

СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 12, 2022

Влияние эффективного числа активных и стерильных нейтрино на определение значений космологических параметров <i>Ф. А. Черников, А. В. Иванчик</i>	815
Обнаружение АЯГ и квазаров со значимыми собственными движениями по данным Gaia в каталоге рентгеновских источников SRG/eROZITA <i>И. М. Хамитов, И. Ф. Бикмаев, М. Р. Гильфанов, Р. А. Сюняев, П. С. Медведев, М. А. Горбачев, Э. Н. Иртуганов</i>	828
Обзор SRG/eROZITA в области Дыры Локмана: классификация рентгеновских источников <i>М. И. Бельведерский, С. Д. Быков, М. Р. Гильфанов</i>	839
Связь между оптической и радио системами по данным каталога Gaia DR3 и РСДБ-измерениями <i>В. В. Бобылев</i>	852
Исследование рентгеновского пульсара IGR J21343+4738 по данным обсерваторий NuSTAR, Swift и SRG <i>А. С. Горбан, С. В. Мольков, А. А. Лутовинов, А. Н. Семена</i>	861
Возможные траектории полета к Венере с посадкой в заданном регионе <i>В. А. Зубко</i>	869

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ЧИСЛА АКТИВНЫХ И СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

© 2022 г. Ф. А. Черников^{1*}, А. В. Иванчик¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 14.11.2022 г.

После доработки 14.11.2022 г.; принята к публикации 15.11.2022 г.

Нейтрино, будучи второй по распространенности из известных частиц во Вселенной, оказывает существенное влияние на темп ее расширения на радиационно и материально доминированных стадиях. По этой причине изменение числа состояний нейтрино может привести к существенному изменению оценок космологических параметров, наиболее точные значения которых на данный момент получаются методом анализа анизотропии реликтового излучения. В настоящей работе рассмотрено влияние на определение космологических параметров гипотетического стерильного нейтрино (ν_{S} -массы), возможное существование которого предполагается в результате анализа ряда реакторных экспериментов. Также было исследовано влияние изменения эффективного числа релятивистских степеней свободы нейтрино N_{eff} , которое может быть вызвано разными причинами, например, процессами распада частиц темной материи или второго, более тяжелого стерильного состояния, а также процессами, приводящими к увеличению температуры реликтовых нейтрино $T_{\text{C}\nu\text{B}}$. Исследованные в работе эффекты приводят к существенному изменению оценок космологических параметров, в том числе значения H_0 . Обнаружено, что учет стерильного нейтрино с массами $m = 1$ и 2.7 эВ приводит к уменьшению оценки современного значения параметра Хаббла H_0 и соответственно усугубляет проблему “ H_0 -tension”. Повышение же современного значения эффективного числа релятивистских степеней свободы нейтрино приводит, наоборот, к увеличению оценки H_0 , разрешая упомянутую проблему при $N_{\text{eff}} = 3.0 + 0.9$, что эквивалентно увеличению температуры нейтрино до значения $T_{\text{C}\nu\text{B}}^0 = 1.95 + 0.14$ К. При этом остальные космологические параметры не претерпевают значительного изменения, оставляя нас в рамках стандартной Λ CDM модели.

Ключевые слова: космология, реликтовые нейтрино, стерильные нейтрино, космологические параметры, параметр Хаббла, H_0 -tension.

DOI: 10.31857/S0320010822110067

ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино — вторая из известных по распространенности частиц во Вселенной после фотонов. Реликтовые нейтрино¹, как и реликтовые фотоны, также образуются в первые мгновения после Большого Взрыва. В рамках Стандартной Модели физики элементарных частиц все три поколения нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) безмассовы. Однако в результате ряда экспериментов (коллорабация “SNO”, 2013 и “Супер-Камиоканде”, 1999) был обнаружен эффект осцилляций трех сортов нейтрино между

собой, причиной которого, согласно развитой Биленьким и Понтекорво (1976) теории, является наличие у нейтрино ненулевых значений масс. Установленный факт осцилляций, таким образом, подтвердил существование массы у нейтрино, однако природа ее возникновения, также как и конкретные значения масс все еще неизвестны.

Существуют различные модели генерации масс нейтрино, некоторые из них предполагают наличие дополнительных сортов нейтрино, которые не участвуют во взаимодействиях Стандартной Модели, поэтому их принято называть стерильными, в то время как три известных сорта стали называться активными.

В ходе нескольких экспериментов по наблюдению за реакторными антинейтрино (Мюллер и др., 2011; Ментион и др., 2011; Гариаззо и др., 2017) было выявлено на разных расстояниях от реактора

*Электронный адрес: filippchernikov@gmail.com

¹Здесь имеются в виду равновесные реликтовые нейтрино, описываемые распределением Ферми–Дирака. Имеются еще неравновесные реликтовые нейтрино первичного нуклеосинтеза (см., например, Иванчик, Юрченко, 2018; Юрченко, Иванчик, 2021).

отклонение предсказываемого значения их потока от наблюдаемого. В качестве одного из возможных объяснений эффекта, который был назван “антинейтринная аномалия”, был предложен процесс осцилляций антинейтрино в стерильное состояние. Чуть позже ряд других независимых экспериментов, в которых был замечен тот же эффект, а именно, коллаборация “NEOS” (2017), “DANSS” (Данилов, 2020), “STEREO” (Алленмандоу и др., 2018), “PROSPECT” (Эшенфельтер и др., 2019) и “BEST” (Баринов и др., 2022), дал ограничения на допустимую область значений параметров стерильного нейтрино ($\Delta m_{14}^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$, где Δm_{14}^2 — разность квадратов массы m_1 активного состояния и m_4 — стерильного). Эксперимент “Нейтрино-4” (Серебров и др., 2021), специально направленный на поиск стерильного состояния, дал следующую оценку на разницу квадратов масс: $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \pm \pm 1.17 \text{ эВ}^2$.

Расширение стандартной космологической Λ CDM-модели с включением стерильного нейтрино приведет к изменению темпа расширения Вселенной в ходе двух этапов ее эволюции: сперва в радиационно-доминированной фазе, а затем на стадии доминирования нерелятивистского вещества. Это скажется как на процессах первичного нуклеосинтеза, так и на формировании картины анизотропии реликтового излучения, а значит, и на получаемых с их помощью наиболее точных (на сегодняшний день) значениях параметров космологической модели. Исследование влияния стерильных нейтрино на определение космологических параметров является одной из целей данной работы. Кроме того, изменение параметров активных состояний, а именно, эффективного числа релятивистских степеней свободы N_{eff} , также может сказываться на анизотропии СМВ и определении космологических параметров. Это еще одна цель представленной работы.

ОГРАНИЧЕНИЯ ПЕРВИЧНОГО НУКЛЕОСИНТЕЗА НА СВОЙСТВА НЕЙТРИНО

Наиболее жесткие ограничения на свойства нейтрино (число поколений активных нейтрино, возможность существования легкого стерильного нейтрино, $m_s \sim 1\text{--}3 \text{ эВ}$) получаются из анализа первичного нуклеосинтеза — распространенность ${}^4\text{He}$ наиболее чувствительна к скорости расширения Вселенной, которая, в свою очередь, определяется в эту эпоху релятивистскими степенями свободы. Поэтому добавление еще одного активного или легкого стерильного нейтрино может привести к изменению распространенности ${}^4\text{He}$, не согласующегося с наблюдательными данными,

наиболее точные из которых были получены в недавних работах (Куричин и др. 2021a,б). С учетом “Li-проблемы”, дисперсии оценок по дейтерию (см., например, Балашев и др., 2016) и данным по гелию консервативная оценка позволяет рассматривать не более чем одну дополнительную релятивистскую степень свободы.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА АНИЗОТРОПИИ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Анализ анизотропии температуры реликтового излучения (Коллаборация Планк, 2020) позволяет сделать оценки на шесть ключевых космологических параметров: Ω_b , Ω_{CDM} , θ_* , n_s , A_s , τ — современные значения относительной плотности барионов и холодной темной материи, угловой размер звукового горизонта, спектральный индекс и амплитуда скалярных возмущений, оптическая толщина реионизированной плазмы соответственно. В свою очередь, используя полученные значения этих шести параметров можно определить ряд других космологических величин. В настоящей работе в дополнение к упомянутым параметрам мы будем интересоваться современным значением параметра Хаббла H_0 в свете недавно возникшего рассогласования его значений, получаемых двумя независимыми методами: одно из них — результат обработки анизотропии температуры реликтового излучения (Коллаборация Планк, 2020):

$$H_0 = 67.36 \pm 0.54 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}. \quad (1)$$

Второе получено из наблюдений за сверхновыми типа Ia (Рисс и др., 2022):

$$H_0 = 73.04 \pm 1.04 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}. \quad (2)$$

Эти оценки различаются более чем на 5σ , несоответствие данных значений получило название H_0 -tension.

Для анализа анизотропии реликтового излучения используется распределение отклонений его температуры $\Delta T(\mathbf{n})$ в направлении, заданном единичным вектором \mathbf{n} на небесной сфере, от его современного значения $T_{\text{СМВ}}^0 = 2.7255 \pm 0.0006 \text{ К}$ (Фиксен, 2009).

$$\Delta T(\mathbf{n}) = T(\mathbf{n}) - T_{\text{СМВ}}^0. \quad (3)$$

Информация о флуктуациях температуры СМВ далее представляется в терминах коэффициентов C_l при разложении корреляционной функции значений температуры в двух направлениях \mathbf{n} и \mathbf{n}' по многочленам Лежандра $P_l(\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')$ (подробнее, например, см. монографию Горбунова и др., 2016, т. 2):

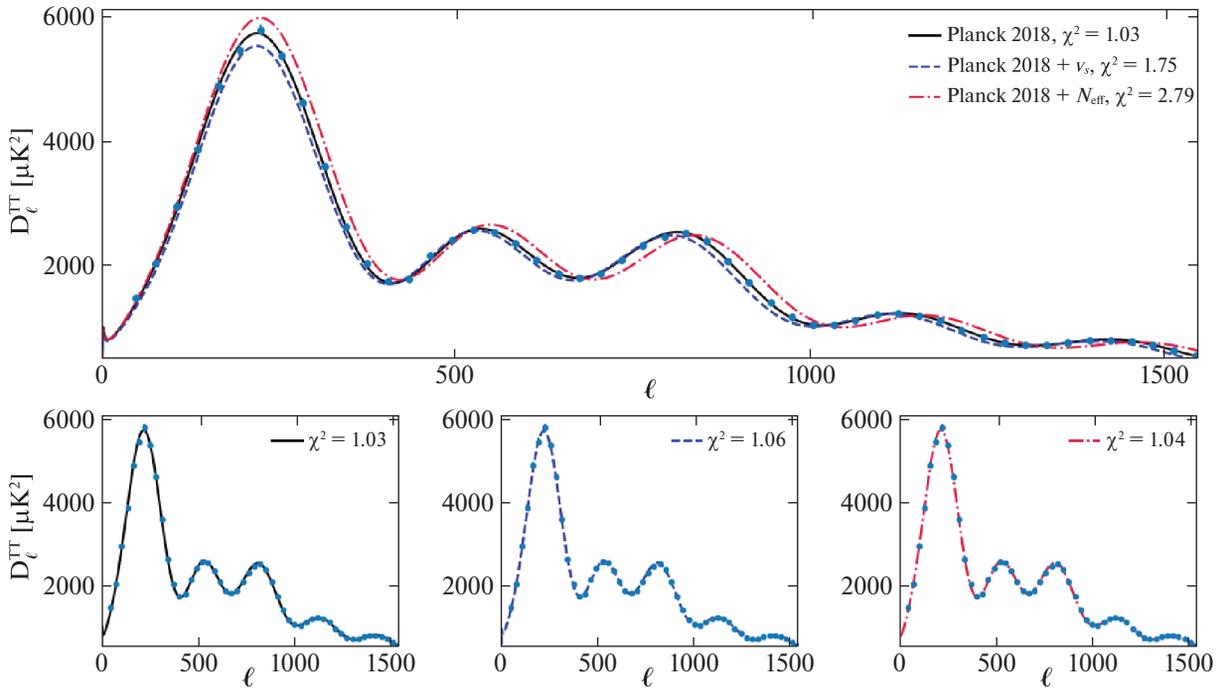


Рис. 1. Мультипольные коэффициенты D_l^{TT} , характеризующие квадрат амплитуды флуктуаций температуры СМВ, приведены на рисунке синими точками, полученными в результате анализа наблюдательных данных. Линиям (сплошным и штриховым) на верхней панели соответствуют результаты теоретического расчета D_l^{TT} : черная кривая наилучшим образом приближает наблюдения в рамках стандартной Λ CDM модели и определяет значения основных космологических параметров. Эти значения фиксировались также при расчете синей и красной кривых, учитывающих введение в рассмотрение, соответственно, стерильного нейтрино и дополнительных степеней свободы активных состояний ($N_{\text{eff}} = 3 + 1$ в обоих случаях). Видно (в том числе по значению редуцированного χ^2), что введение в рассмотрение дополнительных степеней свободы нейтрино, как активных, так и стерильных, приводит к рассогласованию теоретической модели и наблюдаемых данных. Однако, как показано на графиках нижнего ряда, переопределение космологических параметров возвращает соответствие численной модели наблюдениям (первая панель — стандартная космологическая модель, вторая панель — учет стерильного нейтрино, третья панель — учет увеличения степеней свободы активных нейтрино).

$$\begin{aligned} \langle \Delta T(\mathbf{n}) \Delta T(\mathbf{n}') \rangle &= \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} C_l^{TT} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right) P_l(\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}'). \end{aligned} \quad (4)$$

Значения коэффициентов² C_l^{TT} , с одной стороны, определяются исходя из измерений анизотропии реликтового излучения (с помощью обращения выражения (4)), а с другой стороны, определяются из численного расчета эволюции флуктуаций $T_{\text{СМВ}}^0$. Сравнение значений C_l^{TT} , полученных двумя разными способами, позволяет делать ограничения на используемые при численном моделировании флуктуаций СМВ космологические параметры. На рис. 1 изображены полученные таким образом за-

висимости $D_l^{TT} = \frac{l(l+1)}{4\pi} C_l^{TT}$ от l в рамках стандартных предположений (Коллаборация Планк, 2020) и с учетом дополнительных степеней свободы нейтрино. Значения D_l^{TT} , восстановленные на основе наблюдательных данных, взяты из архива коллаборации Планк³.

Для анализа анизотропии реликтового излучения часто принимается следующее предположение, в рамках которого сумма масс нейтрино имеет наименьшее из допустимых наблюдениями значений (коллаборация Планк, 2020):

$$m_1 = m_2 = 0, \quad m_3 \approx 0.06 \text{ эВ}. \quad (5)$$

Оно также используется и в настоящей работе. В таком случае рассматриваемое стерильное нейтрино имеет массу или $m_4 \approx 2.7$ эВ в соответствии с экспериментом “Нейтрино-4”, или $m_4 \sim 1$ эВ на основе более ранних оценок реакторных экспериментов.

²Индекс TT указывает, что рассматривается коррелятор двух значений температуры СМВ. Помимо него часто вводятся еще два коррелятора, связанных с поляризацией излучения. Они также используются и в настоящей работе, но не упоминаются в данном разделе для краткости изложения.

³<https://pla.esac.esa.int>

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРИНО НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА ХАББЛА

Темп расширения Вселенной характеризуется параметром Хаббла $H(a)$, зависимость которого

$$H(a) \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_{\text{cdm}} a^{-3} + \Omega_b a^{-3} + \Omega_\gamma a^{-4} + \sum_\nu \Omega_\nu f_\nu(a)}, \quad (6)$$

где H_0 — современное значение параметра Хаббла, Ω_{cdm} , Ω_b , Ω_γ , Ω_ν и Ω_Λ — доли плотностей энергии холодной темной материи, барионов, фотонов, нейтрино и темной энергии во Вселенной на данный момент соответственно, а функции $f_\nu(a)$ определяют зависимость вклада каждого из четырех сортов нейтрино (по которым в выражении (6) идет сумма) от масштабного фактора. Плотность энергии ρ_ν каждого из них определяется функцией распределения Ферми–Дирака

$$\begin{aligned} \rho_\nu(a, m, N_{\text{eff}}) &= \\ &= 2 \int_0^\infty \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}}{\exp\left(\frac{pc}{N_{\text{eff}}^{1/4} kT(a)}\right) + 1}, \\ T(a) &= \frac{T_{\text{CMB}}^0}{a}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь m — масса нейтрино, $T_{\text{CMB}}^0 = 1.9454 \text{ K}$ — современное значение температуры реликтовых нейтрино, определяемое следующим соотношением: $T_{\text{CMB}}^0 = (4/11)^{1/3} T_{\text{CMB}}^0$, $T(a)$ — зависимость температуры нейтрино от масштабного фактора, обусловленная расширением Вселенной, а множитель 2 перед интегралом учитывает вклад антинейтрино, N_{eff} — эффективное число релятивистских степеней свободы одного сорта нейтрино, которое обычно вводится исходя из плотности энергии релятивистских нейтрино, а не из функции распределения (7). Используемая в данной работе параметризация согласована с определением N_{eff} численного кода “САМВ” (Льюис и др., 2000), используемого коллаборацией Планк. Физический смысл параметра N_{eff} виден из выражения для плотности энергии нейтрино в релятивистском состоянии ρ_ν^{rel} :

$$\rho_\nu^{\text{rel}} = \frac{7}{8} \left(\frac{4}{11}\right)^{4/3} N_{\text{eff}} \rho_\gamma = \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{15} \frac{k^4}{(\hbar c)^3} N_{\text{eff}} T^4(a). \quad (8)$$

от масштабного фактора a в предположении нулевой пространственной кривизны дается следующим выражением⁴:

Параметр N_{eff} действительно характеризует эффективное число степеней свободы релятивистских нейтрино, так как входит в выражение (8) аддитивно по числу их сортов. В стандартной ΛCDM модели суммарное значение N_{eff} принимается равным трем ($N_{\text{eff}}^{\text{std}} = 3.046$)⁵ в соответствии с числом активных нейтрино. Кроме того, N_{eff} может быть использовано для параметризации эффектов, связанных с изменением ΔT_{CMB}^0 значения температуры нейтрино T_{CMB}^0 : $N_{\text{eff}} = 3.046 \left(1 + \frac{\Delta T_{\text{CMB}}^0}{T_{\text{CMB}}^0}\right)^4$.

Таким образом, формула (8) дает связь между температурой нейтрино T , их эффективным числом релятивистских степеней свободы N_{eff} и соответствующей плотностью энергии релятивистских нейтрино ρ_ν^{rel} .

В выражение $H(a)$ плотность энергии нейтрино входит в отношении к современному значению критической плотности ρ_c :

$$\begin{aligned} \frac{\rho_\nu(a, m, N_{\text{eff}})}{\rho_c} &= \Omega_\nu(N_{\text{eff}}, m) f_\nu(a; N_{\text{eff}}, m), \\ \Omega_\nu &= \frac{3\zeta(3)}{2\pi^2} \frac{(kT_{\text{CMB}}^0)^3}{\hbar^3 c \rho_c} N_{\text{eff}}^{3/4} m, \\ f_\nu(a) &= \frac{2}{3\zeta(3)} \frac{1}{a^4} \int_0^\infty \frac{y^2}{\exp(y) + 1} \times \\ &\times \left(\sqrt{\left(\frac{kT_{\text{CMB}}^0}{c^2} \frac{N_{\text{eff}}^{1/4}}{ma}\right)^2 y^2 + 1} \right) dy, \end{aligned} \quad (9)$$

⁴Ключевые используемые в настоящей работе космологические формулы представлены, например, в монографиях Вайнберга (2008), а также Горбунова и Рубакова (2016).

⁵Поправка 0.046 возникает в результате дополнительного подогрева нейтрино в ходе электрон–позитронной аннигиляции (см., например, Мангано и др., 2005).

где $\zeta(x)$ — дзета-функция Римана ($\zeta(3) \approx 1.20206$), Ω_ν — относительная плотность энергии нейтрино в нерелятивистском пределе. В случае $\frac{mc^2}{kT} \gg 1$ выражение (9) дает вклад в параметр Хаббла как релятивистская степень свободы, так как $\Omega_\nu f_\nu \sim \sim N_{\text{eff}} a^{-4}$, в противном случае $\frac{mc^2}{kT} \ll 1$ как нерелятивистская: $\Omega_\nu f_\nu \sim N_{\text{eff}}^{3/4} m a^{-3}$. Таким образом, четвертое нейтрино может оказывать влияние на расширение Вселенной в ходе двух ключевых этапов ее эволюции: радиационно-доминированной фазы и фазы доминирования нерелятивистского вещества.

Учет стерильного нейтрино также приведет к изменению оценки H_0 , получаемой в результате анализа анизотропии реликтового излучения с помощью углового размера звукового горизонта θ_* на момент первичной рекомбинации t_* :

$$\theta_* = \frac{R_s}{D_a}, \quad R_s = a(t_*) \int_0^{t_*} \frac{c_s(t)}{a(t)} dt, \quad (10)$$

$$D_a = a(t_*) \int_{t_*}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)}.$$

Здесь R_s — характерный масштаб звукового горизонта, определяемый по скорости звуковых волн в расширяющейся ранней Вселенной $c_s = \frac{c}{\sqrt{3}} / \sqrt{\left(1 + \frac{\Omega_b}{\Omega_\gamma} a\right)}$, D_a — расстояние, пройденное фотонами СМВ с момента рекомбинации до текущего момента времени t_0 (угловое расстояние), $a(t_*) \equiv a_*$ — значение масштабного фактора на момент рекомбинации (соответствует красному смещению $z_* = 1089.92$, см. коллаборация Планк, 2020). В явном виде величины R_s и D_a даются следующими выражениями:

$$R_s = \frac{c}{H_0 \sqrt{3}} a(t_*) \int_0^{a(t_*)} \frac{da}{a^2 \sqrt{\left(1 + \frac{3\Omega_b}{4\Omega_\gamma} a\right) (\Omega_\Lambda + (\Omega_b + \Omega_{\text{cdm}}) a^{-3} + \Omega_\gamma a^{-4} + \sum_\nu \Omega_\nu f_\nu(a))}}, \quad (11)$$

$$D_a = \frac{c}{H_0} a(t_*) \int_{a(t_*)}^1 \frac{da}{a^2 \sqrt{(\Omega_\Lambda + (\Omega_b + \Omega_{\text{cdm}}) a^{-3} + \Omega_\gamma a^{-4} + \sum_\nu \Omega_\nu f_\nu(a))}}. \quad (12)$$

Может показаться, что величина H_0 не входит в отношение R_s к D_a , определяющее θ_* , но это не так, поскольку в определение параметров Ω_i , $i \in \{\Lambda, \text{cdm}, b, \nu\}$ входит понятие критической плотности ρ_c , которое само зависит от H_0 . Введение следующих стандартных обозначений:

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}}, \quad \omega_i = \Omega_i h^2, \quad i \in \{\Lambda, \text{cdm}, b, \nu\},$$

позволяет выписать зависимость θ_* от H_0 (через h) в явном виде

$$\theta_* = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\int_0^{a(t_*)} \frac{da}{\sqrt{\left(1 + \frac{3\omega_b}{4\omega_\gamma} a\right) ((h^2 - \omega_m) a^4 + \omega_m a + \omega_\gamma + \sum_\nu \omega_\nu f_\nu(a))}}}{\int_{a(t_*)}^1 \frac{da}{\sqrt{(h^2 - \omega_m) a^4 + \omega_m a + \omega_\gamma + \sum_\nu \omega_\nu f_\nu(a)}}}. \quad (13)$$

Здесь $\omega_m = \omega_b + \omega_{\text{cdm}}$. Значения параметров θ_* , ω_b , ω_{cdm} определяются из анализа анизотропии

реликтового излучения, значение ω_γ определяется по измеренному планковскому спектру СМВ,

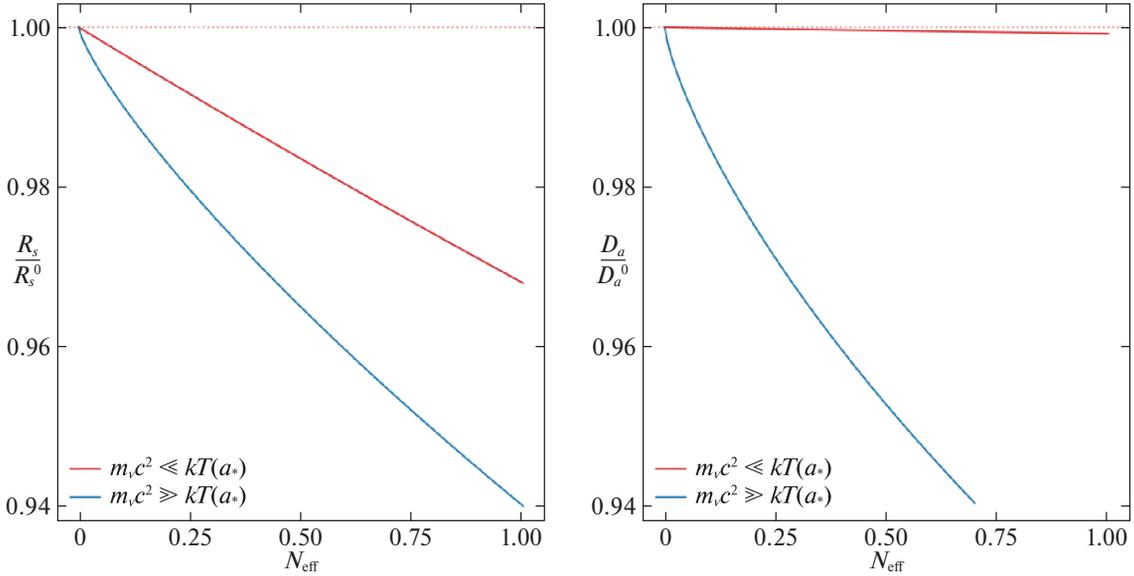


Рис. 2. Левая панель: зависимость размера звукового горизонта R_s от эффективного числа степеней свободы N_{eff} в случае нейтрино с массой $m_\nu c^2 \ll kT(a_*)$ (красная кривая, для примера взято значение $m_\nu = 0.01$ эВ) и $m_\nu c^2 \gg kT(a_*)$ (синяя кривая, для примера взято значение $m_\nu = 2.7$ эВ), отнесенная к стандартному значению R_s^0 (коллаборация Планк, 2020). Правая панель: зависимость углового расстояния D_a от N_{eff} , отнесенная к стандартному значению D_a^0 .

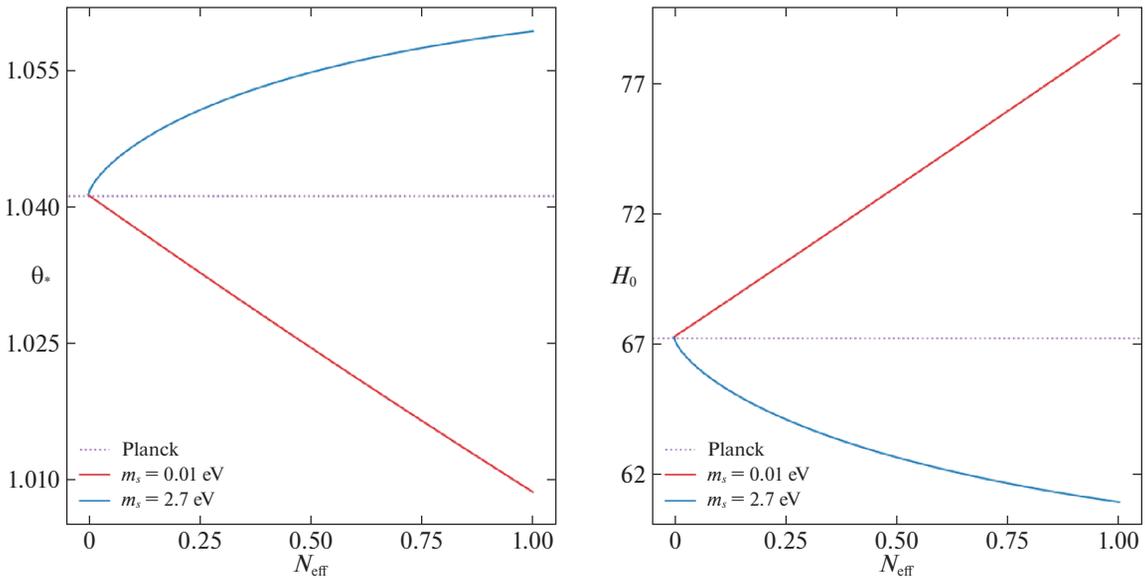


Рис. 3. Левая панель: зависимость углового размера звукового горизонта θ_* от N_{eff} в случае нейтрино с массой $m_\nu c^2 \ll kT(a_*)$ (красная кривая, для примера взято значение $m_\nu = 0.01$ эВ) и $m_\nu c^2 \gg kT(a_*)$ (синяя кривая, для примера взято значение $m_\nu = 2.7$ эВ). Пунктиром обозначено стандартное значение (коллаборация Планк, 2020). Правая панель: зависимость H_0 от N_{eff} . Пунктиром обозначено стандартное значение.

характеризуемому температурой $T_{\text{СМВ}}^0$, а значение ω_ν рассчитывается теоретически при заданных параметрах в рамках стандартной космологической модели. Таким образом, численное решение этого уравнения позволяет определить величину H_0 .

Размер звукового горизонта R_s , как видно из (11), определяется преимущественно плотностью релятивистского вещества, в то время как угловое расстояние D_a определяется плотностью нереля-

тивистского. Введение в рассмотрение четвертого сорта нейтрино приведет, при прочих равных⁶, к уменьшению как значения R_s , так и D_a (рис. 2), однако отношение этих величин, т.е θ_* , может как

⁶Как было отмечено в предыдущем разделе, добавление в стандартную Λ CDM модель еще одного нейтрино повлияет на оценки основных космологических параметров (в частности, θ_* , ω_{cdm} , ω_b). В данном разделе их изменения не учитываются.

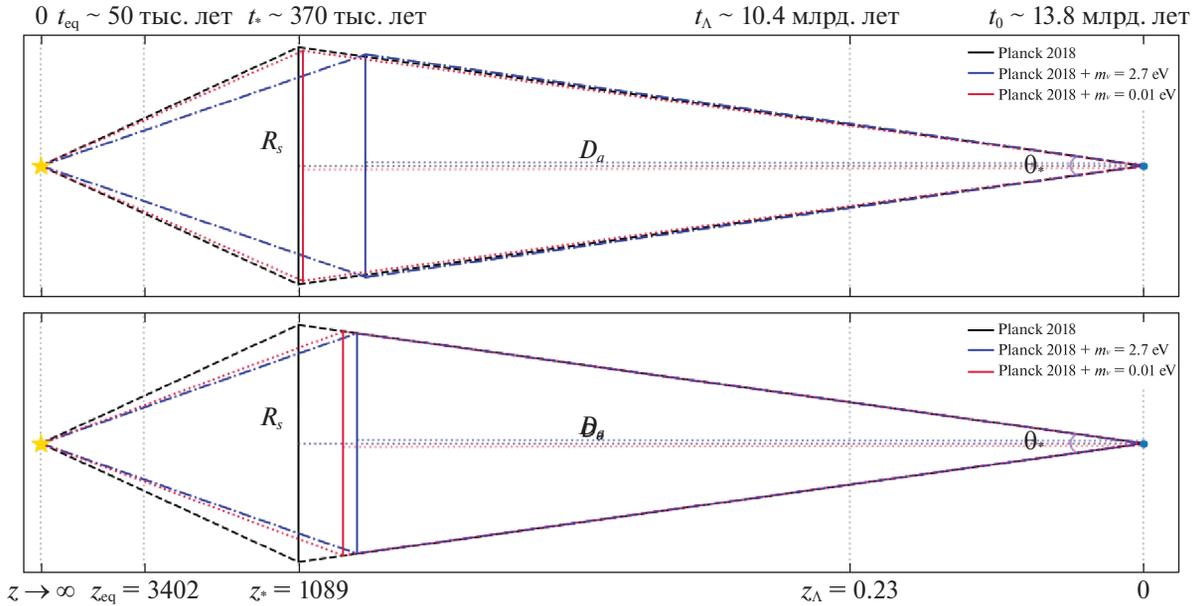


Рис. 4. Поведение основных масштабов, определяющих значение θ_* в зависимости от параметров четвертого нейтрино. Относительно стандартных значений R_s и D_a (черная вертикаль и горизонтальный пунктир соответственно), показаны их величины в случае учета нейтрино с $m_\nu c^2 \gg kT(a_*)$ (синий ромб соответствует $m_\nu = 2.7$ эВ) и в случае учета нейтрино с $m_\nu c^2 \ll kT(a_*)$ (красный ромб соответствует $m_\nu = 0.01$ эВ). Верхняя панель: величины R_s и D_a рассчитаны при стандартных значениях космологических параметров. Нижняя панель: величины R_s и D_a рассчитаны с учетом анализа анизотропии СМВ — основные космологические параметры фитируются в каждом из трех случаев; N_{eff} для четвертого нейтрино в обоих случаях принято равным 1.

увеличиваться, так и уменьшаться в зависимости от того, что уменьшается быстрее — R_s или D_a . Как следует из рис. 2, нейтрино с массами $m_\nu c^2 \ll \ll kT(a_*)$ ($T(a_*) = 0.19$ эВ) практически не влияют на D_a по сравнению с R_s , что приводит к уменьшению их отношения θ_* . В случае же $m_\nu c^2 \gg kT(a_*)$ значение D_a , наоборот, уменьшается значительно сильнее R_s , а значит, θ_* увеличивается. Поведение параметра θ_* в случае выполнения этих неравенств показано на рис. 3. Величина θ_* с высокой точностью определяется анализом анизотропии реликтового излучения, поэтому влияние на ее теоретическое значение (см. формулу (13)) четвертого сорта нейтрино должно быть скомпенсировано изменением оценок других космологических параметров. Из всех параметров формулы (13) только значение H_0 не оценивается анализом анизотропии СМВ, а является производным параметром, изменением которого можно скомпенсировать изменение θ_* . Величина H_0 обратно пропорциональна и звуковому горизонту R_s , и угловому расстоянию D_a , но на последнем сказывается сильнее, что приводит к обратной пропорциональности также между H_0 и θ_* (рис. 3, правая панель). Для наглядности все описанные в данном разделе изменения изображены на рис. 4.

Таким образом, увеличение эффективного числа релятивистских степеней свободы нейтрино N_{eff} должно приводить к уменьшению оценки совре-

менного значения параметра Хаббла H_0 в случае, если оно достаточно массивное ($m_\nu \gg 0.19$ эВ), и, наоборот, к увеличению оценки H_0 , если оно достаточно легкое ($m_\nu \ll 0.19$ эВ). Это утверждение будет проверено численным расчетом в следующем разделе.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Данные по анизотропии реликтового излучения (TT + TE + EE + lowE + lensing — измеренные значения соответственно коэффициентов D_l^{TT} , D_l^{TE} , D_l^{EE} , степени поляризации СМВ на низких значениях l и степени гравитационного линзирования излучения) были взяты из открытого архива коллаборации Планк⁷. Для решения системы дифференциальных уравнений, описывающей эволюцию флуктуаций температуры СМВ, использовался код “САМВ” (Льюис и др., 2000), а для определения космологических параметров — код “Собава” (Торрадо и др., 2021). (Данные программы и их модификации использовались коллаборацией Планк.)

При определении космологических параметров учет нейтрино проводится в двух случаях: рассматривалось стерильное нейтрино с массой $m_s =$

⁷<https://pla.esac.esa.int>

Таблица 1. Зависимость космологических параметров от эффективного числа степеней свободы стерильного нейтрино с массой $m_s = 1$ эВ (верхняя часть таблицы) и $m_s = 2.7$ эВ (нижняя часть таблицы)

Параметры	Планк 2018	$m_s = 1$ эВ		
		$N_{\text{eff}}^s = 0.1$	$N_{\text{eff}}^s = 0.5$	$N_{\text{eff}}^s = 1$
Ω_{cdm}	26.45 ± 0.50	27.07 ± 0.51	29.06 ± 0.56	30.84 ± 0.64
Ω_b	4.93 ± 0.09	5.01 ± 0.09	5.14 ± 0.09	5.17 ± 0.35
Ω_ν	0.14	0.57	1.59	2.57
Ω_m	31.53 ± 0.73	32.66 ± 0.76	35.81 ± 0.85	38.59 ± 0.97
Ω_Λ	68.47 ± 0.73	67.34 ± 0.76	68.42 ± 0.85	61.41 ± 0.97
H_0	67.36 ± 0.54	66.91 ± 0.53	66.24 ± 0.54	66.28 ± 0.57

Параметры	Планк 2018	$m_s = 2.7$ эВ		
		$N_{\text{eff}}^s = 0.1$	$N_{\text{eff}}^s = 0.5$	$N_{\text{eff}}^s = 1$
Ω_{cdm}	26.45 ± 0.50	26.79 ± 0.51	29.35 ± 0.56	32.36 ± 0.57
Ω_b	4.93 ± 0.09	5.07 ± 0.09	5.49 ± 0.10	5.88 ± 0.11
Ω_ν	0.14	1.30	4.31	7.58
Ω_m	31.53 ± 0.73	33.18 ± 0.77	39.18 ± 0.91	45.8 ± 1.1
Ω_Λ	68.47 ± 0.73	66.82 ± 0.77	60.82 ± 0.91	54.2 ± 1.1
H_0	67.36 ± 0.54	66.50 ± 0.53	64.07 ± 0.51	62.20 ± 0.53

Примечание. Значения Ω_{cdm} , Ω_b , Ω_ν приведены в процентах, а H_0 — в единицах $\frac{\text{км}}{\text{с Мпк}}$. Значения Ω_m и Ω_Λ определяются следующим образом: $\Omega_m = \Omega_{\text{cdm}} + \Omega_b + \Omega_\nu$, $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$. Во втором столбце приведены стандартные значения всех параметров.

= 1 эВ, соответствующее результатам ряда реакторных экспериментов, и нейтрино с массой $m_s = 2.7$ эВ, соответствующее результатам эксперимента “Нейтрино-4”. Для каждого из этих случаев был проведен расчет с $N_{\text{eff}}^s = 0.1, 0.5, 1$, а соответствующее значение эффективного числа степеней свободы для активных состояний было выбрано равным стандартному: $N_{\text{eff}}^a = 3.046$. Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Нейтрино с массами $m_s = 1$ и 2.7 эВ оказались достаточно тяжелыми для того, чтобы современное значение параметра Хаббла, как и предполагалось в предыдущем разделе, начало уменьшаться с ростом значения N_{eff} . Таким образом, учет стерильного нейтрино, обнаруженного как в эксперименте “Нейтрино-4” ($m_s = 2.7$ эВ), так и в более ранних реакторных экспериментах ($m_s = 1$ эВ), усугубляет проблему “ H_0 -tension”. В обоих случаях также наблюдается изменение и других космологических параметров, определяющих темп расширения Вселенной: в частности, существенно изменилось соотношение между Ω_m и Ω_Λ , которое определяет поведение $H(t)$ на поздних этапах ее эволюции. Изменения в зависимости $H(t)$ будут более подробно обсуждены в следующем разделе.

Изменение значения $T_{\text{C}\nu\text{B}}$

В дополнение к исследованию эффектов, возникающих в результате учета стерильного нейтри-

но, было рассмотрено влияние на оценки космологических параметров увеличения современного значения температуры активных состояний $T_{\text{C}\nu\text{B}}^0 = (4/11)^{1/3} T_\gamma^0 = 1.95$ К, что эквивалентно увеличению их эффективного числа степеней свободы N_{eff} .

Существует широкий класс процессов распада и аннигиляции темной материи, в результате которых образуются активные нейтрино (Цирелли и др., 2011). Так как масса частиц холодной темной материи должна быть значительно больше характерной массы активных состояний ($m_\nu \lesssim 1$ эВ), то образующиеся в ходе таких реакций нейтрино будут релятивистскими, и соответствующая им поправка к плотности энергии $\Delta\rho_\nu$ может быть выражена через N_{eff} или $T_{\text{C}\nu\text{B}}^0$ с помощью выражения (8). Таким образом, процессы распада и аннигиляции темной материи могут приводить к увеличению параметра N_{eff} (или, эквивалентно, увеличению $T_{\text{C}\nu\text{B}}^0$) активных состояний нейтрино. Аналогичный эффект может быть вызван распадом второго, более тяжелого стерильного состояния с $m_s \sim 1$ кэВ. Существование тяжелых стерильных нейтрино необходимо для объяснения процесса генерации масс активных нейтрино посредством механизма качелей (Минковский, 1997). Также, такие нейтрино могут вводиться в рассмотрение и для объяснения природы темной материи, при этом

Таблица 2. Зависимость космологических параметров от современного значения температуры нейтрино $T_{C\nu B}^0$

Параметры	Планк 2018	$T_{C\nu B}^0 = 1.98$ К, $N_{\text{eff}}^a = 3.3$	$T_{C\nu B}^0 = 2.01$ К, $N_{\text{eff}}^a = 3.5$	$T_{C\nu B}^0 = 2.04$ К, $N_{\text{eff}}^a = 3.7$	$T_{C\nu B}^0 = 2.07$ К, $N_{\text{eff}}^a = 3.9$
Ω_{cdm}	26.45 ± 0.50	26.01 ± 0.49	25.65 ± 0.49	25.28 ± 0.52	24.92 ± 0.49
Ω_b	4.93 ± 0.09	4.76 ± 0.08	4.62 ± 0.08	4.47 ± 0.08	4.33 ± 0.08
Ω_ν	0.14	0.14	0.14	0.15	0.15
Ω_m	31.53 ± 0.73	30.93 ± 0.73	30.42 ± 0.72	29.91 ± 0.75	29.41 ± 0.87
Ω_Λ	68.47 ± 0.73	69.06 ± 0.73	69.57 ± 0.72	70.09 ± 0.75	70.58 ± 0.87
H_0	67.36 ± 0.54	68.80 ± 0.56	70.09 ± 0.57	71.43 ± 0.62	$72.81^{+0.62}_{-0.56}$

Примечание. В верхней строке указаны $T_{C\nu B}^0$ и соответствующее ему полное число эффективных степеней свободы нейтрино N_{eff}^a . Значения Ω_{cdm} , Ω_b , Ω_ν приведены в процентах, а H_0 — в единицах $\frac{\text{км}}{\text{с Мпк}}$. Значения Ω_m и Ω_Λ определяются следующим образом: $\Omega_m = \Omega_{\text{cdm}} + \Omega_b + \Omega_\nu$, $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$. Во втором столбце приведены стандартные значения всех параметров.

современные наблюдательные данные по первичному нуклеосинтезу, фону реликтового и гамма-излучения ограничивают допустимую область параметров этих нейтрино ($m_s \sim 1$ кэВ, $\theta_s < 10^{-6}$, см., например, Боярский и др., 2009). Как еще один вариант, упомянутые стерильные нейтрино могут существовать во Вселенной безотносительно их вклада в темную материю (т.е. их количество и плотность энергии составляют лишь малую часть темной материи), что существенно смягчит имеющиеся ограничения, при этом их распад по-прежнему будет приводить к увеличению плотности активных нейтрино. Это происходит благодаря следующим процессам. Смешивание стерильных нейтрино с активными приводит к распаду массовых состояний в ходе двух реакций: на три более легких нейтрино ($\nu_4 \rightarrow 3\nu_a$) или в одно более легкое состояние с испусканием фотона ($\nu_4 \rightarrow \gamma + \nu_a$). Время жизни нейтрино в обоих процессах существенно больше времени жизни Вселенной (см., например, Горбунов, 2014; Дасгупта и др., 2021), однако распад даже небольшого числа частиц темной материи способен значительно изменить N_{eff} активных состояний (в том случае, если их массы различаются по крайней мере на несколько порядков). Например, одно стерильное нейтрино с массой 1 кэВ при распаде даст активное нейтрино с энергией $\sim 1/3$ кэВ, что эквивалентно плотности энергии $\sim 10^4$ реликтовых нейтрино (с температурой 1.95 К).

В настоящей работе влияние процессов распада стерильного нейтрино на космологические параметры учитывается методом увеличения $T_{C\nu B}$ (эквивалентно увеличению N_{eff}) активных состояний. Более точный расчет будет проводиться в

следующих работах. Исследовался сперва случай существования только трех активных состояний, температура $T_{C\nu B}$ каждого из которых меняется в диапазоне от 1.95 до 2.07 К с шагом 0.03 К. Результаты соответствующего расчета приведены в табл. 2.

Повышение $T_{C\nu B}^0$ приводит к существенному увеличению современного значения параметра Хаббла, вплоть до согласия с наблюдательной оценкой $H_0 = 73.04 \pm 1.04$ км с⁻¹ Мпк⁻¹ (Рисс и др., 2022) при $T_{C\nu B}^0 = 2.07$ К (в этом случае $H_0 = 72.81^{+0.62}_{-0.56}$ км с⁻¹ Мпк⁻¹). Это вызвано увеличением значений N_{eff}^a ($N_{\text{eff}}^a = (T_{C\nu B}/T_{C\nu B}^0)^4$), соответствующих трем активным состояниям, так как их масса существенно меньше 0.19 эВ. Значения же других влияющих на темп расширения Вселенной параметров не так сильно отличаются от стандартных, как в случае со стерильным нейтрино.

Результаты учета одновременно двух эффектов — повышение температуры $T_{C\nu B}^0$ для модели со стерильным нейтрино — приведены в табл. 3. Увеличение современного значения параметра Хаббла H_0 , вызванное повышением $T_{C\nu B}^0$, в этом случае компенсируется его уменьшением, связанным с введением в модель стерильного нейтрино.

ИЗМЕНЕНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ $H(z)$

Полученные в результате анализа анизотропии реликтового излучения оценки космологических параметров (их значения представлены в табл. 1) используются для построения зависимости параметра Хаббла от красного смещения z :

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + (\Omega_{\text{cdm}} + \Omega_b)(1+z)^3 + \Omega_\gamma(1+z)^4 + \Omega_\nu(z)}. \quad (14)$$

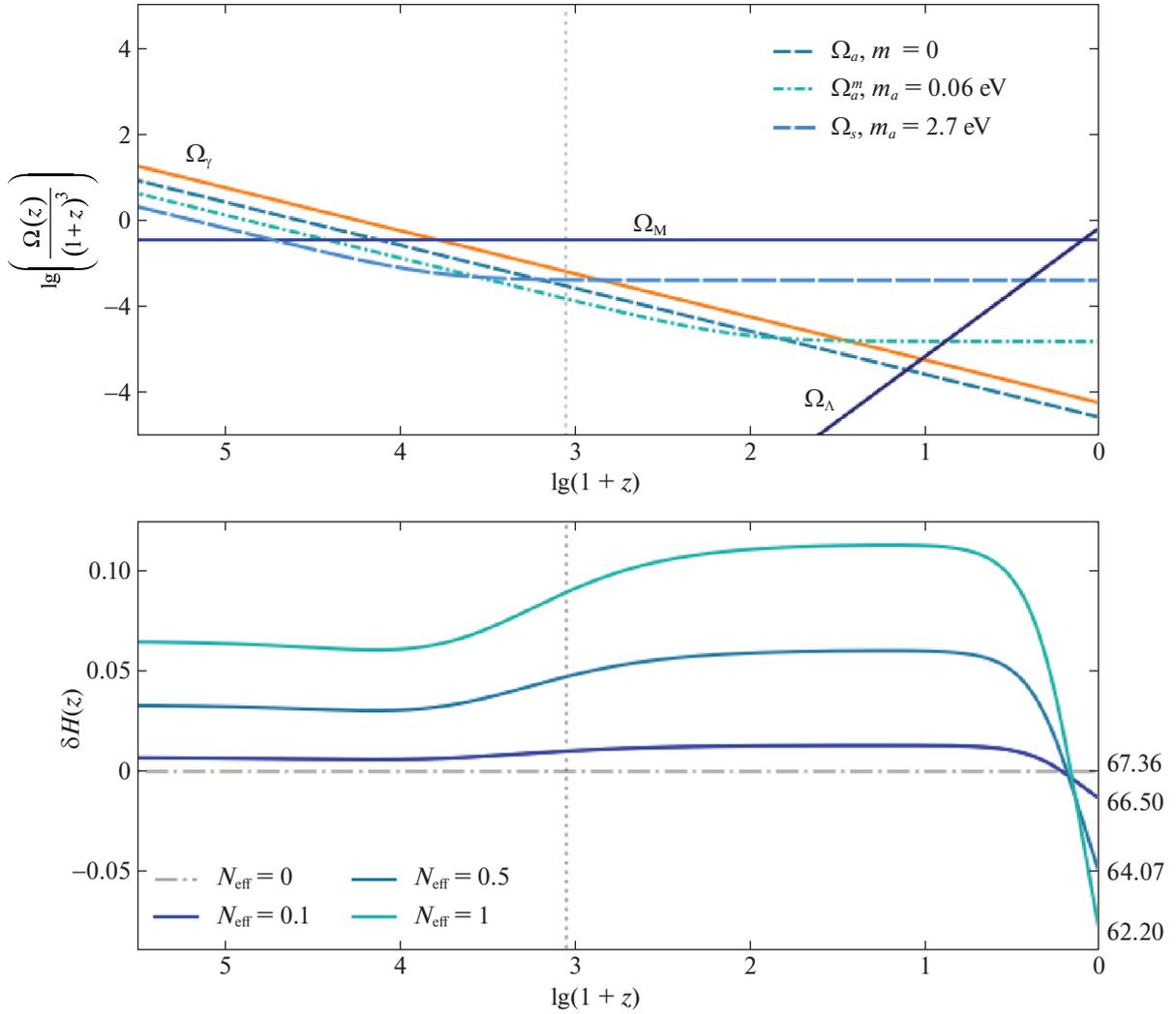


Рис. 5. Верхняя панель: зависимость относительных плотностей энергии составляющих Вселенной, соответствующих слагаемым под знаком выражения (17), от красного смещения для случая $m_s = 2.7$ эВ. Все плотности энергии дополнительно нормированы на $(1+z)^3$. Вертикальный пунктир соответствует моменту рекомбинации ($z_* = 1090$, коллаборация Планк, 2020). Нижняя панель: относительное отклонение параметра Хаббла от стандартного поведения в зависимости от красного смещения для случая $m_s = 2.7$ эВ. Функция $H(z)$ при $z \rightarrow 0$ постепенно выходит на соответствующее ей значение H_0 (см. табл. 1) для всех рассматриваемых N_{eff} .

Здесь вклад нейтрино $\Omega_\nu = \Omega_a(z) + \Omega_a^m(z) + \Omega_s(z)$ распадается на три слагаемых, соответствующих двум безмассовым активным состояниям, одному массивному с $m_a = 0.06$ эВ и стерильному состоянию с $m_s = 2.7$ эВ соответственно. Их явный вид дается выражением (9).

На рис. 5 изображено относительное отклонение параметра Хаббла

$$\delta H(z) = \frac{H(z) - H_{\text{std}}(z)}{H_{\text{std}}(z)}. \quad (15)$$

Здесь $H_{\text{std}}(z)$ рассчитано по стандартным значениям космологических параметров. На том же рисунке показана эволюция каждого слагаемого под

корнем в выражении (13). В дополнение, на рис. 6 изображена суммарная зависимость эффективного числа релятивистских степеней свободы N_{eff} всех четырех сортов нейтрино.

Из графиков верхней панели рис. 5 при заданном значении z можно определить ту форму материи, которая дает доминирующий вклад в параметр Хаббла. Также выделяется момент времени перехода нейтрино из релятивистского в нерелятивистское состояние. Как видно, для тяжелого стерильного состояния ($m_s = 2.7$ эВ $>$ 0.19 эВ) этот переход происходит раньше момента первичной рекомбинации, а для легкого активного нейтрино ($m_s = 0.06$ эВ $<$ 0.19 эВ) позже.

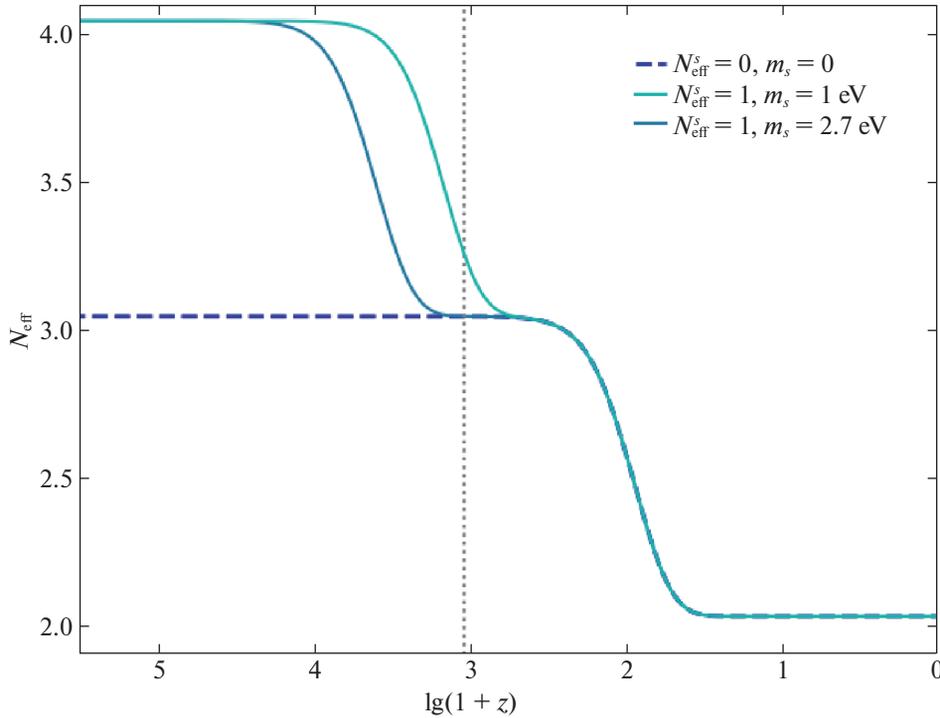


Рис. 6. Суммарное число релятивистских степеней свободы четырех сортов нейтрино в зависимости от красного смещения в случае $m_s = 1$ и 2.7 эВ; N_{eff} принято равным 1 в обоих случаях. Синей штриховой линией изображена стандартная зависимость (в модели без стерильного нейтрино). Вертикальным пунктиром обозначен момент первичной рекомбинации.

При значениях $z \gtrsim 10^{3.5}$ доминирующим вкладом в $H(z)$ является релятивистское вещество, плотность которого в модели со стерильным нейтрино существенно больше стандартного значения.

Таблица 3. Зависимость космологических параметров от современного значения температуры нейтрино T_{CMB}^0 с учетом стерильного состояния с массой 2.7 эВ

Параметры	Планк 2018	$T_{\text{CMB}}^0 = 2.07\text{K}$, $N_{\text{eff}}^s = 1$
Ω_{cdm}	26.45 ± 0.50	31.17 ± 0.73
Ω_b	4.93 ± 0.09	5.22 ± 0.10
Ω_ν	0.14	7.88
Ω_m	31.53 ± 0.73	44.3 ± 1.2
Ω_Λ	68.47 ± 0.73	55.7 ± 1.2
H_0	67.36 ± 0.54	67.00 ± 0.62
N_{eff}	3.046	5.186

Примечание. В первой строке указано соответствующее T_{CMB}^0 число эффективных степеней свободы стерильного нейтрино N_{eff}^s . Полное число степеней свободы приведено в последней строке таблицы.

По этой причине больше и величина $H(z)$, что видно на нижней панели рис. 5. Около значения $z \sim 10^{3.5}$ доминирующим вкладом в $H(z)$ становится нерелятивистская материя, включающая в себя не только Ω_b и Ω_{cdm} (как в стандартном случае), но и вклад стерильных нейтрино в нерелятивистском состоянии Ω_s , а чуть позже, около $z \sim 10^2$, также вклад массивного активного нейтрино Ω_a^m (моменты выхода массивных нейтрино из релятивистского состояния отчетливо видны на рис. 6). Это приводит к еще большему увеличению относительного отклонения $\delta H(z)$ для интервала красных смещений $z \sim 10^{3.5} - 0.6$. На значениях $z \sim 0.6$ происходит переход от замедленного расширения Вселенной к ускоренному. Соответствующее z определяется из равенства $\Omega_M(1+z)^3 = 2\Omega_\Lambda$, таким образом, увеличение Ω_M будет означать, что Вселенная расширялась с замедлением дольше, что приводит к меньшему значению H_0 по сравнению со стандартным сценарием. Этим объясняется спад зависимости $\delta H(z)$ при $z = 0.6 - 0$.

Аналогично ведет себя зависимость $\delta H(z)$ в случае учета стерильных нейтрино с $m_s = 1$ эВ, однако, так как такие нейтрино легче, то их выход из релятивистского состояния заканчивается позже, около значений $z \sim 10^3$, и частично пересекается с процессом первичной рекомбинации (см. рис. 6).

Таким образом, учет стерильного нейтрино приводит к существенному изменению параметра Хаббла в ходе всей эволюции Вселенной, а не только современного его значения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был выполнен анализ анизотропии температуры реликтового излучения с учетом возможного существования стерильного нейтрино с массами 1 и 2.7 эВ. Получены оценки на основные космологические параметры. В том числе, на параметр Хаббла, значение которого в двух рассмотренных случаях $m_s = 1$ эВ и $m_s = 2.7$ эВ уменьшается с ростом N_{eff} . Установлена и качественно проанализирована причина такого поведения: введение в стандартную Λ CDM модель стерильного нейтрино приводит к уменьшению углового расстояния D_a в зависимости $\theta_*(H_0)$, что оказывается определяющим фактором. На основе результатов анализа анизотропии СМВ была восстановлена зависимость $H(z)$ и подробно исследованы ее отличия от стандартной.

Помимо эффектов, связанных со стерильными нейтрино, было также рассмотрено влияние изменения эффективного числа релятивистских степеней свободы активных состояний N_{eff} на определенные космологические параметры, что эквивалентно изменению современного значения их температуры T_{CMB}^0 . Увеличение T_{CMB}^0 привело к увеличению современного значения параметра Хаббла вплоть до пересечения с наблюдательной оценкой (2) при $T_{\text{CMB}}^0 = 2.07$ К, не изменив при этом другие космологические параметры радикально.

Уменьшение значения параметра Хаббла означает усугубление проблемы “ H_0 -tension”. Результаты данной работы показывают, что введение в стандартную Λ CDM модель стерильного нейтрино приводит к еще большему несоответствию между модельно зависимой оценкой параметра H_0 и его наблюдаемым значением. Таким образом, с одной стороны, потенциальное существование стерильного нейтрино с массой 1 или 2.7 эВ потребует пересмотра стандартной Λ CDM модели с учетом некоторой новой физики. С другой стороны, эффекты, приводящие к подогреву нейтрино, например распад стерильных состояний или темной материи, могли бы ослабить несоответствие между оценками H_0 .

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 18-12-00301.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алленмандоу и др. (N. Allemandou, H. Almazan, P. del Amo Sanchez, L. Bernard, C. Bernard, A. Blanchet, A. Bonhomme, G. Bosson, et al.), *J. Instrument.* **13**, 07 (2018).
2. Биленький и др. (S.M. Bilenky and B. Pontecorvo), *Sov. J. Nucl. Phys.* **24**, 316 (1976).
3. Баринов и др. (V.V. Barinov, B.T. Cleveland, S.N. Danshin, et al.) *Phys. Rev. C* **105**, 065502 (2022).
4. Балашев и др. (S.A. Balashev, E.O. Zavarygin, A.V. Ivanchik, K.N. Telikova, and D.A. Varshalovich), *MNRAS* **458**, 2188 (2016).
5. Боярский и др. (A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, and M. Shaposhnikov), *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **59**, 191 (2009).
6. Вайнберг С., *Cosmology* (New York: Oxford Univ. Press, 2008).
7. Гариаззо и др. (S. Gariazzo, C. Giunti, M. Laveder, and Y.F. Li), *J. High Energ. Phys.* **6**, 135 (2017).
8. Горбунов Д.С. *УФН* **184**, 545 (2014).
9. Горбунов Д.С., Рубаков В.А., *Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего большого Взрыва* (М.: ЛЕНАНД, 2016), т. 1.
10. Горбунов Д.С., Рубаков В.А., *Введение в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория* (М.: ЛЕНАНД, 2016), т. 2.
11. Данилов (M. Danilov), eprint arXiv:2012.10255 (2020).
12. Дасгупта и др. (S. Dasgupta and J. Kopp), *Phys. Rep.* **928**, 1 (2021).
13. Зайла и др. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **083C01** (2020).
14. Иванчик, Юрченко (A.V. Ivanchik and V.Yu. Yurchenko), *Phys. Rev. D* **98**, 081301 (2018).
15. Коллаборация Планк (Planck Collaboration), *Astron. Astrophys.* **A6**, 641 (2020).
16. Коллаборация Супер-Камиоканде (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2430 (1999).
17. Коллаборация NEOS (NEOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **118**, 121802 (2017).
18. Коллаборация SNO (SNO Collaboration), *Phys. Rev. C* **88**, 025501 (2013).
19. Куричин и др. (O.A. Kurichin, P.A. Kislitsyn, V.V. Klimenko, S.A. Balashev, and A.V. Ivanchik), *MNRAS* **502**, 3045 (2021).
20. Куричин О.А., Кислицын П.А., Иванчик А.В., *Письма в Астрон. журн.* **47**, 697 (2021) [O.A. Kurichin, P.A. Kislitsyn, A.V. Ivanchik, *Astron. Lett.* **47**, 674 (2021)].
21. Лахав и др. (O. Lahav and A.R. Liddle), eprint arXiv:1912.03687 (2019).
22. Льюис и др. (A. Lewis, A. Challinor, and A. Lasenby), *Astrophys. J.* **538**, 473 (2000).
23. Мангано и др. (G. Mangano, G. Miele, S. Pastor, T. Pinto, O. Pisanti, and P.D. Serpico), *Nucl. Phys. B* **729**, 221 (2005).

24. Ментион и др. (G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, et al.), Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
25. Минковский (P. Minkowski), Phys. Lett. B **67**, 421 (1997).
26. Мюллер и др. (Th.A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, et al.), Phys. Rev. **83**, 054615 (2011).
27. Рисс и др. (A.G. Riess, W. Yuan, L.M. Macri, et al.), eprint arXiv:2112.04510 (2022).
28. Серебров и др. (A.P. Serebrov, R.M. Samoilov, V.G. Ivochkin, et al.), Phys. Rev. D **104**, 032003 (2021).
29. Торрадо и др. (J. Torrado and A. Lewis), J. Cosmol. Astropart. Phys. **05**, 057 (2021).
30. Фиксен (D.J. Fixen), Astrophys. J. **707**, 916 (2009).
31. Цирелли и др. (M. Cirelli, G. Corcella, A. Hektor, G. Hütsi, M. Kadastik, P. Panci, M. Raidal, F. Sala, and A. Strumia), J. Cosmol. Astropart. Phys. 1103:051 (2011).
32. Эшенфельтер и др. (J. Ashenfelter, A.B. Balantekin, C. Baldenegro, et al.), Nucl. Instrum. Meth. **A922**, 287 (2019).
33. Юрченко, Иванчик (V.Yu. Yurchenko and A.V. Ivanchik), Astropart. Phys. **127**, 102537 (2021).

ОБНАРУЖЕНИЕ АЯГ И КВАЗАРОВ СО ЗНАЧИМЫМИ СОБСТВЕННЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ ПО ДАННЫМ GAIA В КАТАЛОГЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ SRG/eROZITA

© 2022 г. И. М. Хамитов^{1,2,3*}, И. Ф. Бикмаев^{1,3}, М. Р. Гильфанов^{4,5}, Р. А. Сюняев^{4,5}, П. С. Медведев⁴, М. А. Горбачев^{1,3}, Э. Н. Иртуганов^{1,3}

¹Казанский федеральный университет, Казань, Россия

²Государственная обсерватория ТЮБИТАК, Анталья, Турция

³Академия наук Татарстана, Казань, Россия

⁴Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

⁵Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 31.10.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.; принята к публикации 15.11.2022 г.

На основе сравнения каталога рентгеновски-активных звезд SRG/eROZITA и каталога спутника Gaia получена выборка из 502 пекулярных объектов, для которых Гайя, с одной стороны, детектирует параллакс или собственное движение и, с другой стороны, регистрирует признаки оптической протяженности. На диаграмме F_X/F_{opt} — цвет G–RP эти объекты в значительной степени отделены от основной массы звезд и находятся в области, характерной для галактик с активными ядрами. Согласно базе данных Simbad, около $\approx 50\%$ из них являются АЯГ и галактиками со спектроскопическими красными смещениями, и лишь $\sim 1.4\%$ являются подтвержденными объектами в нашей Галактике. Спектроскопические наблюдения 19 неотожествленных объектов на телескопе РТТ-150 показали, что 18 из них являются АЯГ, расположенными на красных смещениях ~ 0.01 – 0.3 , а один объект — М-звездой в нашей Галактике. Мы обсуждаем различные сценарии появления таких пекулярных объектов.

Ключевые слова: рентгеновские источники, активные ядра галактик, оптические наблюдения, собственные движения.

DOI: 10.31857/S0320010822110092

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновский телескоп eROZITA (Предел и др., 2021) орбитальной обсерватории SRG (Сюняев и др., 2021) по итогам более чем двух лет сканирования неба задетектировал беспрецедентное количество рентгеновских источников с высокой позиционной точностью. Одним из направлений работы с полученным каталогом рентгеновских источников являются поиск и исследование звезд в нашей Галактике, активных в рентгеновском диапазоне. Для этой цели используется каталог спутника Gaia, который содержит информацию о параллаксах и собственных движениях около полутора миллиардов оптических источников на всем небе. Пересечение двух каталогов позволяет сформировать каталог рентгеновски-активных звезд для дальнейшего исследования. В процессе исследования полученного

каталога было обнаружено небольшое количество объектов с противоречивыми характеристиками по рентгеновским и оптическим данным, одновременно указывавшими как на внегалактическую, так и на галактическую природу источников.

Похожие результаты были ранее получены Суше и др. (2022) — по итогам сопоставления большого астрометрического каталога квазаров (LQAC-5) и источников Gaia (eDR3) было обнаружено некоторое количество внегалактических источников, для которых Гайя регистрирует статистически значимые параллаксы и/или собственные движения. Примером может служить самый яркий (в оптике) радио квазар 3C273, обладающий значимым собственным движением (Сообщество Гайя, 2022b). С одной стороны, регистрация собственного движения для спектроскопически подтвержденных квазаров может указывать на погрешности одного из сопоставленных каталогов.

*Электронный адрес: irek_khamitov@hotmail.com

С другой же стороны, возможным объяснением таких противоречащих друг другу фактов может быть смещение фотоцентра галактики или ее активного ядра на масштабе наблюдений Gaia, т.е. нескольких лет со значимыми позиционными измерениями. Это может происходить, например, из-за движения джетов в активном ядре либо явлений микролинзирования. Так, на основе новых высокоточных наблюдений, выполненных для 4 внегалактических радио источников (3C 48, STA 21, 1144+352, 1328+254) на VLBI в 2018–2021 гг., было обнаружено существенное смещение их положений от 20 до 130 милли угл. сек на временном интервале более 2 десятилетий (Титов и др., 2022). Выделение подобных внегалактических источников из выборки квазаров и АЯГ крайне важно для задачи построения фундаментальной системы координат Gaia.

Исследованию таких пекулярных объектов и посвящена настоящая статья. В разделе “Отбор источников” описана методика отбора оптических кандидатов внегалактических источников с собственными движениями из каталога рентгеновских звезд eРОЗИТА. В разделе “Оптическое отождествление выборки протяженных источников” проводится отождествление полученной выборки с базой данных Simbad. В разделе “Оптическая спектроскопия кандидатов” представлены результаты спектральных наблюдений для 19 неотожествленных источников, проведенные на 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 в период с сентября по октябрь 2022 г. В разделе “Анализ и обсуждение” рассмотрены возможные сценарии, которые могли бы объяснить видимое собственное движение внегалактических источников.

ОТБОР ИСТОЧНИКОВ

Данные телескопа eРОЗИТА

В работе использован рентгеновский каталог источников SRG/eРОЗИТА в восточном галактическом полушарии, за обработку данных на котором отвечает российский консорциум телескопа eРОЗИТА. Он был получен научной группой по созданию каталога источников российского консорциума телескопа eРОЗИТА. Подробное описание процедуры детектирования и характеристики источников, астрометрической коррекции и валидации каталога будут даны в отдельной работе. Здесь же приведем лишь основные факты. При построении каталога были использованы данные, полученные телескопом SRG/eРОЗИТА в период с декабря 2019 г. по февраль 2022 г. по итогам четырех полных обзоров неба и частичного пятого обзора, покрывшего $\approx 38\%$ неба. Калибровка данных телескопа eРОЗИТА, создание карт

неба, детектирование и характеристика источников проводились с помощью отдельных компонент программного обеспечения eSASS, разработанного немецким консорциумом SRG/eРОЗИТА (Бруннер и др., 2022) и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом SRG/eРОЗИТА в ИКИ РАН. При обработке данных использовались результаты наземных калибровок и калибровочных наблюдений, выполненных в октябре–ноябре 2019 г. Для дальнейшего анализа будет использован каталог источников в диапазоне 0.3–2.3 кэВ, отфильтрованный с порогом по достоверности детектирования, соответствующим 4σ (порог по величине правдоподобия ≥ 10).

Составление каталога рентгеновских звезд

Отбор кандидатов в Галактические источники проводился на основе сравнения с каталогом спутника Gaia. Для этого рентгеновский каталог был скоррелирован с каталогом Gaia eDR3 и были отобраны источники eРОЗИТА так, что (i) в круге 98% ошибок¹ был найден только один источник из каталога Gaia, и (ii) для этого источника спутником Gaia был измерен параллакс или собственное движение с отношением сигнал–шум $S/N \geq 5$. При определении достоверности измерения собственного движения проверялись как компоненты собственного движения по экваториальным координатам, так и суммарное собственное движение источника. При корреляции каталогов eРОЗИТА и Gaia положения оптических источников были поправлены на их собственное движение в тех случаях, когда отношение сигнал–шум по собственному движению превышало $S/N \geq 3$.

В результате такого анализа был получен каталог вероятных кандидатов в Галактические объекты, который включил в себя около $\sim 1.7 \times 10^5$ источников. Подавляющее большинство этих объектов — звезды, активные в рентгеновском диапазоне. Также вносят вклад активные двойные звезды, катаклизмические переменные, рентгеновские двойные и другие менее многочисленные классы объектов.

Мы не рассматриваем вопросы полноты и чистоты полученного каталога, так как они не являются определяющими для целей данного исследования. Эти вопросы будут обсуждаться в последующих публикациях. Целью же работы являются поиск и исследование немногочисленной группы пекулярных объектов в каталоге eРОЗИТА. При этом мы не ставим задачу составить исчерпывающий список таких объектов, а процедура их поиска

¹ Типичные значения радиуса 98% круга позиционных ошибок для источников eРОЗИТА составляют ≈ 5 –20 угл. сек.

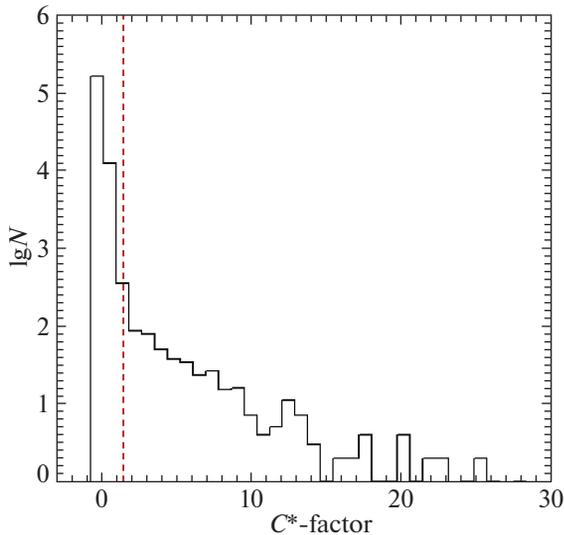


Рис. 1. Распределение значений C^* -фактора для источников каталога рентгеновских звезд. Вертикальной штриховой линией показано значение 1.5, использованное для отбора кандидатов в оптически протяженные объекты.

исключает случайные совпадения, по крайней мере, с точки зрения оптических характеристик.

Тем не менее сделаем несколько общих замечаний. Во-первых, отметим, что вышеописанный анализ проводился с использованием 98% радиуса локализации рентгеновских источников (ошибки локализации оптических источников многократно меньше и не важны в данном рассмотрении). По определению 98% ошибки, 2% объектов должны находиться вне этого радиуса. Это вносит соответствующий, но не определяющий вклад в полноту и чистоту получаемой выборки. Более важный источник загрязнения каталога — случайные совпадения. Что касается полноты по отношению к Галактическим объектам, она главным образом определяется тем, что мы ограничились случаями попадания в круг ошибок локализации источников eРОЗИТЫ только одного объекта Gaia и из рассмотрения были исключены рентгеновские источники, имеющие более одного объекта Gaia в круге ошибок.

Для краткости в дальнейшем будем называть полученную выборку объектов “каталогом рентгеновских звезд”, понимая при этом, что он включает и другие типы Галактических источников и имеет ограниченную полноту и чистоту.

Поиск протяженных оптических источников в каталоге рентгеновских звезд

В каталоге Gaia eDR3, помимо интегрального потока в широкой фотометрической полосе G, приводятся также потоки в полосах BP и RP, которые

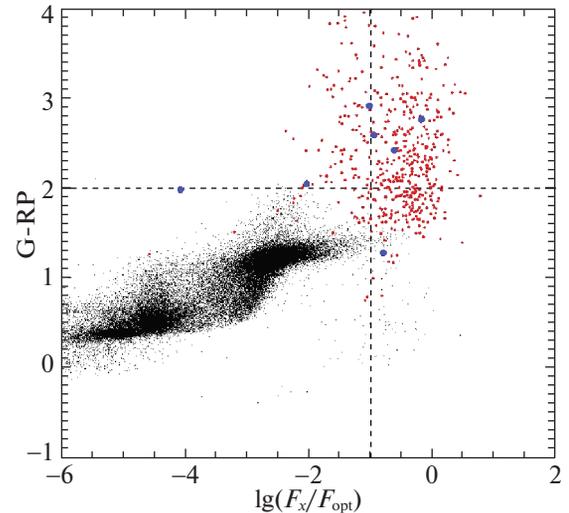


Рис. 2. Рентгеновские звезды в пределах 200 пк (черные символы) и кандидаты в оптически протяженные объекты, отобранные по значению C^* -фактора (красные символы) на плоскости цвет G—RP, и отношение $\log(F_X/F_{\text{opt}})$. Синими символами отдельно отмечены те из кандидатов в оптически протяженные объекты, которые были идентифицированы с источниками Млечного Пути. Рентгеновский поток F_X измерен по данным eРОЗИТА в диапазоне 0.3–2.3 кэВ, а оптический поток — по измерениям спутника Gaia в полосе G. Штриховыми линиями показаны условные границы, отделяющие звезды от галактик, АЯГ и квазаров по цвету и по отношению F_X/F_{opt} , см. текст.

являются (почти) двумя “половинками” полосы G. На их основе строится параметр избытка цвета $BP + RP$ ($\text{phot_BP_RP_excess_factor}$ в обозначениях каталога Gaia), вычисляемый как отношение суммы потоков в полосах BP и RP к потоку в полосе G. В литературе эта величина иногда обозначается S и используется для характеристики качества фотометрии спутника Gaia и, в частности, как признак протяженности объекта (Риелло и др., 2021). Несмотря на то что пропускание в G практически полностью покрывает сумму полос BP и RP, из-за того что в полосе G при передаче на

Таблица 1. Результаты отождествления источников выборки протяженных объектов по Simbad

Тип источника	N
Активные ядра галактик	182
Галактики с измеренными z	69
Галактики с неизмеренными z	39
Галактические источники	6
Неизвестные протяженные	122
Неизвестные блендерные	84

Таблица 2. Отождествленные внегалактические источники со спектрально измеренными красными смещениями с видимыми собственными движениями. В таблице представлены 10 источников с наибольшими собственными движениями по мере убывания данной величины

eROSITA (SRGe+)	GAIA eDR3	RA	DEC	sep (arcsec)	Gmag	BP-RP	μ (mas/yr)	z	Type
J184426.6+624831	2157144511215355264	18 44 26.31	+62 48 29.8	0.62	18.97	1.58	28.09 ± 0.89	1.880	QSO**
J173533.5+252042*	4593766796395321344	17 35 33.35	+25 20 45.4	1.42	19.38	1.31	17.33 ± 0.28	0.01476	galaxy
J131118.5+463502*	1553988166345499136	13 11 18.54	+46 35 02.3	0.27	19.45	1.27	14.94 ± 0.84	0.271342	QSO**
J204113.5–381140	6682056384781697536	20 41 13.45	–38 11 37.5	5.12	19.05	0.99	10.49 ± 0.41	0.020204	galaxy
J160851.4+295719	1318789194505704192	16 08 51.07	+29 57 15.0	0.18	19.91	1.62	9.98 ± 1.51	0.04849	Sy2
J110503.8+505951	839151745380126336	11 05 04.21	+50 59 49.9	0.18	19.86	1.36	9.43 ± 1.30	0.11829	Sy1**
J144026.2+332703	1286762448016026112	14 40 25.84	+33 27 02.6	0.24	20.82	1.46	9.41 ± 2.24	0.27474	Sy1
J014417.5+314004	303683913296921728	01 44 17.27	+31 40 03.3	0.13	20.09	1.81	9.32 ± 1.93	0.123625	QSO
J145425.5+464525*	1590336508929283200	14 54 25.48	+46 45 24.1	0.23	18.99	1.29	8.99 ± 0.81	0.06914	Sy1
J135620.6+264356	1450823498570440832	13 56 20.70	+26 43 54.4	0.19	19.66	1.48	8.86 ± 1.54	0.06178	Sy1

* Источники, у которых отношение полного смещения к параметру невязки астрометрической модели ($\mu * 2.8$)/ ϵ_i больше 5 (см. раздел “Анализ и обсуждение”).

** Источники большого астрометрического каталога квазаров LQAC-5.

Землю используются более узкие окна на ПЗС-матрицах Gaia, для протяженных или блендированных источников этот параметр будет больше единицы. Для точечных источников он близок или чуть больше единицы, с некоторой зависимостью от формы спектра объекта. В частности, из-за меньшей чувствительности фильтра G в красной области спектра по сравнению с фильтром RP, источники с эмиссионными деталями могут показывать значительные данные избытка цвета. Поэтому был предложен скорректированный фактор избытка цвета C^* , учитывающий этот эффект (Риелло и др., 2021), который мы и будем использовать в дальнейшем. Параметр C^* определен так, что для точечных источников он близок к нулю (в отличие от C). На рис. 1 показано распределение значений C^* -фактора для источников каталога рентгеновских звезд.

На основе каталога рентгеновских звезд мы составили две выборки объектов. Первая — это все источники в пределах 200 пк от Солнца, т.е. имеющие параллакс >5 милл. угл. сек. Далее мы будем называть ее “выборкой близких звезд”. Она с достаточной степенью полноты характеризует свойства рентгеновских звезд. Вторая выборка составлена из источников, у которых скорректированный C^* -фактор превышает 1.5, т.е. это выборка вероятных оптически протяженных или блендированных объектов (далее “выборка протяженных объектов”). В нее вошли 502 объекта из каталога рентгеновских звезд. На рис. 2 эти две выборки изображены на плоскости логарифма отношения рентгеновского потока к оптическому F_X/F_{opt} и

цвета G–RP. Отношение F_X/F_{opt} вычислялось по рентгеновскому потоку в диапазоне 0.3–2.3 кэВ и оптическому потоку в полосе G. Черными точками показана выборка близких звезд, а красными, соответственно, источники выборки протяженных объектов. Горизонтальной пунктирной линией показана граница по цвету G–RP, равная 2, выше которой в основном находятся галактики (Сообщество Гаия, 2022a). Вертикальная пунктирная линия $\log(F_X/F_{opt}) = -1$ — условная граница между АЯГ и звездами (Бельведерский и др., 2023). Видно, что на этой диаграмме оптически протяженные источники в основном расположены в области, характерной для активных галактик и квазаров.

Таким образом, из каталога рентгеновских звезд eROZITA были отобраны 502 рентгеновских источника, которые отождествляются с пекулярными объектами Gaia. Пекулярность объектов Gaia состоит в том, что у них, с одной стороны, регистрируются статистически значимые параллакс или собственное движение, что идентифицирует их как объекты в нашей Галактике, а с другой, согласно параметру избытка цвета Gaia, они вероятно являются оптически протяженными объектами. В то же время у них регистрируются аномально большой индекс цвета G–RP и/или высокое отношение F_X/F_{opt} , не характерные для звезд (рис. 2). Последующие разделы статьи посвящены исследованию этих необычных объектов.

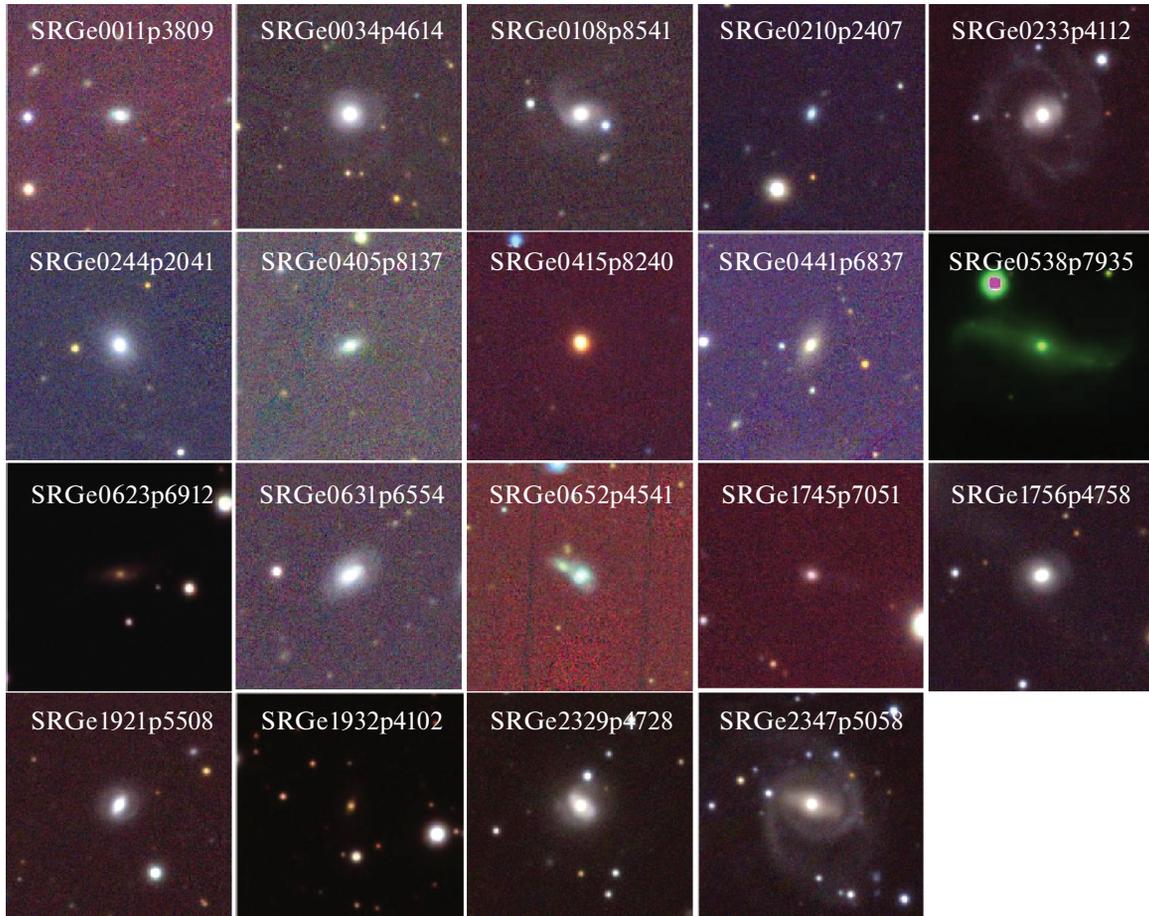


Рис. 3. Визуальная инспекция морфологии источников. Представлены поля 19 источников, для которых получены спектры на PTT-150. Размер каждого поля 60×60 угл. сек. Только один источник SRGeJ0415p8240 (полный идентификатор SRGeJ041510.2+824005) оказался звездой M-класса с сильной эмиссионной линией H α . Остальные кандидаты были подтверждены в качестве внегалактических источников рентгеновского излучения с красными смещениями от 0.016 до 0.272, активные ядра галактик различных типов.

ОПТИЧЕСКОЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ВЫБОРКИ ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Отождествление выборки протяженных источников производилось с помощью базы данных Simbad². Поиск совпадений проводился с радиусом поиска 0.5 угл. сек. Мы также нашли 11 совпадений с точностью до нескольких угловых секунд, которые мы решили оставить в списке совпадений для дальнейшего исследования.

Результаты отождествления приведены в табл. 1. Всего было найдено 251 совпадение источников выборки протяженных объектов с внегалактическими объектами Simbad со спектрально измеренными красными смещениями. Для 41 из них модуль собственного движения превышает 5 милли угл. сек/год, а для четырех — более 10 милли

угл. сек/год. Десять отождествленных внегалактических объектов с наибольшими собственными движениями приведены в табл. 2.

Отметим, что по результатам отождествления с Simbad мы нашли среди выборки протяженных источников 6 объектов Галактической природы. Из них 4 источника являются маломассивными рентгеновскими двойными, у которых C^* -фактор лежит в пределах от 4.5 до 8.5, одна звезда M-класса и одна катаклизмическая переменная с C^* меньше 2 (1.95 и 1.61 соответственно). Причем логарифм F_X/F_{opt} у КП превышает -1 , а у M-звезды около -4 . Рентгеновские двойные расположены в районе галактики M31 и сложный фон, по всей видимости, является причиной больших значений C^* .

Для источников выборки протяженных объектов без отождествления Simbad проводилась визуальная инспекция их морфологии по оптическим изображениям Pan-STARRS DR1 (Чамберс

²<https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/sim-fcoo>

Таблица 3. Результаты спектральных наблюдений на РТТ-150

eROSITA (SRGe+)	GAIA eDR3	RA	DEC	Gmag	BP-RP	μ_α (mas/yr)	μ_δ (mas/yr)	z	Type
J001124.6+380935	2877771750682930176	00 11 24.46	+38 09 33.7	19.92	1.14	4.35 ± 1.13	-3.72 ± 0.96	0.137	AGN
J003447.2+461429	389161012394980352	00 34 47.72	+46 14 29.3	18.87	1.38	2.37 ± 0.39	-1.87 ± 0.32	0.1344	AGN
J010812.2+854152	573881985223210368	01 08 11.86	+85 41 50.7	19.39	1.38	0.33 ± 0.60	-3.34 ± 0.55	0.0772	Sy2
J021049.7+240709	104209409979045376	02 10 49.38	+24 07 06.7	19.34	1.35	-0.79 ± 0.52	2.593 ± 0.47	0.1437	Sy1
J023309.6+411225*	338399652915819648	02 33 09.64	+41 12 22.5	19.16	1.34	4.68 ± 0.85	-7.46 ± 0.94	0.062	Sy1
J024443.5+204136	85364953204844416	02 44 43.31	+20 41 38.6	18.68	1.33	-1.54 ± 0.35	0.92 ± 0.31	0.0508	Sy2 **
J040550.9+813716	569719612155006208	04 05 51.36	+81 37 17.2	19.25	1.54	-0.87 ± 0.31	-1.77 ± 0.31	0.118	Sy1
J041510.2+824005	569939106459907328	04 15 10.62	+82 40 11.8	16.76	3.17	20.88 ± 0.15	-36.98 ± 0.11		M-star
J044110.7+683728	495873426235161344	04 41 11.00	+68 37 29.3	19.78	1.72	3.32 ± 0.38	1.99 ± 0.65	0.1205	AGN
J053821.8+793515	553597546173225216	05 38 23.46	+79 35 12.7	17.53	1.38	-2.21 ± 0.40	3.66 ± 0.46	0.0155	AGN
J062329.3+691238	1106940173151909888	06 23 29.08	+69 12 32.6	19.93	1.68	-2.46 ± 0.57	-3.82 ± 0.73	0.0548	AGN
J063147.1+655440	1104230151864373888	06 31 47.43	+65 54 42.5	19.36	1.29	-0.33 ± 0.35	-1.94 ± 0.39	0.1075	AGN
J065210.0+454141	954093346623632512	06 52 10.08	+45 41 44.5	19.30	1.30	0.36 ± 0.82	-3.75 ± 0.72	0.1091	Sy2
J174514.8+705128	1639075140673511424	17 45 14.77	+70 51 26.8	19.42	1.29	0.70 ± 0.32	-2.17 ± 0.41	0.272	Sy1
J175610.9+475824	1363075598726822912	17 56 10.81	+47 58 24.8	18.67	1.38	-2.43 ± 0.37	-0.53 ± 0.35	0.0619	Sy2
J192156.1+550847	2140251786365419008	19 21 56.06	+55 08 47.1	18.36	1.21	-3.01 ± 0.23	-1.37 ± 0.25	0.092	Sy2
J193203.8+410244	2053551343150878336	19 32 04.02	+41 02 43.4	18.52	1.34	-0.93 ± 0.18	-0.12 ± 0.19	0.0835	Sy1
J232910.3+472800	1941757330160593536	23 29 10.44	+47 28 01.3	18.55	1.47	-1.65 ± 0.38	2.86 ± 0.41	0.04	Sy1
J234726.2+505850	1944173403888702592	23 47 26.32	+50 58 50.4	19.53	1.75	-2.77 ± 0.62	4.24 ± 0.59	0.0621	Sy1

* Источник, у которого отношение полного смещения к параметру невязки астрометрической модели ($\mu * 2.8$)/ ϵ_i больше 5 (см. раздел “Анализ и обсуждение”).

** Спектральное измерение красного смещения источника имеется также в каталоге LAMOST DR7 (Ванг и др., 2022), $z = 0.050928 \pm 0.00004$.

и др., 2016); для этой цели использовался веб-интерфейс глубоких изображений PanSTARRS-1 Image Access³. Результаты этой работы приведены в двух нижних строчках табл. 1. На рис. 3 показаны примеры отождествления протяженных источников. Таким образом, был составлен список источников, имеющих протяженную структуру, для дальнейшего исследования их природы по спектральным наблюдениям.

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КАНДИДАТОВ

Для оптической спектроскопии были отображены 19 ярких объектов из категорий “галактики с неизвестным z” и “неизвестные протяженные источники” с G ярче 20^m с прямыми восхождениями от 17^h до 7^h и склонениями выше ≥ 20 градусов. Приоритет отдавался объектам на склонениях

≥ 37 градусов, поскольку данная программа имела статус пилотной и наблюдения проводились в светлое время вне основных наблюдательных программ оптической поддержки обсерватории СРГ.

Спектральные наблюдения этих объектов проводились на 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 на приборе ТФОСК⁴ из группы источников идентифицированных как галактики с неизвестными красными смещениями, а также из числа неизвестных протяженных источников. В качестве приемника излучения использовалась ПЗС-камера Andor iKon-L 936 BEX2-DD-9ZQ⁵ размером 2048 × 2048 пикселей с элементом разрешения 0".326, с охлаждением -80°C. Квантовая эффективность ПЗС-приемника порядка 90% и выше в диапазоне длин волн от 4000 до 8500 Å.

⁴<https://tug.tubitak.gov.tr/en/teleskoplar/rtt150-telescope-0>

⁵<https://andor.oxinst.com/products/ikon-xl-and-ikon-large-ccd-series/ikon-l-936>

³<https://ps1images.stsci.edu/cgi-bin/ps1cutouts>

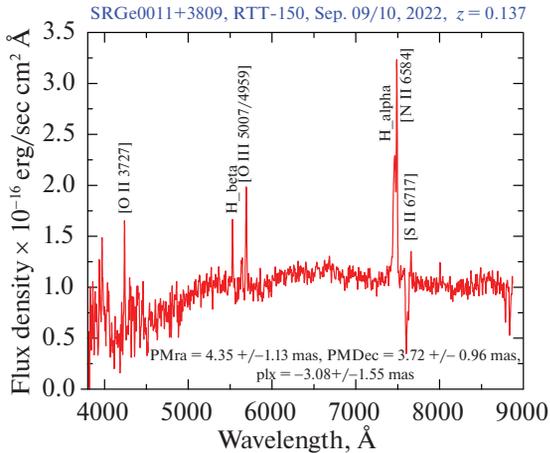


Рис. 4. Спектр SRGeJ001124.6+380935. Красное смещение 0.137, активное ядро галактики типа Sy2.

В период с сентября по октябрь 2022 г. были получены спектры низкого разрешения в интервале длин волн от 3800 до 8800 Å для 19 кандидатов со спектральным разрешением 15 Å. Использовалась гризма 15 с входной щелью 0.134 мм (2.4 угл. сек). Обработка спектральных данных проводилась стандартным образом с помощью ПО IRAF⁶, а также с помощью собственного ПО с применением стандартного набора калибровок. Спектрофотометрическая калибровка инструментальных спектров была получена с помощью наблюдений спектрофотометрических стандартов на том же зенитном расстоянии, что и исследуемые объекты (Оке, 1990).

Результаты спектральных наблюдений на РТТ-150 приведены в табл. 3. Для примера на рис. 4 показан полученный на РТТ-150 спектр отождествления кандидата SRGeJ001124.6+380935, который определен как галактика с активным ядром типа Sy2. Только один источник — SRGeJ041510.2+824005 — оказался звездой М-класса с сильной эмиссионной линией H α . Остальные кандидаты были подтверждены в качестве внегалактических источников. Все они оказались АЯГ различных типов с красными смещениями от 0.0155 до 0.272. Неопределенность измерений красных смещений составляет $\delta z/(1+z) \sim 0.001$. Измерение красного смещения источника SRGeJ024443.5+204136, с довольно общим определением его типа как внегалактического объекта, имеется также в каталоге LAMOST DR7 (Ванг и др., 2022), $z = 0.050928 \pm 0.00004$, которое совпадает в пределах точности измерений по данным РТТ-150.

Программа спектральных наблюдений объектов выборки протяженных объектов, доступных

для наблюдений на РТТ-150 ($\text{DEC} \geq -30$ градусов, $G \leq 20^m$), будет продолжена. Объекты слабее $G > 20^m$ планируются для наблюдений телескопами большей апертуры.

АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ

Возможные астрофизические причины видимых собственных движений внегалактических объектов

Наличие видимого собственного движения у внегалактических источников может быть следствием изменения фотоцентра объекта, что может происходить по ряду причин астрофизической природы. Положение фотоцентра галактики с активным ядром, измеряемое Gaia, определяется суммой вкладов звездной компоненты, аккреционного диска, ядра, джета и излучения среды, взаимодействующей с джетом. Также может играть роль явление микролинзирования. Переменность относительно вклада разных компонент может приводить к зависимости от времени оптических координат АЯГ. Собственное движение отражает среднее значение изменения положения фотоцентра за период времени более 2.8 лет, использованных в Gaia eDR3 данных при построении астрометрических решений (Сообщество Гаия, 2021a). Следовательно, полное смещение фотоцентров (l) исследуемых объектов есть величина собственного движения, умноженная на фактор ~ 3 . Таким образом, для обеспечения наблюдаемого видимого собственного движения АЯГ две компоненты излучения должны находиться на расстоянии от нескольких единиц до нескольких десятков милли угл. сек, и их блеск должен изменяться на масштабах ~ 3 лет. Такие угловые расстояния соответствуют линейным размерам от нескольких парсек до нескольких сотен парсек в зависимости от расстояния до объекта. Такие расстояния между компонентами могут быть обеспечены в результате движения джета и его взаимодействия с окружающей средой. Действительно, в работе (Петров и др., 2019) по ранее обнаруженному смещению в положениях между радиоисточниками VLBI (в основном АЯГ) и их оптическими компонентами в Gaia (Петров, Ковалев, 2017) было получено, что линии значительных смещений параллельны направлению джетов в 62% случаев. А также отмечено, что параллельность вектора собственных движений к направлению джетов имеет место гораздо чаще в случае с большими значениями модуля собственного движения.

Для объекта, расположенного на красном смещении ~ 0.05 – 0.25 , одна миллисекунда дуги соответствует линейному размеру от ~ 1 – 4 пк и, следовательно, скорости видимых смещений компонент должны быть сверхсветовыми, ~ 1 – $10c$ для того, чтобы объяснить наблюдаемые собственные

⁶<http://iraf.noao.edu/>

движения. В случае релятивистского джета при скоростях, близких к скорости света, значительные видимые смещения джета наблюдаются на масштабе нескольких лет. Например, в (Биретта и др., 1999) с помощью космического телескопа Хаббла измерено смещение сверхсветовых деталей в релятивистском джете в M87 порядка 100 мили угл. сек за 5 лет. В релятивистских случаях смещение фотоцентра будет определяться уже характером движения самого джета.

На положение фотоцентра могут оказать влияние и случаи, когда звезда нашей Галактики проецируется на ядро АЯГ. В этом случае должно наблюдаться и параллактическое смещение фотоцентра, а если звезда находится на периферии Млечного Пути, вклад звезды будет только в видимое собственное движение. Для таких случаев в спектрах АЯГ будет присутствовать и спектр самой звезды, который можно выделить при спектральных наблюдениях с высоким отношением сигнала к шуму. Кроме того, для выделения подобных случаев можно воспользоваться одним из параметров каталога Gaia eDR3 — частотой выявления множественных пиков при определении параметров изображения (`ipd_frac_multi_peak`). Данный модуль выражается в процентах выявления двойного пика в одномерном наблюдательном окне к общему числу измерений (Сообщество Гайа, 2021a). Показания этого параметра в нашей выборке не превышают 10%, кроме источника SRGeJ184426.6+624831 с самым высоким значением собственного движения, у которого в более половине случаев наблюдается двойная структура изображения (53%). Таким образом, аномальное значение собственного движения у квазара SRGeJ184426.6+624831 может быть объяснено наличием звезды Млечного Пути в субсекундной области изображения источника. Однако отсутствие значимого параллакса не исключает и случай двойного ядра в квазаре.

Характеристики шума в астрометрических решениях Gaia

Для оценки качества астрометрических решений Gaia и их согласия с данными мы использовали один из параметров каталога Gaia eDR3 — так называемый избыток шума источника ϵ_i (`astrometric_excess_noise`). Эта величина характеризует невязку между измеренными положениями источника и 5-параметрической астрометрической моделью. Положительные значения означают, что невязки выше статистически ожидаемых значений. Значимость же самой величины ϵ_i определяется параметром значимости D (`astrometric_excess_noise_sig`). При $D > 2$ значения ϵ_i статистически значимы. Избыток

шума характеризует различные виды модельных и инструментальных ошибок, которые превышают ошибки определения центроида. Можно ожидать, что источники со сложной и переменной структурой фотоцентра могут иметь значительные отклонения от стандартной 5-параметрической астрометрической модели и соответственно положительные значения ϵ_i . На рис. 5 показан график зависимости отношения полного смещения фотоцентров отождествленных источников выборки к параметру избытка шума источника (l/ϵ_i) от самой величины ϵ_i для близких звезд и протяженных источников. Штриховая линия на графике соответствует l/ϵ_i , равному 5.

На рис. 5 видно, что звезды имеют высокое значение отношения сигнал—шум: для них измеряемое собственное движение μ на $\sim 1-2$ порядка превышает величину избытка астрометрического шума ϵ_i . В то же время для протяженных объектов наблюдается обратная картина — полное смещение на небе μ для большинства объектов лишь в $\sim 2-3$ раза превышает астрометрический шум ϵ_i . Это может указывать на некоторую нерегулярность в движении фотометрического центра протяженных объектов по сравнению с предсказанием астрометрической модели. Небольшое число объектов из каталога протяженных источников, имеющих высокие значения отношения сигнал—шум, вероятно являются реальными галактическими источниками с собственными движениями. Отметим, что звезда M-класса, отождествленная по наблюдениям PTT-150, имеет отношение $(\mu * 2.8)/\epsilon_i \sim 200$.

В табл. 4 приведены 25 источников, лежащих выше этой штриховой линии. Примечательно, что только 3 источника из табл. 2 с наибольшими собственными движениями имеют значение l/ϵ_i выше пяти. Среди источников, обозначенных в табл. 4 как galaxy, согласно классификации из Simbad, только у SRGeJ192852.3-251642 оптический спектр из обзора 6dFGS (Джонс и др., 2009), полученный в 2003 г., является спектром эллиптической галактики с линиями поглощения [K, H] Ca, G, Mg, Na на красном смещении $z = 0.10773$ и с полным отсутствием характерных для АЯГ эмиссионных линий. Для 11 источников имеются значимые радиокомпоненты, либо в публичной части обзора LoTSS в диапазоне 120–168 МГц (Шимвел и др., 2019), либо в обзоре северного неба VLASS в диапазоне 2–4 ГГц (Гордон и др., 2021), что составляет 44% от общего числа. В основном это Сейфертовские галактики 1 типа и квазары. Из 4 источников, которые попадают в весеннее поле HETDEX обзора LoTSS размером 424 кв. градусов, только у SRGeJ113925.5+451345 не обнаруживается значимый сигнал в радиодиапазоне. Надежные измерения плотности потока радиокомпонент ($S_{\text{peak}} >$

Таблица 4. Известные и исследованные на РТТ-150 АЯГ с l/ϵ_i больше 5. Источники упорядочены по мере убывания собственного движения

eROSITA (SRGe+)	GAIA eDR3	RA	DEC	Gmag	μ (mas/yr)	l/ϵ_i	LOFAR (mJy)	VLASS (mJy)	z	Type
J131118.5+463502	1553988166345499136	13 11 18.54	+46 35 02.3	19.45	14.94 ± 0.84	5.2	6.6		0.271342	QSO ¹
J145425.5+464525	1590336508929283200	14 54 25.48	+46 45 24.1	18.99	8.99 ± 0.81	5.4	3.7	1.71	0.06914	Sy1 ²
J023309.6+411225	338399652915819648	02 33 09.64	+41 12 22.5	19.16	8.81 ± 1.24	5.4		0.63	0.062	Sy1 ³
J110241.8+420655	778252648175937920	11 02 41.47	+42 06 51.9	19.35	7.02 ± 0.90	5.1			0.07498	Sy1 ²
J212404.9–164149	6835161283006507520	21 24 04.81	–16 41 48.1	19.17	7.01 ± 1.09	5.0			0.03588	galaxy ⁴
J004447.5+152910	2781106124341566976	00 44 47.34	+15 29 11.9	20.22	6.51 ± 1.17	5.7			0.2272	Sy1 ²
J233515.6–085729	2438794099819112960	23 35 16.07	–08 57 23.5	20.04	5.23 ± 1.04	5.3			0.08566	galaxy ²
J192852.3–251642	6766602609845906176	19 28 52.31	–25 16 38.7	19.17	5.20 ± 0.55	10.8			0.107730	galaxy ⁴
J144227.5+555848	1607566096654997760	14 42 27.61	+55 58 46.4	18.61	4.61 ± 0.33	6.2	5.5	0.64	0.07689	galaxy ²
J123740.2+611148	1580153004031345920	12 37 40.72	+61 11 48.6	19.79	4.10 ± 0.67	5.4			0.18143	Sy1 ²
J002936.8–173833	2367248023501811840	00 29 36.79	–17 38 30.4	17.67	3.85 ± 0.30	6.0			0.05399	galaxy ⁴
J021257.5+140609	77274609208701824	02 12 57.60	+14 06 10.2	18.24	3.66 ± 0.41	6.3		0.72	0.06172	Sy1 ²
J143731.8+155549	1234415558406458752	14 37 31.70	+15 55 47.6	18.21	3.64 ± 0.45	5.2			0.03701	Sy1 ⁷
J113925.5+451345	773886418783213312	11 39 25.56	+45 13 46.7	19.12	3.38 ± 0.51	5.4		0.67	0.1271	Sy1 ²
J144924.5+321815	1283499819060669568	14 49 24.44	+32 18 16.2	18.37	3.29 ± 0.27	5.8		4.61	0.058	QSO ⁶
J131447.1+260624	1447726002515875712	13 14 47.07	+26 06 24.1	18.22	3.21 ± 0.29	8.8			0.07178	Sy1 ²
J195456.5–062851	4196937111313151744	19 54 56.43	–06 28 53.4	17.32	3.01 ± 0.28	5.1			0.029427	galaxy ⁴
J010816.3–113401	2469702471186911616	01 08 16.31	–11 34 01.0	18.63	2.85 ± 0.58	5.1			0.04667	galaxy ⁴
J070634.5+635057	1099887149653797120	07 06 34.82	+63 50 56.1	18.00	2.58 ± 0.27	5.6		0.85	0.01425	galaxy ^{7*}
J210221.6+105816	1756655887651319680	21 02 21.64	+10 58 16.0	17.78	2.39 ± 0.26	5.2		1.31	0.02893	Sy1 ⁷
J235601.9+073123	2746340185147938304	23 56 01.95	+07 31 23.3	17.94	2.13 ± 0.35	6.0			0.040299	Sy1 ⁸
J014458.6–023200	2505449660085848576	01 44 58.56	–02 31 59.0	17.73	1.98 ± 0.24	10.3			0.09573	galaxy ⁴
J164313.8+095416	4446025560705238656	16 43 13.78	+09 54 16.2	17.33	1.63 ± 0.17	5.5		0.76	0.04727	galaxy ⁷
J090436.8+553603	1035985561071454080	09 04 36.95	+55 36 02.7	17.57	1.57 ± 0.15	5.6			0.03724	Sy1 ²
J224311.1+032804	2704625950939055488	22 43 11.02	+03 28 04.8	17.15	0.84 ± 0.14	6.2		2.41	0.03913	galaxy ⁹

* Для данного источника имеются два радиокомпонента с удалением от оптического на 0.5 и на 0.54 угл. сек дуги.

Примечание. Измерения LOFAR и VLASS превышают 5σ и соответствуют пиковому потоку S_{peak} в частотных диапазонах 120–168 МГц и 2–4 ГГц. Измерения красных смещений и идентификация источников были использованы из следующих каталогов: 1 — SDSS DR7 (Абазьян и др., 2009), 2 — SDSS DR9 (Ан и др., 2012), 3 — РТТ-150 (данная работа), 4 — 6dFGS (Джонс и др., 2009), 5 — SDSS DR11/12 (Алам и др., 2015), 6 — LAMOST (Донг и др., 2018), 7 — UZC (Фалько и др., 1999), 8 — ALFALFA (Хайнс и др., 2018) и 9 — 2MRS (Донг и др., 2012).

> 3 mJy/beam) по данным VLASS обнаруживаются у квазара SRGeJ144924.5+321815. Необходимо отметить, что вариации блеска АЯГ носят стохастический характер и регистрируемые собственные движения вследствие изменения фотоцентра, связанные с физическими процессами в данных системах, в будущем могут поменять направление, либо вовсе прекратиться.

В заключение отметим, что в данной работе

мы использовали готовые астрометрические решения Gaia, опубликованные в каталоге EDR3. При выборе того или иного сценария, объясняющего значительные величины видимого собственного движения АЯГ, необходим анализ треков объектов на небе с использованием положений источников, измеренных Gaia в разные эпохи. Такой анализ планируется представить в будущих публикациях. Критическую роль также играют спектрофото-

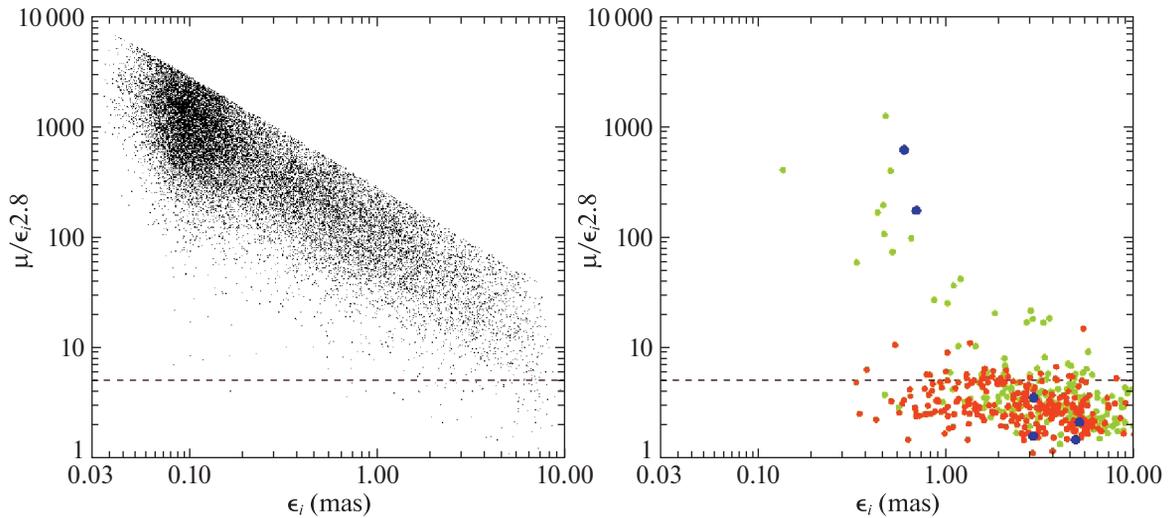


Рис. 5. Характеристики качества астрометрических решений для каталога близких звезд (слева) и объектов из выборки протяженных источников (справа). На обеих панелях показаны только объекты, для которых параметр значимости избытка шума $D > 2$. На правой панели показаны объекты нашей Галактики (синие кружки), объекты, чья внегалактическая природа подтверждена оптической спектроскопией (оранжевые кружки) и неотожествленные в Simbad объекты вместе с галактиками без спектральных наблюдений (светло-зеленые кружки). Пунктирной линией показан уровень отношения $l/\epsilon_i = 5.0$. Масштаб одинаков на обоих рисунках.

метрические наблюдения объектов, которые будут продолжены на РТТ-150 и других телескопах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя измерения собственных движений и величину фактора цветового избытка по данным Gaia, мы выделили из каталога рентгеновских звезд телескопа eРОЗИТА немногочисленную группу пекулярных объектов. Их необычность по данным Gaia определяется тем, что, с одной стороны, они обладают статистически значимыми измерениями параллакса и/или собственного движения, а с другой, большие значения цветового избытка C^* свидетельствуют об их протяженности. Выборка включает 502 таких объекта. На диаграмме F_X/F_{opt} —цвет G—RP они располагаются в стороне от основной массы звезд, в области, более характерной для галактик и АЯГ. По данным Simbad 251 источник являются внегалактическими и имеют красное смещение, измеренное спектроскопическими методами, 6 источников являются известными галактическими объектами, а 206 объектов в Simbad отсутствуют. Оптическая протяженность у 122 из последних подтверждена визуально по данным ПанСтарс.

Для 19 объектов, не имеющих отождествления в базе данных Simbad, в период с сентября по октябрь 2022 г. мы провели спектральные наблюдения низкого разрешения на 1.5-м телескопе РТТ-150. Обнаружено 18 ранее неизвестных АЯГ с красными смещениями от 0.0155 до 0.272, а их

собственные движения по данным Gaia находятся в интервале от 0.9 до 8.8 милли угл. сек/год. Один источник оказался M-звездой с сильной эмиссионной линией H α . Вместе с шестью галактическими источниками, отождествленными с помощью Simbad, доля подтвержденных Галактических источников в нашей выборке составляет $\approx 1.4\%$.

Каталог протяженных источников с собственным движением будет опубликован в одной из последующих работ. До публикации каталога он может быть предоставлен заинтересованным ученым, исследующим такие объекты, по их запросу. Запросы следует направлять первому автору статьи.

Это исследование основано на наблюдениях телескопа eРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ/eРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной физики Общества им. Макса Планка (МРЕ) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и

финансируется Роскосмосом. Используемые в настоящей работе данные телескопа eРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом eРОЗИТА и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа SRG/eРОЗИТА. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

Работа И.М. Хамитова, И.Ф. Бикмаева, М.А. Горбачева, Э.Н. Иртуганова выполнена за счет субсидии Минобрнауки РФ № 671-2020-0052, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. М.Р. Гильфанов, П.С. Минаев и Р.А. Сюняев благодарят поддержку гранта РНФ 21-12-00343.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абазажян и др. (K.N. Abazajian, J.K. Adelman-McCarthy, M.A. Agüeros, S.S. Allam, C. Allende Prieto, D. An, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **182**, 543 (2009).
2. Алам и др. (S. Alam, F.D. Albareti, C. Allende Prieto, F. Anders, S.F. Anderson, T. Anderton, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **219**, id.12,27 (2015).
3. Ан и др. (C.P. Ahn, R. Alexandroff, C. Allende Prieto, S.F. Anderson, T. Anderton, B.H. Andrews, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **203**, id.21,13 (2012).
4. Бельведерский М.И., Быков С.Д., Гильфанов М.Р., Письма в *Астрон. журн.*, готовится в печать, **49** (2022).
5. Бруннер и др. (H. Brunner, T. Liu, G. Lamer, A. Georgakakis, A. Merloni, M. Brusa, et al.), *Astron. Astrophys.* **661**, A1 (2022).
6. Ванг и др. (L.-L. Wang, S.-Y. Shen, A.L. Luo, G.-J. Yang, N. Gai, Y.-K. Tang, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **258**, id.9,10 (2022).
7. Гордон и др. (Y.A. Gordon, M.M. Boyce, C.P. O’Dea, L. Rudnick, H. Andernach, A.N. Vantighem, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **255** (2021).
8. Джонс и др. (D.H. Jones, M.A. Read, W. Saunders, M. Colless, T. Jarrett, Q.A. Parker, et al.), *MNRAS* **399**, 683 (2009).
9. Донг и др. (J.P. Huchra, L.M. Macri, K.L. Masters, T.H. Jarrett, P. Berlind, M. Calkins, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **199**, id.26,22 (2012).
10. Донг и др. (X.Y. Dong, X.-B. Wu, Y.L. Ai, J.Y. Yang, Q. Yang, F. Wang, et al.), *Astron. J.* **155**, id.189,13 (2018).
11. Оке (J.B. Oke), *Astron. J.* **99**, 1621 (1990).
12. Пределль и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1, 16 (2021).
13. Риелло и др. (M. Riello, F. De Angeli, D.W. Evans, P. Montegriffo, J.M. Carrasco, G. Busso, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, id.A3,33 (2021).
14. Сообщество Гайа (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, A1 (2021).
15. Сообщество Гайа (Gaia Collaboration, C.A.L. Bailer-Jones, D. Teysier, L. Delchambre, C. Ducourant, D. Garabato, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2206.05681 (2022a).
16. Сообщество Гайа (Gaia Collaboration, S.A. Klioner, L. Lindegren, F. Mignard, J. Hernandez, M. Ramos-Lerate, et al.), *Astron. Astrophys.*, 667, id.A148,31 (2022b).
17. Суше и др. (J. Souchay, N. Secrest, S. Lambert, N. Zacharias, F. Taris, C. Barache, et al.), *Astron. Astrophys.* **660**, A16, 1 (2022).
18. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Vogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132, 29 (2021).
19. Титов и др. (O. Titov, S. Frey, Melnikov, S. Lambert, F. Shu, B. Xia, et al.), *MNRAS*, **512**, 874 (2022).
20. Фалько и др. (E.E. Falco, M.J. Kurtz, M.J. Geller, J.P. Huchra, J. Peters, P. Berlind, et al.), *PASP* **111**, 438 (1999).
21. Хайнс и др. (M.P. Haynes, R. Giovanelli, B.R. Kent, E.A.K. Adams, T.J. Balonek, D.W. Craig, et al.), *Astrophys. J.* **861**, id.49,19 (2018).
22. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:1612.05560 (2016).
23. Шимвелл и др. (T.W. Shimwell, C. Tasse, M.J. Hardcastle, A.P. Mechev, W.L. Williams, P.N. Best, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, A1,21 (2019).

ОБЗОР СРГ/еРОЗИТА В ОБЛАСТИ ДЫРЫ ЛОКМАНА: КЛАССИФИКАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

© 2022 г. М. И. Бельведерский^{1,2*}, С. Д. Быков^{3,4}, М. Р. Гильфанов^{1,4}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

³Казанский федеральный университет, Казань, Россия

⁴Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 15.11.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.; принята к публикации 15.11.2022 г.

Проведена классификация рентгеновских источников, зарегистрированных телескопом СРГ/еРОЗИТА в глубоком обзоре области Дыры Локмана. Целью классификации было разделение источников на галактические и внегалактические объекты. Для этого использованы результаты выполненного нами ранее отождествления рентгеновских источников с оптическими каталогами. Для классификации использовано отношение потоков F_x/F_0 и информация об оптической протяженности источника. В итоге из 6885 рентгеновских источников в каталоге еРОЗИТА 357 были классифицированы как галактические, 5929 — внегалактические, 539 — “бездомные”, т.е. не имеющие оптических партнеров в рассматриваемых оптических каталогах, а 60 остались неклассифицированными из-за недостаточной надежности данных оптической фотометрии. Сделаны оценки точности и полноты отбора для внегалактических (99.9 и 98.9% соответственно) и галактических (91.6 и 99.7%) источников. По результатам классификации построены кривые подсчетов галактических и внегалактических источников в поле Дыры Локмана.

Ключевые слова: обзоры неба в рентгеновском диапазоне, Дыра Локмана, активные ядра галактик, квазары, звезды активные в рентгеновском диапазоне, подсчеты источников.

DOI: 10.31857/S0320010822110031

1. ВВЕДЕНИЕ

Орбитальная рентгеновская обсерватория “Спектр-РГ” (СРГ) была запущена 13 июля 2019 г. и в настоящий момент находится на гало-орбите вокруг точки либрации L2 системы Земля–Солнце (Сюняев и др., 2021). На борту обсерватории работают два рентгеновских телескопа с оптикой косоугольного падения — телескоп еРОЗИТА (Предел и др., 2021), чувствительный в диапазоне 0.2–9.0 кэВ и телескоп ART-XC им. М.Н. Павлинского (Павлинский и др., 2021), чувствительный в диапазоне 4–30 кэВ. По итогам четырехлетнего обзора всего неба телескоп еРОЗИТА задетектирует на всем небе около 4 млн рентгеновских источников различной природы, тем самым предоставив огромный объем данных для решения широкого спектра задач астрофизики и космологии (Прокопенко и Гильфанов, 2009; Мерлони и др.,

2012; Колодзиг и др., 2013a,b). Телескоп ART-XC исследует объекты жесткого рентгеновского излучения (Мереминский и др., 2018, 2019).

Для исследования популяций объектов различных типов, детектируемых в рентгеновских обзорах, прежде всего необходимо разделить объекты нашей Галактики (звезды, компактные объекты) и внегалактические объекты (галактики, АЯГ, квазары). Задача усложняется тем, что данные о расстояниях до рентгеновских объектов, как правило, недоступны (Сальвато и др., 2019). Поэтому приходится использовать дополнительную многоволновую информацию (например, оптические спектры или фотометрию), чтобы определить, является ли источник галактическим или внегалактическим. Методы включают в себя диагностику по спектральному распределению энергии (SED) (Сальвато и др., 2009; Марчеси и др., 2016), классификацию по положению на диаграммах цвет–звездная величина или цвет–цвет (Маккаро и др., 1988; Бруса и др., 2007, 2010; Ксю и др., 2011; Чивано и др., 2012; Сальвато и др., 2018, 2022), а

*Электронный адрес: belveder@cosmos.ru

также идентификацию источников с собственным движением по данным Gaia или других астрометрических миссий (Коллаборация Гая, 2016, 2022). Например, в работе Сальвато и др. (2022) для решения этой задачи используется многоуровневая схема, в которой основными факторами классификации на галактические и внегалактические объекты являются протяженность объекта на оптическом изображении, его собственное движение, а также соотношение между оптическими (grz), инфракрасными (W_1) и рентгеновскими потоками (0.5–2 кэВ). Отметим, что для калибровки схем классификации необходимо, чтобы часть объектов имела известный класс с помощью спектроскопии или других надежных методов.

Целью настоящей статьи является классификация точечных рентгеновских источников, задетектированных телескопом ePOZITA в ходе глубокого обзора поля Дыры Локмана. Для классификации, помимо рентгеновских данных, мы используем данные астрометрического спутника Gaia и данные фотометрического обзора DESI LIS. Наш метод отличается простотой интерпретации и в дальнейшем может быть использован для построения более сложных алгоритмов классификации, в том числе для данных рентгеновского обзора всего неба.

В разделе 2 мы описываем используемые данные, в разделе 3 представлена выборка источников с надежной информацией о расстоянии, а также наш алгоритм классификации источников, расстояния до которых неизвестны. В разделе 4 мы описываем и обсуждаем полученные результаты, в разделе 5 делаем заключение.

В статье используются звездные величины системы AB.

2. ДАННЫЕ

2.1. Рентгеновские данные

Глубокий обзор области Дыры Локмана с помощью телескопа SRG/ePOZITA был проведен в октябре 2019 г. в ходе верификационных наблюдений обсерватории SRG. Характеристики обзора и процедура построения каталога рентгеновских источников и сам каталог приведены в работе Гильфанова и др. (2022). Каталог рентгеновских источников включает 6885 источников с правдоподобием (DET_LIKE_0) > 10, что примерно соответствует значимости 4σ .

2.2. Поиск оптических компаньонов рентгеновских источников

Важнейшим шагом, предшествующим классификации рентгеновских источников, является их отождествление с оптическими объектами. Эта задача не является тривиальной, так как круг ошибок рентгеновских источников может включать более одного оптического объекта, точное число зависит от глубины оптического каталога и положения на небе. В качестве опорного оптического каталога мы выбрали каталог DESI Legacy Imaging Surveys DR9 (Дей и др., 2019, далее DESI LIS). Отождествление рентгеновских источников ePOZITA с оптическими объектами из каталога DESI LIS было проведено в работе Быков и др. (2022). Для этой цели была использована нейросетевая модель характеристики фотометрических признаков популяций оптических компаньонов рентгеновских источников и оптических объектов поля в комбинации с кодом NWAY (Сальвато и др., 2018). Алгоритмы Nway основаны на байесовском формализме и позволяют использовать для поиска компаньонов любую дополнительную (помимо позиционной и фотометрической) приорную информацию. В работе Быков и др. (2022) для этого были использованы предсказания классификатора на основе нейронной сети, обученной на специально подготовленной выборке. В результате для каждого источника SRG/ePOZITA был найден наиболее вероятный оптический компаньон из каталога DESI LIS.

Для каждого рентгеновского источника в каталоге Дыры Локмана приведен параметр $p_{\text{ану}}$, который характеризует наличие у него оптического компаньона (Быков и др., 2022). Чем ближе этот параметр к единице, тем надежнее утверждение о том, что рентгеновский источник имеет компаньон в рассматриваемом оптическом каталоге, в то время как объекты с низким $p_{\text{ану}}$ являются *бездомными* (hostless), т.е. в рассматриваемом оптическом каталоге компаньона не имеют. Следуя рекомендации, данной в работе Быков и др. (2022), мы выбрали верхнюю границу для классификации источника как бездомного $p_{\text{ану},0} = 0.12$. При таком выборе порога $p_{\text{ану},0}$ 539 источников (7.8%) классифицируются как бездомные. Их исследованию будут посвящены последующие публикации. Далее мы будем исследовать источники, классифицированные как имеющие компаньон в каталоге DESI LIS. Их полное число составляет 6346. Точность классификации и выбор порога по $p_{\text{ану}}$ подробно обсуждаются в работе Быков и др. (2022).

2.3. Фотометрические, астрометрические и спектральные данные

Фотометрическая информация о компаньонах была взята из каталога DESI LIS. В этот каталог

входят обзоры, выполненные на трех телескопах: BASS (в фильтрах g , r), MzLS (z) и DECaLS (g , r , z). Для области Дыры Локмана были использованы данные BASS и MzLS, поскольку обзор DECaLS в этой области не проводился. Все потоки были поправлены на межзвездное поглощение.

Информация о собственном движении объектов была взята из каталога Gaia DR3 (далее Gaia, Коллаборация Гая 2016, 2022).

Для $\sim 1/3$ рентгеновских источников имеется спектральная информация. Для них мы использовали спектральную классификацию и красные смещения из каталогов Sloan Digital Sky Survey DR16 (Аумада и др., 2020, далее SDSS) и The Million Quasars Catalogue¹ (Million Quasars Catalogue v7.5, Флэш и др., 2021, далее Milliquas). Каталог SDSS DR16 является четвертым релизом четвертой фазы Слоановского цифрового обзора неба (SDSS-IV). Каталог Milliquas является составным и содержит информацию о квазарах и активных ядрах галактик из различных источников, опубликованных вплоть до 30 апреля 2022 г. Дополнительно мы использовали базу данных Simbad (Венгер и др., 2000), в которой также содержится информация, собранная из различных источников. Отметим, что база данных Simbad не является каталогом, и поэтому информация, полученная из нее, будет иметь для нас пониженный приоритет по сравнению с другими источниками.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

3.1. Отождествление с каталогом Gaia и спектрометрическими каталогами

При классификации рентгеновских источников и для их отождествления в других каталогах мы использовали координаты их наиболее вероятных оптических компаньонов из каталога DESI LIS.

Для классификации галактических объектов использована информация о параллаксах и собственных движениях источников из каталога Gaia DR3. Оптические компаньоны отождествлены с источниками Gaia, поиск проводился в пределах радиуса $0.5''$. Партнер в каталоге Gaia был найден для 2475 объектов DESI LIS. Для 8 источников в кружке поиска оказалось 2 источника Gaia, в этих случаях в качестве партнера выбирался ближайший. Галактическими были классифицированы источники, для которых отношение сигнала к шуму превысило 5 хотя бы для одного из следующих параметров:

- $pmra$, собственное движение в направлении прямого восхождения;
- $pmdec$, собственное движение в направлении склонения;
- pm , полное собственное движение, $pm = \sqrt{pmra^2 + pmdec^2}$;
- $parallax$, абсолютный звездный параллакс.

Всего было найдено 338 галактических источников. По рекомендации команды DESI коррекция на собственное движение источников Гая не проводилась из-за малой разницы (полгода) опорных эпох каталогов DESI и Gaia DR3 (Дастин Ланг, команда DESI, частное сообщение).

На следующем шаге мы идентифицировали источники, для которых есть данные оптической спектроскопии. Для этой цели мы использовали спектральные данные SDSS, Milliquas и базы данных Simbad. Поиск совпадений проводился с радиусом поиска $1''$. В случае SDSS и Milliquas в кружке поиска оказалось не более одного источника. Для Simbad в 72 случаях в кружке поиска оказалось два источника, в 21 случае — три. При этом только четыре объекта с неоднозначными сопоставлениями в Simbad не были отождествлены с каталогами Gaia, SDSS или Milliquas. Для этих объектов, как и в случае с Gaia, был выбран ближайший источник. Итоговая классификация объектов проводилась со следующим приоритетом: Gaia, SDSS, Milliquas, Simbad. Это означает, что в случае, если рассматриваемый объект не был классифицирован как галактический, согласно данным Gaia, то класс выставлялся в соответствии с данными SDSS² (и так далее). Каталог SDSS был отдан приоритет выше, чем Milliquas. Последний, хоть и содержит только надежные спектральные измерения, в свою очередь составлен из каталогов, созданных различными авторами (т.е. методологически неоднороден). При этом результат итоговой классификации меняется незначительно при назначении каталогу Milliquas более высокого приоритета, чем SDSS. Всего таким образом были определены классы для 2884 объектов из 6346.

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/all/milliquas.html>

²Среди 144 галактик, найденных с помощью каталога SDSS, 7 имели подкласс AGN. Такие объекты мы обозначили как квазары.

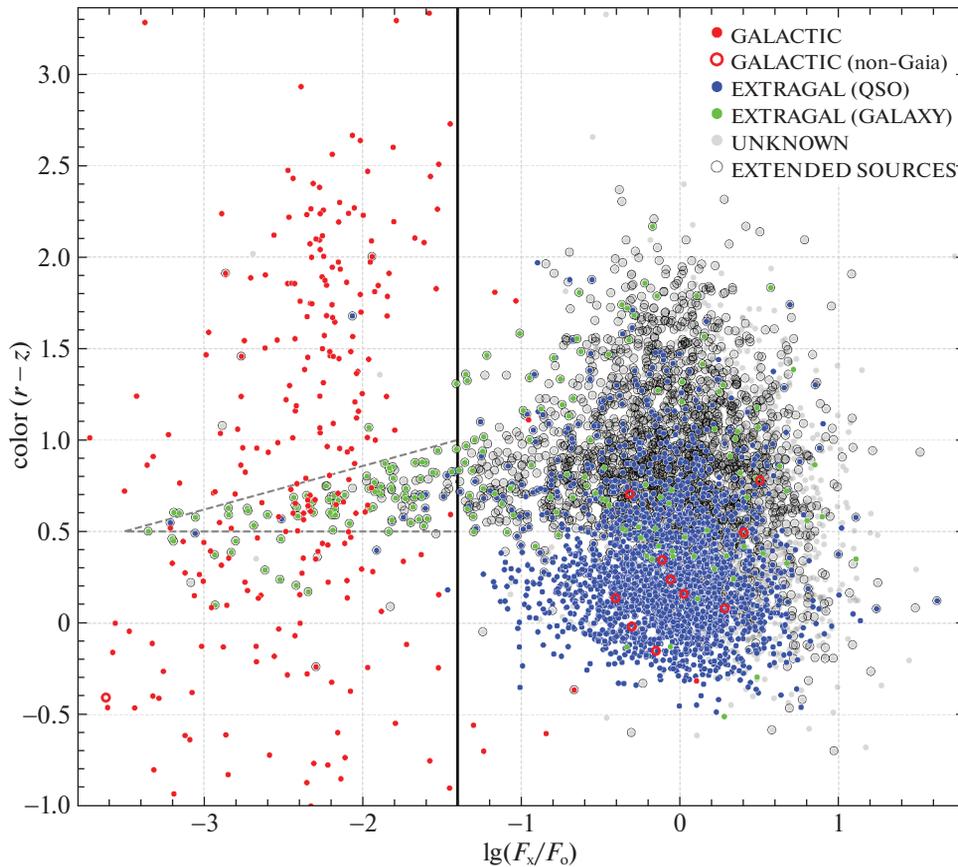


Рис. 1. Диаграмма $\lg(F_x/F_0)$ — оптический цвет для точечных рентгеновских источников СРГ/еРОЗИТА в области Дыры Локмана. По вертикальной оси отложена разность между звездными величинами DESI LIS в фильтрах r и z . По горизонтальной оси отложен логарифм отношения рентгеновского потока в диапазоне 0.5–2 кэВ и оптического потока DESI LIS в фильтре z . Объекты, классифицированные по данным спутника Гайа или результатам оптической спектроскопии, изображены разными цветами, согласно легенде. Серым цветом обозначены объекты неизвестной природы, черными кружками — оптически протяженные объекты. Большинство галактических объектов расположено в левой части диаграммы (слева от границы, обозначенной сплошной вертикальной линией). Внегалактические объекты расположены преимущественно в правой части диаграммы, однако некоторые из них проникают в левую часть и концентрируются в треугольной области, ограниченной штриховой линией.

3.2. Диаграмма F_x/F_0 —цвет

Для классификации остальных объектов мы исследовали характеристики объектов с известным классом. Из всех рассмотренных нами комбинаций параметров наиболее информативным и интересным с точки зрения астрофизики оказался логарифм отношения рентгеновского (диапазон 0.5–2 кэВ) и оптического (в фильтре z) потоков в сочетании с оптическим цветом ($r - z$) и информацией из DESI LIS об оптической протяженности объекта.

На рис. 1 рентгеновские источники нанесены на плоскости $\lg(F_x/F_0)$ —оптический цвет ($r - z$). Объекты, природа которых подтверждена по измерениям Gaia или по результатам оптической спектроскопии, обозначены разными цветами. Источники, которые не удалось классифицировать на

основе спектральных данных и информации о собственном движении, отмечены серыми кружками. Черными окружностями отмечены источники, которые являются протяженными согласно каталогу DESI LIS (type \neq PSF).

Из анализа рис. 1 можно сделать следующие выводы:

1. Видно, что галактические объекты (красные кружки) находятся преимущественно в левой части этой диаграммы, в области низких значений $\lg(F_x/F_0)$, а внегалактические (зеленые и синие кружки) — справа. Это выражение хорошо известного факта, что звезды в среднем имеют более низкие отношения $\lg(F_x/F_0)$, чем АЯГ и квазары (Маккакаро и др., 1988; Марчеси и др., 2016; Сальвато и др., 2018; Хасингер и др., 2021). Отметим, что 57 галактических источников оказались

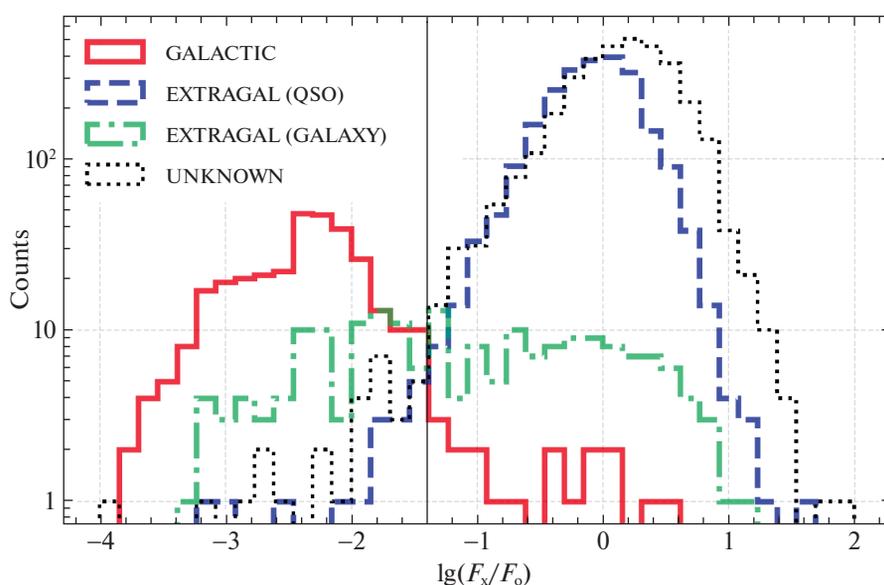


Рис. 2. Распределения галактических (красная сплошная линия) и внегалактических (зеленая штрихпунктирная и синяя штриховая для галактик и квазаров соответственно) источников по $\lg(F_x/F_o)$. Распределение источников без класса показано пунктирной линией. Классификация источников проведена на основе данных каталога Gaia, спектральных каталогов и базы данных Simbad, как описано в тексте. Видно, что отношение рентгеновского и оптического потоков достаточно хорошо разделяет галактические источники и квазары. В то же время для разделения галактических источников и галактик требуется дополнительная информация.

за нижней границей рис. 1. Все эти источники ярче величины 15 в фильтре g и могут быть пересвечены на изображениях DESI LIS, так что их цвет, определенный по данным DESI LIS, может быть искажен. Данные Gaia однозначно указывают на их галактическую природу, а возможные искажения их оптического цвета не оказывают влияние на результаты классификации источников.

На рис. 2 приведены распределения по $\lg(F_x/F_o)$ для галактических (красная сплошная линия) и внегалактических (зеленая штрихпунктирная и синяя штриховая для галактик и квазаров соответственно) источников. На основе рис. 1 и 2 мы ввели условную границу $\lg(F_x/F_o) = -1.4$, разделяющую звезды и квазары. Эта граница показана на рис. 1 сплошной вертикальной линией.

2. Небольшая доля внегалактических объектов (в основном галактики³) проникают в левую часть графика в районе цвета $r - z \sim 0.5$.

³Отметим, что рентгеновские источники eРОЗИТА, классифицированные как “галактика”, как правило, имеют активное ядро низкой или умеренной светимости, так что в оптическом диапазоне заметную роль играет излучение звездного населения. При этом их излучение в рентгеновском диапазоне определяется аккрецией на сверхмассивную черную дыру.

На рис. 1 эта область отмечена штриховой линией в форме треугольника, однако видно, что часть внегалактических объектов может находиться и ниже обозначенной области. Также видно, что упомянутая область равномерно заполнена звездами: их плотность в ней не уменьшается по сравнению с другими частями левой половины диаграммы.

Важно отметить, что большинство (81%) неклассифицированных объектов в левой части диаграммы являются оптически протяженными, что свидетельствует об их внегалактической природе. Это можно объяснить тем, что внегалактические объекты, проникающие в левую часть диаграммы, — это, как правило, относительно близкие галактики, которые сравнительно легко разрешаются современными оптическими телескопами. Это иллюстрирует рис. 3, на котором изображено распределение по красному смещению внегалактических объектов из разных частей диаграммы $\lg(F_x/F_o)$ –цвет.

3. Небольшое число (24) галактических объектов расположены в правой части диаграммы $\lg(F_x/F_o)$ –цвет. Эти галактические объекты имеют высокие значения $\lg(F_x/F_o)$, не характерные для звезд, и, по-видимому, являются катаклизмическими переменными

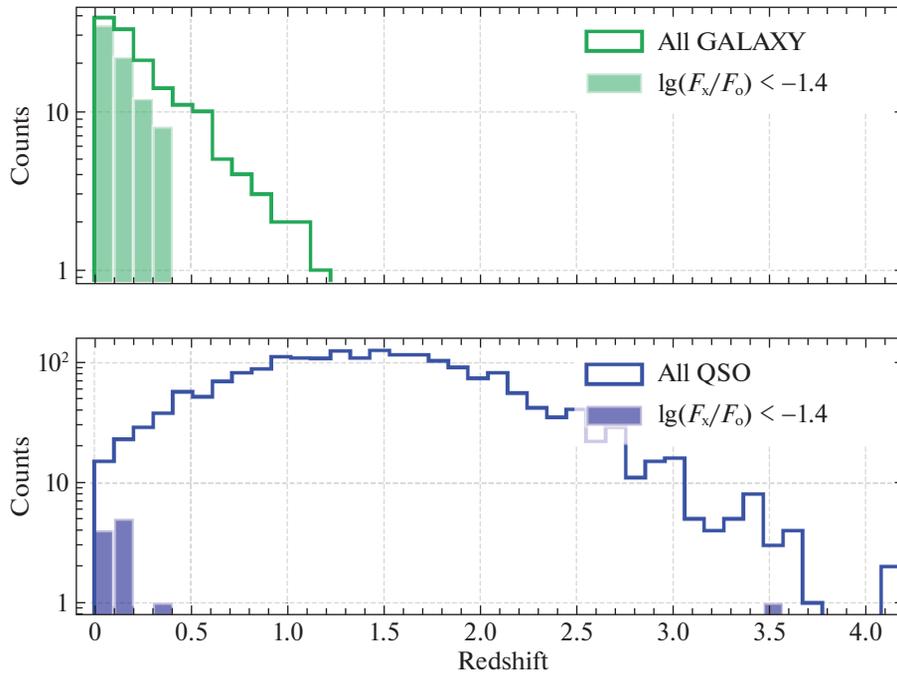


Рис. 3. Распределение по красному смещению внегалактических объектов из разных частей диаграммы рис. 1. Распределение для галактик представлено на верхней панели, для квазаров — на нижней. На обеих панелях линиями обозначены распределения всех источников указанного типа из исследуемой выборки, закрашенными столбиками — распределения соответствующих типов объектов из левой части диаграммы рис. 1 ($\lg(F_x/F_o) < -1.4$). Видно, что в левую часть диаграммы рис. 1 попадают объекты с малыми красными смещениями.

и/или активными двойными и т.п. Некоторые из них, расположенные вблизи границы, могут быть звездами М-класса. Интересно отметить, что половина (12) объектов с высоким $\lg(F_x/F_o)$ были идентифицированы по спектроскопическим данным, а не по измерениям спутника Gaia. Подробному исследованию и классификации этих объектов будет посвящена одна из следующих статей цикла публикаций по Дыре Локмана.

3.3. Алгоритм классификации

На основе анализа диаграммы на рис. 1 мы сформулировали алгоритм классификации рентгеновских источников каталога Дыры Локмана. Отметим, во-первых, что данный алгоритм не претендует на универсальность и подстроен под конкретные параметры глубокого обзора области Дыры Локмана с помощью телескопа eРОЗИТА. Во-вторых, нашей целью на данном этапе является бинарная классификация рентгеновских источников в Дыре Локмана на галактические и внегалактические источники. Обобщение алгоритма классификации, основанного на изложенных здесь идеях, будет сделано в последующих работах.

Схема классификации состоит из следующих четырех шагов:

1. Галактические источники были классифицированы по данным Gaia (338) или по данным спектральных каталогов (13).
2. Внегалактические источники были классифицированы по данным спектральных каталогов и Simbad (2339 квазаров, 194 галактики).

Источники, которым не удалось назначить класс на основе данных Gaia или спектральных каталогов, обрабатывались так:

3. Все оптически-протяженные источники (в каталоге DESI LIS type \neq PSF) были классифицированы как внегалактические (1804 источника).
4. Точечные источники классифицировались в соответствии с $\lg(F_x/F_o)$. При $\lg(F_x/F_o) > -1.4$ источники классифицировались как внегалактические (1592 источника), а при $\lg(F_x/F_o) < -1.4$ как галактические (6 источников).

Пункт 4 этой схемы основывается на том факте, что внегалактические источники составляют более 99.9% от всех источников с известным классом

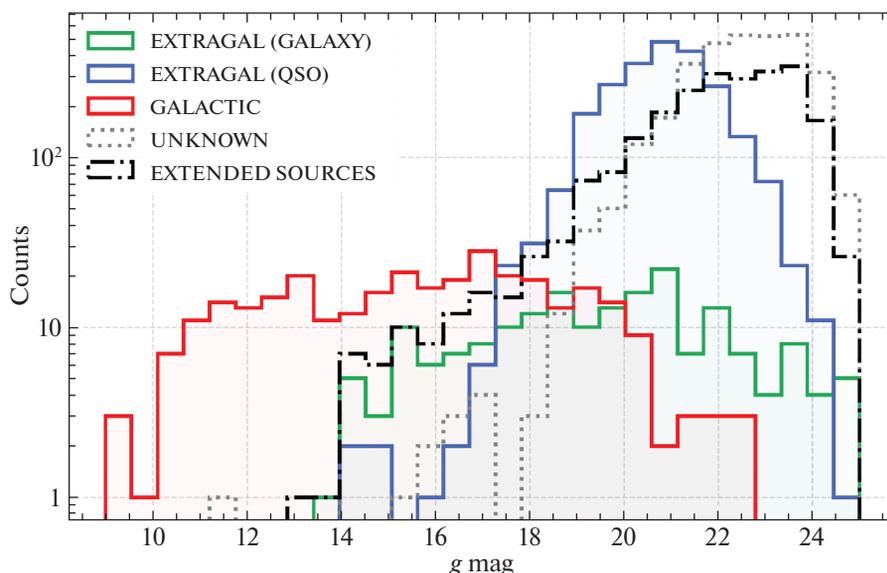


Рис. 4. Распределения галактических и внегалактических источников, описанных в подразделе 3.3, по звездной величине g . Галактические объекты (красная сплошная линия) в среднем ярче внегалактических (синяя и зеленая линии для квазаров и галактик соответственно). Черной штрихпунктирной линией показано распределение оптически протяженных источников. Неклассифицированные объекты (серая пунктирная линия) в среднем менее яркие, чем те, которым удалось назначить класс на основе данных каталога Gaia, спектральных каталогов и Simbad.

справа от вертикальной линии на рис. 1 (т.е. с $\lg(F_x/F_0) > -1.4$), а 99.7% из всех точечных источников слева от этой линии являются галактическими. Отметим, что такая классификация приводит к “потере” галактических объектов с высоким $\lg(F_x/F_0)$, однако в рамках бинарной классификации, которая является нашей целью, эта потеря незначительна, как это следует из приведенных выше чисел. Более подробно это обсуждается в следующем разделе. Количество протяженных и точечных источников для каждого класса приведено в табл. 1.

На рис. 4 приведены распределения источников, упомянутых в разных пунктах алгоритма классификации, по звездной величине в фильтре g .

Таблица 1. Количество оптически протяженных и точечных источников по классам

Тип источника	Точечные	Протяженные
Галактический	333	5
Галактический (не по Gaia)	12	1
Галактика	28	166
Квазар	1886	453
Неклассифицированный	1626	1836

Примечание. Практически все галактические объекты — точечные. Оптически протяженные галактические объекты обсуждаются в подразделе 4.2.

Неклассифицированные объекты (серая пунктирная линия) в среднем менее яркие в оптике, чем те, которым удалось назначить класс на основе данных каталога Gaia и спектральных каталогов (подробнее см. подраздел 3.4).

Из 6885 источников каталога мы рассмотрели 6346 источника с компаньоном ($p_{\text{any}} > 0.12$). Для 2884 из них класс удалось назначить на основе сторонних каталогов или базы данных Simbad (см. подраздел 3.1). Из оставшихся 3462 объектов 60 имеют оптический поток в фильтре z в каталоге DESI LIS с отношением сигнал/шум < 3 . Эти объекты не были классифицированы, так как отношение F_x/F_0 для них мы считали неизвестным. 3402 источника были классифицированы по прави-

Таблица 2. Количество внегалактических и галактических источников среди объектов, класс которым был назначен на основе сторонних каталогов или базы данных Simbad (см. подраздел 3.1), а также классифицированных по правилам, описанным в подразделе 3.3

Способ классификации	Внегалактические	Галактические
По каталогам (2884)	2533	351
По правилам (3402)	3396	6
Итого (6286)	5929	357

лам, описанным выше. В табл. 2 приведено итоговое количество внегалактических и галактических источников.

3.4. Метрики качества классификации

Для оценки качества классификации мы использовали выборку из 2864 объектов, которым удалось назначить класс на основе каталога Gaia, спектральных каталогов и базы данных Simbad, и у которых оптический поток в фильтре z определен надежно (далее — валидационная выборка).

Стоит отметить, однако, что составленная таким образом валидационная выборка не является вполне репрезентативной, поскольку подвержена эффектам селекции. В первую очередь, это связано с тем, что для спектроскопических программ SDSS выбирались объекты, удовлетворяющие определенным критериям в соответствии со специфическими целями этих наблюдательных программ. Кроме того, для спектроскопических наблюдений обычно выбираются надежные (и, в среднем, более яркие) цели. По этой причине валидационная выборка содержит в среднем более яркие источники (см. рис. 4). Для достижения необходимой точности определения метрик качества требуются валидационные выборки большого размера, в то же время существует лишь ограниченное число источников массовой спектроскопической информации для большого числа объектов. Поэтому составление репрезентативной валидационной выборки является общей трудностью, с которой сталкиваются создатели методов классификации объектов, эта задача выходит за рамки данной статьи.

Сформированная нами валидационная выборка позволяет провести оценку качества бинарной классификации на галактические и внегалактические объекты. Для этого к источникам из этой выборки мы применили пункты 3 и 4 алгоритма классификации так, как будто классы этих источников нам неизвестны. Результаты сравнения предсказанных и реальных классов обсуждаются ниже.

Введем метрики полноты и точности бинарной классификации. При классификации могут быть допущены ошибки двух типов: мы можем ошибочно назвать внегалактический источник галактическим или наоборот. Обозначим внегалактические объекты как положительный (positive) класс. Тогда галактический объект, неправильно классифицированный как внегалактический, даст ложноположительный (false positive, FP) результат. Галактический объект, классифицированный как внегалактический — ложноотрицательный (false negative, FN) результат. Полнота для классификации внегалактических источников вычисляется по формуле $TP/(TP + FN)$, а точность как

$TP/(TP + FP)$, где TP (true positive) — число правильно классифицированных внегалактических источников. Аналогично вычисляются метрики для галактических источников в качестве положительного класса.

На валидационной выборке нам удалось правильно классифицировать 2529 внегалактических объектов и 306 галактических. При этом 28 галактических объектов были ошибочно классифицированы как внегалактические и 1 внегалактический объект — как галактический. Полнота и точность таким образом составляют

- 99.96 ± 0.04 и $98.90 \pm 0.2\%$ соответственно при отборе внегалактических источников,
- 91.62 ± 0.5 и $99.67 \pm 0.1\%$ соответственно при отборе галактических источников.

Статистические неопределенности, приведенные выше, были посчитаны в предположении биномиального распределения.

Мы также повторили выше приведенные вычисления, разделив выборку на две половины и используя одну из них для выбора параметров алгоритма классификации, а другую — для определения метрик полноты и точности, и получили результаты, аналогичные описанным выше.

В соответствии с обсуждением в предыдущем подразделе (см. обсуждение после п. 4 классификационной схемы), 28 из 29 неправильно классифицированных объектов приходится на случаи, когда галактический объект ошибочно классифицируется как внегалактический. Среди них оказываются практически все (12 из 13) объекты из валидационной выборки, принадлежность которых к галактическим была определена не на основе данных Gaia (см. подраздел 4.2 и табл. 4). При этом все они имеют нехарактерно высокие значения F_X/F_0 .

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Кривые подсчетов $\log N - \log S$ галактических и внегалактических источников

На рис. 5 представлены кривые подсчетов⁴ источников, классифицированных как галактические и внегалактические, а также полная кривая подсчетов всех источников. Для сравнения на рисунке приведена кривая подсчетов, полученная по данным спутника Chandra в работе Георгакакис и др. (2008). Для источников eРОЗИТА отсчеты

⁴Напомним, что кривая подсчетов источников (так называемая кривая $\log N - \log S$) показывает зависимость от потока количества источников с потоком выше заданного, как правило, нормированное на единичный телесный угол.

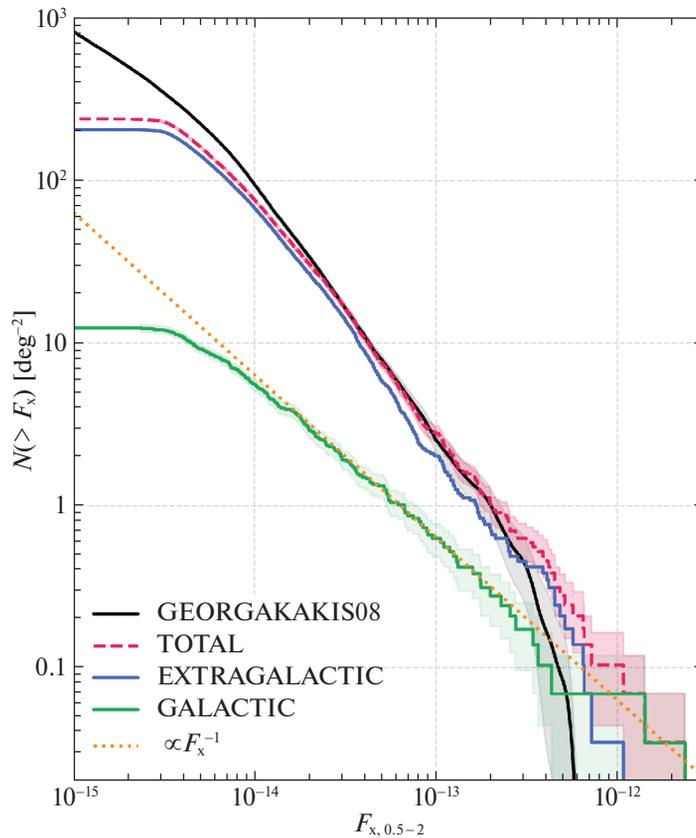


Рис. 5. Кривая подсчетов источников $\log N - \log S$ в области Дыры Локмана. Кривая нормирована на квадратный градус. Красной штриховой линией показана кривая для всех точечных рентгеновских источников из каталога Гильфанова и др. (2022). Синей и зеленой сплошной линией показаны кривые подсчетов для источников, классифицированных как внегалактические и галактические соответственно. Пунктирной линией показана зависимость $\propto F_x^{-1}$, отнормированная на количество галактических источников в области потоков $\gtrsim 2 \times 10^{-14}$ эрг/с/см². Полупрозрачные области вокруг кривых показывают статистические неопределенности, посчитанные в предположении пуассоновского распределения. Черной линией показана кривая подсчетов источников из работы Георгакакис и др. (2008).

были преобразованы в поток в диапазоне 0.5–2.0 кэВ, откорректированный на межзвездное поглощение, предполагая медианное значение $NH = 7 \times 10^{19}$ см⁻² и наклон степенного спектра $\Gamma = 1.9$.

Коррекция неполноты кривых подсчетов, представленных на рис. 5, в данной работе не проводилась. Из кривой эффективной площади обзора Дыры Локмана, приведенной в работе (Гильфанов и др., готовится к печати, 2022), следует, что эффекты неполноты начинают играть роль на потоке $\sim (2-3) \times 10^{-14}$ эрг/с/см². На рис. 5 это выражается в уплощении кривых подсчетов на более низких потоках.

Видно, что большую часть источников, зарегистрированных еРОЗИТА, составляют внегалактические (АЯГ и квазары), а на долю галактических источников (звезды) на потоках $\sim 10^{-14}$ эрг/с/см² приходится $\sim 10\%$. Эта величина в целом характерна для полей на высоких Галактических широтах,

но может меняться в зависимости от местоположения на небе. Также хорошо видна разница в наклонах кривой подсчета для этих двух популяций. Кривая подсчетов внегалактических источников следует закону $\propto F_x^{-3/2}$, как и следовало ожидать в этом интервале потоков, в то время как кривая подсчетов галактических источников более пологая и следует зависимости $\propto F_x^{-1}$. Отметим, что такой наклон удивительно хорошо совпадает с величиной, ожидаемой для популяции источников в диске. Однако такая аналогия, по всей видимости, здесь не применима.

В работе Георгакакис и др. (2008), не проводилось разделения источников на внегалактические и галактические. Соответственно, их кривая подсчетов хорошо согласуется в полной кривой подсчетов еРОЗИТА. Так, плотность числа источников на потоках выше $F_x > 2 \times 10^{-14}$ составляет 33.2 ± 1.1 и 33.6 ± 1.4 ист/град² по данным еРОЗИТА и Chandra соответственно.

Таблица 3. Галактические источники Gaia (обозначены красными кружками на рис. 1), имеющие $\lg(F_x/F_0) > -1.4$

	Источник	Класс SDSS	Класс MILQ	Класс SIMBAD	Цвет	$\lg(F_x/F_0)$
1	SRGe J103906.0+553044	—	—	Star	-3.62	-1.37
2	SRGe J105633.1+583529	—	—	Star	-1.82	-1.30
3	SRGe J104522.1+555738	—	QSO	Radio Source	-0.56	-1.27
4	SRGe J103618.3+581246	—	—	—	-0.70	-1.21
5	SRGe J104007.7+595700	—	—	Long-Period Variable Candidate	-2.56	-1.15
6	SRGe J103453.6+553633	—	—	—	1.81	-1.14
7	SRGe J105310.4+575437	—	—	—	1.76	-1.01
8	SRGe J103224.9+572814	QSO	QSO	Quasar	1.11	-0.93
9	SRGe J105848.1+592918	—	—	HII Region	-0.60	-0.82
10	SRGe J102411.6+561606	—	—	—	-0.36	-0.64
11	SRGe J110137.5+572926	—	—	Star	-2.87	0.03
12	SRGe J104325.5+563300	—	—	Cataclysmic Binary	-0.32	0.13

Примечание. Значения цветов меньше -1 могут быть искажены и обсуждаются в подразделе 3.2.

Таблица 4. Объекты, которые были классифицированы как галактические на основе информации из спектральных каталогов или базы данных Simbad (не на основе данных Gaia)

	Источник	Класс SDSS	Подкласс SDSS	Класс MILQ	Класс SIMBAD	Цвет	$\lg(F_x/F_0)$
1	SRGe J103049.0+563614	—	—	—	Star	-0.02	-0.27
2	SRGe J103606.5+573624	STAR	K5	STAR	—	0.34	-0.08
3	SRGe J104809.2+581036	—	—	—	Star	-0.41	-3.59
4	SRGe J105106.4+552342	STAR	O9.5Iae	STAR	—	0.08	0.31
5	SRGe J105237.2+600836	—	—	—	Star	0.24	-0.03
6	SRGe J103256.5+574818	—	—	—	Star	0.78	0.53
7	SRGe J103511.4+600547	—	—	STAR	—	0.16	0.05
8	SRGe J105118.5+551934	STAR	O9.5Iae	STAR	Blue Object	-0.15	-0.12
9	SRGe J104636.2+555934	—	—	—	Star	-1.43	-0.01
10	SRGe J103426.1+575524	—	—	—	Star	—	0.46
11	SRGe J105432.9+590945	—	—	—	Star	0.7	-0.29
12	SRGe J103744.3+571156	STAR	O8e	QSO	BL Lac	0.49	0.43
13	SRGe J104429.8+595354	—	—	—	Star	0.14	-0.38

Примечание. Отмечены красными окружностями на рис. 1. Значения цветов меньше -1 могут быть искажены и обсуждаются в подразделе 3.2.

4.2. Пекулярные источники

Здесь приведены списки объектов, которые по тем или иным причинам являются необычными и были выявлены в процессе классификации рентгеновских источников в области Дыры Локмана.

В табл. 3 приведены галактические источники Gaia, отобранные в подразделе 3.1, и лежащие на рис. 1 в области внегалактических объектов ($\lg(F_x/F_o) > -1.4$). Эти галактические источники имеют нехарактерно большое отношение рентгеновского потока к оптическому и могут являться кандидатами в катаклизмические переменные. Отдельно стоит отметить источник SRGe J103224.9+572814: согласно каталогу Gaia, он имеет значимое собственное движение (12.5 ± 0.5 угл. млсек./год) и при этом является квазаром ($z = 2.43 \pm 0.00014$), согласно спектроскопическим каталогам. Подробнее о подобных объектах см., например, Сачей и др. (2022), Хамитов и др., в печати (2022).

В табл. 4 приведены объекты, которые были классифицированы как галактические на основании спектральных каталогов или базы данных Simbad (без использования данных Gaia). Большинство из них, так же как и объекты из табл. 3, имеют отношение $\lg(F_x/F_o)$, характерное для внегалактических объектов.

Оптическая протяженность некоторых из галактических источников Gaia (отмечены красными окружностями с черной границей на рис. 1, список приведен в табл. 5) может быть связана с относительно большими значениями собственного движения и, как следствие, смещением положения источника между оптическими снимками, сделанными в разное время. Собственные движения, в свою очередь, могут быть вызваны смещением фотоцентра галактики, происходящего по причине, например, движения джетов или микролинзирования. Также не могут быть полностью исключены и погрешности астрометрических решений Gaia. Поиску и исследованию таких объектов в рентгеновском каталоге еРОЗИТА посвящена недавняя работа Хамитов и др., в печати (2022).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы провели классификацию рентгеновских источников в каталоге источников СРГ/еРОЗИТА, полученном по результатам обзора в области Дыры Локмана (Гильфанов и др., готовится к печати, 2022). Для этой цели мы использовали результаты отождествления рентгеновских источников с объектами оптического каталога DESI LIS, проведенного в работе Быков и др. (2022). Из 6885 рентгеновских источников 2884 источникам удалось

назначить класс после отождествления с каталогами Gaia DR3, SDSS DR16, MILLIQUAS и базы данных Simbad. Для остальных источников классификация была проведена на основе информации о протяженности объекта в оптическом диапазоне и отношении F_x/F_o рентгеновского и оптического (в фильтре z) потоков (см. раздел 3). В результате 357 источников были классифицированы как галактические и 5929 как внегалактические. Сделаны оценки точности и полноты отбора для внегалактических (99.9 и 98.9% соответственно) и галактических (91.6 и 99.7%) источников. Для 60 источников, для которых фотометрия DESI LIS имела недостаточное отношение сигнал—шум, отождествление не производилось. Используя результаты отождествления из работы Быков и др. (2022), 539 источников были классифицированы как “бездомные”, т.е. не имеющие оптических партнеров в обзоре DESI LIS. Результаты этой работы будут использованы в последующих статьях для построения функции светимости АЯГ и квазаров в поле Дыры Локмана.

Это исследование использовало результаты наблюдений телескопа еРОЗИТА на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп СРГ/еРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной физики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субпдрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Используемые в настоящей работе данные телескопа еРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом еРОЗИТА и программного обеспечения для обработки и анализа данных, разработанного российским консорциумом телескопа еРОЗИТА.

Авторы благодарны за обсуждение работы членам научной рабочей группы российского консорциума телескопа еРОЗИТА каталогу источников и по активным галактикам, квазарам и СПР, в частности, И.Ф. Бикмаеву, Р.А. Буренину, А.В. Мещерякову и Г.А. Хорунжеву. С.Д. Быков благодарит за поддержку международную исследовательскую школу по астрофизике общества Макса Планка (IMPRS) в Мюнхенском университете имени Людвига и Максимилиана. М.И. Бельведерский

Таблица 5. Галактические источники Gaia, являющиеся протяженными объектами согласно каталогу DESI LIS

	Источник	GAIA PM (mas/yr)	GAIA PM SNR	$\lg(F_x/F_0)$
1	SRGe J105146.0+554552	144.64	204.3	1.91
2	SRGe J104425.9+565729	24.21	69.3	1.46
3	SRGe J105603.0+595317	5.58	14.4	-0.24
4	SRGe J105130.7+573439	63.28	310.6	2.00
5	SRGe J102411.6+561606	9.38	602.8	-0.36

Примечание. Отмечены красными окружностями с черной границей на рис. 1.

и М.Р. Гильфанов благодарят поддержку гранта РНФ 21-12-00343. М.И. Бельведерский благодарит Дастина Ланга из коллаборации DESI за консультации.

Программное обеспечение: NumPy (Харрис и др., 2020), Matplotlib (Хантер и др., 2007), SciPy (Виртанен и др., 2020), Pandas (Команда pandas, 2020), AstroPy (Прайс-Вилан и др., 2018). В работе была использована база данных SIMBAD, поддерживаемая Центром астрономических данных в Страсбурге (CDS⁵, Strasbourg, France).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Сачей и др. (J. Souchay, N. Secrest, S. Lambert, N. Zacharias, F. Taris, C. Barache, et al.), *Astron. Astrophys.* **660**, A16 (2022).
- Аумада и др. (R. Ahumada, C. A. Prieto, A. Almeida, F. Anders, S. F. Anderson, B. H. Andrews, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **249**, 3 (2020).
- Бруса и др. (M. Brusa, G. Zamorani, A. Comastri, G. Hasinger, N. Cappelluti, F. Civano, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **172**, 353 (2007).
- Бруса и др. (M. Brusa, F. Civano, A. Comastri, T. Miyaji, M. Salvato, G. Zamorani, et al.), *Astrophys. J.* **716**, 348 (2010).
- Быков и др. (Вуков), (2022).
- Венгер и др. (M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, P. Dubois, F. Bonnarel, S. Borde, et al.), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143**, 9 (2000).
- Виртанен и др. (P. Virtanen, R. Gommers, T.E. Oliphant, M. Haberland, T. Reddy, D. Cournapeau, et al.), *Nature Methods* **17**, 261 (2020).
- Георгакакис и др. (A. Georgakakis, K. Nandra, E.S. Laird, J. Aird, and M. Trichas), *MNRAS* **388**, 1205 (2008).
- Гильфанов и др. (M. Gilfanov et al.), *Письма в Астрон. журн.*, готовится к печати (2023).
- Дей и др. (A. Dey, D. J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, et al.), *Astron. J.* **157**, 168 (2019).
- Коллаборация Гая (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A1 (2016).
- Коллаборация Гая (Gaia Collaboration, A. Vallenari, A.G.A. Brown, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, F. Arenou, et al.), *arXiv e-prints*, p. arXiv:2208.00211 (2022).
- Колодзиг и др. (A. Kolodzig, M. Gilfanov, G. Hütsi, and R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **558**, A90 (2013a).
- Колодзиг и др. (A. Kolodzig, M. Gilfanov, R. Sunyaev, S. Sazonov, and M. Brusa), *Astron. Astrophys.* **558**, A89 (2013b).
- Т. pandas development team, *pandas-dev/pandas: Pandas* (2020).
- Ксю и др. (Y.Q. Xue, B. Luo, W.N. Brandt, F.E. Bauer, B.D. Lehmer, P.S. Broos, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **195**, 10 (2011).
- Маккакаро и др. (T. Maccacaro, I.M. Gioia, A. Wolter, G. Zamorani, and J.T. Stocke), *Astrophys. J.* **326**, 680 (1988).
- Марчеси и др. (S. Marchesi, F. Civano, M. Elvis, M. Salvato, M. Brusa, A. Comastri, et al.), *Astrophys. J.* **817**, 34 (2016).
- Мереминский и др. (I.A. Mereminskiy, E.V. Filipova, R.A. Burenin, S.Y. Sazonov, M.N. Pavlinsky, A.Y. Tkachenko, et al.), *Astronomy Letters* **44**, 67 (2018).
- Мереминский и др. (I.A. Mereminskiy, R.A. Burenin, R.A. Krivonos, I.Y. Lapshov, M.N. Pavlinsky, S.Y. Sazonov, et al.), *Astronomy Letters* **45**, 62 (2019).
- Мерлони и др. (A. Merloni, P. Predehl, W. Becker, H. Böhringer, T. Boller, H. Brunner, et al.), *arXiv e-prints*, p. arXiv:1209.3114 (2012).
- Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
- Прайс-Вилан и др. (Astropy Collaboration, A.M. Price-Whelan, B.M. Sipócz, H.M. Günther,

⁵<https://simbad.u-strasbg.fr/simbad>

- P.L. Lim, S.M. Crawford, et al.), *Astron. J.* **156**, 123 (2018).
24. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
25. Прокопенко и Гильфанов (I.G. Prokopenko and M.R. Gilfanov), *Astronomy Letters* **35**, 294 (2009).
26. Сальвато и др. (M. Salvato, G. Hasinger, O. Ilbert, G. Zamorani, M. Brusa, N.Z. Scoville, et al.), *Astrophys. J.* **690**, 1250 (2009).
27. Сальвато и др. (M. Salvato, J. Buchner, T. Budavári, T. Dwelly, A. Merloni, M. Brusa, et al.), *MNRAS* **473**, 4937 (2018).
28. Сальвато и др. (M. Salvato, O. Ilbert, and B. Hoyle), *Nature Astronomy* **3**, 212 (2019).
29. Сальвато и др. (M. Salvato, J. Wolf, T. Dwelly, A. Georgakakis, M. Brusa, A. Merloni, et al.), *Astron. Astrophys.* **661**, A3 (2022).
30. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2104.13267 (2021).
31. Флэш и др. (E. W. Fleisch), arXiv e-prints, p. arXiv:2105.12985 (2021).
32. Хамитов и др. (I. Hamitov), *Письма в Астрон. журн.* **48**, 828 (2022).
33. Хантер и др. (J. D. Hunter), *Computing in Science & Engineering* **9**, 90 (2007).
34. Харрис и др. (C.R. Harris, K.J. Millman, S.J. van der Walt, R. Gommers, P. Virtanen, D. Cournapeau, et al.), *Nature* **585**, 357 (2020).
35. Хасингер и др. (G. Hasinger, M. Freyberg, E.M. Hu, C.Z. Waters, P. Capak, A. Moneti, et al.), *Astron. Astrophys.* **645**, A95 (2021).
36. Чивано и др. (F. Civano, M. Elvis, M. Brusa, A. Comastri, M. Salvato, G. Zamorani, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **201**, 30 (2012).

СВЯЗЬ МЕЖДУ ОПТИЧЕСКОЙ И РАДИО СИСТЕМАМИ ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА GAIA DR3 И РСДБ-ИЗМЕРЕНИЯМИ

© 2022 г. В. В. Бобылев^{1*}

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

Поступила в редакцию 13.10.2022 г.

После доработки 04.11.2022 г.; принята к публикации 15.11.2022 г.

По литературным данным составлена выборка из 126 радиозвезд с измеренными РСДБ-методом тригонометрическими параллаксами и собственными движениями, а также имеющимися в каталоге Gaia DR3 (фактически Gaia EDR3). Анализ разностей собственных движений 84 радиозвезд вида “Gaia–РСДБ” на основе модели твердотельного взаимного вращения показал отсутствие значимо отличающихся от нуля скоростей вращения, $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = (0.06, 0.08, -0.10) \pm \pm (0.06, 0.07, 0.08)$ мсд/год. По разностям тригонометрических параллаксов 90 звезд получена новая оценка систематического смещения между оптической и радио системами, $\Delta\pi = -0.022 \pm 0.017$ мсд, и показано, что параллактический масштабный множитель близок к единице, $b = 1.001 \pm 0.002$.

Ключевые слова: шкала расстояний, радиозвезды, Gaia EDR3, Gaia DR3, тригонометрические параллаксы, собственные движения.

DOI: 10.31857/S0320010822110043

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что тригонометрические параллаксы Gaia (Прусти и др., 2016) имеют небольшой сдвиг относительно неподвижных внегалактических источников (квазаров). Небольшой сдвиг, трудно поддающийся учету, сохранился даже в версии Gaia DR3 (Валленари и др., 2022).

Впервые в работе Линдегрена и др. (2018) было отмечено наличие систематического сдвига с величиной $\Delta\pi = -0.029$ мсд (миллисекунды дуги) в параллаксах Gaia DR2 (Браун и др., 2018) по отношению к инерциальной системе координат. Позже наличие такой поправки в параллаксах Gaia DR2 было подтверждено многими авторами на разнообразном материале, причем с очень хорошей точностью. Например, по большой (около 400 звезд) выборке переменных типа RR Лиры в работе Муравьевой и др. (2018) была найдена поправка $\Delta\pi = -0.057 \pm 0.006$ мсд. По 89 разделенным затменно-двойным звездам Стассум, Торрес (2018) нашли поправку $\Delta\pi = -0.082 \pm 0.033$ мсд. Согласно этим авторам, относительные ошибки параллаксов использованных затменно-двойных в среднем не превышают 5% и не зависят от расстояния. Рисс и др. (2018) получили оценку $\Delta\pi = -0.046 \pm 0.013$ мсд по выборке из 50 долгопериодических цефеид. Использовались фотомет-

рические характеристики этих цефеид, измеренные с борта космического телескопа им. Хаббла. Зинн и др. (2019) из сравнения расстояний около 3000 гигантов каталога APOKASC-2 (Apache Point Observatory Kepler Asteroseismology Science Consortium, Пинсонью и др., 2018) нашли значение $\Delta\pi = -0.053 \pm 0.009$ мсд.

Анализ параллаксов звезд из каталога Gaia EDR3 (Браун и др., 2021), выполненный Линдегреном и др. (2021), показал, что смещение нуля-пункта параллаксов зависит от звездных величин и положений звезд на небесной сфере. В итоге Линдегреном и др. (2021) был разработан метод учета этого смещения.

В работе Бобылева (2019) было выполнено сравнение параллаксов звезд из каталога Gaia DR2 с измеренными методом РСДБ (радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами). Параметры связи между оптической и радио системами были получены по выборке из 88 мазеров и радиозвезд. Значение найденной поправки составило $\Delta\pi = -0.038 \pm 0.046$ мсд. Как видно, результат получен с большой неопределенностью. В настоящей работе интересно повторить определение поправки параллаксов по более рафинированной выборке мазеров и радиозвезд для получения более надежной оценки (с меньшей ошибкой).

Сравнение абсолютных собственных движений радиозвезд из каталога Gaia с их РСДБ-

* Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

измерениями позволяют проконтролировать взаимное вращение оптической и радио систем. Такое вращение отражает качество привязки обеих систем к инерциальной системе координат (к далеким квазарам). Сравнение абсолютных собственных движений радиозвезд из каталога Gaia DR2 с их РСДБ-измерениями выполнялось, например, в работах Бобылева (2019), Линдегрена (2020a; 2020б), где был сделан вывод об отсутствии значимо отличающихся от нуля трех компонентов вектора твердотельного взаимного вращения двух этих систем.

Целью настоящей работы является сравнение РСДБ-параллакс и собственных движений радиозвезд с их измерениями из каталога Gaia DR3. При этом известно, что параллаксы и собственные движения звезд в Gaia DR3 просто скопированы из каталога Gaia EDR3.

ДАННЫЕ

Результаты РСДБ-наблюдений мазеров, ассоциируемых с молодыми звездами и протозвездами, объединены в обзорном проекте BeSSeL (The Bar and Spiral Structure Legacy Survey¹). Проект нацелен на определение высокоточных расстояний до областей звездообразования, изучение строения, кинематики и динамики Галактики. Важнейшим вкладчиком здесь является американская решетка VLBA, состоящая из десяти 25-метровых антенн с максимальной базовой линией более 8000 км. Наблюдения охватывают частоты 6.7 и 12.2 ГГц с излучением метанольных (CH₃OH) мазеров, а также частоту 22.2 ГГц с излучением водяных (H₂O) мазеров.

Другим вкладчиком в обзор BeSSeL является европейская РСДБ-сеть EVN (European VLBI Network). Здесь самые длинные базовые линии составляют около 9000 км, а самой большой в решетке является 100-метровая антенна в Эффельсберге. Наблюдения ведутся на частотах от 6.7 до 22.2 ГГц.

В Японии выполняются РСДБ-наблюдения мазеров по программе VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry²). Интерферометр состоит из четырех 20-метровых антенн, расположенных по всей Японии, что обеспечивает базовую длину от 1020 до 2270 км. Выполняются наблюдения H₂O-мазеров на частоте 22.2 ГГц, реже SiO-мазеров на частоте 43.1 и 42.8 ГГц.

Важнейшим уникальным свойством антенн VERA является двухлучевая приемная система, позволяющая одновременно отслеживать пару

мазерных целей и фазовых опорных источников. Во всех других программах (VLBA, EVN, и др.) наблюдения опорных внегалактических объектов проводятся в начале и конце сессии путем перенацеливания антенн, что потом требует дополнительных усилий для учета атмосферных искажений. Отметим, что астрометрическая точность тем лучше, чем выше частота наблюдений. Таким образом, РСДБ-наблюдения, выполненные по программе VERA, являются наиболее точными по сравнению с наблюдениями, полученными в рамках остальных программ.

Известен также первый результат РСДБ-измерения параллакса источника G 339.884–1.259, полученный с помощью радиоинтерферометра LBA (Long Baseline Array) в Австралии (Кришнан и др., 2015). Интерферометр состоял из пяти антенн большого диаметра (более 20 м), наблюдались метанольные мазеры на частоте 6.7 ГГц.

Помимо мазеров интерес представляют РСДБ-наблюдения радиозвезд в континууме. В настоящее время примерно для 60 молодых звезд, наблюдаемых по программе GOBELINS (Ортиз-Леон и др., 2017) на частоте 5 и 8 ГГц, имеется полная информация — измерены их абсолютные тригонометрические параллаксы и собственные движения, а также известны их лучевые скорости.

Помимо молодых звезд РСДБ-методом определены тригонометрические параллаксы и собственные движения десятков разнообразных звезд, находящихся на более поздних стадиях эволюции — гигантов, красных гигантов, сверхгигантов, мирид, звезд асимптотической ветви гигантов и др. Такие звезды окружены протяженными газопылевыми оболочками, где имеется мазерное излучение. Наблюдения их выполняются на частоте 22 ГГц (H₂O-мазеры) и 44 ГГц (SiO-мазеры).

Для целей настоящей работы важным источником данных являются списки мазеров и радиозвезд из работ, посвященных сравнению параллакс и собственных движений звезд из каталога Gaia DR2 с их РСДБ-измерениями. Так, в работе Кункель и др. (2018) было выполнено сравнение параллакс с использованием 55 молодых радиозвезд, расположенных в поясе Гулда. Бобылев (2019) получил оценку параметров связи между оптической и радио системами по выборке из 88 мазеров и радиозвезд. Сю и др. (2019) повторили анализ Бобылева, составив список мазеров и радиозвезд из 108 позиций. Список Сю и др. (2019) хорош тем, что в нем даны такие важные сведения о каждой звезде, как информация о двойственности, указана принадлежность а) к молодым объектам, б) к звездам асимптотической ветви гигантов (AGB) и в) к другим объектам.

¹<http://bessel.vlbi-astrometry.org>

²<http://veraserver.mtk.nao.ac.jp>

Таблица 1. Данные о 23 звездах, добавленных к списку Сю и др. (2019)

Звезда	$\Delta\mu_\alpha \cos \delta \pm \sigma$ мсд/год	$\Delta\mu_\delta \pm \sigma$ мсд/год	$\Delta\pi \pm \sigma$ мсд	Ref
DG Tau	-1.286 ± 0.812	-1.378 ± 0.906		(1)
Parenago 1823	-0.064 ± 0.235	-1.159 ± 0.551		(2)
Parenago 1844	-1.981 ± 0.205	1.119 ± 0.551		(2)
Parenago 1872	-0.168 ± 0.130	-0.086 ± 0.098		(2)
Parenago 1896	0.447 ± 0.181	-0.650 ± 0.165		(2)
Parenago 1922	-0.912 ± 0.207	-0.241 ± 0.275		(2)
V1399 Ori	-0.303 ± 0.247	-0.280 ± 0.522		(2)
BX Cam	-0.082 ± 0.212	0.828 ± 0.451	-0.026 ± 0.129	(3)
OZ Gem	0.948 ± 0.446	-0.832 ± 0.349	-0.348 ± 0.328	(4)
R Cnc	-0.605 ± 0.392	0.785 ± 0.976	0.098 ± 0.341	(5)
X Hya	-0.600 ± 0.975	3.653 ± 1.475	0.461 ± 0.121	(5)
W Leo	0.243 ± 0.143	0.560 ± 0.129	-0.152 ± 0.110	(5)
R Hya	-0.423 ± 1.151	4.356 ± 1.854	-1.194 ± 0.497	(5)
Y Lib	0.179 ± 2.392	-0.031 ± 4.261	-0.023 ± 0.097	(6)
S Ser	2.868 ± 1.427	-1.966 ± 2.314	-0.482 ± 0.135	(5)
WR 112	1.724 ± 1.110	1.680 ± 1.405		(7)
MAXI J1820+070	-0.042 ± 0.099	0.108 ± 0.120	0.021 ± 0.085	(8)
V837 Her	0.372 ± 0.788	-0.365 ± 0.826	-0.913 ± 0.103	(9)
WR 125	-0.821 ± 0.500	0.597 ± 0.600		(10)
RR Aql	2.256 ± 0.214	0.776 ± 1.462	-0.497 ± 0.139	(11)
WR 140	0.755 ± 0.202	-0.674 ± 0.103		(10)
WR 146	2.284 ± 0.696	-1.375 ± 2.242		(10)
R Peg	6.222 ± 1.535	-3.797 ± 0.924	-0.131 ± 0.304	(5)

Примечание. (1) — Ривера и др. (2015); (2) — Дзиб и др. (2021); (3) — Сю и др. (2022); (4) — Ураго и др. (2020); (5) — Хирота и др. (2020); (6) — Чибузе и др. (2019); (7) — Ям и др. (2015); (8) — Атри и др. (2020); (9) — Чибузе и др. (2020); (10) — Дзиб, Родригес (2009); (11) — Сан и др. (2022).

Сю и др. (2019) предлагают не использовать AGB-звезды в задаче сравнения, так как ма-зерные источники распределены, иногда очень неравномерно, во внешних слоях огромных газопылевых оболочках таких звезд. Это может приводить к несовпадению оптических и радиоизображений. Казалось, что примером могли бы

служить звезды R Aqg или VY CMa, для которых разности параллакс-ов вида Gaia DR2 минус РСДБ имели “запредельные” значения, более 10 мсд. Однако разности параллакс-ов этих звезд при сравнении с каталогом Gaia EDR3 существенно уменьшились (до значений менее 2.5 мсд), причем за счет улучшения оптических измерений. Сю и

Таблица 2. Компоненты вектора взаимного вращения оптической (Gaia EDR3) и радио систем, найденные по выборке 24 звезд из работы Линдегрена (2020а,б)

Вид весов p	N_*	ω_x , мсд/год	ω_y , мсд/год	ω_z , мсд/год
$p = 1$	24	-0.06 ± 0.10	-0.08 ± 0.12	-0.11 ± 0.10
$p = 1/(\sigma_{\mu(\text{Gaia})} + \sigma_{\mu(\text{VLBI})})$	24	$+0.07 \pm 0.06$	$+0.07 \pm 0.08$	-0.04 ± 0.07
$p = 1/\sqrt{\sigma_{\mu(\text{Gaia})}^2 + \sigma_{\mu(\text{VLBI})}^2}$	24	$+0.07 \pm 0.06$	$+0.07 \pm 0.07$	-0.05 ± 0.07
$p = 1/(\sigma_{\mu(\text{Gaia})}^2 + \sigma_{\mu(\text{VLBI})}^2)$	24	$+0.17 \pm 0.04$	$+0.18 \pm 0.04$	$+0.01 \pm 0.06$

Примечание. N_* — количество использованных звезд.

Таблица 3. Компоненты вектора взаимного вращения оптической (Gaia EDR3) и радио систем, найденные с использованием 96 звезд

Вид весов p	N_*	ω_x , мсд/год	ω_y , мсд/год	ω_z , мсд/год
$p = 1$	96	-0.10 ± 0.09	-0.02 ± 0.13	-0.01 ± 0.09
$p = 1/(\sigma_{\mu(\text{Gaia})} + \sigma_{\mu(\text{VLBI})})$	96	-0.02 ± 0.08	$+0.06 \pm 0.11$	-0.04 ± 0.07
$p = 1/\sqrt{\sigma_{\mu(\text{Gaia})}^2 + \sigma_{\mu(\text{VLBI})}^2}$	96	-0.02 ± 0.08	$+0.06 \pm 0.11$	-0.04 ± 0.07
$p = 1/(\sigma_{\mu(\text{Gaia})}^2 + \sigma_{\mu(\text{VLBI})}^2)$	84	$+0.06 \pm 0.06$	$+0.08 \pm 0.07$	-0.10 ± 0.08

Примечание. N_* — количество звезд, оставшихся после отбрасывания по критерию 3σ .

др. (2019) предлагают также в задаче сравнения не использовать двойные звезды. С этим можно согласиться.

Отметим результат Линдегрена (2020а,б), который взял 41 яркую звезду из списка Сю и др. (2019) с собственными движениями из каталога Gaia DR2, имеющих РСДБ-измерения. Линдегрэн отбросил почти половину из этих звезд, следуя разработанным им критериям. По разностям собственных движений оставшихся 26 звезд получил оценку трех компонент вектора взаимного вращения оптической и радио систем: $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = (-0.068, -0.051, -0.014) \pm \pm (0.052, 0.045, 0.066)$ мсд/год, сделав очевидный вывод об отсутствии значимо отличающихся от нуля скоростей взаимного вращения. Однако из 26 использованных для анализа звезд 5 являются AGB-звездами, 11 — двойными, причем две звезды (Суг X-1 и LSI +61 303) являются яркими компонентами систем с черной дырой.

В настоящей работе мы взяли за основу список мазеров и радиозвезд из работы Сю и др. (2019), дополнив его более поздними публикациями, посвященными определению тригонометрических параллаксов и собственных движений таких объектов РСБД-методом. Это публикации Чибузе и др. (2020), Хироты и др. (2020), Сю и др. (2022) и

Саны и др. (2022). Итоговый наш список содержит 126 позиций, причем для 126 звезд имеются измерения собственных движений как в радиодиапазоне, так и в оптике (Gaia EDR3), а РСДБ-параллаксы измерены только для 114 звезд.

Отметим, что список Сю и др. (2019) содержит данные о 108 звездах. Причем примерно для десяти звезд имелась информация только о РСДБ-измерениях. Для некоторых из таких звезд появились измерения в каталоге Gaia DR3. В итоге список звезд с реальной измерительной информацией увеличился на 23 звезды. Разности собственных движений и параллаксов вида “Gaia-РСДБ” этих 23 звезд даны в табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Сравнение собственных движений звезд

Для определения трех угловых скоростей взаимного вращения двух систем вокруг экваториальных осей координат $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ используем уравнения следующего вида:

$$\begin{aligned} \Delta\mu_\alpha \cos \delta &= -\omega_x \cos \alpha \sin \delta - & (1) \\ & - \omega_y \sin \alpha \sin \delta + \omega_z \cos \delta, \\ \Delta\mu_\delta &= +\omega_x \sin \alpha - \omega_y \cos \alpha, \end{aligned}$$

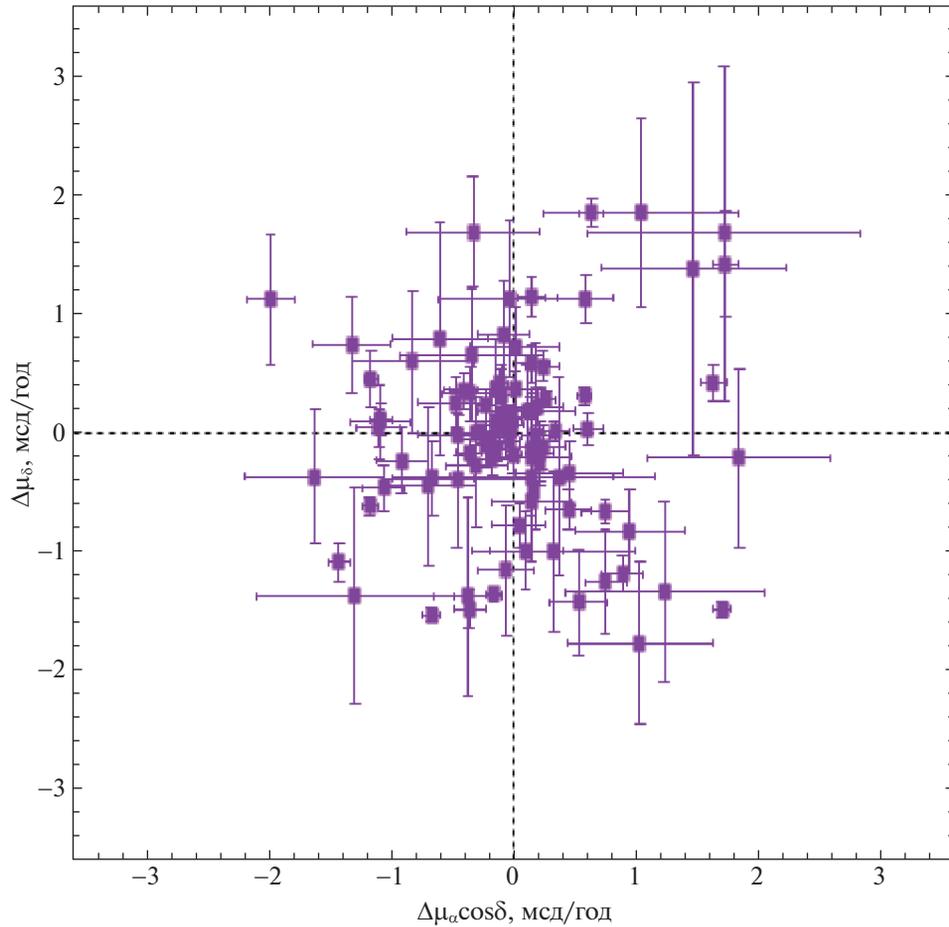


Рис. 1. Разности собственных движений звезд вида “Gaia–РСДБ”.

где в левых частях уравнений находятся разности вида “Gaia минус РСДБ”. Систему условных уравнений вида (1) решаем методом наименьших квадратов как с единичными весами ($p = 1$), так и с весами, обратно пропорциональными ошибкам измерений, либо квадратам ошибок измерений. Например, в работе Бобылева (2019) применялись веса вида $p = 1/\sqrt{\sigma_{\mu(Gaia)}^2 + \sigma_{\mu(VLBI)}^2}$, а Сю и др. (2019) предлагают использовать веса вида $p = 1/(\sigma_{\mu(Gaia)}^2 + \sigma_{\mu(VLBI)}^2)$.

В начале на основе системы условных уравнений вида (1) была проанализирована выборка из 26 звезд, отобранных Линдегеном (2020а,б). При этом нами были использованы разности собственных движений 24 звезд, модули которых не превышают 2 мсд/год. Результаты, полученные с весами четырех видов, отражены в табл. 2.

В табл. 3 даны компоненты вектора взаимного вращения оптической и радио систем, найденные с использованием 96 звезд нашего списка. Модули разностей собственных движений этих звезд не

превышают 2 мсд/год. Распределение разностей этих звезд дано на рис. 1.

Сравнение параллаксов

Параметры связи между параллаксами двух систем ищем методом наименьших квадратов из решения системы условных линейных уравнений вида

$$\pi_{(Gaia)} = a + b\pi_{(VLBI)}. \quad (2)$$

Для сравнения тригонометрических параллаксов были использованы звезды с относительными ошибками параллаксов, не превышающими 30%, как в случае звезд каталога Gaia DR3, так и в случае РСДБ-измерений.

В табл. 4 даны оценки параметров уравнения (2) a и b , найденные с применением весов нескольких видов. Дано также средневзвешенное значение разности параллаксов $\Delta\pi$ вида “Gaia минус РСДБ”, которое вычислялось параллельно по тем же звездам. Вычисления проведены, следуя рекомендациям Сю и др. (2019), для трех случаев:

Таблица 4. Параметры уравнения (2) a и b , а также среднее значение $\Delta\pi$, вычисленное по разностям вида “Gaia минус РСДБ”

Вид решений	N_*	a , мсд	b	$\Delta\pi$, мсд
$p = 1$				
Все	100	-0.082 ± 0.041	1.002 ± 0.003	-0.068 ± 0.036
Без AGB-звезд	84	-0.065 ± 0.041	1.002 ± 0.003	-0.049 ± 0.036
Только одиночные	45	-0.020 ± 0.099	0.983 ± 0.021	-0.088 ± 0.053
$p = 1/(\sigma_{\mu(\text{Gaia})} + \sigma_{\mu(\text{VLBI})})$				
Все	97	-0.031 ± 0.030	1.002 ± 0.003	-0.038 ± 0.026
Без AGB-звезд	82	-0.032 ± 0.029	1.001 ± 0.003	-0.033 ± 0.027
Только одиночные	43	-0.106 ± 0.071	1.013 ± 0.015	-0.047 ± 0.040
$p = 1/\sqrt{\sigma_{\mu(\text{Gaia})}^2 + \sigma_{\mu(\text{VLBI})}^2}$				
Все	97	-0.029 ± 0.030	1.001 ± 0.003	-0.037 ± 0.026
Без AGB-звезд	82	-0.030 ± 0.028	1.002 ± 0.003	-0.031 ± 0.026
Только одиночные	44	-0.109 ± 0.071	1.014 ± 0.015	-0.046 ± 0.039
$p = 1/(\sigma_{\mu(\text{Gaia})}^2 + \sigma_{\mu(\text{VLBI})}^2)$				
Все	90	-0.020 ± 0.022	1.001 ± 0.002	-0.022 ± 0.017
Без AGB-звезд	77	-0.015 ± 0.021	0.998 ± 0.002	-0.019 ± 0.018
Только одиночные	41	-0.047 ± 0.042	1.010 ± 0.009	-0.018 ± 0.027

Примечание. N_* — количество звезд, оставшихся после отбрасывания по критерию 3σ .

а) по всей выборке; б) без использования AGB-звезд; в) только по одиночным звездам. Видно, что одиночных звезд в нашей выборке слишком мало для получения надежного результата. Параметры a и $\Delta\pi$ характеризуют одну величину, однако $\Delta\pi$ вычисляется, как можно видеть из табл. 4, с меньшей ошибкой.

На рис. 2 даны параллаксы радиозвезд из каталога Gaia DR3 в зависимости от их РСДБ-параллаксов. На рис. 2б видно, что обе шкалы практически идентичны на больших расстояниях от Солнца. На рис. 2а даны параллаксы звезд из каталога Gaia, измеренные с относительными ошибками $\sigma_\pi/\pi < 100\%$ в зависимости от параллаксов звезд, которые измерены РСДБ-методом при этом же ограничении, $\sigma_\pi/\pi < 100\%$. На рис. 2б даны параллаксы звезд, измеренные с ошибками $\sigma_\pi/\pi < 30\%$. Очевидно, что для получения надежных оценок искомым параметрам необходимо на-

кладывать ограничения либо на радиус выборки, либо на величину относительной ошибки σ_π/π . В настоящей работе выбран второй вариант.

ОБСУЖДЕНИЕ

В работе Бобылева (2019) был сделан вывод об отсутствии значимо отличающихся от нуля скоростей взаимного вращения между оптической и радио системами. При этом были использованы разности звезд, модули которых не превышают 6 мсд/год (рис. 1 в работе Бобылева). В настоящей же работе имеем для анализа большее количество звезд в более компактной области, так как их модули не превышают 2 мсд/год (рис. 1).

Результаты, полученные в настоящей работе с использованием собственных движений этих звезд из каталога Gaia EDR3 (табл. 2), подтверждают вывод Линдегрена (2020а,б) об отсутствии значимо

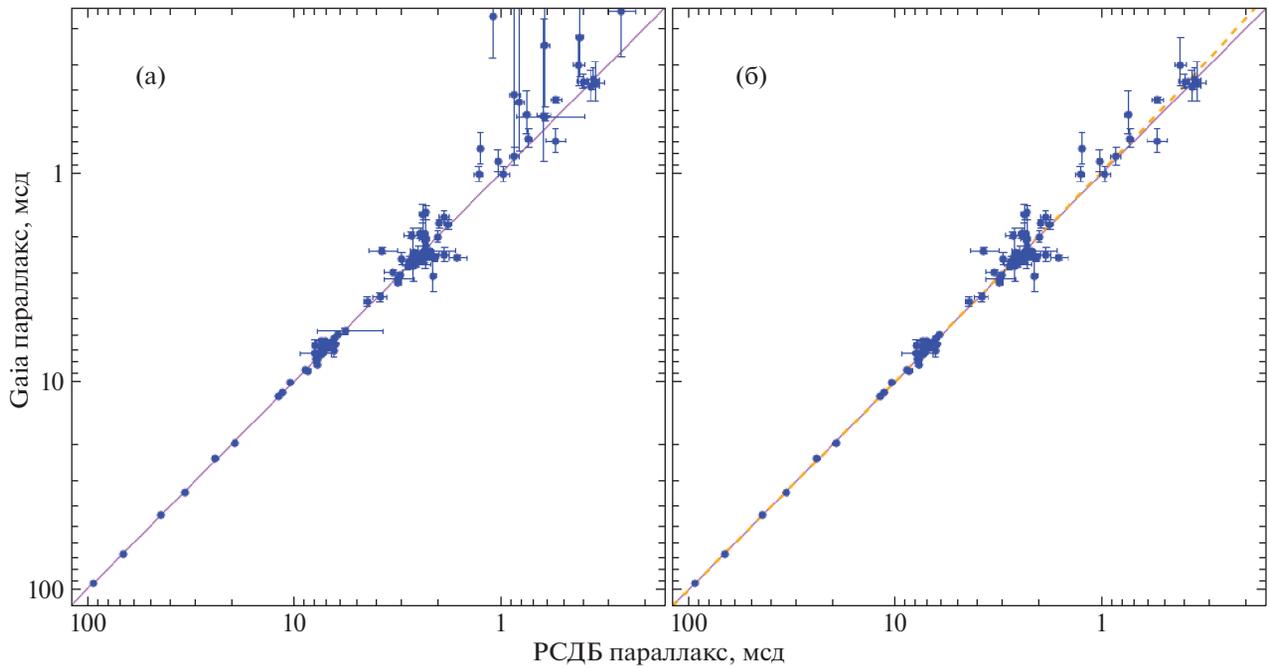


Рис. 2. Параллаксы радиозвезд из каталога Gaia в зависимости от их параллаксов, измеренных средствами РСДБ с относительными ошибками в каждом случае $\sigma_\pi/\pi < 100\%$ (а), и с ошибками $\sigma_\pi/\pi < 30\%$ (б), сплошная линия соответствует корреляции с коэффициентом 1, пунктирная линия на панели (б) соответствует значениям $a = -0.022$ мсд и $b = 1.001$ в уравнении (2).

отличающихся от нуля компонент вектора взаимного вращения между системами. При этом необходимо отметить, что веса вида $p = 1/(\sigma_{\mu(\text{Gaia})}^2 + \sigma_{\mu(\text{VLBI})}^2)$ дают ненадежный результат при малой статистике.

Результаты, которые даны в табл. 3, получены по большой статистике, и применение весов вида $p = 1/(\sigma_{\mu(\text{Gaia})}^2 + \sigma_{\mu(\text{VLBI})}^2)$ позволило получить значения компонент вектора взаимного вращения с наименьшими (по сравнению с полученными с другими весами) ошибками. Отметим, что в работе Бобылева (2019) было показано, что параллактический масштабный множитель b (см. соотношение (2)) составляет 1.002 ± 0.007 .

В работе Сю и др. (2019) по выборке из 34 одиночных звезд без привлечения AGB-звезд была получена оценка систематического смещения параллаксов звезд каталога Gaia DR2 $\Delta\pi = -0.075 \pm 0.029$ мсд. Оценка $\Delta\pi = -0.022 \pm 0.017$ мсд, полученная в настоящей работе (табл. 4), имеет существенно меньшую ошибку. Отметим, что, как показала практика, это было достигнуто путем применения следующих важных ограничений: а) на уровень относительных ошибок параллаксов звезд ($\sigma_\pi/\pi < 30\%$) в обоих сравниваемых каталогах и б) на модуль разностей параллаксов (< 2 мсд).

Небольшой сдвиг нуля-пункта параллаксов со средней величиной $\Delta\pi \sim -0.019$ мсд сохранился в версии Gaia DR3, фактически перешедший из каталога Gaia EDR3. Такой сдвиг с величиной $\Delta\pi = -0.021$ мсд был подтвержден Гроенвегеном (2021) по квазарам и с величиной $\Delta\pi = -0.039$ мсд при использовании 75 классических цефеид. С величиной $\Delta\pi = -0.025 \pm 0.004$ мсд — в работе Рена и др. (2021) из анализа $\sim 110\,000$ затменных двойных систем. По выборке разделенных затменно-двойных, ранее использованных Стассумом, Торресом (2018) при анализе данных Gaia DR2, в новой работе этих авторов (Стассум, Торрес, 2021) найдена поправка $\Delta\pi = -0.037 \pm 0.033$ мсд. В работе Ляо и др. (2021) по выборке из $\sim 300\,000$ квазаров из каталога Gaia EDR3, с использованием сферических функций для анализа разностей, была найдена поправка $\Delta\pi = -0.021$ мсд для пятипараметрического решения и $\Delta\pi = -0.027$ мсд в случае шестипараметрического решения. Поправка $\Delta\pi = -0.028$ мсд была найдена в работе Ванга и др. (2022) при сравнении с каталогом Gaia EDR3 около 300 000 гигантов из каталога LAMOST DR8 (Large Sky Area Multi-Object Fibre Spectroscopic Telescope).

Зависимость $\Delta\pi$ от звездной величины и координат звезд была детально изучена в работе Линдегрена и др. (2021). Предложенный этими

авторами метод учета такой поправки (для двух случаев — пятипараметрического и шестипараметрического решений) дает хорошие результаты, как показал анализ различных звезд (Рен и др., 2021; Хуанг и др., 2021; Зинн, 2021; Ванг и др., 2022).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Список мазеров и радиозвезд из работы Сю и др. (2019) дополнен более поздними публикациями, посвященными определению тригонометрических параллаксов и собственных движений радиозвезд РСДБ-методом. В итоговый список вошли 126 объектов. Для 126 звезд имеются измерения собственных движений как в радиодиапазоне, так и в оптике (Gaia EDR3), а РСДБ-параллаксы измерены для 114 звезд.

Анализ разностей собственных движений радиозвезд вида “Gaia–РСДБ” проведен на основе модели твердотельного вращения с использованием различного вида весов. Окончательный вариант вычислений получен с весами вида $p = 1/(\sigma_{\mu(Gaia)}^2 + \sigma_{\mu(VLBI)}^2)$, применение которых позволило получить оценки искомым параметрам с наименьшими ошибками. В частности, показано отсутствие значимо отличающихся от нуля скоростей взаимного вращения между оптической и радио системами $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = (0.06, 0.08, -0.10) \pm \pm (0.06, 0.07, 0.08)$ мсд/год. Это также говорит о том, что каждая из этих систем отлично привязана к опорной системе неподвижных внегалактических источников.

По разностям тригонометрических параллаксов 90 звезд вида “Gaia–РСДБ” получена новая оценка систематического смещения между оптической и радио системами, $\Delta\pi = -0.022 \pm 0.017$ мсд и показано, что параллактический масштабный множитель близок к единице, $b = 1.001 \pm 0.002$. Вычисления с использованием разностей параллаксов этих звезд были проведены по всей выборке, а также по выборке только одиночных звезд. Радикальных отличий в оценках искомым параметрам не обнаружено, поэтому был выбран вариант с большим количеством звезд, а именно, с использованием всей выборки.

Автор благодарен рецензентам за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Атри и др. (P. Atri, J.C.A. Miller-Jones, A. Bahramian, et al.), MNRAS **493**, L81 (2020).
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **45**, 13 (2019) [V.V. Bobylev, Astron. Lett. **45**, 10 (2019)].
- Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 1 (2018).
- Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), Astron. Astrophys. **649**, 1 (2021).
- Валленари и др. (Gaia Collaboration, A. Vallenari, A.G.A. Brown, T. Prusti, et al.), arXiv: 2208.0021 (2022).
- Ванг и др. (C. Wang, H. Yuan, and Y. Huang), Astron. J. **163**, 149 (2022).
- Гроеневеген (M.A.T. Groenewegen), Astron. Astrophys. **654**, 20 (2021).
- Дзиб, Родригес (S.A. Dzib and L.F. Rodriguez), Rev. Mex. Astron. Astrof. **45**, 3 (2009).
- Дзиб и др. (S.A. Dzib, J. Forbrich, M.J. Reid, and K.M. Menten), Astrophys. J. **906**, 24 (2021).
- Зинн и др. (J.C. Zinn, M.H. Pinsonneault, D. Huber, and D. Stello), Astrophys. J. **878**, 136 (2019).
- Зинн (J.C. Zinn), Astron. J. **161**, 214 (2021).
- Кришнан и др. (V. Krishnan, S.P. Ellingsen, M.J. Reid, et al.), Astrophys. J. **805**, 129 (2015).
- Кункель и др. (M. Kounkel, K. Covey, G. Suarez, et al.), Astron. J. **156**, 84 (2018).
- Линдегрэн и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 2 (2018).
- Линдегрэн (L. Lindegren), Astron. Astrophys. **633**, A1 (2020a).
- Линдегрэн (L. Lindegren), Astron. Astrophys. **637**, C5 (2020b).
- Линдегрэн и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, U. Bastian, M. Biermann, et al.), Astron. Astrophys. **649**, 4 (2021).
- Ляо и др. (S. Liao, Q. Wu, Z. Qi, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific **133**, 094501 (2021).
- Муравьева и др. (T. Muraveva, H.E. Delgado, G. Clementini, et al.), MNRAS **481**, 1195 (2018).
- Ортиз-Леон и др. (G.N. Ortiz-León, L. Loinard, M.A. Kounkel, et al.), Astrophys. J. **834**, 141 (2017).
- Пинсонью и др. (M.H. Pinsonneault, Y.P. Elsworth, J. Tayar, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **239**, 32 (2018).
- Прусты и др. (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, et al.), Astron. Astrophys. **595**, 1 (2016).
- Рен и др. (F. Ren, X. Chen, H. Zhang, et al.), Astrophys. J. **911**, 20 (2021).
- Ривера и др. (J.L. Rivera, L. Loinard, S.A. Dzib, et al.), Astrophys. J. **807**, 119 (2015).
- Рисс и др. (A.G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, et al.), Astrophys. J. **861**, 126 (2018).
- Сан и др. (Y. Sun, B. Zhang, M.J. Reid, et al.), Astrophys. J. **931**, 74 (2022).
- Стассум, Топпес (K.G. Stassun, G. Torres), Astrophys. J. **862**, 61 (2018).

28. Стассум, Торрес (K.G. Stassun, G. Torres), *Astrophys. J.* **907**, L33 (2021).
29. Сю и др. (S. Xu, B. Zhang, M.J. Reid, et al.), *Astrophys. J.* **875**, 114 (2019).
30. Сю и др. (S. Xu, H. Imai, Y. Yun, et al.), arXiv: 2210.02812 (2022).
31. Ураго и др. (R. Urago, R. Yamaguchi, T. Omodaka, et al.), *PASJ* **72**, 57 (2020).
32. Хирота и др. (VERA collaboration, T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **70**, 51 (2020).
33. Хуанг и др. (Y. Huang, H. Yuan, T.C. Beers, and H. Zhang), *Astrophys. J.* **910**, 5 (2021).
34. Чибузе и др. (J.O. Chibueze, R. Urago, T. Omodaka, et al.), *PASJ* **71**, 92 (2019).
35. Чибузе и др. (J.O. Chibueze, R. Urago, T. Omodaka, et al.), *PASJ* **72**, 59 (2020).
36. Ям и др. (J.O. Yam, S.A. Dzib, L.F. Rodriguez, and V. Rodriguez-Gómez), *Rev. Mex. Astron. Astrof.* **51**, 33 (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА IGR J21343+4738 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИЙ NuSTAR, Swift и CPG

© 2022 г. А. С. Горбан^{1,2*}, С. В. Мольков¹, А. А. Лутовинов¹, А. Н. Семена¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²НИУ Высшая школа экономики, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.11.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.; принята к публикации 15.11.2022 г.

Представлены результаты исследования рентгеновского пульсара IGR J21343+4738 по данным наблюдений обсерваториями NuSTAR, Swift и CPG в широком диапазоне энергий 0.3–79 кэВ. Отсутствие особенностей поглощения в энергетических спектрах источника, как усредненном, так и фазово-разрешенных, позволило оценить верхний и нижний пределы на магнитное поле нейтронной звезды в двойной системе $B < 2.5 \times 10^{11}$ Гс и $B > 3.4 \times 10^{12}$ Гс соответственно. Спектральный и временной анализ показали, что IGR J21343+4738 имеет все свойства квази-постоянного рентгеновского пульсара с периодом пульсаций 322.71 ± 0.04 с и светимостью $L_x \simeq 3.3 \times 10^{35}$ эрг с⁻¹. Анализ долговременной переменности объекта в рентгеновских лучах подтвердил возможный орбитальный период двойной системы на масштабе ~ 34.3 дня, ранее обнаруженный в оптике.

Ключевые слова: IGR J21343+4738, рентгеновские источники, двойные системы, нейтронные звезды, аккреция, магнитное поле.

DOI: 10.31857/S0320010822110080

ВВЕДЕНИЕ

Изучение рентгеновских Ве-двойных систем (ВеХРВ) как во время вспышек, так и во время низких состояний представляет большой интерес, позволяя оценить физические параметры систем (см., например, обзоры Рейга, 2011; Кречмара и др., 2019; Муштукова, Цыганкова, 2022). Такой тип двойных представляет собой систему, состоящую из массивной быстро вращающейся Ве-звезды, демонстрирующей в спектре линии излучения водорода (серии Бальмера и Пашена), и нейтронной звезды, аккреция на которую является основным источником рентгеновского излучения в системе. Некоторые ВеХРВ демонстрируют вспышки, при которых светимость источников может достигать эддингтоновского предела для нейтронной звезды $L \simeq 10^{38}$ эрг с⁻¹ и более. Также существует подкласс ВеХРВ, для которых характерно постоянное слабое рентгеновское излучение и которые не проявляют ярко выраженной активности. Светимость таких систем не превышает $\sim 10^{35}$ эрг с⁻¹. Постоянные рентгеновские двойные имеют длительные периоды пульсаций (например, RX J1037.5–564, Ли и др., 2012; RX J0440.9+4431,

Цыганков и др., 2012; 3ХММ J181923.7-170616, Куи Хао и др., 2017).

Рентгеновский пульсар IGR J21343+4738 был обнаружен обсерваторией ИНТЕГРАЛ во время наблюдений Галактической плоскости в созвездии Лебедя (Кривонос и др., 2007; Бёрд и др., 2007). В декабре 2006 г. источник IGR J21343+4738 наблюдался обсерваторией Chandra (Сазонов и др., 2008), что позволило получить его точную локализацию и определить оптический компаньон. Оптический спектр этого источника демонстрировал интенсивные линии поглощения H I и He I, что указывает на звезду спектрального класса В (Сазонов и др., 2008; Бикмаев и др., 2008). Позже Рэйг и Зизас (2014) установили, что оптический компаньон IGR J21343+4738 — это Ве-звезда класса В11Ve, которая имеет звездную величину $V = 14.1$ и находится на расстоянии ~ 8.5 кпк. Этими же авторами было отмечено, что в оптическом спектре Ве-звезды также присутствует глубокое центральное поглощение между двумя пиками линии H α .

В ноябре 2013 г. источник наблюдался обсерваторией ХММ-Newton. Источник находился в спокойном состоянии с потоком $\simeq 1.4 \times 10^{-11}$ эрг см⁻² с⁻¹ в энергетическом диапазоне 0.2–12 кэВ. Временной анализ данных обсерватории позволил

*Электронный адрес: gorbana@iki.rssi.ru

обнаружить пульсации с периодом ≈ 320 с (Рэйг, Зизас, 2014).

Оценки на орбитальные параметры двойной системы были получены в работе Николаевой и др. (2021) по данным многолетних фотометрических и спектроскопических наблюдений на российско-турецком телескопе РТТ-150. В этих работах были найдены два возможных периода обращения нейтронной звезды вокруг компаньона, которые составляют примерно 34.26 и 160.8 дней, и соответствующие эксцентриситеты 0.36 и 0.38.

В декабре 2020 г. во время второго обзора неба телескоп ART-XC им. Михаила Павлинского на борту обсерватории СРГ зафиксировал значительное увеличение потока от IGR J21343+4738 (Семена и др., 2020), который составил $\sim 5 \times 10^{-11}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в диапазоне энергий 4–12 кэВ, по сравнению с потоком, полученным в предыдущем обзоре неба $\sim 1.3 \times 10^{-11}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Далее последовали наблюдения источника в широком энергетическом диапазоне обсерваториями NuSTAR и Swift.

В настоящей работе проведен детальный анализ данных всех трех обсерваторий с целью измерения временных и спектральных характеристик источника IGR J21343+4738 и получения оценок на его физические параметры.

НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Наблюдение источника IGR J21343+4738 было проведено обсерваторией NuSTAR 17 декабря 2020 г. (MJD 59200) с экспозицией около 27 ксек (ObsID 90601339002). Для исследования пульсара в широком энергетическом диапазоне наблюдение выполнялось одновременно обсерваториями NuSTAR (Харрисон и др., 2013) и Swift имени Нейла Джерельса (Джерельс и др., 2004; Барроуз и др., 2005). Данные этих обсерваторий были получены из архива данных HEASARC (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/>).

NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array) — обсерватория, чувствительная к жесткому рентгеновскому излучению в диапазоне энергий от 3 до 79 кэВ. Обсерватория состоит из двух идентичных соосных рентгеновских телескопов (FPMa и FPMb), спектральное разрешение которых составляет 0.4 на 10 кэВ и около 0.9 на 60 кэВ (Харрисон и др., 2013). Полученные данные обрабатывались с помощью стандартного программного обеспечения NuSTARDAS v1.9.7, предоставляемого в рамках пакета HEASOFT v6.30.1 с версией калибровок CALDB v20220426. Для того чтобы получить энергетические спектры источника и его кривые блеска, была проведена обработка данных с помощью процедур NUPIPELINE и затем NUPRODUCTS. Данные

по каждому из двух модулей для источника были выбраны из круговых областей радиусом $50''$, центрированных на источник. Фоновые спектры и кривые блеска извлекались из области радиусом $70''$, расположенной на том же чипе в стороне от источника. Для расширения исследуемого диапазона энергий в работе также использовались спектральные наблюдения IGR J21343+4738, полученные телескопом Swift/XRT в диапазоне энергий 0.3–10 кэВ. Наблюдения проводились одновременно с обсерваторией NuSTAR с экспозицией 1.6 ксек. Энергетические спектры были получены онлайн-сервисами (см. Эванс и др., 2009), предоставленными UK Swift Science Data Centre при Университете Лестера¹. Наблюдения проводились в режиме счета фотонов (Photon Counting, PC). Данные для источника были извлечены из круговой области радиусом $47''$, центрированной на источник. Все энергетические спектры источника сгруппировывались по энергии по 25 отсчетов на канал, чтобы использовать χ^2 статистику для спектрального анализа. Аппроксимация спектров проводилась с помощью пакета XSPEC v12.12.1 (Арно и др., 1999).

Источник IGR J21343+4738 несколько раз наблюдался во время обзора всего неба обсерваторией Спектр–Рентген–Гамма (СРГ, см. Сюняев и др., 2021). В настоящей работе были использованы данные телескопа ART-XC им. Михаила Павлинского (Павлинский и др., 2021) — рентгеновского телескопа с оптикой косоугольного падения, который работает в жестком рентгеновском диапазоне энергий 4–30 кэВ, позволяет определять положение источников на небе с точностью $\approx 15''$, а также проводить их временной и спектральный анализ. С декабря 2019 г. по март 2022 г. телескоп выполнял программу обзора всего неба, в процессе которой каждое положение на небе наблюдалось раз в полгода. Для четырех наблюдений IGR J21343+4738, выполненных в ходе обзора всего неба, были проведены измерения потока в диапазоне энергий 4–12 кэВ с помощью стандартных процедур обработки из пакета ARTPRODUCTS v0.9 с версией калибровочных данных CALDB 20200401. Поток извлекался из апертуры в $2'$. Ввиду краткости эффективной экспозиции и ограниченного количества зарегистрированных фотонов провести более детальный временной и спектральный анализ затруднительно.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Временной анализ излучения IGR J21343+4738

Для корректного определения временных характеристик источника времени прихода фотонов

¹http://www.swift.ac.uk/user_objects/

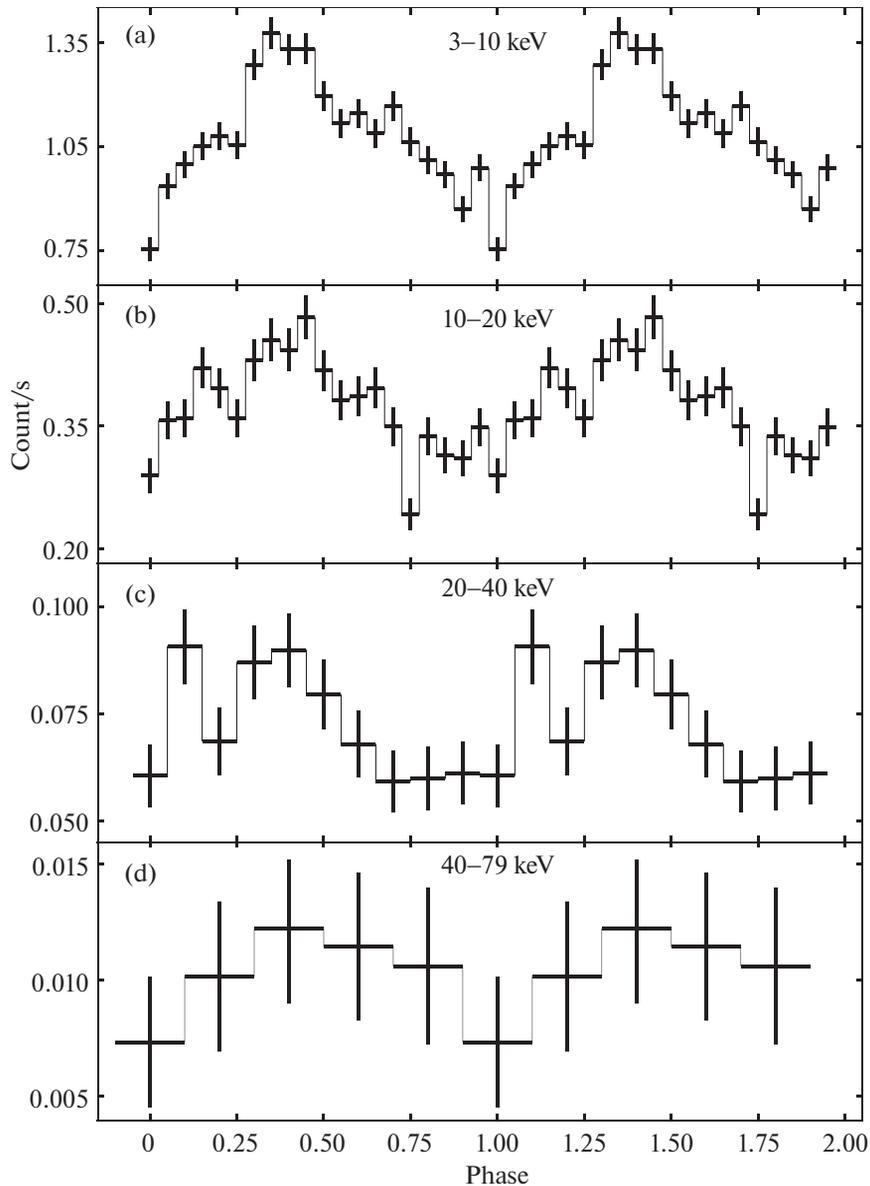


Рис. 1. Профили импульса IGR J21343+4738 в четырех энергетических диапазонах, полученные по данным обсерватории NuSTAR в декабре 2020 г. (ObsID 90601339002).

от него были сначала приведены к барицентру Солнечной системы с помощью стандартного инструмента `barcorr` из пакета `HEASOFT`. В связи с отсутствием известных орбитальных параметров, коррекция на орбитальное движение не проводилась. Из полученных кривых блеска по данным NuSTAR с разрешением 0.1 с вычитался фон, а затем кривые блеска двух модулей обсерватории складывались с помощью инструмента `lsmath` (XRONOS v6.0). Определение периода пульсаций проводилось с помощью метода наложения эпох, реализованного в инструменте `efsearch` из пакета `HEASOFT`. Период пульсаций, определенный по данным обсерватории NuSTAR, составил $322.71 \pm$

± 0.04 с. Ошибка на период была оценена с помощью моделирования кривой блеска методом Монте-Карло (см. подробнее Болдин и др., 2013).

Мы провели исследование профиля импульса в различных энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40, 40–79 кэВ. Кривые блеска были получены по данным обсерватории NuSTAR и сворачивались с определенным ранее периодом 322.71 с. На рис. 1 приведены полученные профили импульса источника. Хорошо видно, что профиль практически не изменяется с энергией. На фазах 0.3–0.5 регистрируется главный пик, который сохраняется до 40 кэВ. Также второй небольшой пик наблюдается до 40 кэВ вблизи фазы 0.15–0.2.

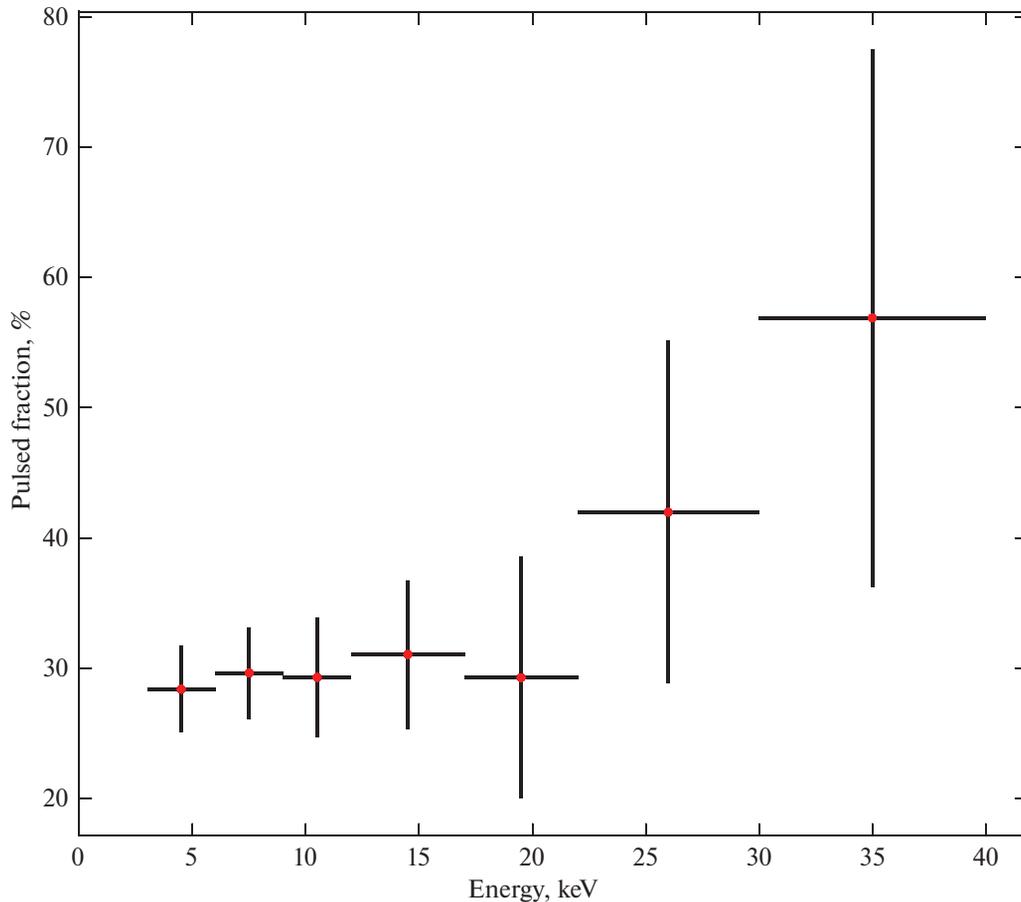


Рис. 2. Зависимость доли пульсирующего излучения IGR J21343+4738 от энергии по данным обсерватории NuSTAR (ObsID 90601339002).

Видно, что выше 40 кэВ значимый пульсирующий сигнал отсутствует, что, скорее всего, связано с низким потоком от источника и, как следствие, с недостатком статистики в жестких энергетических каналах. Схожая форма импульса наблюдалась и на более мягких энергиях по результатам наблюдений обсерватории XMM-Newton (Рэйг, Зизас, 2014).

Доля пульсирующего излучения от энергии рассчитывалась как отношение $(F_{\max} - F_{\min}) / (F_{\max} + F_{\min})$, где F_{\max} и F_{\min} — максимальное и минимальное значение потока в поправленном на фон профиле импульса в выбранном энергетическом диапазоне, состоящем из 16 бинов. Полученная зависимость (рис. 2) демонстрирует рост доли пульсирующего излучения с энергией, что является типичным для рентгеновских пульсаров (Лутовинов, Цыганков, 2009).

Спектральный анализ источника IGR J21343+4738

Средний энергетический спектр IGR J21343+4738, полученный по данным телеско-

пов NuSTAR и Swift/XRT, показан на рис. 3а. Для описания континуума источника были применены несколько моделей, используемые для описания спектров рентгеновских пульсаров в пакете XSPEC v12.12.1 (Арно и др., 1999). Для сравнения наших результатов с предыдущей работой (Рейг, Зизас, 2014) была выбрана модель континуума в форме степенного закона с экспоненциальным завалом на высоких энергиях (POWERLAW*HIGHCUT), которая также продемонстрировала наилучшее качество аппроксимации. Для учета межзвездного поглощения в модель была добавлена компонента TBABS. Полученное поглощение $N_{\text{H}} \simeq 2.9 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ превышает значение Галактического поглощения в направлении источника $\sim 3.24 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (N14PI сотрудничество, Бехти, Флоер и др., 2016), что указывает на наличие дополнительного поглощения в самой системе. В работе Рейг и Зизас (2014) использовалась модель с добавлением компоненты в виде чернотельного излучения, но так как его температура равна 0.11 кэВ, то включать эту компоненту в нашу модель нет необходимости из-за недостаточной статистики в мягких диапазонах

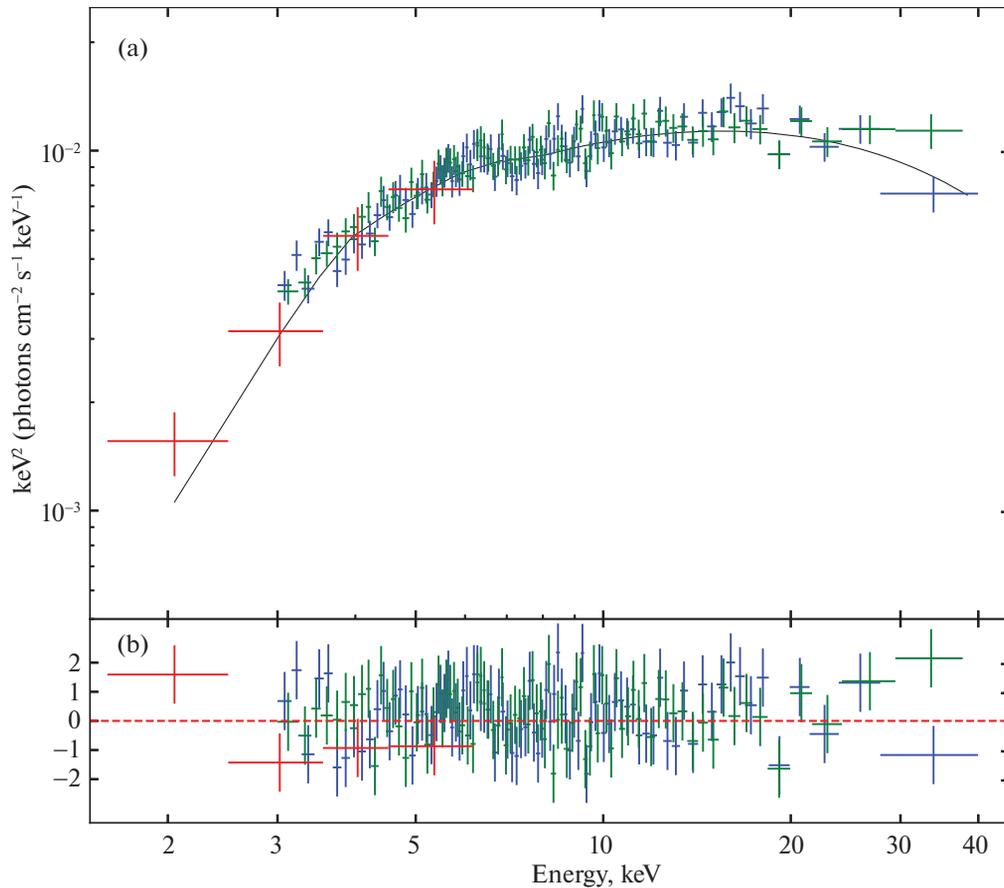


Рис. 3. (a) — Энергетический спектр IGR J21343+4738, полученный по данным NuSTAR в декабре 2020 г. (ObsID 90601339002) (зеленые и синие точки для модулей FPMA и FPMB соответственно) и Swift/XRT (красные точки). Сплошной линией показана модель, наилучшим образом описывающая спектр. (b) — Отклонение наблюдательных данных от модели POWERLAW*HIGHCUT.

энергий. Чтобы учесть возможные различия в калибровках эффективной площади для инструментов NuSTAR (FPMA, FPMB) и Swift/XRT, а также неполную одновременность наблюдений источника разными обсерваториями, были введены кросс-нормировочные коэффициенты (см. табл. 1). Остальные модельные параметры для разных инструментов были зафиксированы между собой. Как и для временного анализа, средний спектр статистически значим до 40 кэВ, поэтому приведенные далее параметры были получены в диапазоне энергий 3–40 кэВ.

Наблюдаемый поглощенный рентгеновский поток источника IGR J21343+4738 в энергетическом диапазоне 3–40 кэВ составил $F_x = 3.77^{+0.09}_{-0.53} \times 10^{-11}$ эрг см⁻² с⁻¹, что соответствует светимости $L_x \simeq 3.3 \times 10^{35}$ эрг с⁻¹ для расстояния 8.5 кпк.

Как уже было сказано выше, наилучший результат аппроксимации дала модель TBABS*POWERLAW*HIGHCUT, показавшая качество аппроксимации, равное 553.50 на 538 сте-

пеней свободы. Параметры модели представлены в табл. 1.

Чтобы проверить гипотезу о наличии в спектре источника циклотронной особенности, мы приме-

Таблица 1. Параметры спектра IGR J21343+4738 для модели Powerlaw*Highecut

Параметры модели	Powerlaw*Highecut
$N_H, 10^{22}$ см ⁻²	$2.92^{+1.13}_{-1.03}$
Γ	1.34 ± 0.13
E_{cutoff} , кэВ	5.9 ± 0.8
E_{Fold} , кэВ	$22.4^{+6.3}_{-3.9}$
Flux (3–40 кэВ), 10^{-11} эрг см ⁻² с ⁻¹	$3.77^{+0.09}_{-0.53}$
$C_{\text{NuSTAR, FPMB}}$	1.01 ± 0.02
$C_{\text{Swift, XRT}}$	$0.86^{+0.15}_{-0.14}$
χ^2 (d.o.f.)	553.50 (538)

нили подход, предложенный в работе Цыганкова, Лутовинова (2005). В диапазоне энергий 3–40 кэВ в аппроксимирующую модель была добавлена компонента gabs из пакета XSPEC — линия поглощения с гауссовым профилем. При этом энергия циклотронной линии изменялась в заданном диапазоне энергий с шагом 5 кэВ, а ее ширина фиксировалась на значении 1 кэВ для энергий линии ниже 10 кэВ и на значении 2 кэВ для энергий линии выше 10 кэВ. Значимость улучшения статистики проверялась с помощью критерия χ -квадрат. Таким образом, в указанном диапазоне энергий не было обнаружено циклотронных линий, включение которых улучшило бы качество аппроксимации спектра более чем на 2σ , при этом верхний предел на глубину линии составил $\tau = 0.18$. Оптическая толщина τ линии вычислялась как $A/\sigma/\sqrt{2\pi}$, где A — амплитуда линии в ее центре, а σ — ширина линии. Данный результат может указывать на то, что энергия циклотронной линии лежит за пределами исследуемого диапазона энергий (3–40 кэВ), так как на более высоких энергиях не хватает статистики для обнаружения циклотронной линии в спектре источника. Таким образом, на основе соотношения для энергии циклотронной линии $B = \frac{E_{\text{cycl}}(1+z)}{11.6} \times 10^{12}$ Гс

(Штауберт и др., 2019) можно предположить, что магнитное поле на поверхности нейтронной звезды вблизи полюсов должно быть либо меньше 2.5×10^{11} Гс, либо больше 3.4×10^{12} Гс.

Принимая во внимание, что для ряда рентгеновских пульсаров циклотронные особенности отсутствуют в усредненном спектре источника, но при этом регистрируются на отдельных фазах вращения нейтронной звезды (Мольков и др., 2019, 2021), была также проведена фазово-разрешенная спектроскопия. Для поиска возможных особенностей в спектрах в зависимости от фазы вращения мы разделили данные на четыре фазовых интервала, соответствующих нарастающему импульсу с небольшим пиком (0–0.25), главному пику (0.25–0.5), спадающему импульсу (0.5–0.75) и минимальному импульсу (0.75–1.0) кривой блеска. Спектры четырех фазовых интервалов были аппроксимированы той же самой моделью $\text{TBABS}^*\text{POWERLAW}^*\text{HIGHCUT}$, что использовалась при анализе усредненного спектра. Полученные модельные параметры фазовых спектров практически не изменяются с фазой и имеют значения, приблизительно равные значениям параметров усредненного спектра. Какие-либо особенности, связанные с возможным наличием циклотронной линии поглощения, отсутствуют.

Орбитальный период двойной системы

В работе Николаевой и др. (2021) были определены два возможных периода обращения ней-

тронной звезды вокруг компаньона, равные 34.26 и 160.8 дням. Чтобы проверить эти предположения, мы собрали все доступные данные измерений потока источника инструментами обсерваторий Спектр–Рентген–Гамма (телескоп ART-XC), Swift (телескоп XRT), NuSTAR, XMM-Newton и построили долговременные кривые блеска в диапазоне энергий 4–12 кэВ. Затем они были свернуты с указанными выше периодами и аппроксимированы соответствующими синусоидами (рис. 4). На рисунке видно, что все полученные измерения потоков приемлемо описываются синусоидой с периодом 34.26 дня за исключением точки на фазе 0.65. Соответствующее измерение было проведено в декабре 2020 г. во время предполагаемой вспышки источника, поэтому эта точка была исключена из ряда данных при дальнейшей аппроксимации. Модель описывает кривую блеска с приемлемым значением статистики $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.6/3$ для периода 34.26 дня. Вторая модель, с периодом 160.8 дней, описывает данные значительно хуже, со значением статистики $\chi^2/\text{d.o.f.} = 48.7/3$. Таким образом, имеющиеся рентгеновские данные согласуются с предположением о существовании в системе орбитального периода ≈ 34.3 , однако для окончательных выводов необходимы более длительные наблюдения рентгеновскими инструментами с целью определения изменений периода пульсаций источника, связанных с орбитальным движением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были проанализированы данные наблюдения рентгеновского пульсара IGR J21343+4738, полученные обсерваторией NuSTAR, а также телескопами Swift/XRT и SPG/ART-XC. Показано, что широкополосный спектр источника, измеренный в декабре 2020 г. в состоянии со светимостью $L_x \approx 3.3 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} , наилучшим образом может быть описан моделью континуума в форме степенного закона с экспоненциальным завалом на высоких энергиях $\text{POWERLAW}^*\text{HIGHCUT}$. В модель была включена компонента для учета межзвездного поглощения, которая превышает значение Галактического поглощения в направлении источника, что свидетельствует о том, что часть излучения поглощается внутри двойной системы. В работе также была проведена фазово-разрешенная спектроскопия, которая показала, что значения модельных параметров практически не меняются с фазой.

Временной анализ позволил зарегистрировать пульсации рентгеновского излучения с периодом ≈ 322.71 с. Это значение почти на 2.5 с больше измеренного в 2013 г. по данным обсерватории XMM-Newton, что свидетельствует о слабом замедлении вращения нейтронной звезды со средним

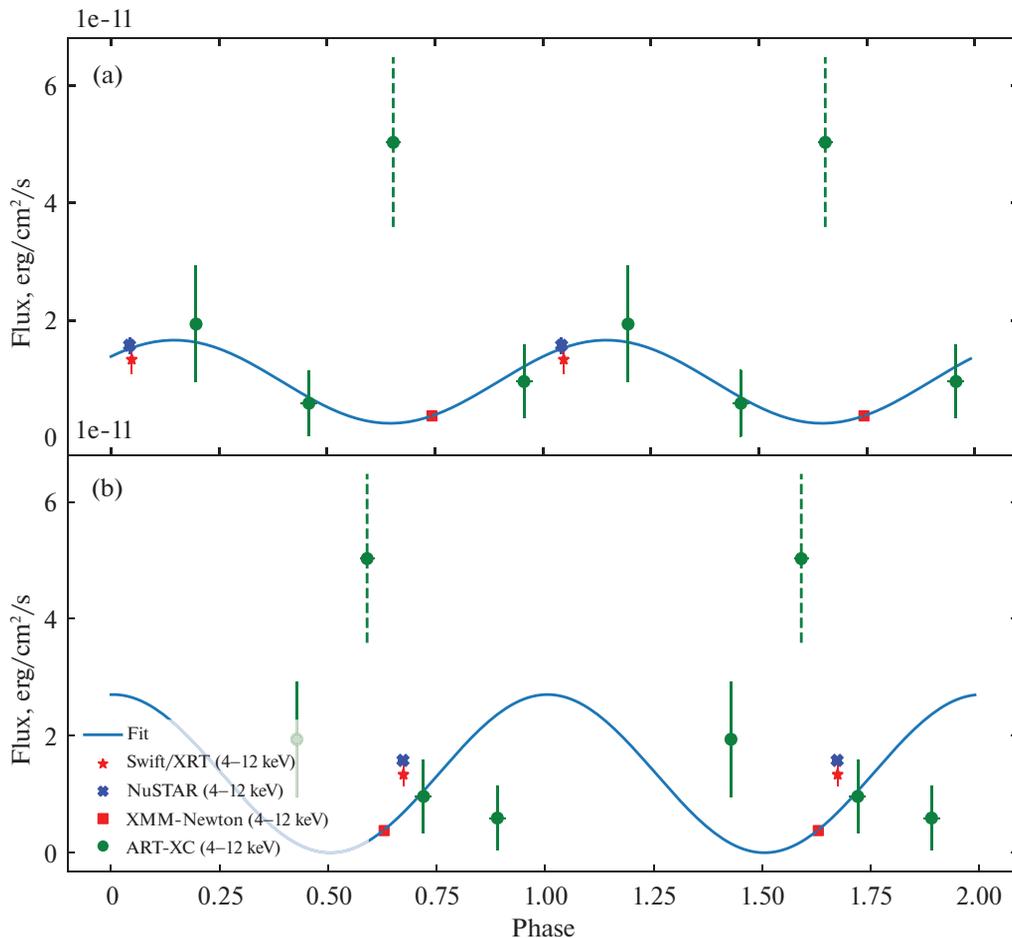


Рис. 4. Кривые блеска рентгеновского пульсара IGR J21343+4738 по данным нескольких телескопов, свернутые с периодом 34.26 дней (а) и с периодом 160.8 дней (б). Поток от источника на фазе 0.65 (а) и 0.59 (б) (отмечены пунктирной линией) были получены в декабре 2020 г. во время предполагаемой вспышки, поэтому эта точка была исключена из ряда данных при аппроксимации.

темпом $\dot{P}/P \simeq 1 \times 10^{-3}$ год $^{-1}$, что может быть характерно для рентгеновских пульсаров на стадии квазисферической аккреции (Шакура и др., 2018).

Профиль импульса оказывается типичным для постоянных рентгеновских двойных с низкими потоками (см., например, Рэйг, Роше, 1999). В диапазоне энергий 3–40 кэВ он практически не изменяется с энергией и хорошо согласуется с измеренным ранее в более мягких каналах. Доля пульсирующего излучения имеет типичный для рентгеновских пульсаров вид возрастающей зависимости от энергии.

В спектре источника на энергиях 3–40 кэВ не было обнаружено особенностей, которые можно было бы интерпретировать как циклотронные линии. Таким образом, мы можем предположить, что магнитное поле источника $B < 2.5 \times 10^{11}$ Гс или $B > 3.4 \times 10^{12}$ Гс.

Имеющиеся измерения рентгеновского потока от источника в диапазоне энергий 4–12 кэВ согласуются с предположением о существовании в

системе орбитального периода $\simeq 34.3$ дня, однако для окончательных выводов необходимы более длительные наблюдения. Предполагая, что пульсар находится вблизи равновесного состояния, а аккреция идет в режиме квазисферической дозвуковой аккреции Бонди (Шакура и др., 2012), магнитное поле может быть независимо оценено по орбитальному и вращательному периодам и среднему темпу аккреции. Такая оценка дает величину $B \sim 2 \times 10^{11}$ Гс для характерной скорости ветра у массивных систем ~ 1 тыс. км/с, что согласуется с верхним пределом, полученным по спектральному анализу.

В работе использованы данные, полученные с помощью обсерватории NuSTAR, проекта Caltech, финансируемого NASA и управляемого NASA/JPL, и данные, предоставленные UK Swift Science Data Centre (анализ данных телескопа XRT). Также использовалось программное обеспечение, предоставленное Исследовательским цен-

тром архива астрофизики высоких энергий (High Energy Astrophysics Science Archive Research Center, HEASARC). В работе использовались данные телескопа ART-XC им. Михаила Павлинского на борту обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена ГК Роскосмос в интересах Российской академии наук в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Телескоп ART-XC им. Михаила Павлинского изготовлен Институтом космических исследований Российской академии наук совместно с Российским федеральным ядерным центром (г. Саров, Россия). Также в проекте участвует Центр космических полетов им. Маршалла, НАСА (США). Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется АО “НПО Лавочкина”. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Усурийске, Евпатории и Байконуре и финансируется ГК Роскосмос. Работа поддержана грантом РНФ 19-12-00423.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арно, Дорман и Гордон (K. Arnaud, B. Dornan, and C. Gordon), *Astrophysics Source Code Library*, 10005 (1999).
2. Барроуз и др. (D.N. Burrows, J.E. Hill, J.A. Nousek, J.A. Kennea, A. Wells, J.P. Osborne, A.F. Abbey, A. Beardmore, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 165 (2005).
3. Бехти и др. (HI4PI Collaboration: N. Ben Bekhti, L. Floer, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A116 (2016).
4. Бёрд и др. (A.J. Bird, A. Malizia, A. Bazzano, E.J. Barlow, L. Bassani, A.B. Hill, G. Belanger, F. Capitanio, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **170**, 175 (2007).
5. Бикмаев и др. (I.F. Bikmaev, R.A. Burenin, M.G. Revnivtsev, S.Yu. Sazonov, R.A. Sunyaev, M.N. Pavlinsky, and N.A. Sakhibullin), *Astron. Lett.* **34**, 10 (2008).
6. Болдин П.А., Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Письма в *Астрон. журн.* **39**, 423 (2013) [P.A. Boldin, S.S. Tsygankov, and A.A. Lutovinov, *Astron. Lett.* **39**, 375 (2013)].
7. Джерельс и др. (N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K.O. Mason, J.A. Nousek, A.A. Wells, N.E. White, S.D. Barthelmy, et al.), *Astrophys. J.* **611**, 1005 (2004).
8. Киу и др. (H. Qiu, P. Zhou, W. Yu, X. Li, and X. Xu), *Astrophys. J.* **847**, 1 (2017).
9. Кречмар и др. (P. Kretschmar, F. Fürst, L. Sidoli, et al.), *New Astron. Rev.* **86**, id. 101546 (2019).
10. Кривонос и др. (R. Krivonos, M. Revnivtsev, A. Lutovinov, S. Sazonov, E. Churazov, and R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **475**, 2 (2007).
11. Ли и др. (J. Li, D.F. Torres, S. Zhang, A. Papitto, Yu. Chen, and J.-M. Wang), *Astrophys. J.* **761**, 1 (2012).
12. Лутовинов А.А., Цыганков С.С., Письма в *Астрон. журн.* **35**, 483 (2009) [A.A. Lutovinov and S.S. Tsygankov, *Astron. Lett.* **35**, 433 (2009)].
13. Мольков и др. (S. Molkov, A. Lutovinov, S. Tsygankov, I. Mereminskiy, and A. Mushtukov), *Astrophys. J.* **883**, L11 (2019).
14. Мольков и др. (S. Molkov, V. Doroshenko, A. Lutovinov, S. Tsygankov, A. Santangelo, I. Mereminskiy, and A. Semena), *Astrophys. J. Lett.* **915**, 2 (2021).
15. Муштуков и Цыганков (A. Mushtukov and Tsygankov), *arXiv e-prints*, arXiv:2204.14185 (2022).
16. Николаева и др. (E.A. Nikolaeva, et al.), MOBSTER-1 virtual conference: Stellar variability as a probe of magnetic fields in massive stars, *Proceedings of the MOBSTER-1 virtual conference held 12–17 July 2020*, id.25 (2021), <http://heaconf.cosmos.ru/heaconf/hea/2021/hea/talk/801/>
17. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
18. Рэйг (P. Reig), *Astrophys. Space Sci.* **332**, 1 (2011).
19. Рэйг, Зизас (P. Reig and A. Zezas), *Astron. Astrophys.* **561**, A13 (2014).
20. Сазонов и др. (S. Sazonov, M. Revnivtsev, R. Burenin, E. Churazov, R. Sunyaev, W.R. Forman, and S.S. Murray), *Astron. Astrophys.* **487**, 2 (2008).
21. Семена и др. (A. Semena, A. Lutovinov, I. Mereminskiy, S. Molkov, I. Lapshov, and A. Tkachenko), *Astron. Telegram* 14247 (2020).
22. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
23. Харрисон и др. (F.A. Harrison, W.W. Craig, F.E. Christensen, et al.), *Astrophys. J.* **770**, 103 (2013).
24. Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Письма в *Астрон. журн.* **31**, 427 (2005) [S.S. Tsygankov and A.A. Lutovinov, *Astron. Lett.* **31**, 380 (2005)].
25. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, R.A. Krivonos, and A.A. Lutovinov), *MNRAS* **421**, 3 (2012).
26. Шакура и др. (N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, L. Hjalmarsson), *MNRAS* **420**, 216 (2012).
27. Штауберт и др. (R. Staubert, J. Trumper, E. Kendziorra, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, A61 (2019).
28. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).

ВОЗМОЖНЫЕ ТРАЕКТОРИИ ПОЛЕТА К ВЕНЕРЕ С ПОСАДКОЙ В ЗАДАННОМ РЕГИОНЕ

© 2022 г. В. А. Зубко^{1*}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 31.10.2022 г.

После доработки 31.10.2022 г.; принята к публикации 15.11.2022 г.

Анализируется использование перспективной методики проектирования траекторий полета к Венере с применением гравитационного маневра и резонансных орбит для доставки посадочного аппарата в области на поверхности Венеры, обладающие высокой научной значимостью, куда посадка не может быть совершена при классическом подходе к построению траекторий перелета, использовавшемуся в миссиях советских программ “Венера” и “Вега”. В рамках перспективной российской миссии “Венера-Д” рассмотрена посадка с применением указанной выше методики в области Велламо-Юг и Кутуе-Юг, посадка в которые при старте в 2031 г. и классическом подходе к выбору места посадки невозможна. Учтены ограничения, накладываемые требованиями реализации миссии полета к Венере космическим аппаратом, состоящим из посадочного аппарата и орбитального модуля. Показана эффективность применяемой методики как при выборе мест посадки для посадочного аппарата, так и при выборе орбиты для орбитального модуля.

Ключевые слова: Венера, “Венера-Д”, посадка, гравитационный маневр, резонансные орбиты.

DOI: 10.31857/S0320010822110134

ВВЕДЕНИЕ

Венера играет весьма значительную роль в космических исследованиях бывшего СССР и современной России. Практически все миссии, запущенные к Венере, увенчались грандиозными успехами: из 18 удачных миссий 13 завершились спуском и посадкой на поверхность Венеры.

Особый интерес к исследованию Венеры возник в 2020 г., когда международной группой ученых под руководством проф. Джейн Гривс (Университет Кардиффа, Уэльс, Великобритания) при анализе спектра атмосферы Венеры по данным наблюдений Атакамского телескопа (Чили) и телескопа Джеймса Кларка (Гавайи) были обнаружены следы фосфина в прослойке высот 50–60 км (Гривс и др., 2021). Обнаружение следов фосфина может косвенно свидетельствовать о наличии жизни на Венере (Лимае и др., 2018).

Возможность существования жизни в венерианских облаках, несмотря на всю спорность такой гипотезы, подстегнула интерес к исследованию планеты. По состоянию на 2022 г. известно о шести научных миссиях к Венере, разрабатываемых ведущими мировыми космическими агентствами:

1. Роскосмос (РФ):

- программа по исследованию Венеры, состоящая из нескольких миссий, первой из которых является “Венера-Д” (посадочный аппарат + орбитальный модуль) (Эйсмонт и др., 2018; Засова и др., 2018).

2. Национальное управление по аэронавтике и исследованию космического пространства (НАСА, США):

- The Deep Atmosphere Venus Investigation of Noble gases, Chemistry, and Imaging (DAVINCI+) (посадочный аппарат) (Гарвин и др., 2022);
- VERITAS (орбитальный модуль) (Смркар и др., 2016);
- проект миссии Venus Flagship Mission (пролетный и посадочный модули) (Гилмор и др., 2020).

3. Европейское космическое агентство (ЕКА, Европейский Союз):

- EnVision (орбитальный модуль) (Видманн и др., 2020).

* Электронный адрес: v.zubko@cosmos.ru

4. Индийское космическое агентство (Индия):

- Shukraaan-1 (орбитальный модуль) (Хайдер и др., 2018).

Заметим, что в перечисленных миссиях посадка на поверхность предполагается только в проекте “Венера-Д”, а также, как некоторая конечная цель (без гарантии проведения научных экспериментов на поверхности планеты), заявлена в проектах DAVINCI+ и Venus Flagship (Гарвин и др., 2022; Гилмор и др., 2020).

Выбор места посадки для исследовательской венерианской экспедиции имеет решающее значение для ее успешного проведения как с инженерной, так и с научной точек зрения (Иванов и др., 2016, 2017, 2021) и определяется критериями безопасности и научной значимости, а также ограничивается баллистическими параметрами перелета.

В настоящей работе анализируется применение перспективной методики построения такой траектории перелета к Венере, которая бы обеспечивала доставку посадочного аппарата (ПА) в требуемый регион, находящийся практически в любой области поверхности планеты. Методика основана на использовании гравитационного маневра и резонансных орбит¹. Гравитационный маневр совершается космическим аппаратом (КА) при первом сближении с Венерой и служит для перехода КА на требуемую резонансную орбиту. Доставка ПА в выбранный регион поверхности планеты производится путем выбора резонансной орбиты, позволяющей спустя один оборот совершить посадку в этот регион при следующем сближении с Венерой.

Данная методика разрабатывалась и улучшалась в работах Эйсмонта и др. (2021, 2022). В этих работах авторы впервые рассмотрели применение резонансных орбит для расширения возможностей по достижению районов посадки в проекте “Венера-Д”. Также в указанных работах был сделан анализ влияния угла входа в атмосферу на достижимые районы посадки в рамках сценария полета к Венере с гравитационным маневром.

Заметим, что в перспективных зарубежных проектах также предполагается использование гравитационных маневров для улучшения баллистических сценариев планируемых космических миссий. Так, например, в проекте миссии DAVINCI+ предполагается двукратный облет планеты (Гарвин и др., 2022). Согласно плану полета миссии, КА

совершит два последовательных облета Венеры с целью радиозондирования предполагаемого места посадки (Alpha Regio) для составления подробной карты рельефа. Интерес к подобной схеме возникает из-за того, что ее проектирование сопровождается необходимостью, во-первых, обеспечить безымпulsный пролет Венеры, а во-вторых, проектировать пролетную траекторию таким образом, чтобы она проходила над предполагаемым местом посадки.

В миссии Venus Flagship (NASA) (Бошамп и др., 2021) гравитационный маневр КА у Венеры, по всей видимости, выполняется для того, чтобы выждать момент подлета к Венере малых КА, которые отделяются от основного КА при выходе из сферы действия Земли и с помощью малой тяги совершают полет к Венере.

В настоящей работе рассмотрено построение траекторий полета к важным с научной точки зрения областям на поверхности Венеры Велламо-Юг (29° с.ш., 164° в.д.) Кутуе-Юг (33° с.ш., 110° в.д.) при старте миссии в 2031 г., а также сделан анализ влияния баллистических ограничений проекта “Венера-Д” на совместное функционирование посадочного аппарата и орбитального модуля при полете к Венере с гравитационным маневром. Показано, что применение методики построения траекторий перелета к Венере с использованием гравитационного маневра и резонансных орбит увеличивает возможности по достижению указанных мест посадки и позволяет учесть требования к орбите орбитального модуля.

СЦЕНАРИЙ ПРОЕКТА “ВЕНЕРА-Д”

Разработка проекта миссии “Венера-Д”² (буква “Д” подчеркивает, что миссия долгоживущая) ведется в Российской Федерации начиная с 2000-х годов. Цель данной миссии — продолжить советскую программу исследований Венеры космическими аппаратами, а именно, провести исследования поверхности Венеры, состава планетной атмосферы и ее динамики, а также многие другие. Планируется, что аппарат миссии будет включать посадочный аппарат, атмосферный модуль и орбитальный модуль.

Рассмотрим баллистический сценарий миссии проекта “Венера-Д”. Отметим, что сама эта миссия является лишь частью, первым этапом российской

¹Под орбитой КА, резонансной с орбитой планеты в соотношении $m : n$ (далее для краткости будем называть такую орбиту КА резонансной $m : n$), в работе понимается гелиоцентрическая орбита КА, отношение периода которой к периоду орбиты планеты является рациональным числом m/n .

²С 2006 по 2015 г. проект “Венера-Д” был включен в Федеральную космическую программу, с 2021 г. возобновлены работы по проекту “Венера-Д”, с 2022 г. проект поддерживается исключительно РФ.

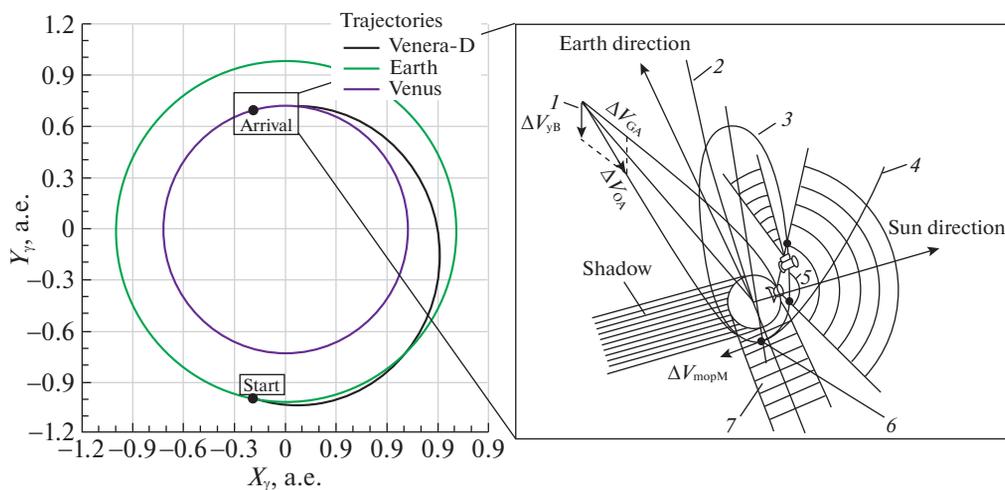


Рис. 1. Пример гелиоцентрической траектории полета КА в рамках баллистического сценария миссии “Венера-Д” (слева), схема посадки и выведения аппарата на орбиту искусственного спутника Венеры (справа)³ (Сенске и др., 2017).

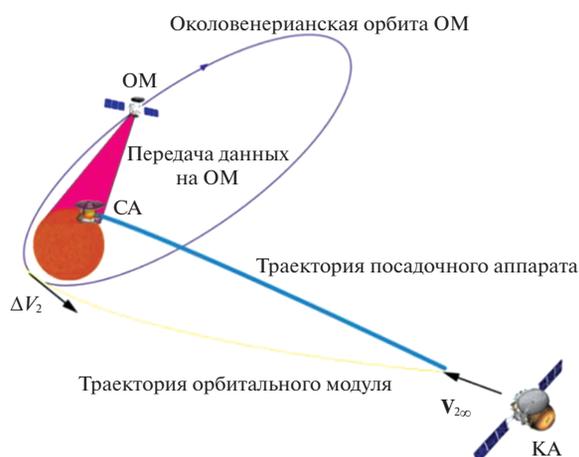


Рис. 2. Схема посадки на поверхность Венеры (ΔV_2 — тормозной импульс, сообщаемый КА для выхода на орбиту искусственного спутника Венеры).

программы по исследованию Венеры, которая ставит своей конечной целью одну из самых амбициозных и сложных задач, пожалуй, за все время космических исследований, а именно, возврат грунта с поверхности Венеры.

На данный момент предполагается, что старт миссии “Венера-Д” может состояться с 2027 по 2031 г. На рис. 1, в частности, показан полет КА в окно старта в 2027 г., а также приведена схема разделения подлетающего к Венере КА на орбитальный модуль и посадочный аппарат.

Согласно работе (Эйсмонт и др., 2018), принята следующая схема полета и маневров КА в сфере

действия Венеры: аппарат за трое суток до подлета к планете разделяется на посадочный и орбитальный, затем орбитальный модуль и посадочный аппарат по петлевой схеме летят к Венере, орбитальный модуль выходит на геспероцентрическую орбиту с перигелием на высоте 500 км (рис. 2).

Сформулируем основные требования к орбите орбитального модуля (ОМ), опираясь на изложенные в работе (Симонов и др., 2021):

1. Затраты характеристической скорости на выход ОМ на геспероцентрическую орбиту должны составлять не более 1700 м/с.
2. Должна быть обеспечена радиовидимость орбитальным модулем ПА на всех этапах спуска и в течение нескольких часов с момента посадки (предельное расстояние видимости — до 40 тыс. км).

³Технический доклад о состоянии проекта “Венера-Д” 31.01.2019 (“Report of the Venera-D (JSDT) 31 2019”) <http://www.iki.rssi.ru/events/2019/Venera-DPhase-IIIFinalReport.pdf> (Дата обращения 15.09.2022).

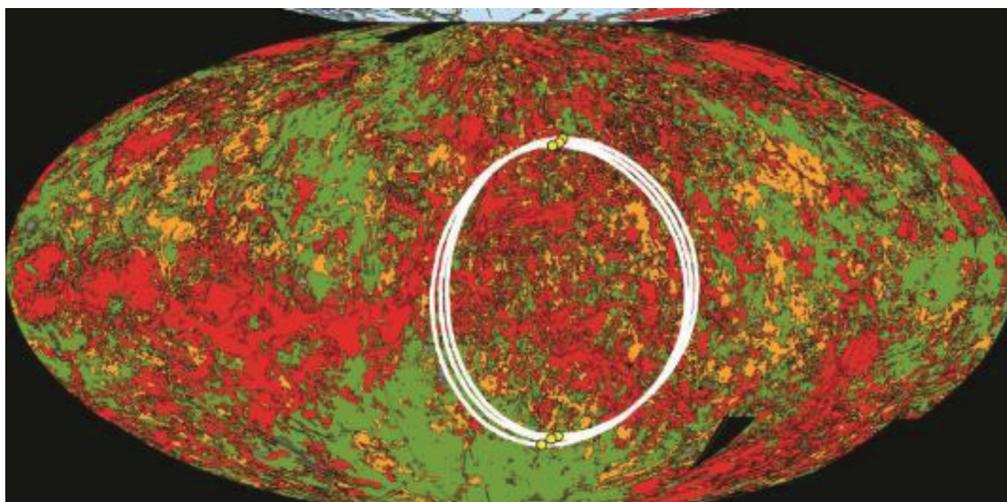


Рис. 3. Достижимые районы посадки при старте в 2031 г., нанесенные на карту приоритетных мест посадки (зеленые соответствуют наилучшим местам, красные — наихудшим). Карта построена в проекции Мольвейде, центральный меридиан — 235° в.д.

3. Длительность существования спутника на орбите должна составлять не менее восьми лет.
4. Длительность теневых участков должна быть не более 60 мин.

В дополнение к вышеперечисленным требованиям к орбите ОМ следует добавить главное требование к подлетной траектории ПА, а именно, вход в атмосферу (на высоте 140 км) должен происходить с углом входа -12 град.

Важной частью проекта является определение наиболее важных для изучения областей поверхности планеты. Однако возможность выбора таких областей зачастую ограничена техническими причинами, поскольку достижимые области посадки ПА могут не совпадать с местами, представляющими наибольшую важность для понимания геологических процессов, происходивших на Венере с момента ее зарождения (Иванов и др., 2017; Базилевский и др., 2007).

На 12-м Симпозиуме по исследованию солнечной системы, проходившем в 2021 г. в Институте космических исследований РАН, был представлен доклад (Иванов и др., 2021), в котором авторами были оценены достижимые районы посадки при прямом полете к Венере в окна старта с 2029 по 2034 г. В данной работе ограничимся демонстрацией карты приоритетных районов посадки, а также достижимых регионов на поверхности Венеры для окна старта в 2031 г. (рис. 3), заимствованной из источника (Иванов и др., 2021).

Как следует из рис. 3, достижимые районы посадки (показаны белым на рис. 3) составляют лишь небольшую часть от всей поверхности Венеры.

Отметим, что заметное расширение достижимых областей, кроме используемой в данной работе методики с гравитационным маневром, можно получить при использовании аппарата специальной аэродинамической формы (типа “летающее крыло”) (Косенкова, 2020; Косенкова и др., 2021).

ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ ПОСАДКУ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В ЗАДАННОЙ ОБЛАСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАНЕТЫ

Перечислим основные этапы полета миссии с применением предлагаемой методики, опираясь на работы Эйсмонта и др. (2021, 2022):

- (I) запуск КА с низкой околоземной орбиты;
- (II) полет от Земли к Венере;
- (III) переход на необходимую резонансную орбиту $1 : 1$ посредством гравитационного маневра у Венеры;
- (IV) полет на витке резонансной орбиты (224.7 сут);
- (V) окончательное сближение с Венерой с последующей посадкой на ее поверхность (рис. 4).

Приведем качественное описание используемой методики для построения траектории полета КА к Венере с целью достижения требуемого района посадки.

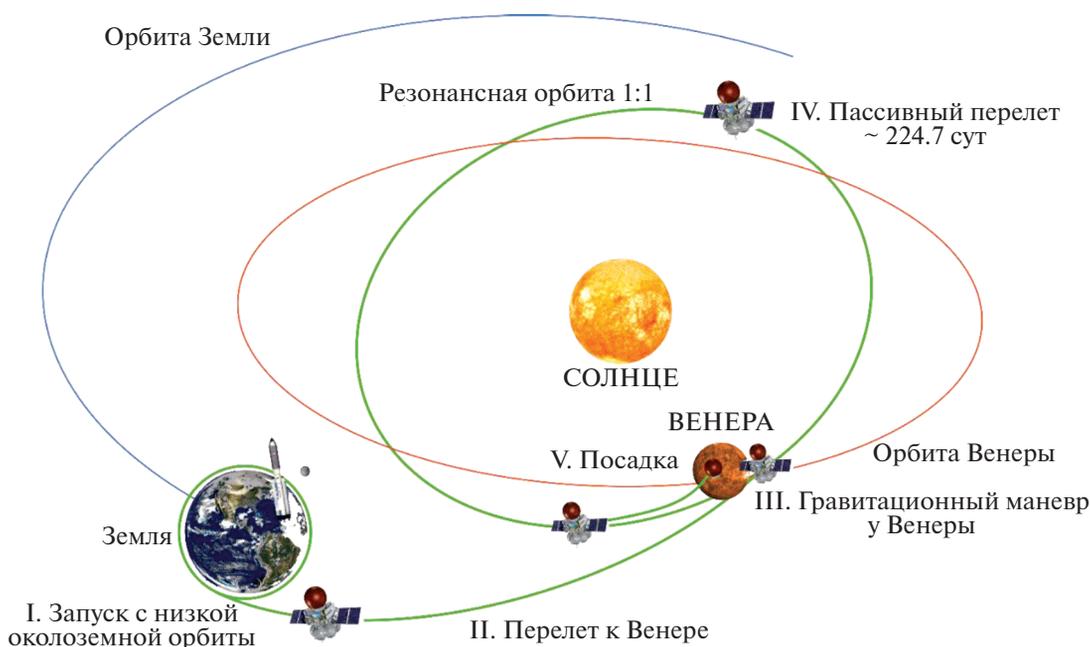


Рис. 4. Сценарий миссии к Венере с использованием гравитационного маневра для расширения посадочных областей на ее поверхности (Эйсмонт и др., 2021).

Первые шаги (этап I–II) — это построение траектории перелета от Земли к Венере решением задачи Ламберта. Иными словами, выбираются дата (время) старта с орбиты искусственного спутника Земли и дата прилета к Венере. При этом определяются гиперболический избыток скорости при отлете от Земли (т.е. разность вектора скорости аппарата и вектора скорости планеты) и гиперболический избыток скорости при подлете к Венере. Имеются в виду векторы, которые получаются, если Земля и Венера имеют нулевые размеры и массы в указанные моменты, а также на траектории перелета, как это и предполагается в задаче Ламберта. Отметим, что в данной работе задача Ламберта решалась с помощью метода Иццо (Иццо, 2015).

Последующие шаги (этап III–IV) — это операции с векторами, полученными в ходе решения задачи Ламберта. Рассматриваются всего два вектора: вектор скорости Венеры в гелиоцентрической системе координат и вектор скорости аппарата относительно Венеры.

Кроме того, рассматривается еще один вектор — задаваемый экспериментаторами вектор координат точки посадки на поверхности Венеры (широта и долгота). Далее производится расчет вектора асимптотической скорости КА в момент его вылета из сферы действия Венеры, который в конечном итоге приведет КА к посадке в заданной точке поверхности. Заметим, что связь между вектором асимптотической скорости КА на выходе из

сферы действия Венеры с точкой посадки возможна из-за того, что при повторном подлете к планете проекция вектора асимптотической скорости КА на оси планетоцентрической (не вращающейся) системы координат остаются неизменными, т.е. такими же, какими и были при выходе из сферы действия Венеры.

Таким образом, основной эффект в расширении возможностей посадки на поверхность Венеры достигается именно за счет гравитационного маневра. Покажем, как происходит изменение точки посадки за счет поворота вектора асимптотической скорости КА относительно Венеры с помощью гравитационного маневра (рис. 5).

Требуемое направление асимптотической скорости можно определить, используя сферу скоростей на бесконечности (Эйсмонт и др., 2021), которая представляет собой сферу радиусом, равным величине вектора асимптотической скорости КА, образованную вращением конца этого вектора, располагаемого на конце вектора скорости планеты, по всем возможным направлениям (Егоров, 1957; Ивашкин, Тупицын, 1970). Использование сферы скоростей на бесконечности в рамках описанной методики подробно описано в работах Эйсмонта и др. (2021, 2022).

На последнем шаге баллистического сценария производится расчет траектории КА внутри сферы действия Венеры. При попадании на границу сферы действия Венеры одному и тому же вектору асимптотической скорости КА соответствует пучок

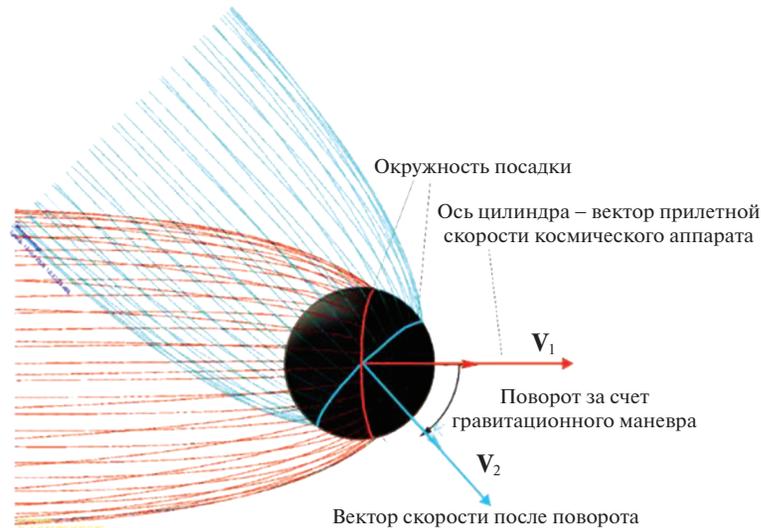


Рис. 5. Принцип использования поворота вектора асимптотической скорости гравитационным полем планеты для изменения возможных точек посадки.

подлетных гиперболических траекторий с равной прицельной дальностью⁴. Пересечение этого пучка траекторий с венерианской поверхностью образует окружность посадки. Угловой радиус ψ такой окружности можно определить следующим образом (Валладо, 2016; Боровин и др., 2018):

$$\psi = \vartheta_{\text{Entry}} + \varphi. \quad (1)$$

Здесь ϑ_{Entry} — истинная аномалия КА в точке входа в атмосферу, φ — угловой радиус окружности возможных перигелиев, который определяется следующим образом (Валладо, 2016; Боровин и др., 2018):

$$\varphi = \arccos\left(\frac{\mu_{\text{pl}}}{\mu_{\text{pl}} + r_{\pi} V_r^2}\right), \quad (2)$$

где $r_{\pi} = r_{\pi}(\theta)$ — радиус условного перигелия, зависящий от угла θ входа КА в атмосферу планеты; V_r — асимптотическая скорость КА в момент сближения с Венерой; μ_{pl} — гравитационный параметр планеты.

Таким образом, траектория полета КА, согласно вышеуказанной методике, проектируется так, чтобы требуемая точка посадки принадлежала окружности посадки с угловым радиусом, вычисляемым по формуле (1) для заданного угла входа.

ПОСТРОЕНИЕ ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ КА К ВЕНЕРЕ С ПОСАДКОЙ В ОБЛАСТЯХ ВЕЛЛАМО-ЮГ И КУТУЕ-ЮГ

Рассмотрим посадку в важные с научной точки зрения (и удовлетворяющие критерию безопасности посадки) регионы Велламо-Юг и Кутуе-Юг.

⁴Перпендикуляр, проведенный из фокуса гиперболической орбиты КА к асимптоте.

Регион Велламо-Юг (29° с.ш., 164° в.д.), который расположен в южной части обширной равнины Vellamo Planitia, представляет научную значимость, поскольку, согласно работам (Иванов и др., 2017, 2021), он практически полностью перекрыт отложениями нижнего подразделения региональных равнин. Равнинная часть растянута на 300 км, присутствует длиннейший на Венере лавовый канал Baltis Vallis (Иванов и др., 2017, 2021). Регион Кутуе-Юг (33° с.ш., 110° в.д.) расположен на равнинной местности в пределах обширного поля нижнего подразделения региональных равнин (Niobe Planitia) к югу от тессерного массива Кутуе, между поясами гряд Sige Dorsa и Uni Dorsa (Иванов и др., 2017, 2021).

При определении траекторий полета к Венере будет использоваться функционал $\Delta V_0 + V_r$ ⁵, выбор которого обоснован в работе Эйсмонта и др. (2022), где ΔV_0 — характеристическая скорость, сообщаемая КА на низкой околоземной орбите высотой 200 км и наклоном 51.6 град к земному экватору для выхода на межпланетную траекторию полета к Венере. Минимум обозначенного функционала будет определять оптимальную траекторию полета при заданной дате старта (т.е. минимизация происходит по времени полета к Венере). Построим зависимость $\Delta V_0 + V_r$ от даты старта и длительности полета, включающей время полета по витку резонансной 1 : 1 орбиты (224.7 сут) (рис. 6).

⁵Используемый функционал для поиска оптимальных траекторий близок к используемому в рамках проекта “Венера-Д” на данный момент, а именно $\Delta V_0 + \Delta V_1$, где ΔV_1 — тормозной импульс для выхода на суточную геспероцентрическую орбиту (Симонов и др., 2021).

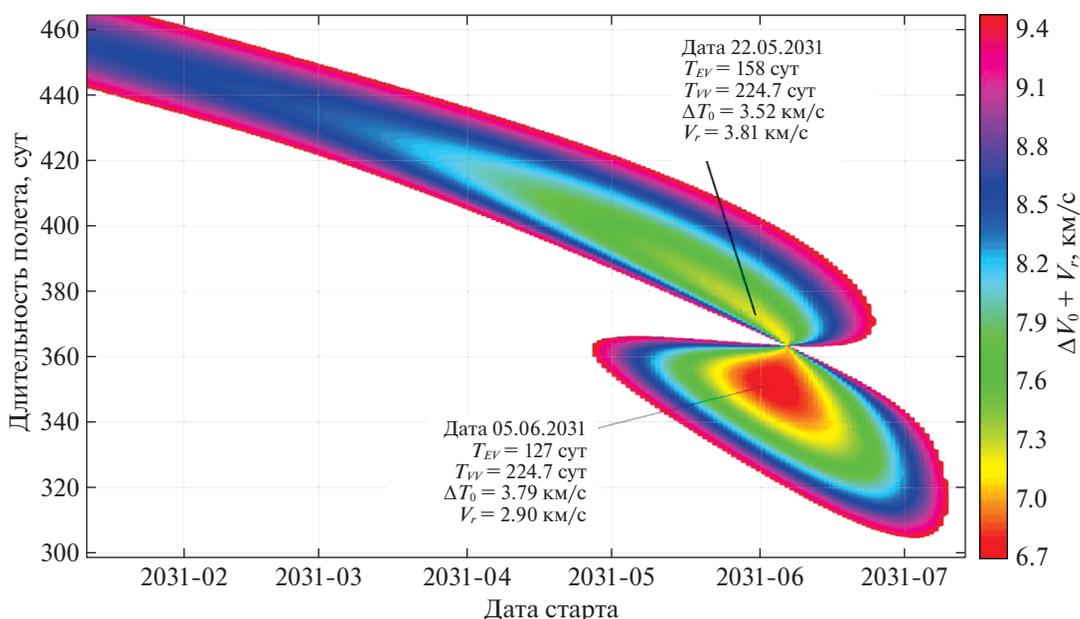


Рис. 6. Зависимость функционала $\Delta V_0 + V_r$ от даты старта и длительности полета к Венере в сценарии с гравитационным маневром.

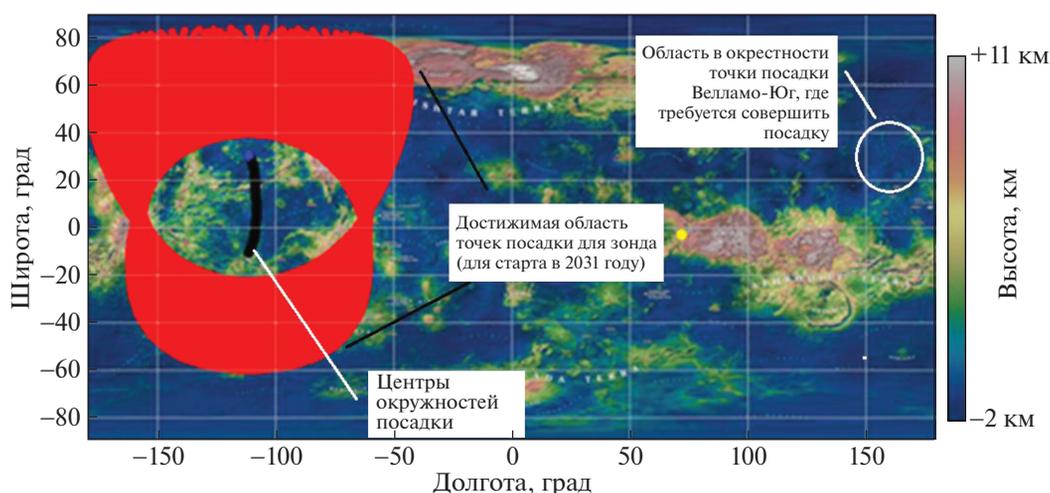


Рис. 7. Точки посадки при полете к Венере в расширенный интервал дат старта 20.05.2031–18.06.2031: красные точки соответствуют достижимым районам на поверхности Венеры, черные обозначают центры окружностей посадок.

Определим, возможна ли посадка в областях Велламо-Юг и Кутуе-Юг при прямом перелете от Земли к Венере и старте в 2031 г. (20.05.2031–18.06.2031). Оптимальной датой старта, определенной путем оптимизации траекторий полета от Земли к Венере по функционалу $\Delta V_0 + V_r$, оказалась дата 05.06.2031; затраты характеристической скорости составили $\Delta V_0 = 3.79$ км/с (значение полного функционала $\Delta V_0 + V_r = 6.69$ км/с). Отметим, что полет в заданные места посадки при старте в 2031 г. и перелете по стандартной траектории невозможен (рис. 7).

В качестве даты старта для построения тра-

ектории с использованием предлагаемого подхода примем 03.06.2031, поскольку эта дата по критерию $\Delta V_0 + V_r$ близка к оптимальной (05.06.2031). Время полета определяется исходя из условия минимума суммы характеристической скорости и асимптотической скорости пролета Венеры. Угол входа в атмосферу принимается равным 12 град, что примерно соответствует максимальной перегрузке в $100g$ (земное).

Рассчитаем некоторые параметры траекторий полета КА к Венере, полученные в рамках перспективной методики с гравитационным маневром, приводящие к посадке в заданном регионе Венеры.

Таблица 1. Некоторые характеристики траектории полета к Венере с посадкой в области Велламо-Юг, при полете КА по резонансной 1 : 1 орбите

<i>N</i>	Небесное тело (старт, пролет, посадка)	Дата старта/пролета и посадки	Высота перицентра траектории КА в сфере действия небесного тела, км	Скорость КА “на бесконечности” у небесного тела	Затраты характеристической скорости на старт/пролет небесного тела, км/с
1	Земля	03.06.2031	200	3.56	3.78
	Венера	08.10.2031	13 233	2.91 (31.9°, 73.8°*)	0**
	Венера (Велламо-Юг)	20.05.2032	—	2.91	0**
2	Земля	03.06.2031	200	3.56	3.78
	Венера	08.10.2031	6573	2.91 (49.8°, -12.5°*)	0**
	Венера (Велламо-Юг)	20.05.2032	—	2.91	0**

* Приведена ориентация вектора асимптотической скорости после поворота гравитационным полем Венеры в венерианской эклиптической системе координат по прямому восхождению и склонению к эклиптике.

** Затраты на коррекцию траектории КА при полете Венеры, а также коррекции межпланетной траектории не учитываются и в данном подходе не рассматриваются.

Таблица 2. Некоторые характеристики траектории полета к Венере с посадкой в области Кутуе-Юг, при полете КА по резонансной 1 : 1 орбите

<i>N</i>	Небесное тело (старт, пролет, посадка)	Дата старта/пролета и посадки	Высота перицентра траектории КА в сфере действия небесного тела, км	Скорость КА “на бесконечности” у небесного тела	Затраты характеристической скорости на старт/пролет небесного тела, км/с
1	Земля	03.06.2031	200	3.56	3.78
	Венера	08.10.2031	6038	2.91 (50°, -17°*)	0**
	Венера (Кутуе-Юг)	20.05.2032	—	2.91	0**
2	Земля	03.06.2031	200	3.56	3.78
	Венера	08.10.2031	13 756	2.91 (1.5°, 82.8°*)	0**
	Венера (Кутуе-Юг)	20.05.2032	—	2.91	0**

* Приведена ориентация вектора асимптотической скорости после поворота гравитационным полем Венеры в венерианской эклиптической системе координат по прямому восхождению и склонению к эклиптике.

** Затраты на коррекцию траектории КА при полете Венеры, а также коррекции межпланетной траектории не учитываются и в данном подходе не рассматриваются.

В табл. 1—2 приведены характеристики таких траекторий.

Покажем гелиоцентрические траектории полета КА к Венере с гравитационным маневром и полетом на витке резонансной орбиты (1 : 1) с целью посадки в регионах Велламо-Юг и Кутуе-Юг на рис. 8 и 9.

На рис. 8 и 9 видно, что после облета Венеры существуют две возможные траектории полета КА, различные по наклонению к эклиптике: (1) — 4.21 град и (2) — 2.1 град для полета к Кутуе-Юг

и (1) — 7.96 град и (2) — 2.3 град к Велламо-Юг, полет по любой из этих траекторий приводит к посадке в заданной точке на поверхности Венеры. Отметим, что резонансные орбиты КА слабо отличаются от орбиты Венеры. Это обеспечивается выбором функционала, позволяющего минимизировать скорость полета КА Венеры.

Согласно полученным результатам (рис. 10а,б), полет в выбранную дату старта 03.06.2031 позволяет достичь любого из выбранных мест посадки с высоким приоритетом научной важности, отвеча-

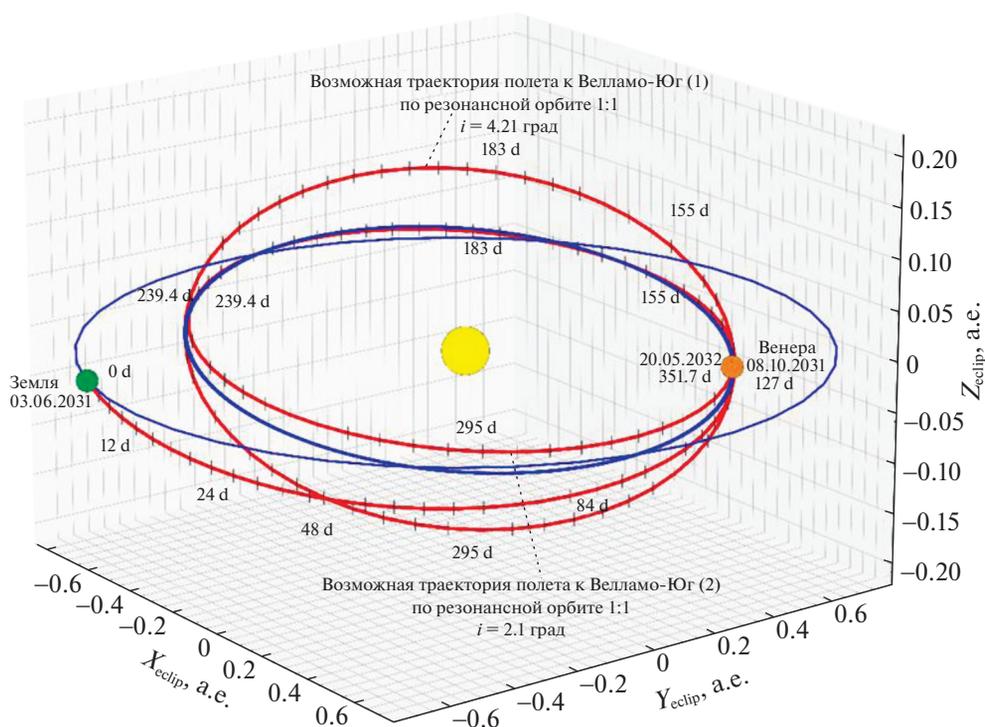


Рис. 8. Траектория полета к Венере (Велламо-Юг) по резонансной 1 : 1 орбите. Рисками отмечены временные интервалы, равные 4 сут полета. Оси системы координат (X_{Eclip} , Y_{Eclip} , Z_{Eclip}) соответствуют гелиоцентрической эклиптической системе координат; а.е. — астрономическая единица; i — наклонение плоскости орбиты КА к эклиптике.

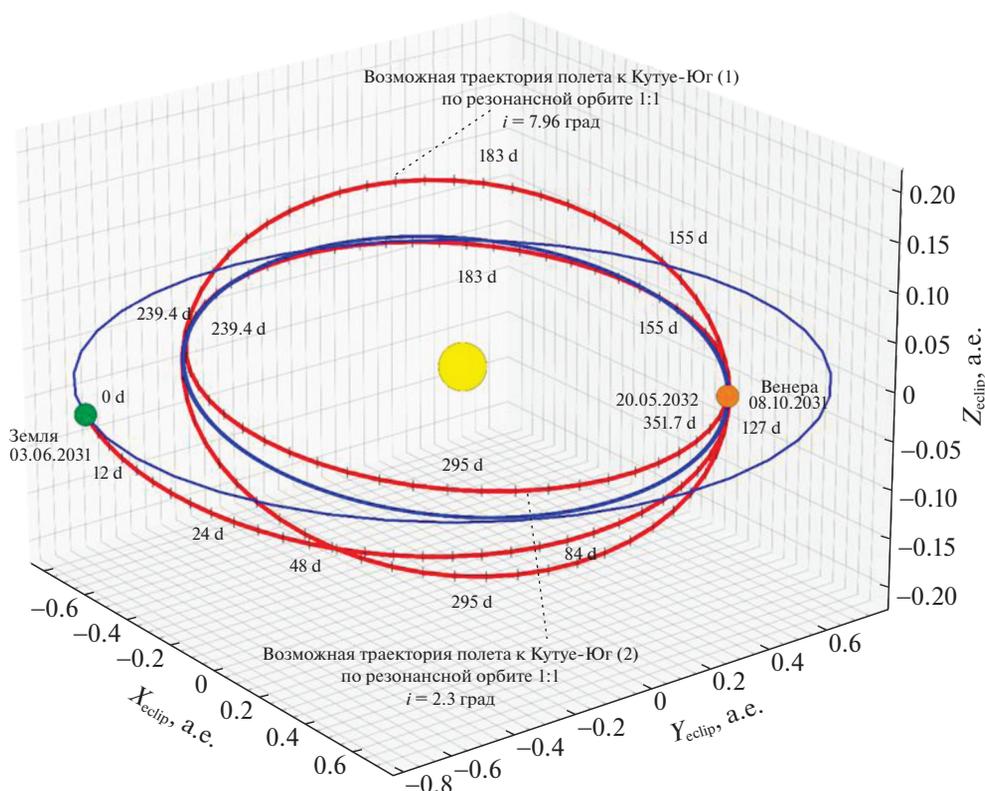


Рис. 9. Траектория полета к Венере (Кутье-Юг) по резонансной 1 : 1 орбите. Рисками отмечены временные интервалы, равные 4 сут полета. Оси системы координат (X_{Eclip} , Y_{Eclip} , Z_{Eclip}) соответствуют гелиоцентрической эклиптической системе координат; а.е. — астрономическая единица; i — наклонение плоскости орбиты КА к эклиптике.

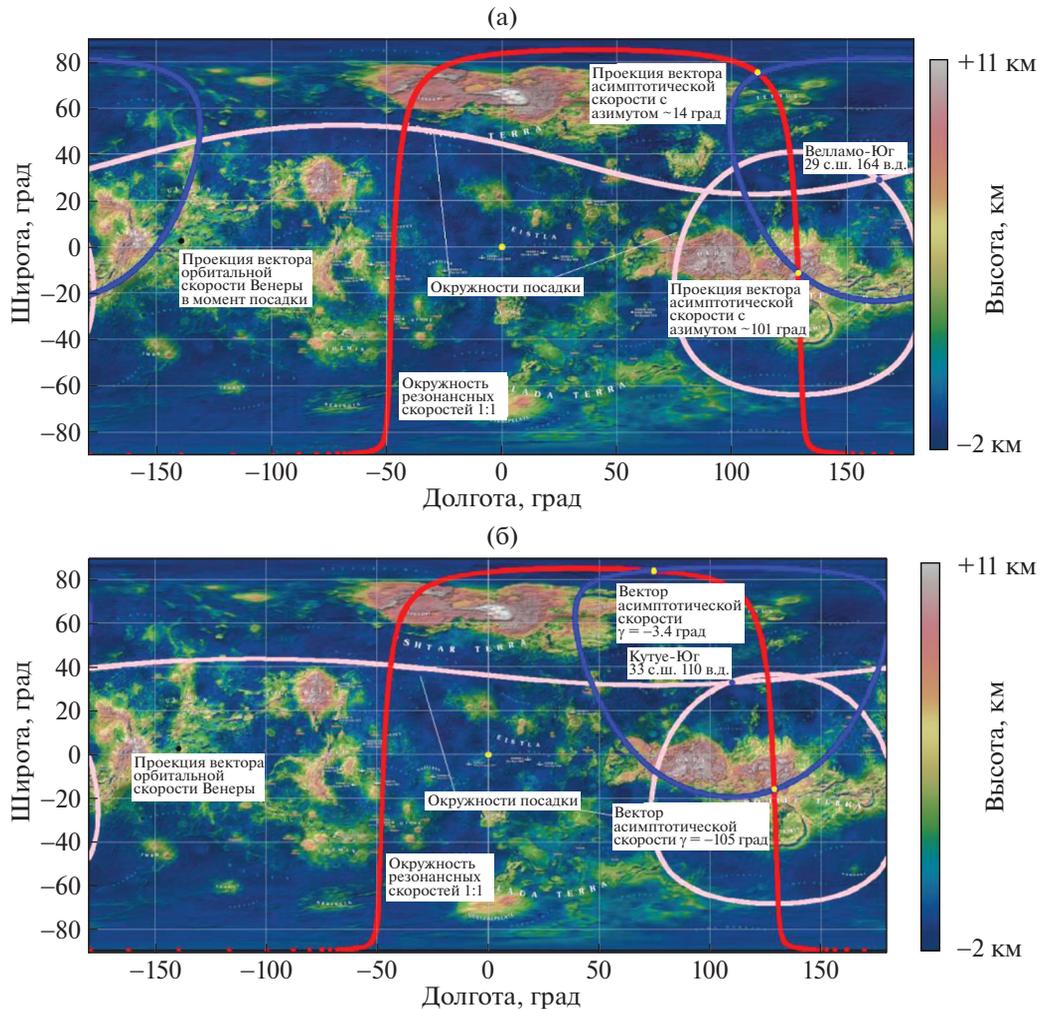


Рис. 10. Окружности посадки, полученные при полете по выбранным траекториям, приводящим к посадке в заданный регион на поверхности Венеры: (а) — Велламо-Юг, (б) — Кутуе-Юг. Синяя окружность приведена на рисунке для выделения двух точек на окружности резонансных скоростей, соответствующих требуемым векторам асимптотической скорости КА, которые приводят к посадке в заданный регион поверхности.

ющих критерию безопасности посадки (оба места представляют собой равнины), причем к такому достижению приводят сразу две траектории полета.

АНАЛИЗ ОРБИТ В СЦЕНАРИИ ПОЛЕТА К РЕГИОНАМ ВЕЛЛАМО-ЮГ И КУТУЕ-ЮГ

Приведем в табл. 3 начальные параметры орбит ОМ для всех четырех возможных сценариев посадки в регионах Велламо-Юг и Кутуе-Юг. Заметим, что в силу удовлетворения одного из требований проекта “Венера-Д”, касающегося продолжительности видимости между ПА и ОМ, плоскости их движения после разделения КА находятся под углом π по отношению друг к другу. В таком случае обеспечивается максимальное время видимости (Симонов и др., 2021). Продолжительность видимости ОМ посадочным аппаратом в работе рассчитана с использованием методики, изложенной в (Монтенбрук и др., 2002).

Далее в работе для краткости ссылки на каждую из четырех орбит, параметры которых записаны в табл. 3, будем различать как Велламо-Юг- N и Кутуе-Юг- N , где $N = 1, 2$.

Сделаем замечание о математической модели движения КА, используемой в настоящей работе для анализа движения орбитального модуля. Была использована математическая модель движения КА, учитывающая гравитационное влияние центрального притягивающего тела и внешних небесных тел, которые представляются притягивающими точками конечной массы.

Математическую модель движения ОМ в этом случае можно описать хорошо известным уравнением небесной механики (Эльясберг, 1965; Боровин и др., 2018)

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{\mu_0 \mathbf{r}}{r^2} + \sum_{j=1}^{N-1} \left(\frac{\mu_j (\mathbf{r}_j - \mathbf{r})}{r_{j0}^3} - \frac{\mu_j \mathbf{r}_j}{r_j^3} \right), \quad (3)$$

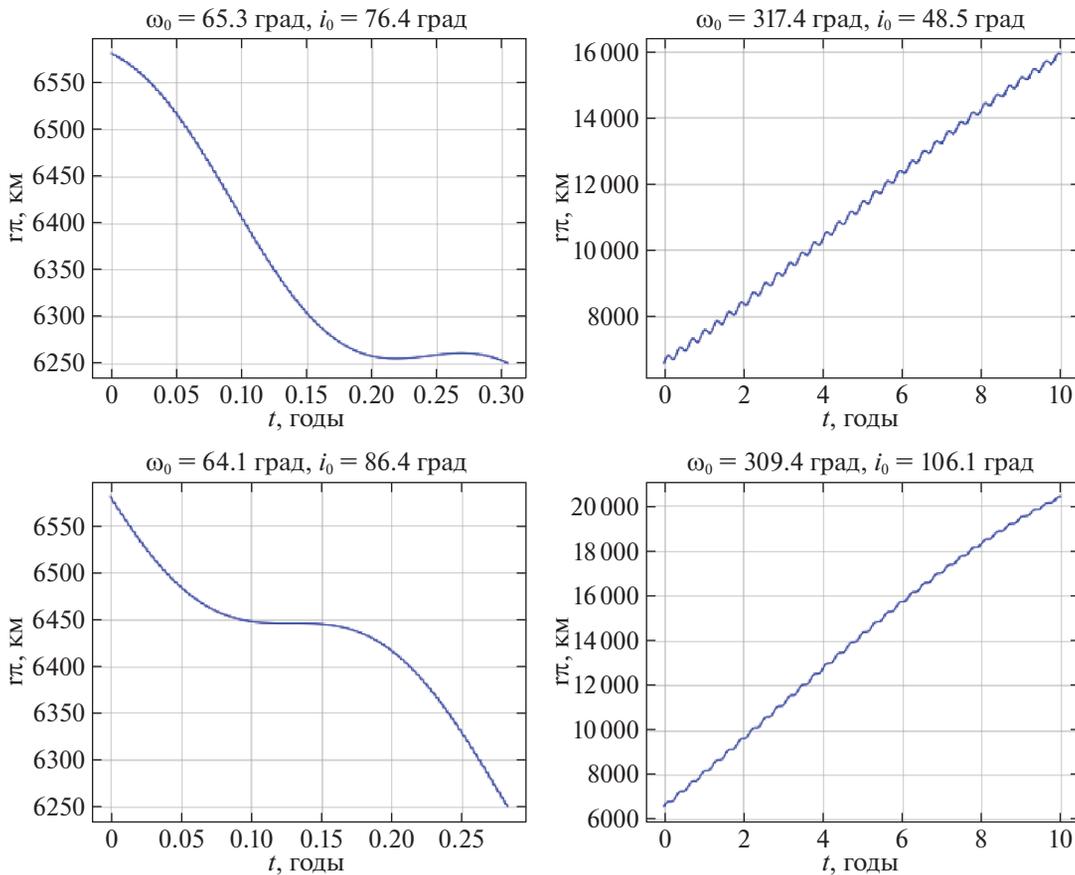


Рис. 11. Изменение радиуса перигелия гелиоцентрической орбиты ОМ (r_{π}) от времени полета (t) для четырех рассматриваемых сценариев посадки в Велламо-Юг и Кутуе-Юг.

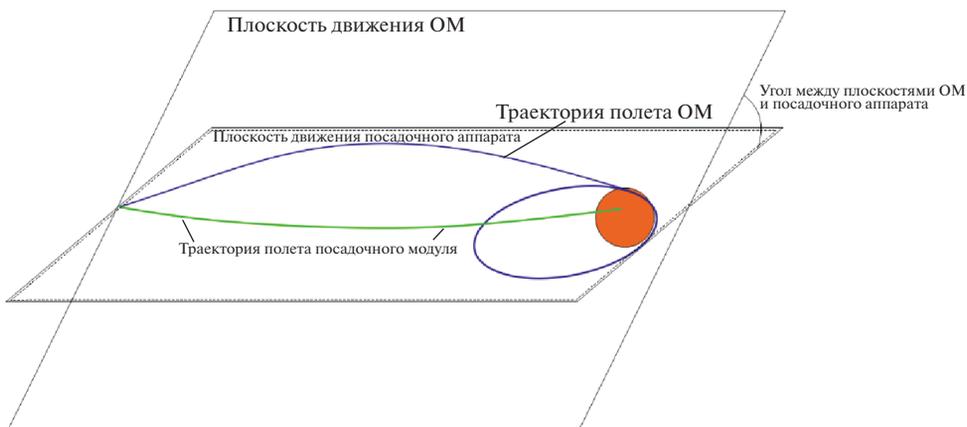


Рис. 12. Геометрия движения ОМ и ПА. Траектории показаны условно, вид реальных траекторий будет отличаться от представленного на рисунке.

где μ_j , $j \in \{0, 7\}$, — гравитационные параметры центрального притягивающего тела (Венеры) и внешних притягивающих тел (Солнца и Меркурия, Земли, Марса и планет-гигантов) соответственно; $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — модуль радиус-вектора КА; $r_j = \sqrt{x_j^2 + y_j^2 + z_j^2}$ — модуль радиус-вектора j -го

небесного тела в выбранной системе координат; $r_{j0} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$ — модуль вектора положения КА относительно j -го небесного тела.

Интегрирование системы (3) в данной работе выполнялось методом Рунге–Кутты 8(9)-го порядков с автоматическим выбором шага интегрирования.

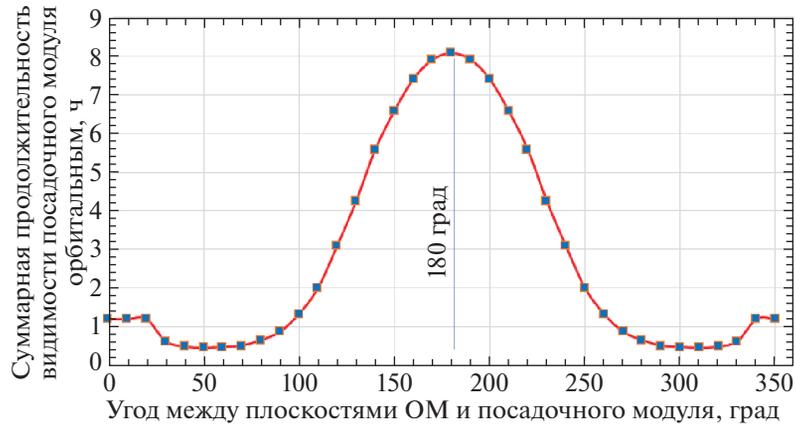


Рис. 13. Зависимость продолжительности участка радиовидимости от угла между плоскостями движения ОМ и ПА.

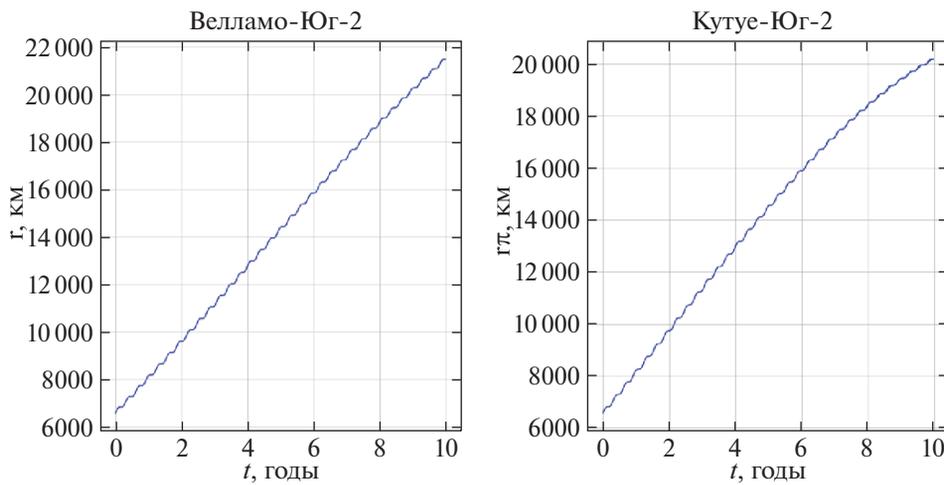


Рис. 14. Изменение радиуса перигея гелиоцентрической орбиты ОМ от времени полета для сценариев посадки в Велламо-Юг-2 и Кутуе-Юг-2.

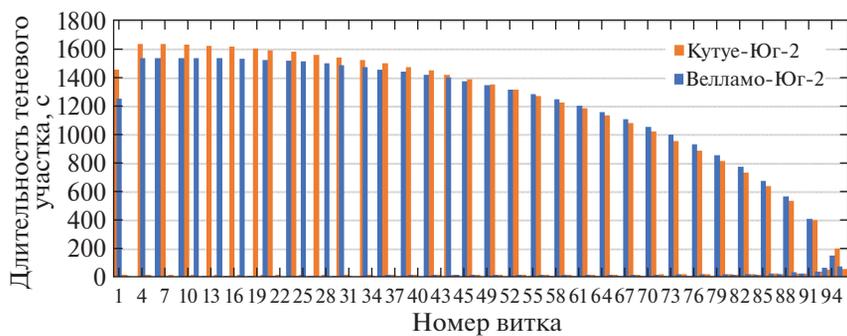


Рис. 15. Длительность теневого участка на витке орбиты ОМ (для первых 100 витков).

Численно проинтегрируем движение ОМ по каждой из четырех орбит, начальные параметры которых приведены в табл. 3, с использованием системы (3). В результате анализа построенных траекторий получим зависимость изменения радиуса перигея каждой из возможных орбит (Велламо-

Юг 1,2 и Кутуе-Юг 1,2, см. табл. 3) от времени полета (рис. 11).

Как видно на рис. 11, наибольшее время существования ОМ достигается в сценариях Велламо-Юг-2 и Кутуе-Юг-2. Однако наклонение орбит ОМ в этих сценариях составляет 133.4 и 73.8 град

Таблица 3. Начальные параметры орбиты ОМ для рассматриваемых регионов посадки Велламо-Юг и Кутуе-Юг

Регионы	N	a_0 , км	e_0	i_0 , град	Ω_0 , град	ω_0 , град
Велламо-Юг	1	39 456	0.8339	76.4	273.1	65.3
	2			48.5	54.6	317.4
Кутуе-Юг	1			86.4	213.5	64.1
	2			106.1	42.0	309.4

Примечание. a_0 — Начальное значение большой полуоси; e_0 — начальное значение эксцентриситета; i_0 — начальное значение наклона к экватору Венеры; Ω_0 — начальное значение долготы восходящего узла; ω_0 — начальное значение аргумента перигелия. Истинная аномалия равна нулю во всех случаях, поскольку выход на орбиту происходит в перигелии подлетной траектории.

соответственно, что отличается от требуемых значений наклона для сценария миссии “Венера-Д”, равных 90 ± 15 град (Эйсмонт и др., 2018; Симонов и др., 2021). Как уже было упомянуто ранее, угол между плоскостями орбит ПА и ОМ составляет 180 град, что соответствует максимальному времени радиовидимости между ОМ и ПА на этапе посадки, и передачи данных с ПА на борт ОМ.

В таком случае решением может быть следующий подход: необходимо изменить изначальный угол между плоскостями движения ОМ и ПА (рис. 12) так, чтобы приблизить орбиту ОМ к полярной, при этом наклонение орбиты ПА оставить прежним, сохраняя требование по радиовидимости между аппаратами.

Для оценки пределов возможного изменения угла между плоскостями движения была численно рассчитана следующая зависимость (рис. 13) времени видимости между орбитальным модулем и посадочным аппаратом от угла между плоскостями их движения.

Видно, что требование о продолжительности участка видимости не менее четырех часов удовлетворяется для диапазона углов 150–210 град. Таким образом, можно изменить наклонение орбиты ОМ на ± 30 град (от исходного), что для рассмотренных примеров Кутуе-Юг-2 и Велламо-Юг-2 позволяет перевести орбитальный модуль с орбиты с наклоном $i_0 = 106.1$ град и аргументом перигелия $\omega_0 = 309.4$ град для варианта посадки Кутуе-Юг на орбиту с параметрами $i_0 = 90$ град и $\omega_0 = 310.4$ град; для Велламо-Юг с параметрами $i_0 = 48.5$ град и $\omega_0 = 317.4$ град на орбиту с параметрами $i_0 = 78.5$ град и $\omega_0 = 320.1$ град, при этом остальные требования к орбите также выполняются. Заметим, что для сценариев Кутуе-Юг-1 и Велламо-Юг-1 изменение наклона орбиты не приводит к существенному изменению аргумента перигелия, т.е. время баллистического существования ОМ будет оставаться достаточно

малым (менее восьми лет), поэтому эти примеры мы рассматривать не будем.

Приведем результаты анализа времени существования ОМ для случая измененных орбит (рис. 14).

Покажем длительность теневых участков на орбите модуля для двух рассмотренных сценариев (рис. 15) на протяжении первых 100 дней полета, что соответствует 100 виткам ОМ на высокоэллиптической геспероцентрической орбите с периодом 1 земные сутки.

На рис. 15 видно, что длительность теневого участка на 1 витке орбиты не превышает 27 мин для рассмотренных сценариев.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе рассмотрены практические примеры по использованию перспективной методики построения траектории полета к Венере с гравитационным маневром и полетом по резонансной орбите в рамках возможного баллистического сценария миссии “Венера-Д”. Проведен анализ возможных орбит ОМ в рамках рассмотренных сценариев полета с посадкой в выбранных областях поверхности Венеры.

1. Показаны два примера посадки в крайне важные с научной точки зрения регионы венерианской поверхности: Велламо-Юг и Кутуе-Юг. При полной невозможности осуществить полет к этим регионам в рамках традиционных подходов, при использовании разработанной методики существуют две возможные гелиоцентрические траектории КА для каждого из обозначенных мест посадки.

2. Использование методики построения траекторий полета к Венере с гравитационным маневром в баллистическом сценарии проекта миссии “Венера-Д” повышает его эффективность, поскольку ограничения, возникающие из-за необходимости учитывать и посадку ПА, и совместную с ним работу ОМ, приводят к сокращению доступных мест посадки в классическом сценарии, однако при использовании гравитационного маневра эти ограничения снимаются.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базилевский и др. (A.T. Basilevsky, M.A. Ivanov, J.W. Head, M. Aittola, and J. Raitala), *Planet. Space Sci.* **55**, (2007).
2. Боровин Г.К., Голубев Ю.Ф., Грушевский А.В. и др., *Баллистико-навигационное обеспечение полетов автоматических космических аппаратов к телам Солнечной системы* (ред. А.Г. Тучина, Химки, АО “НПО Лавочкина”, 2018), с. 336.
3. Бошамп и др. (P. Beauchamp, M.S. Gilmore, R.J. Lynch, B.V. Sarli, A. Nicoletti, A. Jones, A. Ginyard, and M.E. Segura), 2021 IEEE Aerosp. Conf. (2021), p. 1.
4. Видманн и др. (T. Widemann, R. Ghail, C.F. Wilson, and D.V. Titov), *Agu Fall Meet. Abstr.* (2020), p. P022.
5. Гарвин и др. (J.B. Garvin, S.A. Getty, G.N. Arney, N.M. Johnson, E. Kohler, K.O. Schwer, M. Sekerak, A. Bartels, et al.), *Planet. Sci. J.* **3**, 117 (2022).
6. Гривс и др. (J.S. Greaves, A.M.S. Richards, W. Bains, P.B. Rimmer, H. Sagawa, D.L. Clements, S. Seager, et al.), *Nat. Astron.* **5**, 655 (2021).
7. Гилмор и др. (M. Gilmore, P.M. Beauchamp, R. Lynch, and M.J. Amato), *Present. to Planet. Astrobiol. Decad. Surv.* (2020).
8. Егоров В.А., *Успехи физ. наук* **63**, 73 (1957).
9. Засова Л.В., Горинов Д.А., Эйсмонт Н.А. и др., *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина* **13**, (2018).
10. Иванов (M.A. Ivanov), *Geochemistry Int.* **54** (2016).
11. Иванов М.А., Засова Л.В., Герасимов М.В. и др., *Астрон. Вестник* **51**, 3 (2017) [M.A. Ivanov, L.V. Zasova, M.V. Gerasimov et al., *Sol. Syst. Res.* **51**, 1 (2017)].
12. Иванов и др. (M.A. Ivanov, L. Zasova, and T.K.P. Gregg), *Ninth Moscow Sol. Syst. Symp.* 9M-S3 (2018), p. 58.
13. Иванов и др. (M.A. Ivanov, J.W. Head, L.V. Zasova, et al.), *Twelfth Moscow Sol. Syst. Symp.* 12M-S3 (2021), p. 109.
14. Иццо (D. Izzo), *Celest. Mech. Dyn. Astron.* **121**, 1 (2015).
15. Ивашкин В.В., Тупицын Н.Н., *Космич. исслед.* **9**, 163 (1971).
16. Косенкова (A.V. Kosenkova), *AIP Conf. Proc.* **2318**, 140003 (2020).
17. Косенкова А.В., Седых О.Ю., Симонов А.В., Миненко В.Е., *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина* **1**, 12 (2021).
18. Лимае и др. (S.S. Limaye, R. Mogul, D.J. Smith, et al.), *Astrobiology* **18**, 1181 (2018).
19. Монтенбрюк и др. (O. Montenbruck, E. Gill, and F. Lutze), *Appl. Mech. Rev.* **55**, B27 (2002).
20. Сенске и др. (D. Senske, L. Zasova, T. Economou, et al.), *Planet. Sci. Vis. 2050 Work.* (2017), p. 1.
21. Смрекар и др. (S. Smrekar, M. Dyar, S. Hensley, et al.), *AAS/Division Planet. Sci. Meet. Abstr.* **48** (2016), p. 207.
22. Симонов А.В., Ковалева С.Д., Гордиенко Е.С. и др., *Инженерный журн. Наука и Инновации* **7** (2021).
23. Хайдер и др. (S.A. Haider, A. Bhardwaj, Shanmugam, et al.), 42nd COSPAR Scientific Assembly, **42**, (2018), B4-1.
24. Эльясберг П.Е. *Введение в теорию полета искусственных спутников Земли* (М.: Наука, гл. ред. физматлит, 1965), с. 460.
25. Эйсмонт Н.А., Засова Л.В., Симонов А.В., и др., *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина* **11**, 4, (2018).
26. Эйсмонт и др. (N.A. Eismont, L.V. Zasova, A.V. Simonov, et al.), *Sol. Syst. Res.* **53**, 578 (2019).
27. Эйсмонт и др. (N.A. Eismont, V.V. Koryanov, K.S. Fedyaev, et al.), *AIP Conf. Proc.* (2021a), p. 110012.
28. Эйсмонт Н.А., Назиров Р.Р., Федяев К.С. и др., *Письма в Астрон. журн.* **47**, 352 (2021b) [N.A. Eismont, R.R. Nazirov, K.S. Fedyaev, et al., *Astron. Lett.* **47**, 316 (2021b)].
29. Эйсмонт и др. (N. Eismont, V. Zubko, A. Belyaev, et al.), *Acta Astronaut.* **197**, 310 (2022).