на разных DM , и при каждом переборе получаются случайные шумовые массивы. Эти переборы делались для наблюдений, идущих ежедневно на интервале 6 лет. Сколько переборов в ходе поиска было реально сделано, и какова вероятность статистически значимого обнаружения ложного (шумового) сигнала на разных СШ?

– Почему для всех кандидатов в FRB приведенные оценки рассеяния намного меньше ожидаемых из эмпирической связи величины рассеяния от DM по работе [20], которая и была взята авторами за основу при оценках рассеяния? Почему для найденных источников длительность (полуширина) импульсов не соответствует эмпирическим моделям рассеяния импульсов в межзвездной среде?

– Почему в данных с высоким частотно-временным разрешением (32-канала), которые записываются параллельно с данными с низким частотно-временным разрешением (6-каналов), СШ найденных источников меньше при одинаковом временном усреднении? Вопрос был вызван тем, что в 32-канальных данных внутриканальное дисперсионное сглаживание в 5 раз меньше, что должно приводить к большим значениям наблюдаемого СШ всплеска, по крайней мере, для источника с $DM = 247$ пк/см³.

– Кажется странным, что два события с $DM = 247$ и 1767 пк/см³ полностью совпали по координатам.

– Согласно работе [19] FRB 121102 ($DM = 570$ пк/см³) мог быть обнаружен в боковом лепестке БСА ФИАН. Максимум первого бокового лепестка составляет примерно 4% от энергии в главном лепестке. Следовательно, если бы этот импульс наблюдался в главном лепестке, его отношение сигнала к шуму было бы $СШ > 6.2 \times 25 > 150$. На 2021 г. для FRB 121102 за-

регистрировано больше 1600 импульсов [25]. Какова вероятность того, что в боковом лепестке, где наблюдается ничтожная часть от полной энергии импульса, был зарегистрирован импульс, и при этом в главном лепестке за 6 лет не обнаружено ни одного импульса? Альтернативное объяснение авторов говорит о возможном обнаружении какого-то другого FRB. В этом случае удивительно, что его DM с большой точностью совпадает с DM известного повторяющегося FRB.

Как выяснилось на семинарах, рисунки, называемые в работе [19] динамическими спектрами, не являются ими в общепринятом понимании. В качестве плотности потока в частотном канале выступает свертка исходных данных с шаблоном рассеяния. Для получения “красивой” картинки авторы использовали не описанные в статье цифровые фильтры, которые сгладили изображение, давая ложное ощущение большого количества наблюдаемых частотных каналов и непрерывности линии дисперсионной задержки. Вероятнее всего, это нелинейные фильтры. При получении очень похожего профиля в 6-канальных данных для импульса с $DM = 570$ пк/см³ нам так и не удалось получить похожей картинке динамического спектра.

Дадим ответ на один из вопросов, заданных на семинарах, а именно, на вопрос о вероятности ложного обнаружения сигнала. К счастью, в статье [19] достаточно данных для получения ответа. Предположим, что шумы распределены по нормальному закону. Количество переборов при поиске транзиента для каждого луча БСА ФИАН можно определить, как $355 \text{ ч} \times 3600$ (секунд в часе) $\times 10$ (отсчетов в секунду) $\times 60$ (перебираемых DM) = 766.8 млн. независимых и проверяемых событий, в которых авторы пытались найти диспергированные импульсы. Даже на уровне выше $4\sigma_n$ будет обнаружено 48 571 ложное событие, на уровне выше $5\sigma_n$ — 439 событий, на уровне выше $6\sigma_n$ — 1 событие. Мы дали оценки вероятности ложного обнаружения импульсного сигнала для идеального белого шума. С учетом помех, регистрируемых на БСА ФИАН как в частотной, так и во временной области, и имеющих в том числе и явно выраженные дисперсионные задержки сигналов [26, 27], полученные оценки количества ожидаемых ложных событий нужно воспринимать как нижние оценки. Согласно предыдущему параграфу, оценки $SШ < 4$ для всех проверяемых событий. Поэтому мы полагаем, что все три “найденных” события — это ложные обнаружения.

Одним из неприятных моментов, появившимся при попытке повтора методики [19] на данных БСА ФИАН, оказался выбор шага медианы, используемой для получения сглаженных данных и последующего вычитания базовой линии. В работе [19] ничего не сказано о шаге медианы для вы-

читания фона, а также и о методе определения отношения СШ. Выше мы написали, что использовалось удвоенное значение величины рассеяния на проверяемой мере дисперсии. Однако наблюдения [20–22] показывают, что рассеяние может быть на порядок больше, чем в модели [20]. В этом случае и шаг медианы должен измениться соответствующим образом. Если его не изменить (не увеличить), можно потерять импульс. Так, при проведении поиска FRB, имеющего $DM = 1767$ пк/см³, шаг медианы может быть до $33 \text{ с} \times 10 = 5.5$ мин. Шаг медианы в 5.5 мин почти равен времени прохождения источника через диаграмму направленности антенны. Поэтому при таком выбранном шаге медианы дискретные источники не будут вычтены и останутся в записи. Это означает, что при поиске FRB кандидатов в данных радиотелескопа БСА необходимо ограничиться такими мерами дисперсии, шаг медианы которых таков, что после вычитания базовой линии исчезают дискретные источники.

Для кандидата с $DM = 247$ пк/см³ мы повторили обработку с шагом медианы, составившим 12 с (120 точек), что в 20 раз больше ожидаемого времени рассеяния. FRB не обнаружен. Для кандидата с $DM = 570$ пк/см³ повторной обработки с шагом медианы, соответствующим большему ожидаемому времени рассеяния, не проводилось, т.к. полученная картинка (см. рис. 2) практически полностью совпала с картинкой из работы [19]. Для кандидата с $DM = 1767$ пк/см³ повторной обработки не производилось по причинам, указанным в предыдущем абзаце.

Критические замечания по достоверности обнаружения новых FRB, без рассмотрения методики обработки, были высказаны к двум статьям Федоровой и Родина в работе [28], где на низких частотах был обнаружен повторяющийся FRB 20180916B.

В 2021 г. была опубликована работа [29], где были изменены СШ рассмотренных нами случаев. В частности, для случая с $DM = 570$ пк/см³ вместо $SШ = 6.2$ новое значение $SШ = 5.9$. Однако, как показано выше, для этого случая $SШ < 4$. Попыток исправить методику поиска не предпринималось. Отношение СШ для почти половины из 60 “новых FRB” меньше 6, а у пяти кандидатов меньше 4. В некоторых из приведенных динамических спектров наблюдаются изломы. Конечно, среди 60 опубликованных случаев могут быть и реальные FRB. Нужно проводить полную ревизию всех кандидатов. Это выходит за рамки настоящей работы, которая посвящена лишь проверке методики поиска и трех первых обнаруженных кандидатов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При поиске диспергированных импульсов обычно доказательством обнаружения нового источника является оценка $SШ = 6-7$ и больше. $SШ$ определяется как амплитуда пикового сигнала, деленная на среднеквадратичное отклонение шума. Среднеквадратичное отклонение шума при прочих равных условиях тем меньше, чем лучше вычтена базовая линия. Базовая линия представляет собой набор отрезков. Длина этих отрезков определяется величиной рассеяния импульса в межзвездной и межгалактической среде. Если мера дисперсии большая, то длина отрезков, используемых при вычитании фона, может быть сопоставима с длительностью прохождения дискретного источника через диаграмму направленности транзитного радиотелескопа БСА ФИАН. Таким образом, поиск FRB на больших DM на радиотелескопе БСА ФИАН автоматически ограничен. После обнаружения сигналов с $SШ > 6-7$ необходимо проверить источник по косвенным признакам. Он должен обнаруживаться в одном или двух лучах БСА. Динамический спектр должен показывать явно выраженную линию дисперсионной задержки.

При проверке кандидатов FRB, обнаруженных в работе [19], сигналов с $SШ > 4$ не найдено, что говорит о том, что все эти обнаружения ложные. Возможно, что авторы для оценки среднеквадратичных отклонений взяли короткий отрезок обработанной записи, на котором они видят что-то похожее на импульс, и посчитали среднеквадратичные отклонения на небольшом куске записи вне импульса. Обработанная запись с большим количеством значащих точек показывает, что среднеквадратичные отклонения шумов значительно больше, а определяемое значение $SШ$ значительно меньше.

К сожалению, методика Федоровой и Родина [19] в части выбора шага для медианного фильтра и выбора точек для оценки среднеквадратичных отклонений написана настолько неоднозначно, что нам пришлось руководствоваться здравым смыслом при попытке повторить методику обработки. Нам удалось “обнаружить” лишь один из трех “FRB”, представленных в работе. Судя по шумовой дорожке на рис. 2в и величине $SШ = 1$, равному расстоянию между линиями, проведенным на $SШ = 4$ и 5, для этого “FRB” $SШ < 2$.

В настоящей работе остался неосвещенным вопрос о принципиальной возможности или невозможности обнаружений FRB на БСА ФИАН. Приведем некоторые соображения, говорящие в пользу возможных обнаружений FRB. Главным фактором, мешающим обнаружению FRB, является рассеяние импульсов на межзвездной среде. Известно, что рассеяние для любой выбранной DM по наблюдениям в метровом диапазоне длин

волн может изменяться больше, чем на порядок величины, как в большую, так и в меньшую сторону от среднего значения [20]. Средние значения, извлекаемые из рис. 2 этой работы, показывают, что рассеяние $\tau_s = 10, 30, 200$ мс на мерах дисперсии $DM = 50, 100, 200$ пк/см³, но может быть меньше, чем 1, 10, 100 мс на тех же мерах дисперсии. Согласно каталогу FRB [2], после исключения “пушинских” FRB, ширины найденных импульсов находятся в пределах от 0.08 до 34 мс, а медианное значение приходится на 1.9 мс. Напомним, что время опроса в мониторинговом обзоре, проводимом на БСА ФИАН, равно 12.5 мс. В этом же каталоге у 11 FRB (примерно 10% от списка всех источников FRB каталога) наблюдаемая $DM < 200$ пк/см³, а минимальная — 103.5 пк/см³. На радиотелескопе CHIME найдена FRB, имеющая $DM = 81.82$ пк/см³ [30], не включенная пока в каталог FRB. Таким образом, уже найдены FRB, ширины импульсов и меры дисперсии которых говорят о возможности их обнаружения в наблюдениях на БСА ФИАН, если, конечно, хватит чувствительности инструмента.

В работе по поиску вращающихся транзиентов, проведенной в ПРАО [31], табл. 1, приведена чувствительность БСА при поиске одиночных импульсов в сравнении с чувствительностью других крупных инструментов, на которых FRB уже обнаружены. Пересчет пороговой чувствительности на частоту 111 МГц делался в предположении спектрального индекса $\alpha = -1.5$ ($S \sim \nu^\alpha$). Согласно этой таблице, пороговые чувствительности при поиске импульсных сигналов, имеющих $SШ = 7$ для телескопов с диаметром зеркала 64, 100, 300 м (Паркс, Эффельсберг, Аресибо), и антенны БСА равны соответственно 4, 0.55, 0.5 и 2.1 Ян. Чувствительность 2.1 Ян при поиске импульсного излучения на БСА подтверждена практически обнаружениями новых RRAT и импульсов известных пульсаров [31]. Самые слабые обнаруженные импульсы имеют плотность потока примерно 2 Ян. Импульсы обнаружены у 115 известных пульсаров и 46 новых RRAT³. Таким образом, подтвержденная чувствительность БСА при поиске FRB находится на уровне, сопоставимом с уровнями чувствительности одних из лучших в мире радиотелескопов. Наконец, обнаружение повторяющегося FRB 20180916В в диапазоне частот 110–190 МГц на радиотелескопе LOFAR [32] еще раз указывает, что обнаружения FRB, имеющих $DM < 200-300$ пк/см³ на БСА ФИАН — это вопрос времени и грамотной обработки наблюдений.

³ <https://bsa-analytics.prao.ru/transients/rrat/>

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование проведено за счет гранта Российского Научного Фонда (РНФ) № 22-12-00236 (<https://rscf.ru/project/22-12-00236/>).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают свою признательность сотрудникам обсерватории В.М. Малофееву, Т.В. Смирновой, В.А. Потапову за предварительное чтение работы и ряд замечаний, позволивших улучшить текст, а также Л.Б. Потаповой за помощь в оформлении рисунков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. R. Lorimer, M. Bailes, M. A. McLaughlin, D. J. Narkevic, and F. Crawford*, *Science* **318**, 777 (2007).
2. *E. Petroff, E. D. Barr, A. Jameson, E. F. Keane, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Australia* **33**, id. e045 (2016).
3. *M. Amiri, B. C. Andersen, K. Bandura, S. Berger, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **257**, id. 59 (2021).
4. *J. Abadie, B. P. Abbott, R. Abbott, M. Abernathy, et al.*, *Classical and Quantum Gravity* **27** (17), id. 173001 (2010).
5. *K. Kashiyama, K. Ioka, and P. Mészáros*, *Astrophys. J. Suppl.* **776** (2), id. L39 (2013).
6. *C. M. F. Mingarelli, J. Levin, and T. J. W. Lazio*, *Astrophys. J. Letters* **814**, id. L20 (2015).
7. *B. Zhang*, *Astrophys. J. Letters* **827**, id. L31 (2016).
8. *H. Falcke and L. Rezzolla*, *Astron. and Astrophys.* **562**, id. A137 (2014).
9. *F. Mottez and P. Zarka*, *Astron. and Astrophys.* **569**, id. A86 (2014).
10. *L. Connor, J. Sievers, and U.-L. Pen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **458**, L19 (2016).
11. *S. B. Popov*, in *Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity*, Proc. of the Conference dedicated to Viktor Ambartsumian's 100th anniversary, held 15–18 September 2008 in Yerevan and Byurakan, Armenia, edited by H.A. Harutyunian, A.M. Mickaelian, and Y. Terzian (Yerevan: "Gitutyun" Publ. House of NAS RA), p. 105 (2010).
12. *S. R. Kulkarni, E. O. Ofek, J. D. Neill, Z. Zheng, and M. Juric*, **797** (1), id. 70 (2014).
13. *L. V. Zadorozhna*, *Adv. Astronomy and Space Phys.* **5** (1), 43 (2015).
14. *S. B. Popov, K. A. Postnov, and M. S. Pshirkov*, *Physics Uspekhi* **61** (10), 965 (2018).
15. *J. M. Cordes and S. Chatterjee*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **57**, 417 (2019).
16. *E. Petroff, E. F. Keane, E. D. Barr, J. E. Reynolds, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **451**, 3933 (2015).
17. *A. Karastergiou, J. Chennamangalam, W. Armour, C. Williams, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 1254 (2015).
18. *A. Rowlinson, M. E. Bell, T. Murphy, C. M. Trott, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **458**, 3506 (2016).
19. *V. A. Fedorova and A. E. Rodin*, *Astron. Rep.* **63**, 39 (2019).
20. *A. D. Kuz'min, B. Y. Losovskii, and K. A. Lapaev*, *Astron. Rep.* **51**, 615 (2007).
21. *N. D. R. Bhat, J. M. Cordes, F. Camilo, D. J. Nice, and D. R. Lorimer*, **605**, 759 (2004).
22. *A. V. Pynzar' and V. I. Shishov*, *Astron. Rep.* **52**, 623 (2008).
23. *M. Amiri, K. Bandura, M. Bhardwaj, P. Boubel, et al.*, *Nature* **566**, 230 (2019).
24. *S. A. Tyul'bashev, P. Yu. Golyseva, V. S. Tyul'bashev, and I. A. Subaev*, *Astron. Rep.* **63**, 920 (2019).
25. *D. Li, P. Wang, W. W. Zhu, B. Zhang, et al.*, *Nature* **598**, 267 (2021).
26. *V. A. Samodurov, S. A. Tyul'bashev, M. O. Toropov, and S. V. Logvinenko*, *Astron. Rep.* **66**, 341 (2022).
27. *S. A. Tyul'bashev, D. V. Pervukhin, M. A. Kitaeva, G. E. Tyul'basheva, E. A. Brylyakova, and A. V. Chernosov*, arXiv:2204.02025 [astro-ph.HE] (2022).
28. *Z. Pleunis, D. Michilli, C. G. Bassa, J. W. T. Hessels, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **911** (1), id. L3 (2021).
29. *V. A. Fedorova and A. E. Rodin*, *Astron. Rep.* **65**, 776 (2021).
30. *M. Bhardwaj, B. M. Gaensler, V. M. Kaspi, T. L. Landecker, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **910**, id. L18 (2021).
31. *S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, and V. M. Malofeev*, *Astron. and Astrophys.* **618**, id. A70 (2018).
32. *I. Pastor-Marazuela, L. Connor, J. van Leeuwen, Y. Maan, et al.*, *Nature* **596**, 505 (2021).

ПОИСК ПУЛЬСАРОВ В ПЛОЩАДКЕ С КООРДИНАТАМИ

$$3^{\text{h}} < \alpha < 4^{\text{h}} \text{ И } +21^{\circ} < \delta < +42^{\circ}$$

© 2023 г. С. А. Тюльбашев^{1,*}, Г. Э. Тюльбашева²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева, филиал Пушчинская радиоастрономическая обсерватория им. В.В. Виткевича, Астрокосмический центр, Пушино, Россия

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

*E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 11.08.2022 г.

После доработки 17.11.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

На антенне БСА ФИАН проведен поиск пульсаров вне плоскости Галактики в площадке размером 300 кв. град. на частоте 111 МГц, с чувствительностью в 5–10 раз лучше, чем у ранее проводимых обзоров. Поиск проводился в суммированных спектрах мощности. При накоплении, эквивалентном 100 ч непрерывных наблюдений для каждой точки площадки, обнаружено 5 известных пульсаров, имеющих отношение сигнала к шуму (СШ) от 20 до 1300 в первой гармонике спектра. Для обнаруженных пульсаров получены средние профили. Даны оценки пиковой и интегральной плотностей потока найденных пульсаров для отдельных сеансов и для суммированных за 5.5 лет спектров мощности, полученные с использованием разработанного способа, основанного на измерениях высоты гармоник в спектре мощности. Новые пульсары в площадке не обнаружены. По-видимому, при поиске пульсаров в площадке мы приблизились к нижней границе светимости секундных пульсаров. Полнота обзора находится на уровне 0.5 МЯн.

Ключевые слова: пульсар, спектр мощности, средний профиль, плотность потока

DOI: 10.31857/S0004629923020093, **EDN:** SKUCJT

1. ВВЕДЕНИЕ

На текущий момент в каталоге ATNF числится уже больше 3300 пульсаров¹ [1]. Большая часть из них – это классические радиопульсары, излучающие импульс на каждом или почти на каждом обороте нейтронной звезды. Их поиск, как правило, проводился при помощи спектров мощности, позволяющих выделять периодические сигналы.

Небесная сфера в обзорах по поиску пульсаров просматривалась неоднократно, и обнаружение новых пульсаров при очередном поиске связано с появлением новых чувствительных антенн, новых регистраторов, имеющих широкие полосы, и новых методов обработки. Например, вступление в строй 500-метрового радиотелескопа FAST в Китае и запуск программы по поиску пульсаров привели к обнаружению 201 пульсара [2]. На настоящий момент времени поиск проведен лишь по незначительной части северной полусферы, в основном в плоскости Галактики. К окончанию обзора можно ожидать обнаружение сотен новых пульсаров. Ввод в строй радиотелескопа метрово-

го диапазона длин волн LOFAR, представляющего собой разнесенную антенную решетку, работающую на широкополосных диполях, позволил провести поиск на частоте 135 МГц и обнаружить 53 новых пульсара [3]. Некогерентное накопление спектров мощности и поиск отдельных импульсов пульсаров позволили обнаружить в ежедневных мониторинговых наблюдениях радиотелескопа БСА ФИАН, работающего на частоте 111 МГц, почти 90 пульсаров ([4–6] и другие работы).

Возникает естественный вопрос о смысле поиска новых пульсаров, ведь подробно исследовано лишь незначительное число из известных пульсаров, а при поиске обнаруживаются все более и более слабые объекты, полноценное исследование которых затруднено. Если эти новые слабые пульсары такие же по своим свойствам, как уже известные пульсары, то легче изучать более сильные объекты.

Ответ в том, что поисковые работы, в первую очередь, дают возможность проводить разного рода статистические исследования по выборкам пульсаров, а также позволяют обнаруживать новые классы источников, что невозможно при ис-

¹ <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

следования отдельных источников. Например, в ходе поиска отдельных диспергированных импульсов пульсаров открыт новый класс пульсаров – вращающиеся радиотранзиенты (RRAT) [7]. Исследование случайно обнаруженных импульсов длительностью в одну минуту показало, что они принадлежат белому карлику или пульсару, имеющему период $P = 18$ мин [8]. Совсем недавно появилась работа по новому радиопульсару с периодом 75.88 с [9], лежащему за так называемой “линией смерти” – области на зависимости периода пульсара от производной периода (P/\dot{P}), где по теоретическим предположениям излучение пульсара не должно возникать.

Светимости пульсаров могут различаться на шесть порядков (см. ATNF), и до сих пор нет ясности, найдена ли в обзорах нижняя граница светимости пульсаров. Граница средней светимости постоянно смещается в область слабых плотностей потоков [2]. Это значит, что изменяется функция светимости, а она может сказать нам о принципиально наблюдаемом количестве пульсаров в Галактике. Помимо перечисленных моментов, для статистических исследований наиболее хороши полные выборки, т.е. выборки, в которых содержатся *все* пульсары до какой-то плотности потока на данной частоте, либо *все* пульсары до какой-то границы светимости. Получение таких однородных и полных выборок весьма затруднено с учетом известной сильной переменности пульсаров, как собственной, так и связанной с межзвездной средой.

В работе [6] приведены графики, показывающие ожидаемую чувствительность в обзоре по поиску пульсаров в Пушинском многолучевом поиске пульсаров (PUMPS). Согласно этим графикам, для пульсаров, имеющих меру дисперсии $DM < 100\text{--}200$ пс/см³, при накоплении данных за семь лет чувствительность обзора может быть на порядок выше, чем у всех проведенных в мире обзоров по поиску пульсаров. Ранее, используя четырехлетние наблюдения, полученные с низким частотно-временным разрешением, нам удалось обнаружить 42 классических секундных пульсара². В настоящей работе рассматривается площадка 300 кв. град. и обработка 5.5 лет данных, имеющих высокое частотно-временное разрешение.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Основным инструментом Пушинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) является Большая синфазная антенна (БСА) Физического института Академии наук (ФИАН), являющаяся меридианным инструментом. На базе одного ан-

тенного поля, состоящего из 16384 диполей, на настоящий момент времени реализовано два независимых радиотелескопа [10]. Один из этих радиотелескопов используется для мониторингового круглосуточного обзора неба в 96 пространственных лучах, перекрывающих склонения $-9^\circ < \delta < +42^\circ$, выстроенных вдоль меридиана с расстоянием между лучами примерно в полградуса.

Первоначально поиск пульсаров проводился в данных с низким частотно-временным разрешением [11]. Эти данные записываются в 6 частотных каналах, ширина канала 415 кГц, время опроса точки 0.1 с. Объем данных составляет примерно 1 терабайт в год, и их можно обработать на бытовых компьютерах или слабых серверах. Поиск в данных с низким частотно-временным разрешением проводился для пульсаров с периодами больше 0.5 с. На $DM \approx 30\text{--}40$ пс/см³ чувствительность при поиске пульсаров по этим данным начинает резко падать из-за дисперсионного сглаживания. Усреднения временных рядов для поиска пульсаров, имеющих ширины средних профилей больше чем 100 мс, не производилось, что приводит к ухудшению чувствительности для пульсаров с широкими (>100 мс) средними профилями.

С августа 2014 г. на БСА ФИАН проводится параллельная запись данных с высоким частотно-временным разрешением. Запись ведется в 32 частотных каналах шириной 78 кГц и временем опроса 12.5 мс на точку. Объем данных составляет около 35 терабайт в год. Данные с августа 2014 и до конца 2019 г. хранятся на дисковой полке и доступны для обработки, данные за 2020–2022 гг. хранятся на жестких дисках. Поиск в данных с высоким частотно-временным разрешением может проводиться для пульсаров с периодами $P > 0.025$ с. Для пульсаров с $P > 0.5$ с чувствительность начинает падать на $DM \approx 100$ пс/см³ [6].

Обработка данных с низким частотно-временным разрешением показала, что для части слабых пульсаров, видимых на суммированных спектрах мощности, не удается получить их средний профиль [6, 18]. Для обработки и поиска предельно слабых пульсаров в данных с высоким частотно-временным разрешением была создана специальная методика, позволяющая извлечь основные характеристики пульсара, их P и DM без получения среднего профиля. Методика обработки данных подробно описана в работе [6]. В настоящей работе детали обработки даются в объеме, необходимом для понимания разработанной методики поиска.

В разработанной методике поиска пульсаров используются спектры мощности, полученные с помощью быстрого преобразования Фурье (FFT), а для увеличения чувствительности эти спектры мощности за разные дни складываются.

² См. <https://bsa-analytics.prao.ru/pulsars/> и ссылки там же.

Таблица 1. Известные пульсары исследуемой площадки

Name	P , с	DM , pc/cm ³	Год публикации	Dist, кpc	RT	v_{obs} ; Δv ; Δv_{chan} , MHz	Δt , min	СШ
0301+35	0.568	57.4	2016 [12]	3.10	Arecibo	327; 57; 0.055	1	– ; 4.5
0302+2252	1.207	18.9	2016 [11]	1.01 (2.74)	BCA	111; 2.5; 0.415	3.5	44; 5.5
0323+3944	3.032	26.1	1978 [13]	1.19 (21.7)	GB	400; 16; 2.0	2.4	≈1300; 50.6
0342+27	0.952	58.9	2016 [12]	–	Arecibo	327; 57; 0.055	1	– ; 5.1
0349+2340	2.420	62.9	2019 [3]	3.74 (6.83)	LOFAR	135; 32; 0.012	60	20; 5.9
0355+28	0.365	48.6	2020 [14]	1.78 (4.11)	GBT	350; 100; 0.024	2	32; 5.0
0358+4155	0.226	46.3	2014 [15]	1.48 (8.78)	GBT	350; 100; 0.024	2	211; 8.8

Если высота гармоник в спектре больше заданной величины в единицах СШ, то считается, что обнаружен кандидат в пульсары. Мы получаем суммированные спектры мощности для каждого дня, для каждого луча антенны по склонению, для прямых восхождений с шагом в 1.5 временной минуты, для DM , перебираемых в диапазоне 0–1000 пс/см³, для возможных ширин импульсов от 12.5 до 400 мс. Таким образом, для каждой точки на небе получается от 1500 (режим обзора) до 10000 (режим проверки кандидата в новый пульсар) спектров мощности. Чтобы отразить содержимое суммированных спектров, мы строим карту зависимости P/DM , на которой кружками разного размера отмечаем все сигналы (высоты гармоник спектров мощности), имеющие отношение сигнал шум (СШ) больше заданного. По умолчанию на карте задается минимальное значение СШ = 4, гармоники, имеющие СШ < 4, на ней не показываются. Границу СШ можно сдвигать вверх, убирая с карты слабые периодические сигналы. Если в исследуемую точку попадает пульсар, он отражается на карте в виде отрезков, вытянутых вдоль DM . Вторая, третья и другие гармоники пульсара выглядят как более короткие отрезки. Их периоды равны $P/2$, $P/3$ и так далее. Из-за низкочастотных шумов, связанных с мерцающими на межпланетной плазме и на ионосфере радиисточниками, базовая линия не всегда удачно вычитается из спектра мощности. В нем остаются низкочастотные шумы, поэтому поиск пульсаров по спектрам мощности удается проводить лишь до периодов 3–4 с. Для поиска пульсаров, имеющих $P > 3$ с, используются суммированные периодограммы.

Физически запись наблюдений идет на два регистратора, к каждому из которых подключено 48 лучей БСА. Для нашей работы мы выбрали данные с регистратора, записывающего склонения $+21^\circ < \delta < +42^\circ$. На этих склонениях наблюдается минимум помех, и достигается наилучшая чувствительность. Обработка проводилась на бытовом компьютере, поэтому скорость обработки низкая. Для теста новой поисковой программы,

работающей с данными, записанными с высоким частотно-временным разрешением, была выбрана средняя по всем своим характеристикам площадка с координатами по прямому восхождению $3^h < \alpha < 4^h$. Размер этой площадки равен 1/48 от общего размера площадки обзора. Обработка наблюдений за 5.5 лет продолжалась 1.5 мес.

В площадке обзора на начало августа 2022 г. ATNF показал 199 пульсаров, имеющих $P > 25$ мс и $DM < 200$ пс/см³. Наблюдаемые максимумы количества известных пульсаров попадают на области $5^h < \alpha < 6^h$ (9 пульсаров) и $19^h < \alpha < 21^h$ (79 пульсаров), соответствующие направлениям на антицентр и центр Галактики. В четырех из 24 площадок в каталоге находится всего по одному пульсару. Медианное количество пульсаров на один час по прямому восхождению равно шести. В выбранной нами площадке в каталоге ATNF находится шесть известных секундных радиопульсаров. Помимо этого, на сайте <http://www.naic.edu/~deneva/drift-search/> [12] был обнаружен источник J0342+27, не попавший на сайт ATNF. Таким образом, на текущий момент в исследуемой площадке находится семь известных пульсаров.

3. ОБНАРУЖЕНИЕ ИЗВЕСТНЫХ ПУЛЬСАРОВ

Поисковая программа, использующая суммирование спектров мощности за весь наблюдательный период, обнаружила пять из семи известных пульсаров. Информация по ним приведена в табл. 1. Колонки таблицы: “name” – имя пульсара в аннотации J2000; “ P ” – период; “ DM ” – мера дисперсии, “год публикации” – год публикации статьи с обнаруженным пульсаром и ссылка на статью; “Dist” – расстояние до пульсара; “RT” – название радиотелескопа; “ v_{obs} ; Δv ; Δv_{chan} ” – характеристики пульсара в обзорах: центральная частота наблюдений, полная полоса приема, ширина частотного канала; “ Δt ” – время накопления в одном сеансе наблюдений по данным обзора; “СШ” – оценка в единицах СШ

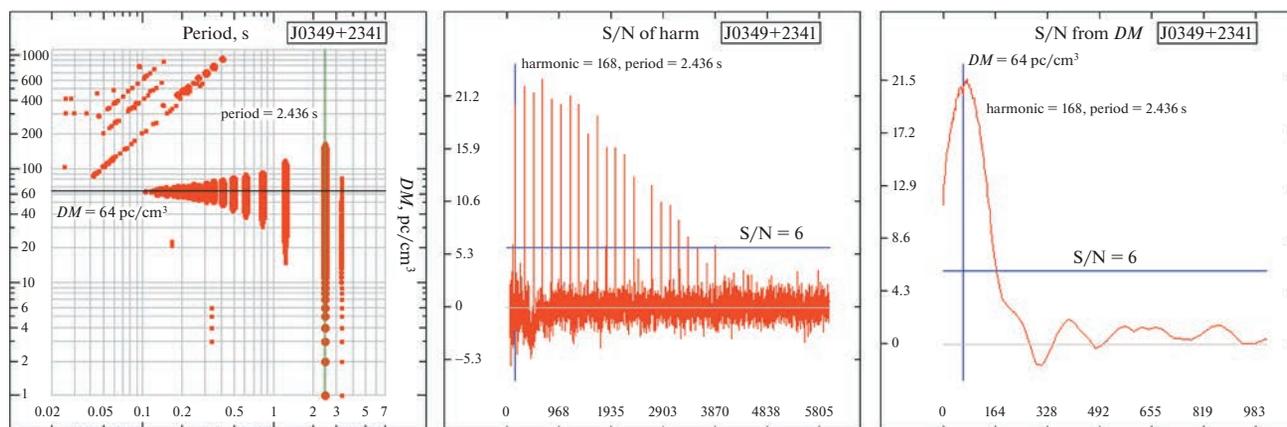


Рис. 1. Пульсар J0349+2341. Левая часть рисунка: FFT-карта P/DM . Кружками показаны гармоники суммарных спектров мощности с $S/N \geq 6$. По горизонтали – период гармоники в секундах, по вертикали – DM в pc/cm^3 . Средняя часть рисунка: суммарный за 1800 дней спектр мощности, полученный для предполагаемой $DM = 64 pc/cm^3$. По горизонтали – номер точки в спектре мощности, по вертикали – СШ. Правая часть рисунка: зависимость СШ первой гармоники суммарного спектра мощности от меры дисперсии. По горизонтали – DM в pc/cm^3 , по вертикали – СШ.

высоты первой гармоники в суммированных спектрах мощности и в лучшей наблюдательной сессии по данным БСА.

Для пульсаров J0301+35 и J0342+27 не удалось обнаружить статей, в которых говорилось бы об их первом обнаружении. Эти пульсары есть лишь на сайте, где представлен обзор АО327³. Для этих пульсаров в таблице приведена ссылка на статью с описанием обзора. Для пульсара J0349+2340 – это первое независимое подтверждение после его обнаружения. В колонке “Dist” указано расстояние до пульсара по каталогу ATNF, а в скобках приведена оценка расстояния до пульсара, полученная по значению СШ, накопленному в суммарных спектрах мощности в наблюдениях на БСА ФИАН, в предположении, что наблюдаемая высота гармоники уменьшается пропорционально квадрату расстояния до пульсара. В колонке “RT” приведены названия телескопов: GBT – Грин-Бенк полноповоротный 100-метровый телескоп; БСА – меридианная антенная решетка 200×400 м с полной апертурой; GB – Грин-Бенк меридианный 90-метровый телескоп; LOFAR – распределенная антенная решетка с синтезированной диаграммой; Arecibo – меридианный 300-метровый телескоп.

Суммирование спектров мощности для всех сигналов производилось в среднем за 1800 дней (сеансов по 3.5 мин). С учетом времени прохождения источника через меридиан общее время накопления сигнала в каждой точке равно примерно ста часам.

Отдельно отметим источники J0301+35 и J0355+28, имеющие, по-видимому, опечатки пе-

риодов в ATNF. На сайте обзора Аресибо³ для пульсара J0301+35 указан период 0.568 с, а в ATNF для пульсара с тем же именем и дисперсией – период 0.146 с. Аналогичная ситуация с пульсаром J0355+28 – на сайте, аккумулирующем пульсары⁴, обнаруженные в GBT, приведен период 0.365 с, а на сайте ATNF – 0.094 с.

В качестве примера приведем рисунки, сгенерированные программой поиска для пульсара J0349+2340. Этот пульсар, самый слабый из найденных нами пульсаров в исследуемой площадке. На рис. 1 на карте и на суммарном спектре мощности видны 22 гармоники.

В поиске с помощью суммирования спектров мощности пульсары J0301+35 и J0342+27 не обнаружены. Оба эти пульсара не были обнаружены и в обзоре LOFAR [3], имеющем чувствительность 2–3 мЯн [6] при пересчете на 111 МГц. Если пульсары вспыхивают, или имеют сильную переменность, или у них большая нуллиновая часть, то суммирование спектров мощности за все дни не будет оптимальным способом для их поиска. Мы провели поиск излучения этих пульсаров в спектрах мощности, посчитанных за отдельные дни, предполагая, что за 5.5 лет наблюдений могут быть дни, когда эти пульсары были достаточно сильными, чтобы их было видно в отдельных сессиях.

Для пульсаров J0301+35 и J0342+27 нашлись 3–5 “подозрительных” дня из почти 2000 проверенных. Получены профили с импульсами ($S/N = 4.5–5$), у которых период и мера дисперсии близки к каталожным. Однако, если импульсы реальные, они должны обнаруживаться в средних

³ <http://www.naic.edu/~deneva/drift-search/>

⁴ <http://astro.phys.wvu.edu/GBNCC/>

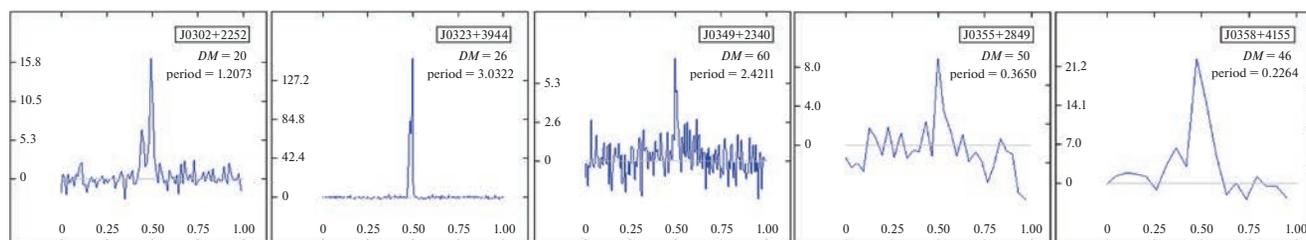


Рис. 2. Средние профили пульсаров из табл. 1, сгенерированные программой поиска пульсаров. По вертикали – СШ импульса, по горизонтали – фаза. Максимум в профиле (фаза импульса) после сложения импульсов может приходиться на любую точку профиля, но на рисунках максимумы сдвинуты к фазе 0.5.

профилях на близких периодах и мерах дисперсии. В дополнение к этому, длительность импульса не может быть меньше величины дисперсионного сглаживания в частотном канале на известной DM пульсаров. Найденные нами импульсы обнаруживаются лишь на одном периоде и мере дисперсии, поэтому мы считаем, что обнаруженные сигналы не принадлежат пульсарам J0301+35 и J0342+27. Ниже мы приводим верхние оценки плотности потока для этих пульсаров, исходя из высоты пиковых сигналов, оцененных по “подозрительным” дням.

На рис. 2 показаны средние профили обнаруженных нами пульсаров из табл. 1 для дней с наиболее характерными, с нашей точки зрения, профилями.

В полученных средних профилях программа оценивает высоту импульса в единицах СШ. Используя значение СШ, можно получить оценку пиковой плотности потока (S_p) в предположении, что мы знаем величину среднеквадратичных отклонений шумовой дорожки (σ_n – флуктуационная чувствительность, соответствующая СШ = 1) в направлении пульсара в единицах плотности потока.

Согласно изофотам в работе [16], полученным на частоте 178 МГц, близкой к центральной частоте наблюдений БСА, разница фоновых температур на всей исследованной площадке не превышает 10%, поэтому шумов фонов будут практически одинаковыми по всей площадке. По формуле радиометрического выигрыша можно оценить σ_n по всей площадке, и, зная СШ импульса, получить S_p импульса в янских. Для получения интегральной плотности потока S_i нужно просуммировать точки среднего профиля с учетом известного значения S_p .

Пиковая плотность потока, получаемая в единицах СШ и видимая на рис. 2, – это величина, оцениваемая из данных по среднему профилю. Однако в наблюдениях на антенной решетке мы наблюдаем лишь часть излученной энергии. Для получения оценки реальной плотности потока

необходимо сделать поправки, учитывающие особенности антенны: зенитное расстояние источника; несовпадение координат луча БСА и пульсара; поправка, за огибающую сформированных восьмерок лучей БСА. Наглядно все эти поправки представлены на рис. 1 в работе [10], где видно, что реальные плотности потока могут быть в разы больше наблюдаемых потоков.

Таким образом, для записей, в которых после обработки виден средний профиль, можно оценить S_p и S_i , если известна флуктуационная чувствительность. Эти наилучшие записи отбирались по спектрам мощности за отдельные дни, где наблюдались гармоники, имеющие наибольший СШ. Если привязать высоту гармоники за данную дату к известной плотности потока, определенной для этой даты, можно оценить плотности потоков за любые даты, измеряя высоту гармоники в спектре мощности в единицах СШ и предполагая, что флуктуационная чувствительность меняется незначительно день ото дня. То есть, можно пересчитать плотность потока, измеряя высоту гармоники в суммированном спектре мощности. Конечно, эти грубые оценки будут относиться к пульсарам, у которых переменность собственная (внутренняя) или внешняя (из-за межзвездной среды) не вносит существенного вклада в рост гармоники при сложении спектров за разные даты. Для таких пульсаров высота гармоники в суммарном спектре мощности должна расти как корень квадратный из количества сложенных сессий.

Как показано в работе [18], для части наблюдательных сессий качество шумовой дорожки настолько низкое, что эти дни удаляются из обработки. Для оставшихся сессий шумовая дорожка день ото дня может меняться, что связано с погодными условиями, физическим состоянием антенны и другими причинами. Эти факторы могут ухудшать конечное отношение СШ в суммированном спектре мощности на 20–30%.

Таким образом, система оценок плотностей потока в настоящей работе завязана на оценку флуктуационной чувствительности БСА ФИАН в

исследуемой площадке. Наша оценка $\sigma_n = 0.34$ Ян получена в предположении времени опроса точки 12.5 мс, полосы приема 2.5 МГц, эффективной площади антенны в направлении на зенит 45000 кв. м., температуры системы 1000 К и одной принимаемой поляризации.

Окончательно оценка пиковой плотности потока в среднем профиле оценивается в единицах СШ, с учетом количества сложенных импульсов и с учетом поправок за сложности антенны. Интегральная плотность потока в одиночной сессии оценивается суммированием всех точек среднего профиля после вычитания базовой линии. Предполагается, что высота первой гармоники спектра мощности в сеансе наблюдений однозначно отражает высоту среднего профиля в этом же сеансе. Предполагается, что СШ первой гармоники в суммированном спектре мощности с учетом всех потерь, описанных выше, связана с СШ гармоники в одиночной сессии.

Пульсары – это объекты с переменной плотностью потока. Существуют дни, когда наблюдаемая плотность потока пульсара может быть вы-

ше средней. Средние профили на рис. 2 построены именно по таким “лучшим” дням, выбранным из 2000 наблюдательных сессий. Поэтому извлекаемые оценки плотности потока для отдельных сессий должны быть завышенными по сравнению со средними потоками S_p и S_i .

Для суммированных спектров мощности и спектров мощности в отдельных сессиях была оценена высота первой гармоники в единицах СШ (колонка 9 в табл. 1). После суммирования СШ возрастает в сравнении с одной сессией. По нашим оценкам СШ гармоник в суммированных спектрах мощности за 5.5 лет вырос в 36 раз (подробности в работе [18]). Типичный (средний) СШ в спектре мощности в одной наблюдательной сессии для слабейшего из подтвержденных пульсаров (J0349+2340), должен быть $20/36 = 0.56$. Таким же образом можно сделать оценки для всех пульсаров. Мы можем связать величину СШ в суммированном спектре с величиной СШ в одиночной наблюдательной сессии. Ниже мы выразили оценки пиковой (S_p) и интегральной (S_i) плотностей потока в условных формулах:

$$S_{p_одна_сессия} = \sigma_n \times [\text{СШ}_{\text{пиковый_из_среднего_профиля_в_одной_сессии}} / N^{1/2}] \times k,$$

$$S_{i_одна_сессия} = \sigma_n \times [\text{СШ}_{\text{интегральный_из_среднего_профиля_в_одной_сессии}} / N^{1/2}] \times k,$$

$$S_{p_сумма_всех_сессий} = S_{p_одна_сессия} \times [(\text{СШ}_{\text{перв._гарм._суммы_спектров}} / 36) / \text{СШ}_{\text{перв._гарм._одна_сессия}}],$$

$$S_{i_сумма_всех_сессий} = S_{i_одна_сессия} \times [(\text{СШ}_{\text{перв._гарм._суммы_спектров}} / 36) / \text{СШ}_{\text{перв._гарм._одна_сессия}}],$$

где N – это число периодов в одной сессии для данного пульсара, а k – это его антенные поправки.

В табл. 2 даны оценки плотности потока пульсаров. В первой колонке приведено название пульсара. В колонках 2 и 3 показаны пиковые плотности потока для наблюдений в одной сессии (S_{p1}) и при усреднении за весь срок (S_{p1_av}). В колонках 4 и 5 показаны интегральные плотности потока для наблюдений в одной сессии (S_{i1}) и при усреднении (S_{i1_av}). В колонках 6 и 7 приведены оценка плотности потока из работ других ав-

торов (S_{i2}), ссылка на оригинальную работу и частота (ν в МГц), на которой была получена оценка. В колонке 8 дана ожидаемая интегральная плотность потока (S_{i3}) на частоте 111 МГц, пересчитанная из S_{i2} в предположении, что спектральный индекс равен 1.7. Интегральные плотности потоков до пересчета брались из двух работ, где приведены наблюдения пульсаров на LOFAR. Для пульсаров J0301+35 и J0342+27 верхние оценки пиковой (S_{p1_av}) и интегральной (S_{i1}, S_{i1_av}) плотностей потока даны в предположении, что

Таблица 2. Интегральные и пиковые плотности потока известных пульсаров

Name	S_{p1}	S_{p1_av}	S_{i1}	S_{i1_av}	S_{i2}	ν	S_{i3}
0301+35	<96	<2.7	<2	<0.06	–	–	–
0302+2252	1636	122	54	4.0	20 [17]	129	26
0323+3944	10584	2517	168	40	109.6 [3]	135	153
0342+27	<150	<4.2	<8	<0.24	–	–	–
0349+2340	500	10.0	27	0.5	3 [17]	129	3.9
0355+28	250	25	15	1.5	4.5 [3]	135	6.3
0358+4155	1400	930	152	101	21.9 [3]	135	31

ширина профиля импульса на частоте 111 МГц такая же, как и на профилях в работе с обнаружением этих пульсаров [12].

Верхние оценки плотности потока пульсаров J0301+35 и J0342+27 — это консервативные оценки, полученные из пиков, наблюдаемых в шумах средних профилей этих пульсаров. Реальные плотности потока, по-видимому, в 1.5 и более раз меньше, если эти пульсары действительно имеют излучение на частоте 111 МГц.

Оценки плотностей потока в табл. 2 показывают, что для всех пульсаров интегральные плотности потока, оцененные по дням с наблюдаемыми максимальными СШ в среднем профиле и спектре мощности, превышают ожидаемые значения интегральной плотности потока по наблюдениям LOFAR. Оценки средней интегральной плотности потока могут служить нижней оценкой интегральной плотности потока. Для всех пульсаров, за исключением J0358+4155, нижние оценки интегральной плотности потока от 4 до 8 раз меньше, чем ожидаемые плотности потока, полученные по оценке LOFAR. Для J0358+4155 оценки интегральной плотности потока в разы выше ожидаемых оценок. То есть, предложенным методом оценки плотности потока можно пользоваться, если нет другого надежного способа получить оценку потока.

4. КАНДИДАТЫ В НОВЫЕ ПУЛЬСАРЫ И ИХ ПРОВЕРКА

В работах [4], 2020 был выработан набор критериев, которым должен удовлетворять новый пульсар, найденный при суммировании спектров мощности: высота гармоники в спектре мощности СШ $> 6-7$; в спектре наблюдаются хотя бы две гармоники; есть несколько независимых индивидуальных записей, по которым строится средний профиль; пульсар обнаруживается в одном или в двух соседних лучах антенны; высота импульса в среднем профиле имеет ясно выраженную зависимость от проверяемой DM .

В работе [6] было показано, что для самых слабых пульсаров зачастую нет ни одной записи, по которой можно получить средний профиль пульсара. При этом сами пульсары, известные по наблюдениям на других телескопах, в суммированных спектрах мощности определяются надежно.

Мы провели поиск пульсаров в выбранной нами площадке: $3^h < \alpha < 4^h$ и $+21^\circ < \delta < +42^\circ$. Кандидатов, имеющих две гармоники в спектре мощности или высоту первой гармоники СШ ≥ 7 не обнаружено. Обнаружены два кандидата в пульсары, имеющие одну гармонику в спектре мощности $6 < \text{СШ} < 7$. Периоды этих кандидатов $1.6 \text{ с} < P < 2.5 \text{ с}$ близки к области, где наблюдаются низкочастотные шумы в спектрах мощности

($P > 3-4 \text{ с}$, [6]). Подтверждаются и другие признаки пульсара: обнаружение кандидата лишь в одном луче БСА ФИАН и ясно выраженная зависимость высоты первой гармоники от проверяемой DM .

Период наблюдаемой гармоники на карте P/DM близок к области, где регулярно наблюдаются помехи, вызванные плохим вычитанием базовой линии, и это призывает к дополнительной проверке кандидатов. Вообще говоря, проблема удаления низкочастотного шума из спектров мощности — это общая проблема, возникающая при поиске пульсаров, независимо от характеристик проводимого обзора, центральной частоты поиска, числа частотных каналов, времени опроса точки сырых данных и др. (см., например, параграф 6.1.3.3. в справочнике по пульсарной астрономии [19]). Появление низкочастотных шумов связано с тем, что принимаемый шум имеет низкочастотные составляющие, которые связаны с фоном Галактики и помехами, которые не удается убрать полностью. Для радиотелескопа БСА ФИАН проблема появления низкочастотного шума в спектрах мощности усугубляется тем, что телескоп имеет высокую флуктуационную чувствительность и низкое угловое разрешение, равное примерно $0.5^\circ \times 1^\circ$. Поэтому в записях, помимо всего прочего, наблюдаются одновременно эффекты путаницы протяженных (имеющих угловые размеры $\theta > 1''$) и компактных (мерцающих) радиоисточников (с угловыми размерами $\theta < 1''$). Помимо этого, свой вклад в уровень низкочастотных шумов вносят ионосферные мерцания, имеющие характерные временные масштабы от нескольких до нескольких десятков секунд [20]. Вычитание фона Галактики из сырых данных с учетом двух эффектов путаницы и разного рода помех приводит к появлению низкочастотного шума, лежащего, в основном, на частотах, соответствующих периодам больше, чем $3-4 \text{ с}$ [6].

Найденные нами кандидаты имеют периоды меньше, чем 3 с , но у них наблюдается лишь одна гармоника, а в месте расположения второй гармоники в суммированных спектрах мощности нет сигналов, имеющих СШ > 3 . Одна гармоника в спектре мощности может наблюдаться у соосных роторов, либо у пульсаров, имеющих настолько большую меру дисперсии, что импульсы пульсара размазываются на весь период из-за дисперсионного сглаживания в частотных каналах или из-за рассеяния импульсов. Предварительная оценка меры дисперсии кандидатов (у одного $DM \sim 80 \text{ пс/см}^3$, а у второго $DM \sim 30 \text{ пс/см}^3$) показывает, что дисперсионное сглаживание и рассеяние незначительно уширяют импульсы.

Пульсаров соосных роторов мало. Например, если в каталоге ATNF вывести в таблицу период и полуширину среднего профиля, то на

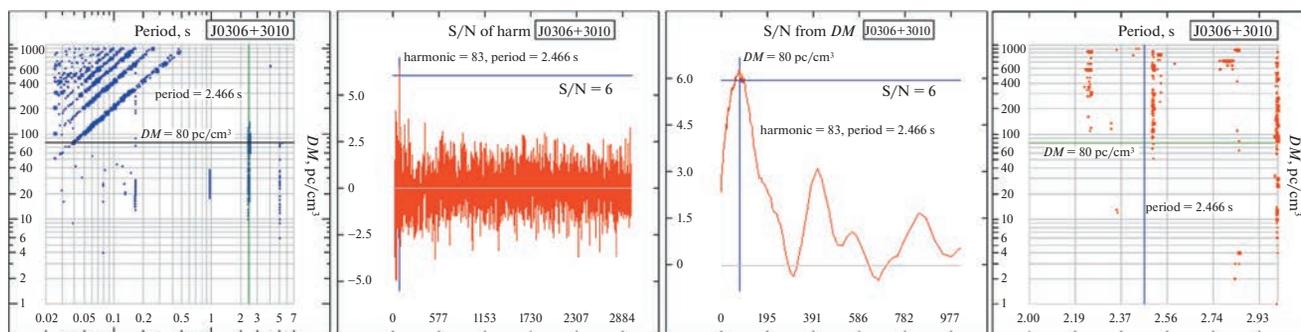


Рис. 3. Кандидат в пульсары J0306+3010 ($DM = 80 \text{ пс/см}^3$, $\text{period} = 2.466 \text{ с}$). Первые три рисунка: FFT-карта P/DM , суммарный спектр мощности для $DM = 80 \text{ пс/см}^3$, и зависимость СШ (S/N) от DM для $P = 2.466 \text{ с}$. На карте показаны гармоники с $S/N \geq 4$, остальное – аналогично рис. 1. Крайний правый рисунок – это FFA-карта P/DM (карта суммированных периодограмм). Пересечение вертикальной (период) и горизонтальной (мера дисперсии) линий показывает место на карте, где мы ожидали появление найденного на FFT-карте кандидата в пульсар. Все рисунки сгенерированы программой обработки.

выходе можно получить рисунок, который показывает, что типичная полуширина импульса составляет несколько процентов от периода, тогда как для коаксиальных ротаторов это соотношение должно быть близко к 50%. Из примерно 1500 пульсаров с измеренной полушириной импульса, возможных соосных ротаторов порядка десяти. Поэтому нет оснований предполагать, что найденные нами кандидаты являются соосными ротаторами. Нужны дополнительные доказательства, подтверждающие, что найдены новые пульсары.

Появление гармоники может быть вызвано низкочастотными шумами, присущими спектрам мощности, полученным с помощью FFT. Однако поиск можно проводить и с помощью периодограмм (Fast Folding Algorithm – FFA), шумы у которых в области больших периодов низки, а чувствительность выше, чем при поиске с помощью FFT [21]. Мы провели поиск для кандидатов с помощью периодограмм, но подтвердить, что кандидаты являются пульсарами, не удалось. Для иллюстрации приводим рис. 3, показывающий найденного нами кандидата в пульсары на FFT-картах и отсутствие этого кандидата в FFA картах.

5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [6] отмечено, что 14% известных пульсаров (13 из 95), имеющих $DM < 100 \text{ пс/см}^3$, не обнаружены в наблюдениях на БСА ФИАН в ходе поиска. В параграфе “Обнаружение известных пульсаров” было показано, что два из семи известных пульсара не были обнаружены (28%), несмотря на высокую чувствительность, которая реализуется при суммировании спектров мощности (см. табл. 2). Подобное “не обнаружение” из-

вестных пульсаров отмечается и в других обзорах [22, 23]. Специального рассмотрения причин, почему при проведении поисковых работ могут быть не видны известные пульсары, авторами оригинальных работ не делается. Наиболее вероятными причинами не обнаружения может быть завал в спектре или особенности излучения.

Граница чувствительности обзора АО327 [12] согласно рис. 4 работы [6] примерно равна 2.5 мЯн, что соответствует $S/N = 6$ на частоте 111 МГц. Учитывая, что обзор АО327 был сделан на частоте 327 МГц и предполагая, что пульсар не обнаружен из-за завала спектра, начавшегося на частоте 327 МГц, спектральный индекс должен быть равен 3 ($S \sim \nu^{-\alpha}$). Так как пульсары J0301+35 и J0342+27 обнаружены в обзоре [12] на $S/N \sim 10-20$, их спектральный индекс в области завала спектра должен быть даже больше 3.

Поиск проводился при помощи суммированных спектров мощности. Если в метровом диапазоне наблюдается большое количество нулингов или есть длительные периоды выключения излучения пульсара, накопление сигнала будет неэффективным [19]. Похожая ситуация может сложиться в случае сильной переменности излучения пульсаров.

Всего в площадке обнаружено пять известных пульсаров. Эти пульсары находятся на расстояниях от 1 до 3.7 кпс и имеют меры дисперсии от 18.9 до 62.9 пс/см^3 . Как показано в колонке 5 табл. 1, найденные пульсары могут быть обнаружены с расстояний, которые в 2–3 раза и более превышают расстояния, на которых они реально находятся. Дадим оценки максимально возможных мер дисперсии (до края гало) в направлении этих пульсаров согласно модели YMW2016 [24]: J0302+2252 (50 пс/см^3), J0323+3944 (118 пс/см^3),

J0349+2340 (77 пс/см³), J0355+28 (97 пс/см³), J0358+4155 (175 пс/см³). Для гипотетических пульсаров, находящихся в направлении J0323+3944 и J0358+4155, чувствительности наблюдений достаточно для их обнаружения до края гало с учетом возрастающей меры дисперсии. Если возможные новые пульсары имеют такое же распределение на небе и такие же свойства (меры дисперсии, периоды), как у известных пульсаров в исследованной площадке, то в проведенном обзоре мы должны были бы открыть на каждый известный пульсар по 10–20 новых (объем растет как куб расстояния, поэтому увеличение расстояния, на котором виден пульсар, в 2 раза приводит к увеличению объема в $2^3 = 8$ раз).

Согласно работе [6] чувствительность при обработке данных обзора, записанных в 32-канальном режиме при ежедневных наблюдениях в течение 5.5 лет, может достигать 0.1 мЯн для интегральной плотности потока. С учетом особенностей диаграммы направленности и расстояния между лучами БСА полнота обзора для секундных пульсаров в работе [6] оценивается как 0.5 мЯн. В проведенном поиске новые пульсары не обнаружены, и это означает, что в исследованной площадке они исчерпаны до уровня по крайней мере 0.5 мЯн на частоте 111 МГц.

Как уже упоминалось во Введении, максимум распределения функции светимости смещается в область все более низких светимостей при увеличении чувствительности поиска [2]. Исследованная нами площадка мала, чтобы делать строгие статистические выводы, но отсутствие обнаружений новых пульсаров говорит, по-видимому, что мы приблизились к нижней границе светимости секундных пульсаров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен поиск пульсаров с периодами от 0.025 с и мерами дисперсии до 1000 пс/см³ по данным, имеющим высокое частотно-временное разрешение. Достигнутая чувствительность в обзоре была в 5–10 раз выше, чем у всех проводимых ранее обзоров. Предельно слабые пульсары в обзоре могут обнаруживаться до плотностей потока 0.1 мЯн, а полнота обзора гарантируется на уровне 0.5 мЯн на частоте 111 МГц. Обзор проводился в направлении, близком к направлению на антицентр, в площадке $3^h < \alpha < 4^h$ и $+21^\circ < \delta < +42^\circ$. Новые пульсары не обнаружены, что говорит об их исчерпании в объеме, который в 10–20 раз превышает ранее покрываемые объемы в Галактике.

Были обнаружены пять известных секундных пульсаров, находящихся в исследованной площадке. Для пульсара J0349+2340 — это первое не-

зависимое подтверждение. Три из пяти пульсаров ранее на БСА не детектировались. Получены средние профили пульсаров.

Даны оценки пиковой и интегральной плотностей потоков детектированных пульсаров. Они получены с помощью специально разработанного способа, использующего оценку высоты гармоник в суммированном спектре мощности и в спектрах мощности, извлекаемых в отдельных сессиях.

Два известных пульсара не были обнаружены в ходе поиска. Вероятнее всего это пульсары с нуллинами или с длительными выключениями излучения (intermittent pulsars).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование проведено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ) № 22-12-00236 (<https://rscf.ru/project/22-12-00236/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
2. J. L. Han, Chen Wang, P. F. Wang, et al., *Research in Astronomy and Astrophysics* **21**, 107 (2021).
3. S. Sanidas, S. Cooper, C. G. Bassa, et al., *Astron. and Astrophys.* **626**, A104 (2019).
4. S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, et al., *Astronomy Reports* **61**, 848 (2017).
5. S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, and V. M. Malofeev, *Astron. and Astrophys.* **618**, A70 (2018b).
6. S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, and G. E. Tyul'basheva, arXiv:2203.15540 (2022).
7. M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, et al., *Nature* **439**, 817 (2006).
8. N. Hurley-Walker, X. Zhang, A. Bahramian, et al., *Nature* **601**, 526 (2022).
9. M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, et al., *Nature Astronomy* **6**, 828 (2022).
10. V. I. Shishov, I. V. Chashei, V. V. Oreshko, et al., *Astronomy Reports* **60**, 1067 (2016).
11. S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, V. V. Oreshko, and S. V. Logvinenko, *Astronomy Reports* **60**, 220 (2016).
12. J. S. Deneva, K. Stovall, M. A. McLaughlin, et al., *Astrophys. J.* **821**, 10 (2016).
13. M. Damashek, J. H. Taylor, and R. A. Hulse, *Astrophys. J.* **225**, L31 (1978).
14. A. E. McEwen, R. Spiewak, J. K. Swiggum, et al., *Astrophys. J.* **892(2)**, 76 (2020).
15. K. Stovall, R. S. Lynch, S. M. Ransom, et al., *Astrophys. J.* **791**, 67 (2014).
16. A. J. Turtle and J. E. Baldwin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **124**, 459 (1962).

17. *D. Michilli, C. Bassa, S. Cooper, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**(1), 725 (2020).
18. *S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, V. S. Tyul'bashev, et al.*, Astronomy Reports, **64**, 526 (2020).
19. *D. R. Lorimer and M. Kramer*, *Handbook of Pulsar Astronomy* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2012).
20. *I. V. Chashei, S. A. Tyul'bashev, V. I. Shishov, et al.*, Space Weather **14**, 682 (2016).
21. *V. Morello, E. D. Barr, B. W. Stappers, E. F. Keane, and A. G. Lyne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **497**, 4654 (2020).
22. *R. N. Manchester, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **279**, 1235 (1996).
23. *J. S. Deneva, K. Stovall, M. A. McLaughlin, S. D. Bates, P. C. C. Freire, J. G. Martinez, F. Jenet, and M. Bagchi*, Astrophys. J. **775**, 51 (2013).
24. *J. M. Yao, R. N. Manchester, and N. Wang*, Astrophys. J. **835**, 29 (2017).

ОБ ЭВОЛЮЦИИ УГЛОВ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ В РАДИОПУЛЬСАРАХ

© 2023 г. И. Ф. Малов*, О. И. Малов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория им. В.В. Виткевича, Астрокосмический центр, Пуцино, Россия

*E-mail: malov@pra0.ru

Поступила в редакцию 12.05.2022 г.

После доработки 20.10.2022 г.

Принята к публикации 20.10.2022 г.

Тремя методами вычислены значения углов β между магнитным моментом и осью вращения центральных нейтронных звезд для 307 известных радиопульсаров. Нет явной статистической зависимости вычисленных углов β от кинематического возраста пульсаров. Из этого следует, что либо указанный угол не изменяется заметно с возрастом пульсара, либо пульсары рождаются с произвольным углом наклона.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары, углы наклона

DOI: 10.31857/S0004629923020068, EDN: CKGQIE

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение всех лет исследования пульсаров одним из фундаментальных оставался вопрос о том, как изменяется угол β между магнитным моментом и осью вращения этих объектов. От решения этого вопроса зависят суждения об изменении структуры магнитосферы, о протекающих в ней процессах и механизмах замедления вращения центральной нейтронной звезды. На первых этапах полагали, что угол β экспоненциально уменьшается со временем (см., напр., [1]). В модели Бескина и др. [2], напротив, этот угол стремился к 90° , т.е. все пульсары эволюционировали к ортогональным ротаторам. Однако магнитогидродинамические расчеты при определенных предположениях показали [3], что β уменьшается со временем обратно пропорционально квадратному корню из возраста объекта ($\beta \propto t^{-1/2}$).

Обнаружить изменение β в конкретном пульсаре на основе кратковременных наблюдений очень проблематично. Поэтому необходимо проанализировать, как зависят значения этого угла от возраста для некоторой совокупности исследуемых источников. Этой задаче и посвящена настоящая работа.

2. УГЛЫ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

В распространенной модели магнитосферы пульсара (рис. 1) [4], используя сферическую тригонометрию, можно получить следующее уравнение:

$$\cos \theta = \cos \beta \cos \zeta + \sin \beta \sin \zeta \cos \frac{\Phi_p}{2}. \quad (1)$$

В выражении (1) θ – угловой радиус конуса излучения, который в модели полярной шапки отождествляется с конусом открытых силовых линий дипольного магнитного поля, β и ζ – углы между осью вращения нейтронной звезды Ω и осью конуса излучения μ и лучом зрения наблюдателя L соответственно, Φ_p – угловая полуширина наблюдаемого импульса.

Для вычисления трех углов (θ , β и ζ) необходимо составить еще два описывающих их уравнения. Самую простую оценку угла β можно получить, предположив, что луч зрения проходит через центр конуса излучения, т.е.

$$\beta = \zeta. \quad (2)$$

В этом случае из (1) следует, что

$$\sin \beta = \frac{\sin(\theta/2)}{\sin(\Phi_p/2)}. \quad (3)$$

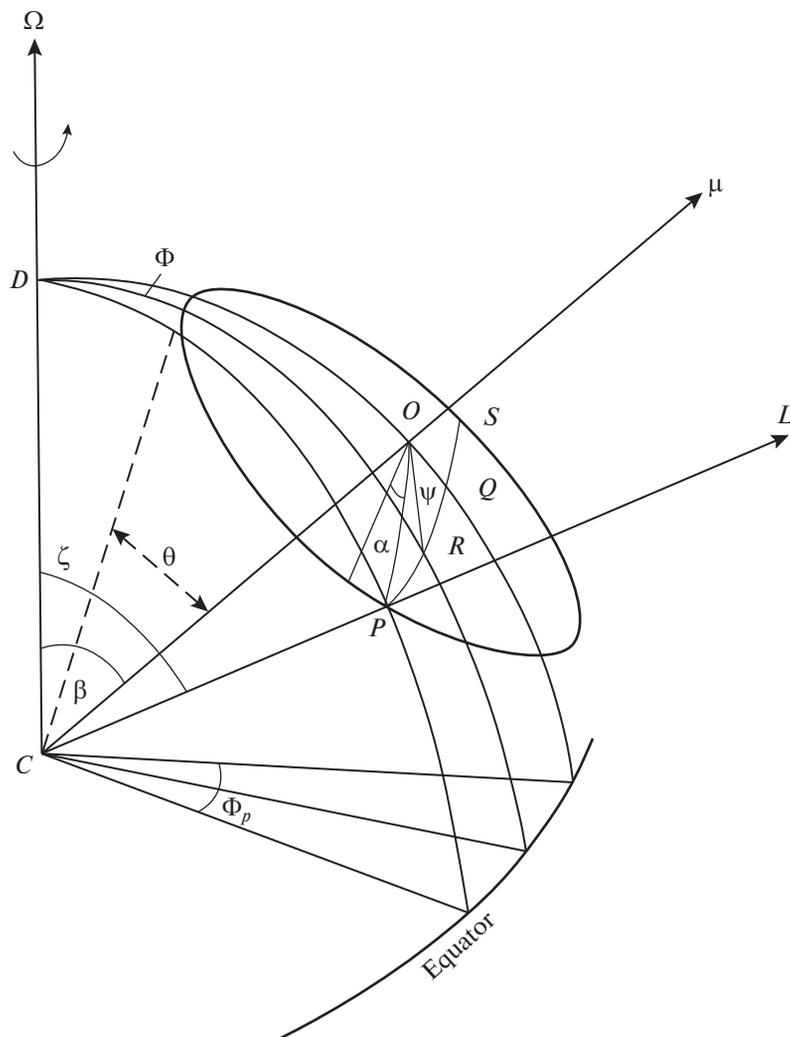


Рис. 1. Геометрия конуса излучения в модели полярной шапки.

В дальнейшем будем полагать, что

$$\Phi_p = W_{10}/2, \tag{4}$$

где W_{10} – угловая ширина наблюдаемого импульса по уровню 10%.

Будем также считать, что единственной причиной, вызывающей наблюдаемое уширение импульса по сравнению с реальным размером конуса излучения θ , является приближение конуса к оси вращения пульсара, т.е. уменьшение угла β . Тогда реальный размер конуса соответствует $\beta = 90^\circ$. При этом видимая ширина для конкретного пульсара будет минимальной. Построив зависимость $W_{10}(P)$ и проведя на ней нижнюю границу $(W_{10})_{\min}(P)$, положим

$$\theta = \frac{(W_{10})_{\min}}{2}. \tag{5}$$

Окончательно для оценки угла β получим выражение

$$\sin \beta = \frac{\sin \frac{(W_{10})_{\min}}{4}}{\sin \frac{(W_{10})}{4}}. \tag{6}$$

Используя значения W_{10} из работы [5] (см. табл. 1), построим зависимость, приведенную на рис. 2. При построении учитывалось соотношение

$$W^\circ = 360^\circ \frac{W}{P}, \tag{7}$$

чтобы представить ширину импульса в градусах.

В рамках той же модели можно записать еще одно уравнение, связывающее различные углы в пульсаре:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \sin \phi}{\sin \zeta \cos \beta - \cos \zeta \sin \beta \cos \phi}. \tag{8}$$

Таблица 1. Углы β между магнитным моментом и осью вращения в пульсарах, вычисленные согласно выражениям (6), (9) и (13)

PSRJ	P , с	W_{10} , °	C	β_1 , °	β_2 , °	β_3 , °	β , °	t_{kin} , год
J0034–0721	0.942950995	39.9		8.5			8.5	1.80E+07
J0108–1431	0.807564614	33.4	1	10.8	8.7	8	8	1.67E+06
J0134–2937	0.136961611	31.5		22.5			22.5	1.49E+07
J0151–0635	1.464664549	27.6		10.5			10.5	2.21E+07
J0152–1637	0.832741613	11.3		33.1			33.1	8.88E+06
J0206–4028	0.63055126	11.4		36.8			36.8	9.94E+06
J0211–8159	1.077332701	24.1		13.5			13.5	
J0255–5304	0.447708473	9.6		53.5			53.5	9.24E+06
J0304+1932	1.387584446	19	16.7	15.6		41.9	41.9	4.26E+06
J0401–7608	0.545254187	17.8		23.9			23.9	
J0448–2749	0.450448331	17.6	0.58	26.1	6.4	6.4	6.4	
J0450–1248	0.438014149	26.2		17.4			17.4	
J0452–1759	0.548939223	24.1		17.4			17.4	1.26E+07
J0459–0210	1.133076124	15.9		20.3			20.3	
J0520–2553	0.241642176	23.8		24.2			24.2	
J0525+1115	0.354437595	21.1		23.6			23.6	2.16E+06
J0533+0402	0.963017825	14.6	36.8	23.6			23.6	
J0536–7543	1.245856133	30.3	13.8	10.1		26.5	26.5	2.29E+06
J0540–7125	1.286014595	19.6		15.6			15.6	
J0543+2329	0.245983683	27.7	0.85	20.5	12.3	11.8	11.8	7.71E+05
J0601–0527	0.39596917	21.9		21.8			21.8	4.02E+06
J0614+2229	0.334959966	14.8	5.2	35.6		70.7	70.7	9.56E+06
J0624–0424	1.039076476	24.7		13.3			13.3	
J0630–2834	1.244418596	34.6	3.6	8.9	26.9	16.7	16.7	1.65E+06
J0636–4549	1.984597367	7.1		39.2			39.2	
J0656–2228	1.224754415	9.1		35.9			35.9	
J0656–5449	0.183156899	20		32.6			32.6	
J0659+1414	0.384928623	28.1	1.7	17	20.6	18.3	18.3	9.40E+05
J0709–5923	0.485268384	8.5		61.9			61.9	
J0719–2545	0.974724731	11.1		31.7			31.7	
J0729–1448	0.251658714	31.5	4.7	17.8		43.6	43.6	
J0729–1836	0.510160345	17.6		24.8			24.8	9.40E+04
J0738–4042	0.374920736	49.9		9.6			9.6	2.44E+06
J0742–2822	0.166762292	17.9	2.2	38.6	40.4	37.1	37.1	4.23E+05
J0745–5353	0.214838506	50.3	3.2	11.8	57.9	27.3	32.3	9.19E+05
J0749–4247	1.095452158	15.1		21.6			21.6	
J0809–4753	0.547202119	23		18.2			18.2	1.67E+06
J0820–1350	1.238129544	10.4	18.4	31			31	1.41E+06
J0820–3921	1.073566584	36.6		8.9			8.9	
J0821–4221	0.396728235	22.7		21			21	
J0837+0610	1.273768292	9.6		33.4			33.4	2.53E+06
J0837–4135	0.751625423	8.6		48			48	1.03E+05
J0838–2621	0.308580662	39.7		13			13	
J0843–5022	0.208955693	50		12			12	

Таблица 1. Продолжение

PSRJ	P , с	W_{10} , °	C	β_1 , °	β_2 , °	β_3 , °	β , °	t_{kin} , ГОД
J0846–3533	1.116098409	24.5		13.1			13.1	2.55E+05
J0849–6322	0.367953256	166.3		3.1			3.1	
J0855–3331	1.267535703	10.6		29.8			29.8	
J0856–6137	0.962510611	18	6	19	57.2	36.6	36.6	
J0857–4424	0.326786221	18.7		27.8			27.8	
J0901–4624	0.441995131	29.3	5.5	15.5		36.8	36.8	
J0902–6325	0.660313372	20.7		18.9			18.9	
J0905–4536	0.988280597	83.1		4.1			4.1	
J0907–5157	0.253557725	34.1	2.2	16.4	32.3	25.6	25.6	
J0922+0638	0.430627099	20.4		22.7			22.7	1.96E+06
J0924–5302	0.746338052	12.1		32.2			32.2	
J0924–5814	0.73950547	38.9	1.83	9.6	16.7	13.2	13.2	
J0932–3217	1.931626743	7.6		36.2			36.2	
J0934–5249	1.444777141	10.5		28.7			28.7	
J0941–5244	0.658557614	18		21.9			21.9	
J0942–5552	0.664388681	26.6		14.6			14.6	
J0942–5657	0.808164371	7.1	18.6	61			61	8.89E+05
J0953+0755	0.253065165	29.3		19.1			19.1	6.81E+06
J0954–5430	0.472850559	15.2	10.6	30			30	
J0955–5304	0.862122011	13.8		26.2			26.2	
J1001–5507	1.436630854	7.8		40.4			40.4	
J1003–4747	0.307074219	24.6		21.3			21.3	
J1015–5719	0.139881678	146.7		5			5	
J1016–5345	0.769585867	8		52.9			52.9	
J1017–5621	0.50346262	34.3	29.2	12.5		37.6	37.6	
J1020–6026	0.14048129	66.6		10.4			10.4	
J1032–5911	0.464212627	13.2		35.5			35.5	
J1036–4926	0.510369403	15.5		28.4			28.4	
J1038–5831	0.661992094	12		34.1			34.1	
J1041–1942	1.386368075	18.9	14.6	15.7		41.2	41.2	1.15E+07
J1043–6116	0.288605287	17.5		31.5			31.5	
J1046–5813	0.369428088	15.6		32.3			32.3	
J1047–3032	0.330328052	30.5		16.6			16.6	
J1047–6709	0.198451451	38.1	1.8	16	29.5	23.6	23.6	
J1048–5832	0.123725343	28.2	5.849	26.3			26.3	
J1049–5833	2.202325077	9.6	7.2	26.5	45.1	36.7	36.7	
J1055–6022	0.947558409	17.6	4.8	19.5	42.6	33.1	33.1	
J1056–6258	0.422450532	33.2	2.1	13.8	24.7	19.8	19.8	
J1057–5226	0.19711469	31	1.4	19.8	22.6	20.3	20.9	8.19E+05
J1059–5742	1.18500262	10.3		31.6			31.6	
J1110–5637	0.558254373	18.1	7.9	23.3		59.7	59.7	
J1112–6613	0.33421384	32.3		15.6			15.6	
J1112–6926	0.820487642	17.6		20.7			20.7	
J1114–6100	0.88085825	24.5		14.3			14.3	
J1115–6052	0.259779371	13.9	2.7	43.2	40.7	38.8	38.6	

Таблица 1. Продолжение

PSRJ	P , с	W_{10} , °	C	β_1 , °	β_2 , °	β_3 , °	β , °	t_{kin} , ГОД
J1116–4122	0.943157883	9.2		40			40	1.28E+07
J1119–6127	0.407962984	42.4	71.6	11	18.9	15.1	15.1	
J1123–4844	0.244838478	25		22.9			22.9	
J1123–6259	0.271437312	19.9	2.58	28	38.2	33.6	33.6	
J1126–6942	0.579418752	15.5		27			27	
J1136+1551	1.187913066	12.7		25.3			25.3	7.30E+05
J1137–6700	0.556216056	88		4.8			4.8	
J1141–3107	0.538431789	21.4		19.8			19.8	
J1141–3322	0.291467801	8.6	8	19.1		56.9	56.9	
J1143–5158	0.675646047	12.8		31.4			31.4	
J1146–6030	0.273374509	19.8		28.1			28.1	
J1157–6224	0.400525717	42.2		11.1			11.1	
J1204–6843	0.308860862	15.2		36			36	
J1224–6407	0.216479798	15.1		42.1			42.1	3.59E+05
J1225–5556	1.018452868	11.3		30.4			30.4	
J1225–6408	0.419617792	18.9		24.9			24.9	
J1231–4609	0.877239078	22.8	15.9	15.4		43.5	43.5	
J1236–5033	0.294759771	20.8		25.9			25.9	
J1240–4124	0.512242093	14.1		31.7			31.7	
J1243–6423	0.388485127	10.2		53.3			53.3	
J1251–7407	0.327057738	15.4	10	34.4			34.4	
J1253–5820	0.255496327	18.3	6.2	31.4			31.4	8.40E+05
J1305–6455	0.57165179	31.5		13			13	
J1306–6617	0.4730278	44.9		9.8			9.8	
J1319–6056	0.284352672	19		28.9			28.9	
J1320–3512	0.458488407	70.7		6.3			6.3	
J1320–5359	0.279737683	21.9	6.1	25		69.3	69.3	8.82E+05
J1326–5859	0.477993613	17.3		25.9			25.9	
J1327–6222	0.529929187	12.9		34.4			34.4	
J1327–6301	0.196479945	55	1.3	11.1	20.9	16.2	16.2	
J1327–6400	0.280677974	153.9		3.7			3.7	
J1333–4449	0.345602949	10.1		57.6			57.6	
J1339–4712	0.137054658	12.9		69			69	
J1340–6456	0.378622066	24.7		19.5			19.5	
J1341–6220	0.193339746	76.3		8.1			8.1	
J1349–6130	0.259364764	19.4	2.65	29.3	40.4	35.4	35.4	
J1356–5521	0.507379567	22.7		19.1			19.1	
J1357–6429	0.166108328	67.2	1.1	9.7	18.9	14.3	14.3	
J1359–6038	0.127508466	20.9	3	36.2	80.8	59.2	59.2	
J1403–7646	1.306197812	21.5		14.1			14.1	
J1410–7404	0.278729444	4.5					0	
J1412–6145	0.315258433	20.6		25.5			25.5	
J1413–6141	0.28562462	71.8		7.4			7.4	
J1415–6621	0.392478973	15.6		31.5			31.5	
J1427–4158	0.586485556	14.7		28.6			28.6	

Таблица 1. Продолжение

PSRJ	P , с	W_{10} , °	C	β_1 , °	β_2 , °	β_3 , °	β , °	t_{kin} , ГОД
J1428–5530	0.57029241	15.8		26.7			26.7	
J1430–6623	0.785443345	12.8		29.4			29.4	7.32E+05
J1435–5954	0.472996377	25.1	2.3	17.6	25.9	22.1	22.1	
J1443–5122	0.732061265	57.5	2.6	6.5	23.8	13	13	
J1453–6413	0.179486804	19.5		34			34	8.45E+05
J1456–6843	0.263376907	39.6		13.8			13.8	1.05E+06
J1507–4352	0.2867585	23.9	7.7	22.6		72.2	72.2	
J1507–6640	0.355656301	21.3		23.4			23.4	
J1512–5759	0.128698573	44.8		16			16	
J1513–5908	0.151581943	95	0.8	7.2	14.2	10.3	10.3	
J1514–4834	0.454840333	18.2		25.1			25.1	
J1517–4356	0.650836872	14.4		28			28	
J1522–5829	0.395354482	22.8		20.9			20.9	
J1524–5625	0.078218549	76	1.7	11.4	42.5	25.2	25.2	
J1524–5706	1.116174457	13.9	11.1	23.5		59.6	59.6	
J1528–4109	0.526556139	12.3	7.4	36.4			36.4	
J1531–5610	0.084206064	47	1.5	17.9	34.5	27.4	27.4	
J1534–5334	1.368882243	17.4		17.2			17.2	3.29E+05
J1534–5405	0.289688895	26.1		20.5			20.5	
J1535–4114	0.432866134	18.3	7	25.4		65.6	65.6	
J1536–3602	1.319759042	26.7		11.2			11.2	
J1539–5626	0.243395151	25.1		22.8			22.8	6.78E+04
J1542–5034	0.599248003	9		50.6			50.6	
J1543–5459	0.377137778	35.3		13.6			13.6	
J1548–5607	0.170937956	40		16.1			16.1	
J1557–4258	0.329186858	24.1		21.2			21.2	3.87E+06
J1559–4438	0.257056098	19.6		29.1			29.1	2.44E+06
J1600–5044	0.1926049	20.6		31.1			31.1	5.95E+05
J1600–5751	0.194455894	48.1		12.8			12.8	
J1602–5100	0.864286208	12.5		29.1			29.1	
J1603–5657	0.496077113	9.4	19.4	52.3			52.3	
J1604–4909	0.327418522	14.3		37.5			37.5	8.26E+05
J1605–5257	0.658013413	43.2		9			9	
J1607–0032	0.421816234	15.6		30.5			30.5	4.44E+06
J1609–1930	1.557917248	6.2		52.1			52.1	
J1612–2408	0.923833711	12.4		28.6			28.6	
J1614–3937	0.407292274	26.5		17.7			17.7	
J1614–5048	0.231693836	57.5		10			10	
J1615–5537	0.791525716	10.5		36.9			36.9	
J1617–5055	0.069356847		0.1		2.1	2	2	
J1633–5015	0.352145404	19.4		25.9			25.9	
J1636–4440	0.206648509	46.7	3	12.9	52.8	38.4	38.4	
J1641–2347	1.09100843		0.19		1.4	1.4	1.4	
J1643–4505	0.237390393	28.8		19.9			19.9	
J1644–4559	0.455078202	10.5		47			47	

Таблица 1. Продолжение

PSRJ	P , с	W_{10} , °	C	β_1 , °	β_2 , °	β_3 , °	β , °	t_{kin} , год
J1645–0317	0.387689698	7.4						6.24E+06
J1646–4346	0.231603329	108.8	71.7	5.4	25.9	11.6	11.6	
J1646–6831	1.785613305	22.6		11.9			11.9	
J1650–1654	1.749551746	14.8		18.4			18.4	5.27E+06
J1650–4502	0.380869799	18	0.75	27.3	9	8.8	8.8	
J1651–4246	0.844080632	70.4	3.8	5.1	34.3	11.8	11.8	
J1651–7642	1.75531108	21.5	6.2	12.6	42.2	24.9	24.9	
J1652–1400	0.305447058	27.2		19.2			19.2	
J1653–3838	0.305037319	17.7		30.3			30.3	
J1654–2713	0.791822442	14.5		25.6			25.6	
J1655–3048	0.542935874	72.9		5.8			5.8	
J1700–3312	1.358307011	13.3	17	22.8		67.9	67.9	
J1701–3726	2.454618043	15.4		15.6			15.6	
J1701–4533	0.322908567	39	6.7	13		35.3	35.3	
J1702–4128	0.182135803	85	2.3	7.5	40.7	17.3	17.3	
J1702–4310	0.240523865	34.4	1.2	16.5	17.2	15.4	15.4	
J1703–3241	1.211785095	14.9	25.5	21.2		69.2	69.2	
J1703–4851	1.396404984	14.4		20.7			20.7	
J1705–1906	0.298987427	17.7		30.6			30.6	7.06E+05
J1705–3950	0.318941483	38.4		13.3			13.3	
J1707–4053	0.581017696	48.9		8.3			8.3	
J1709–1640	0.653053971	12.4		32.9			32.9	1.47E+06
J1709–4429	0.102459246	45.7	2.3	17.1	55.9	35.4	35.4	
J1714–1054	0.696278743	39.9		9.5			9.5	
J1719–4006	0.189094493	24.7		25.6			25.6	
J1720–2933	0.620448365	19.1	5.1	21.1	59.2	39.6	39.6	
J1721–3532	0.280423859	88.6	0.7	6.1	9.5	7.4	7.4	
J1722–3207	0.477157948	15.1		30.1			30.1	3.21E+05
J1722–3632	0.399183352	33.4		14.1			14.1	
J1723–3659	0.202724899	62.2	3.1	9.7	57.2	23.4	23.4	
J1727–2739	1.293099946	30.4	3.6	9.9	26	17.3	17.3	
J1730–3350	0.139460211	56.8	5.1	12.3		34.8	34.8	
J1731–4744	0.829828785	13.9		26.4			26.4	2.57E+05
J1733–2228	0.871682833	34.8		10.1			10.1	
J1733–3716	0.337594902	58.7		8.5			8.5	1.85E+05
J1738–2955	0.443425288	50.3	6.3	9		23.4	23.4	
J1739+0612	0.234169036	25.4		22.9			22.9	
J1739–1313	1.215697614	5.3	15					
J1739–3023	0.114371728	34.6	2.8	21.9	74.5	45.5	45.5	
J1740+1000	0.154087174	45.9	1.3	14.6	23.9	19.1	19.1	
J1740–3015	0.606886624	7.1	8.7	76.8			76.8	
J1741–3927	0.512212355	16.9		26			26	1.16E+06
J1742–4616	0.412401047	33.2	1.4	14	16.3	14.5	14.5	
J1743–3150	2.414652315	10.1	12.5	24.2		51.6	51.6	
J1743–4212	0.306166988	18.8		28.3			28.3	

Таблица 1. Продолжение

PSRJ	P , с	W_{10} , °	C	β_1 , °	β_2 , °	β_3 , °	β , °	t_{kin} , ГОД
J1745–3040	0.367433725	22.5		21.8			21.8	8.87E+04
J1749–3002	0.609873649	51.9		7.7			7.7	
J1750–3157	0.910362984	33.2		10.4			10.4	
J1751–4657	0.742353603	14.1		27.2			27.2	8.56E+05
J1752–2806	0.562557636	9.6		47.9			47.9	6.83E+05
J1757–2421	0.234105791	36.9		15.6			15.6	
J1801–2920	1.081910498	21		15.5			15.5	
J1803–2137	0.13366692	115.8	2.3	6.3	47.9	15.4	15.4	3.88E+04
J1805–0619	0.454650713	23		19.7			19.7	
J1806–2125	0.481824602	41.1		10.6			10.6	
J1807–0847	0.163727372	28.6		23.2			23.2	5.57E+06
J1808–0813	0.876044287	16.4		21.6			21.6	
J1808–3249	0.364912242	20.7		23.8			23.8	
J1809–1917	0.08275527	113.1	1.7	7.7	41.9	17.7	17.7	8.34E+03
J1811–0154	0.924944823	77.8		4.5			4.5	
J1812–1733	0.538340543		0.2		2.1	2	2	
J1816–5643	0.217922882	37.3		15.8			15.8	
J1817–3837	0.384486784	13.1		38.8			38.8	
J1820–0427	0.598081935	12		35.4			35.4	1.38E+06
J1820–1818	0.309904593	27		19.3			19.3	
J1822–2256	1.874268518	15.6	4	17.1	24.9	21.2	21.2	
J1824–1945	0.189337441	10.5						1.00E+06
J1825–1446	0.279198309		0.2		2.7	2.7	2.7	1.72E+05
J1826–1334	0.101486794	123.1	1.9	6.6	43.4	15.7	15.7	1.49E+05
J1829–1751	0.307132976	23.4		22.4			22.4	1.15E+05
J1830–1059	0.405073135	5.6	3.7		47.9	46.6	46.6	
J1832–0827	0.647325599	13.9		29.1			29.1	7.43E+04
J1832–1021	0.330354089	19.6	4	26.3	61.3	45.3	45.3	
J1835–0643	0.305830098	71.2		7.3			7.3	
J1835–0944	0.14534738	47.1	2.3	14.6	45.8	29.3	29.3	
J1835–1020	0.302449584	11.9	11.2	48.9			48.9	2.61E+05
J1835–1106	0.165917635	20.4	4.3	33.3			33.3	1.23E+05
J1837–0045	0.617036696	23.3		17.2			17.2	
J1837–1837	0.618357697	10.5	5.3	41.1	63.8	53.2	53.2	
J1841–0345	0.204068115	31.8	3.2	19.1	60	38.5	38.5	
J1841–0425	0.186148858	19.1	2.8	34.1	51.9	44.6	44.6	1.19E+05
J1841–7845	0.353602533	42.1		11.6			11.6	
J1842–0905	0.344646012	23		21.9			21.9	
J1843–0000	0.880334322	16.4	7.8	21.7		47.9	47.9	
J1845–0434	0.486750799	21.4		20.5			20.5	
J1845–0743	0.104694652	37.8		20.6			20.6	
J1847–0402	0.597808754	18.1		22.7			22.7	5.93E+05
J1848–0123	0.659432051	20.2		19.5			19.5	7.51E+03
J1848–1414	0.297769547	36.3		14.5			14.5	
J1848–1952	4.308189599	7.8		25.5			25.5	

Таблица 1. Окончание

PSRJ	P , с	W_{10} , °	C	β_1 , °	β_2 , °	β_3 , °	β , °	t_{kin} , год
J1850+1335	0.345581898	11.5	4.6	48.2	80.4	63.3	63.3	1.99E+06
J1852–2610	0.336337132	33.2		15.1			15.1	
J1853+0011	0.397889459	18.7	2.8	25.7	34.9	30.5	30.5	
J1900–2600	0.612209204	39.8		10.1			10.1	1.32E+06
J1901+0331	0.655450239	19.8		19.9			19.9	7.14E+04
J1901+0413	2.663079683	16.7	10.5	13.9	71.8	30.8	30.8	
J1901–0906	1.781927762	13.9		19.5			19.5	1.66E+06
J1901–1740	1.95685759	22.1		11.8			11.8	
J1903+0135	0.729306961	11.4		34.8			34.8	7.49E+05
J1904+0004	0.139524667	56.8		12.3			12.3	1.35E+06
J1904–1224	0.750808122	12.5		30.9			30.9	
J1905+0709	0.648040054	33.1	5	11.8	56	27.6	27.6	
J1909+0912	0.222949273	25.3	3.2	23.4	57.1	41.7	41.7	
J1913–0440	0.825935803	6.5		72.2			72.2	4.20E+06
J1913+0904	0.163245786		0.4		7.5	7.5	7.5	
J1919+0134	1.603983555	18.2		15.4			15.4	
J1932+1059	0.226518747	22.2	1.6	26.7	24.5	22.8	22.8	1.91E+05
J1932–3655	0.571420529	17.6		23.7			23.7	
J1941–2602	0.402857909	10.8		48.2			48.2	6.94E+06
J1943+0609	0.446226282	17.7		26			26	
J1943–1237	0.972428851	8.5		43.4			43.4	
J1944–1750	0.841157774	13.1		28.1			28.1	
J1946–1312	0.491865489	13.8		32.8			32.8	
J1946–2913	0.959447932	9.9		36			36	3.13E+06
J1949–2524	0.95761663	7.5		51.1			51.1	
J2005–0020	2.279661059	11.2	12.3	22.3		48.7	48.7	
J2006–0807	0.580871337	63.9		6.4			6.4	8.25E+06
J2046–0421	1.546938117	8		37.8			37.8	1.16E+07
J2048–1616	1.961572304	18.2	24.5	14.3		38.4	38.4	1.40E+06
J2053–7200	0.341336406	47.5	15.4	10.5		30.8	30.8	
J2108–3429	1.423101838	12.6		23.6			23.6	
J2116+1414	0.440153067	16.1		29			29	8.52E+06
J2155–3118	1.030002112	11.1	8.3	30.7		60.6	60.6	
J2248–0101	0.477233119	18.1		24.8			24.8	1.11E+07
J2324–6054	2.347488363	12.3	18.6	20		52.2	52.2	
J2330–2005	1.643622185	7.7		38.7			38.7	3.67E+06
J2346–0609	1.181463383	22.2	11.3	14.1		35.9	35.9	6.17E+06

Примечание. P – период пульсара, W_{10} – угловая ширина наблюдаемого импульса по уровню 10%. $C = \frac{d\psi}{d\phi}_{\text{max}}$; β_1 – минимальное значение угла между магнитным моментом и осью вращения согласно (6), β_2 – максимальное значение угла β согласно (9), β_3 – значение угла согласно (13), β – среднее значение угла, использованное для построения зависимостей на рис. 3; t_{kin} – кинематический возраст пульсара.

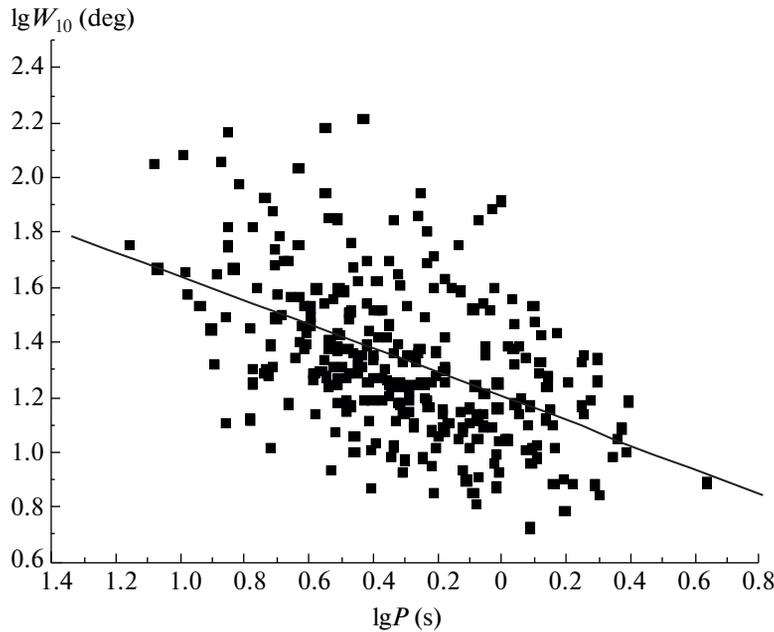


Рис. 2. Зависимость ширины импульса от периода пульсара. Линия, описывающая угловой размер конуса излучения для среднестатистического пульсара (17), получена методом наименьших квадратов согласно выражению (16).

В уравнении (8) ψ — позиционный угол линейной поляризации, отсчитываемый от центрального меридиана, а ϕ — долгота относительно того же центра. Поскольку излучение, а следовательно, и значения позиционного угла, как правило, ограничены долготами точек в наблюдаемом импульсе, для дальнейших оценок достаточно использовать величину максимальной производной

$$\left| \frac{d\psi}{d\phi} \right|_{\max} = \frac{\sin \beta}{\sin(\zeta - \beta)}, \quad (9)$$

приходящейся на долготу $\phi = 0^\circ$.

Следует отметить, что всегда $(\zeta - \beta) < \theta$, и, построив на рис. 2 статистическую зависимость $\theta(P)$ по известным P , мы получим из (9) максимальное значение угла β_{\max} . С другой стороны, оценка этого угла из соотношения (6) — минимальное значение указанного угла β_{\min} , поскольку мы в этом случае связываем видимое увеличение ширины конуса излучения исключительно с приближением его к оси вращения пульсара. Из двух полученных значений мы можем найти разумную величину для дальнейшего анализа:

$$\langle \beta \rangle = \frac{\beta_{\max} + \beta_{\min}}{2}. \quad (10)$$

Если принять

$$C = \left. \frac{d\psi}{d\phi} \right|_{\max}, \quad B = \cos \theta(P), \quad D = \cos(W_{10}/2) \quad (11)$$

и использовать выражения (1) и (9), после преобразований получим уравнение для $y = \cos \zeta$:

$$C^2(1 - D)^2 y^4 + 2C(1 - D)y^3 + [1 + 2DC^2(1 - D)]y^2 + 2C(D - B^2)y + D^2C^2 - B^2(1 + C^2) = 0. \quad (12)$$

Определив из этого уравнения y , вычислим β , переписав выражение (9) в виде:

$$\beta = \frac{C(1 - y^2)^{1/2}}{1 + Cy}. \quad (13)$$

Эти значения, обозначенные как β_3 , приведены для некоторых пульсаров в табл. 1.

Для нашей выборки нижняя граница на рис. 2 может быть описана уравнением

$$\lg W_{10}^\circ = (-0.37 \pm 0.03) \lg P [\text{sec}] + 0.76 \pm 0.02, \quad (14)$$

или

$$W_{10}^\circ = 5.75 P^{-0.37}, \quad (15)$$

что дает возможность использовать соотношение (6) и вычислить значения β , которые в табл. 1 обозначены как β_1 .

Рисунок 2 позволяет провести методом наименьших квадратов прямую

$$\lg W_{10}^{\circ} = (-0.44 \pm 0.04) \lg P [\text{sec}] + 1.20 \pm 0.02, \quad (16)$$

описывающую угловой размер конуса излучения для среднестатистического пульсара:

$$\theta = \frac{W_{10}}{2} = 7.92^{\circ} P^{-0.44}. \quad (17)$$

В отличие от соотношения (15) здесь учитываются как приближение конуса излучения к оси вращения пульсара, так и возможность прохождения луча зрения на произвольном расстоянии от центра конуса. Уравнение (17) позволяет дать верхнюю оценку угла β_2 , используя соотношение (9), или найти решение уравнения (12) и получить величину β_3 . Значения углов β , вычисленных разными методами, вместе с их средними величинами приведены в табл. 1.

3. ОЦЕНКИ ВОЗРАСТА ПУЛЬСАРА

Возраст пульсара можно оценить несколькими способами. Наиболее часто используемая оценка — характеристический возраст

$$\tau = \frac{P}{2dP/dt}. \quad (18)$$

Он вычисляется в предположениях, что (1) единственным механизмом замедления вращения нейтронных звезд является магнитодипольное излучение, (2) начальный период вращения P_0 образовавшейся нейтронной звезды значительно меньше ее современного периода P и (3) скорость его увеличения dP/dt остается неизменной в течение жизни звезды. В настоящее время существуют аргументы в пользу рождения пульсаров с произвольными периодами. Так, в работе [6] получены оценки начальных периодов пульсаров, находящихся в настоящий момент в остатках сверхновых. Оказалось, что нет преобладания миллисекундных периодов, а наблюдается широкое распределение от 13 до 1300 мс с медианным значением 80 мс. Поэтому характеристический возраст пульсара, как правило, значительно больше его реального возраста. Однако это — единственная оценка, которая может быть получена для всех известных пульсаров.

Существенно ближе к реальному возрасту может быть кинематический возраст

$$t_{\text{kin}} = \frac{z}{V}, \quad (19)$$

вычисляемый по времени удаления пульсара от диска Галактики в предположении о том, что пульсары образуются в галактической плоскости и что при удалении от нее скорость пульсара не

изменяется. Это предположение можно считать вполне разумным, поскольку из 3319 объектов из каталога ATNF (версия 1.67) только 189 (меньше 6%) находятся в шаровых скоплениях в сферической составляющей Галактики. Высота z над плоскостью определяется из наблюдений. Для более 200 пульсаров измерены их скорости в картинной плоскости V_{trans} . Реальное направление движения пульсаров в пространстве, к сожалению, измерить нельзя, так как отсутствие спектральных линий в их спектрах не позволяет определить радиальную составляющую скорости. Считая, что движение пульсара изотропно, т.е., что компоненты его скорости одинаковы по трем координатам, можно положить

$$V = \frac{V_{\text{trans}}}{\sqrt{2}} \quad (20)$$

и получить оценку кинематического возраста.

Косвенные оценки могут быть выполнены по измеренным светимостям пульсаров. Во всех существующих моделях считается, что с возрастом пульсар затухает и приближается к линии смерти, а пересекая ее, перестает быть видимым. Поэтому естественно предположить, что излучаемая им в настоящее время мощность может служить мерой его возраста: чем слабее излучение пульсара, тем он старше. Для вычисления полной излучаемой мощности L [эрг/с] необходимо хорошо знать спектр источника [7], который, однако, известен для ограниченного числа пульсаров. Поэтому в каталогах и в различных работах используются “монохроматические” светимости, вычисляемые умножением плотности потока на фиксированной частоте (как правило, на 400 или 1400 МГц) на квадрат расстояния,

$$R_{\text{lum}} = S_{\nu} d^2, \quad (21)$$

и измеряемые в условных единицах мЯн кпк². Полученная в [7] статистическая зависимость между L и R_{lum} показывает высокое значение корреляции между этими величинами и дает возможность вычислить по каталожным светимостям физическую излучаемую мощность, которую можно использовать для оценки возраста пульсара.

Существует и более надежный способ суждения о возрасте, но он пригоден только для пульсаров, находящихся в остатках сверхновых (SNR). Очевидно, что генетически связанный с остатком пульсар не может быть старше этого остатка, а возраст SNR может быть оценен с хорошей точностью.

Каждый из указанных методов вычисления возраста по отдельности оказывается не столь надежным, но использование их в совокупности позволяет надеяться на получение достаточно близких к достоверности выводов.

Мы используем здесь для анализа значения кинематических возрастов.

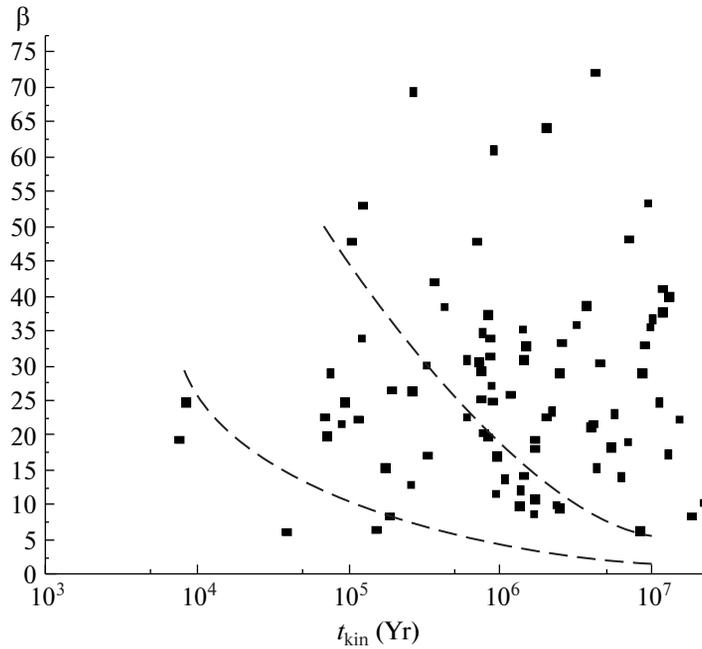


Рис. 3. Углы наклона пульсаров исследуемой выборки и их кинематические возрасты. Штриховыми линиями показаны степенные зависимости $\beta = \beta_0(t_0/t)^{1/2}$ для $\beta_0 = 30^\circ$, $t_0 = 10^4$ лет (нижняя кривая) и $\beta_0 = 50^\circ$, $t_0 = 10^5$ лет (верхняя кривая).

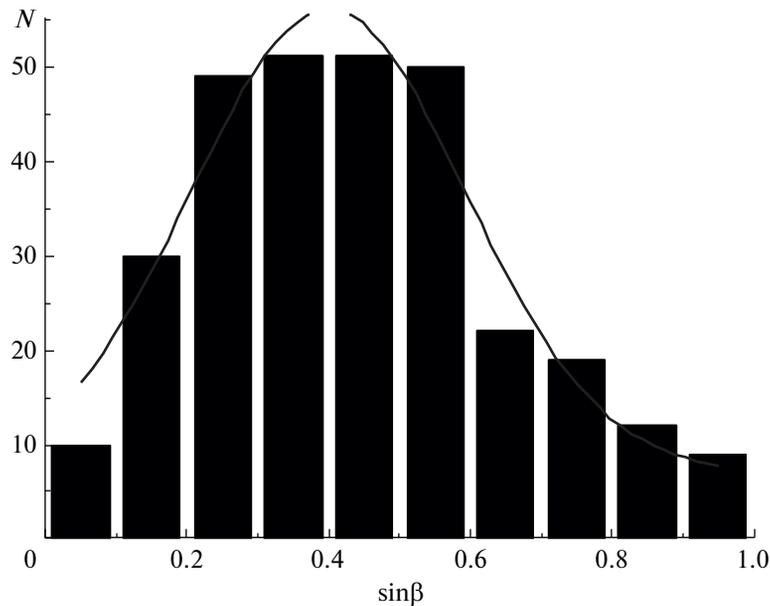


Рис. 4. Распределение синусов угла наклона для исследуемой выборки.

4. ЭВОЛЮЦИЯ УГЛА НАКЛОНА МАГНИТНОГО МОМЕНТА К ОСИ ВРАЩЕНИЯ ПУЛЬСАРА

На рис. 3 приведена диаграмма $\beta(t_{\text{kin}})$. На ней штриховыми линиями показана степенная зависимость

$$\beta = \beta_0(t_0/t)^{1/2}, \tag{22}$$

которая рассматривалась как возможная эволюция угла β со временем в работе [8]. При построении принято $\beta_0 = 30^\circ$, $t_0 = 10^4$ лет (нижняя кривая) и $\beta_0 = 50^\circ$, $t_0 = 10^5$ лет (верхняя кривая). Наблюдаемое распределение углов на этой диаграмме не согласуется с этой возможностью. Наши результаты свидетельствуют скорее о посто-

яньстве угла β в среднем пульсаре. Независимость угла β от возраста пульсара может быть реализована при расщепленном монополярном магнитном поле [8]. При анализе этой диаграммы следует иметь в виду, что эволюция угла для отдельного пульсара может следовать и уравнению (22), но статистически такая зависимость не видна. Если допустить, что она смазывается индивидуальными треками, то необходимо предполагать образование нейтронных звезд при рождении с произвольными углами наклона β . Такое предположение согласуется с полученным в [6] распределением β для пульсаров в остатках сверхновых, которое с вероятностью 80% можно считать равномерным.

Распределение вычисленных нами углов для исследуемой выборки (рис. 4) также свидетельствует о широком их разнообразии при среднем значении $\sin \beta \approx 0.5$. Это распределение может быть описано широкой гауссианой:

$$N(\sin \beta) = 49 \exp \left[- \left(\frac{\sin \beta - 0.40}{0.39} \right)^2 \right]. \quad (23)$$

5. ДИСКУССИЯ. ВЫВОДЫ

1. С помощью трех разработанных нами ранее методов проведены вычисления углов между магнитным моментом и осью вращения центральной

нейтронной звезды для 307 известных радиопульсаров.

2. Для оценки возраста пульсара используются кинематические возрасты.

3. Вычисленные значения углов между магнитным моментом и осью вращения нейтронной звезды не выявляют статистической зависимости от времени. Из этого следует, что либо эти углы остаются постоянными в течение жизни пульсара, либо нейтронные звезды рождаются с произвольными углами наклона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. Davis and M. Goldstein*, *Astrophys. J.* **159**, L81 (1970).
2. *В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, *ЖЭТФ* **85** (2), 401 (1983).
3. *A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J. G. Li*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **441**, 1879 (2014).
4. *Р. Манчестер, Дж. Тейлор*, *Пульсары* (М: Мир, 1980).
5. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
6. *I. F. Malov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 809 (2021).
7. *И. Ф. Малов, О. И. Малов*, *Астрон. журн.* **83** (6), 542 (2006).
8. *S. V. Bogovalov*, *Astron. and Astrophys.* **349**, 1017 (1999).