

Том 50, Номер 11

ISSN 0320-0108
Ноябрь 2024



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 11, 2024

Низкоэнергетическое излучение нейтрино первичных черных дыр: новая возможность наблюдения излучения Хокинга <i>Ю. А. Лысый, П. А. Кислицын, А. В. Иванчик</i>	685
Внегалактические радиоисточники с большим изменением видимых координат <i>А. А. Осетрова, О. А. Титов, А. Е. Мельников</i>	693
PISN 2018ibb: радиоактивное свечение в линиях [O III] <i>Н. Н. Чугай</i>	706
Исследование кандидата в карликовые новые OGLE-BLG-DN-0064 в рентгеновском и оптическом диапазонах <i>А. Б. Сибгатуллин, В. И. Додон, И. И. Галиуллин, А. И. Колбин, В. В. Шиманский, А. С. Винокуров</i>	712
Gaia 19cwm — затменная карликовая новая типа WZ Sge с магнитным белым карликом <i>А. И. Колбин, Т. А. Фатхуллин, Е. П. Павленко, М. В. Сусликов, В. Ю. Кочкина, Н. В. Борисов, А. С. Винокуров, А. А. Сосновский, С. С. Панарин</i>	723

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРИНО ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР: НОВАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ХОКИНГА

© 2024 г. Ю. А. Лысый¹, П. А. Кислицын^{1*}, А. В. Иванчик¹

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

Поступила в редакцию 11.11.2024 г.

После доработки 11.12.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Исследование первичных черных дыр и излучения Хокинга, которое они могут породить, представляет собой важный шаг в понимании роли этих феноменов в космологической эволюции Вселенной. Первичные черные дыры могут быть частью темной материи, зародышами сверхмассивных черных дыр, а также источниками излучения Хокинга, которое, в отличие от излучения других черных дыр, может быть наблюдаемым. При этом в условиях эволюции Вселенной с момента Большого Взрыва и до сегодняшнего дня первичные черные дыры теряют большую часть своей массы в виде излучения нейтрино. Это происходит, потому что для черных дыр с $M < 10^{23}$ г, наряду с излучением безмассовых частиц, добавляется излучение легкой массивной частицы — нейтрино. Причем это излучение оказывается еще и доминирующим, и, поскольку к современному моменту ($t_0 = 13.8$ млрд лет) в значительной степени испарялись лишь черные дыры с массами $\lesssim 10^{15}$ г, в суммарном спектре излучения первичных черных дыр преобладает нейтринная компонента. В настоящей работе мы представляем новые оценки спектров нейтрино, испускаемых первичными черными дырами различных масс, впервые акцентируя внимание на низкоэнергетическом ($E_{\text{kin}} \in [0.01 \div 1]$ эВ) излучении. В результате расчетов было показано, что черные дыры в диапазоне масс $[10^9 \div 10^{11}]$ г испускают нейтрино с интенсивностью, превышающей фоновые потоки от известных астрофизических источников в низкоэнергетическом диапазоне, при этом в диапазоне высоких энергий излучение будет находиться под фоном, не вступая в противоречие с наблюдательными ограничениями. Эти результаты открывают новые возможности для потенциального наблюдения излучения первичных черных дыр и могут стимулировать развитие технологий детектирования нейтрино в низкоэнергетическом диапазоне. Наблюдение нейтрино в этом диапазоне является одной из немногих возможностей подтвердить существование излучения Хокинга.

Ключевые слова: первичные черные дыры, нейтрино, излучение Хокинга.

DOI: 10.31857/S0320010824110015, EDN: LTMFFS

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная космологическая модель на сегодняшний день описывает большинство наблюдаемых явлений, происходящих в масштабах Вселенной. Однако некоторые вопросы продолжают оставаться актуальными, и один из них связан с возможностью существования первичных черных дыр, поскольку именно для них может быть обнаружено предсказанное Хокингом излучение (Хокинг, 1974, 1975), в то время как для черных дыр звездных масс и сверхмассивных черных дыр это излучение ненаблюдаемо при существующих на сегодняшний день технологиях. Кроме этого, первичные черные дыры могут являться составляющей частью темной материи, а также быть зародышами сверхмассивных черных дыр в центрах галактик (подробнее см., например, обзор Карра и др., 2021). Представляет интерес и вопрос генерации первичными черными дырами барионной асимметрии — еще одна проблема современной космологии (Долгов, Поздняков, 2021).

Существование черных дыр солнечных ($[1 \div 100]M_{\odot}$) и промежуточных ($[10^2 \div 10^5]M_{\odot}$) масс, а также сверхмассивных ($[10^5 \div 10^{11}]M_{\odot}$) черных дыр на сегодняшний день практически не вызывает сомнения. Коллапс массивных звезд приводит к образованию черных дыр солнечных масс, слияние черных дыр в двойных системах обеспечивает образование черных дыр промежуточных масс, что не так давно было обнаружено при регистрации гравитационных волн (в качестве обзора последних данных см., например, работу Научной коллаборации LIGO, 2024). Остается не до конца понятным лишь вопрос набора массы сверхмассивными черными дырами. По современным представлениям существование сверхмассивных черных дыр на больших красных смещениях, когда возраст Вселенной составлял $\lesssim 1$ млрд лет, не может объясняться образованием черных дыр солнечной массы и их последующим ростом, однако наблюдения показывают наличие сверхмассивных черных дыр во Вселенной на красных смещениях $z \sim 6-7$. Так, в работе Айлерс и др. (2023) представлена оценка массы сверхмассивной черной дыры, $M \approx 10^{10}M_{\odot}$, в направлении на квазар

*Электронный адрес: pavel.kislitsyn@gmail.com

J0100+2802 на красном смещении $z = 6.327$, что соответствует возрасту Вселенной всего 800 млн лет. В работе Янга и др. (2021) представлен набор из 37 квазаров на сравнимых красных смещениях, где черные дыры имеют массы в диапазоне $[0.3 \div 3.6] \times 10^{10} M_{\odot}$. Одним из возможных объяснений существования сверхмассивных черных дыр в столь ранней Вселенной могли бы стать первичные черные дыры в качестве зародышей (см., например, Айлерс и др., 2023).

Первичные черные дыры среди всех прочих выделены в отдельную проблему, поскольку наблюдательных подтверждений их существования пока не найдено, а механизмы их образования содержат значительные неопределенности и зависят от принимаемых физических условий в среде, где они образовывались. Обычно считается, что первичная черная дыра массы M могла образоваться в ранней Вселенной, когда масса, заключенной внутри космологического горизонта, была сопоставима с M . Карр и др. (2021) описывают несколько возможных способов образования первичных черных дыр из вещества внутри космологического горизонта на определенный момент времени. Так, например, черные дыры с массой $\sim 10^{10}$ г могли образоваться на временах $\sim 10^{-28}$ с, когда температура плазмы была $T \sim 10^{11}$ ГэВ/к. Таким образом, спектр масс первичных черных дыр может быть достаточно широким, а излучение Хокинга черных дыр с массами от $M_{\text{Pl}} \approx 10^{-5}$ г до 10^{15} г может проявляться в наблюдениях. При этом первичные черные дыры больших масс практически не теряют массу за время жизни Вселенной посредством излучения Хокинга (см. табл. 1). Возможности обнаружения излучения Хокинга детально обсуждаются, например, в работе Карра и др. (2021), причем эти исследования сосредоточены на наблюдениях в высокоэнергетическом диапазоне ($E_{\text{kin}} \gtrsim 1$ МэВ). В нашей работе мы сосредоточимся на низкоэнергетическом диапазоне $E_{\text{kin}} \in [0.01 \div 1]$ эВ, где излучение Хокинга в нейтрино может превышать фоновые потоки, не вступая в противоречие с другими наблюдениями.

Нейтрино является еще одним явлением, притягивающим сегодня интерес физиков. Главным образом это связано с удивительными свойствами нейтрино, для описания которых может потребоваться построение теории за рамками Стандартной модели. На стадии подготовки находятся многие амбициозные эксперименты по детектированию нейтрино в различных диапазонах энергии. Коллаборация JUNO (2016), Прото-коллорабация Гипер-Камиоканде (2018), Коллаборация DUNE (2020) ставят своими целями изучение нейтрино с энергиями $\gtrsim 1$ МэВ, а Коллаборация PTOLEMY (2019) стремится обнаружить сигнал космологических нейтрино с энергиями $\sim 10^{-3}$ эВ. Особый интерес в последние годы представляет изучение так называемых стерильных нейтрино. Они не взаимодействуют с обычным веществом, но могут осциллировать в нейтрино Стандартной модели и тем са-

мым оказывать существенное влияние на оценки космологических параметров (см., например, Черников, Иванчик, 2022; Иванчик и др., 2024). Вопрос существования стерильных нейтрино, однако, сегодня не может быть полностью закрыт, поскольку результаты экспериментов плохо согласуются между собой, а иногда и полностью противоречат друг другу. Так, например, Серебров и др. (2021) указывают на надежное подтверждение существования четвертого типа нейтрино, с чем согласуются и результаты Барина и др. (2022), но Коллаборация STEREO (2023) и Коллаборация PROSPECT (2024) сообщают, что гипотеза существования легких стерильных нейтрино может быть отвергнута. В будущем независимые эксперименты смогут прояснить эту противоречивую ситуацию.

СПЕКТР МАСС ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР

При образовании первичных черных дыр в первые мгновения жизни Вселенной они могли иметь различные массы. Распределение черных дыр по массе определяется моделью их образования и влияет на форму суммарного спектра их излучения. Отсутствие наблюдаемых подтверждений излучения позволяет ограничить множество допустимых спектров масс, а также вклад первичных черных дыр в темную материю. Впервые это было сделано в работах Хокинга (1971), Чаплина (1975) и позже было выполнено Долговым, Силком (1993), которые, в частности, показали, что спектр масс первичных черных дыр в их модели является лог-нормальным. С тех пор ограничения распространенности первичных черных дыр и их спектр масс активно исследуются (см., например, Новиков и др., 1979; Карр и др., 2010, 2021). Для описания спектра масс первичных черных дыр обычно используются такие распределения, как логнормальное, степенное, монохроматическое. Для упрощения вычислений в нашей работе исследовалось монохроматическое распределение, что, как ожидается, лишь количественно может сдвигать результат, но корректно воспроизводит все особенности на качественном уровне.

Наиболее часто встречающиеся в литературе спектры масс первичных черных дыр следующие:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dM} &= n_{\text{ПВН}} \delta(M - M_0) \text{ — монохроматическое,} \\ \frac{dn}{dM} &= n_{\text{ПВН}} \frac{\gamma - 1}{M_{\text{max}}^{\gamma-1} - M_{\text{min}}^{\gamma-1}} M^{\gamma-2} (M_{\text{min}} \leq M \leq M_{\text{max}}) \text{ —} \\ &\text{степенное,} \\ \frac{dn}{dM} &= n_{\text{ПВН}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2 M} \exp\left(-\frac{\ln^2(M/M_{\text{BH}})}{2\sigma^2}\right) \text{ —} \\ &\text{лог-нормальное,} \end{aligned}$$

где $n_{\text{ПВН}}$ — концентрация первичных черных дыр, а M_0 , M_{min} , M_{max} , γ , M_{BH} , σ — параметры распределений.

СОСТАВ И СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ХОКИНГА

Квантовая структура материи и взаимодействий вблизи горизонта событий черной дыры приводит к возникновению излучения Хокинга (Хокинг, 1974, 1975) — квази-чернотельного излучения всех частиц Стандартной модели. Температура этого излучения обратно пропорциональна массе черной дыры:

$$T = \frac{\hbar c^3}{8\pi k G M_{\text{BH}}} \approx 6.2 \times 10^{-8} \frac{M_{\odot}}{M_{\text{BH}}} \quad \text{К.} \quad (1)$$

Здесь $M_{\odot}$ — масса Солнца, M_{BH} — масса черной дыры, $\hbar$ — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, G — гравитационная постоянная, c — скорость света.

Время испарения черной дыры может быть оценено по формуле (см., например, Бернал и др., 2022)

$$\tau \sim t_0 \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^{15} \text{ г}} \right)^3, \quad (2)$$

где $t_0 \approx 13.8$ млрд лет — современный возраст Вселенной. Стоит, однако, отметить, что данная формула может использоваться только для оценки времени испарения по порядку величины, поскольку не учитывает изменение состава излучения Хокинга по мере испарения черной дыры, что подробнее описано далее.

По современным представлениям испарение черных дыр происходит следующим образом. Безмассовые частицы излучаются всеми черными дырами, при этом частицы с наименьшим спином рождаются легче всего (см., например, Харлоу, 2016). В Стандартной модели такими частицами являются фотоны, однако стоит упомянуть гипотетические частицы-переносчики гравитационного взаимодействия — гравитоны. В работе Пэйджа (1976а) сделан вывод, что для невращающихся черных дыр звездных масс посредством гравитонов излучается $\approx 2\%$ всего излучения, при этом Пэйдж учитывал в оценках только известные на тот момент электронные и мюонные нейтрино, которые предполагались безмассовыми. Также Пэйдж (1976b) показал, что для вращающихся черных дыр состав излучения может существенно отличаться в сторону увеличения вклада гравитонов, но такие черные дыры теряют свой момент значительно быстрее, чем массу. Это позволяет использовать для расчетов приближение невращающейся черной дыры. Для массивных частиц процесс их излучения имеет пороговый характер, экспоненциально подавленный при низких температурах. Частицы с массой m_i начнут излучаться, когда размер черной дыры уменьшится до комптоновской длины волны этой частицы, что эквивалентно условию $kT \sim m_i c^2$. Для нейтрино с массой $0.1 \text{ эВ}/c^2$ такой пороговой массой черной дыры будет $\sim 10^{23} \text{ г}$, а, например, для рождения электронов и позитронов определяющей будет масса $\sim 10^{16} \text{ г}$ (см. табл. 1). Таким образом, следующими за фотонами частицами, которые будут излучаться черными дырами по мере уменьшения их массы, станут нейтрино. При этом,

как будет показано далее, мгновенные спектры нейтрино превосходят спектры фотонов, важной причиной чего является значительное (в 3 раза) превосходство количества степеней свободы нейтрино над количеством степеней свободы фотонов.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦ

Полное излучение частиц сорта i имеет две компоненты:

$$\frac{d^2 N_i}{dE dt}(E_i, T) = \frac{d^2 N_i^{\text{pri}}}{dE dt}(E_i, T) + \frac{d^2 N_i^{\text{sec}}}{dE dt}(E_i, T), \quad (3)$$

где первое слагаемое отвечает за первичное излучение, представляющее собой непосредственно излучение Хокинга, а второе слагаемое — излучение вследствие распада калибровочных бозонов и тяжелых лептонов первичного излучения, а также рождения адронов из кварков и глюонов, называемое вторичным излучением.

Черные дыры излучают частицы на протяжении всего времени испарения, поэтому процесс рождения излучения растянут по времени. Учитывая расширение Вселенной и распределение черных дыр в пространстве, регистрируемый на сегодняшний день на Земле поток частиц будет выражаться формулой (Карр и др., 2021; Бернал и др., 2022)

$$\frac{d\Phi}{dE_\nu}(E_\nu) = \frac{c}{4\pi} n_{\text{PBH}}^0 \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt (1+z) \frac{d^2 N}{dt dE_\nu}(t, E_\nu(1+z)), \quad (4)$$

где n_{PBH}^0 — средняя по Вселенной концентрация первичных черных дыр на момент образования, умноженная на фактор $(1+z)^{-3}$, описывающий расширение Вселенной с момента образования черной дыры до сегодняшнего момента, т.е. эта величина описывает концентрацию первичных черных дыр на сегодняшний момент в том случае, если масса черной дыры $\gtrsim 10^{15} \text{ г}$, однако не имеет отношения к сегодняшней концентрации первичных черных дыр малой массы ($\lesssim 10^{15} \text{ г}$); $t_{\min}$ — время начала суммирования спектра, принятое в данной работе равным 1 с, т.е. времени отщепления нейтрино (см., например, Бернал и др., 2022). В более ранние моменты ($t \lesssim 1 \text{ с}$, что соответствует температуре $T \gtrsim 2 \text{ МэВ}$) скорости электрослабых реакций выше темпа расширения Вселенной, из-за чего рождающиеся черными дырами нейтрино быстро термализуются и становятся частью фона. Верхний предел интегрирования $t_{\max}$ определяется временем испарения черной дыры: для тех черных дыр, которые к сегодняшнему моменту уже испарились, $t_{\max}$ равно моменту их испарения, а для еще не испарившихся черных дыр $t_{\max}$ равно возрасту Вселенной на текущий момент.

Для вычисления мгновенных спектров нейтрино, излучаемых черными дырами, использовался открытый код BlackHawk (Арби, Оффингер, 2019, 2021). Он

Таблица 1. Сравнительные характеристики черных дыр и их излучений

Масса	Радиус Шварцшильда	Температура	Время испарения ¹
$10^9 M_\odot$	20 а.е.	6×10^{-17} К	$\sim 10^{82} t_0$
$4 \times 10^6 M_\odot$	0.08 а.е.	1×10^{-14} К	$\sim 10^{75} t_0$
$M_\odot$	3 км	6×10^{-8} К	$\sim 10^{55} t_0$
$M_\oplus \approx 6 \times 10^{27}$ г	0.9 см	0.02 К	$\sim 10^{38} t_0$
4.5×10^{25} г [†]	67 мкр	2.7255 К ($T_{\text{СМВ}}^0$)	$\sim 10^{32} t_0$
10^{23} г	0.1 мкм	1×10^3 К	$\sim 10^{24} t_0$
2×10^{16} г ^{††}	20 фм	5×10^9 К	$\sim 10^4 t_0$
10^{15} г	1 фм	1×10^{11} К	$\sim t_0$
10^{13} г	1×10^{-15} см	1 GeV/k	$\sim 10^4$ лет
10^{11} г	1×10^{-17} см	100 GeV/k	~ 1 нед
10^9 г	1×10^{-19} см	10^4 GeV/k	~ 1 с
$*M_{\text{Pl}} \sim 10^{-5}$ г	$*2l_{\text{Pl}} \sim 10^{-33}$ см	$*T_{\text{Pl}}/8\pi \sim 10^{19}$ GeV/k	$**[t_{\text{Pl}} \div \infty]$

¹ Оценка порядка величины времени испарения согласно $\tau \sim t_0 \left(\frac{M}{10^{15} \text{ г}} \right)^3$ (см., например, работу Бернала и др., 2022), где $t_0 \approx 13.8$ млрд лет — возраст Вселенной.

* Представлены результаты экстраполяции теории излучения Хокинга на планковский масштаб. Более обоснованные значения требуют использования квантовой гравитации.

[†] В современную эпоху для черных дыр с большими массами ($M > 4.5 \times 10^{25}$ г) излучение Хокинга будет полностью компенсироваться поглощением реликтового излучения, и они не только не будут испаряться, но и будут набирать массу.

^{††} Для черных дыр с меньшими массами ($M < 2 \times 10^{16}$ г) к излучению фотонов и нейтрино добавляется излучение $e^\pm$ -пар.

** Излучение Хокинга может останавливаться при достижении минимальной массы, образуя остаток — т.н. планкион. В случае дальнейшего испарения, черная дыра полностью испарится за время порядка планковского.

$M_\odot \approx 2 \times 10^{33}$ г — масса Солнца.

$M_\oplus$ — масса Земли.

$M_{\text{Pl}}, l_{\text{Pl}}, T_{\text{Pl}}, t_{\text{Pl}}$ — планковские масса, длина, температура и время.

рассчитывает рождение всех частиц Стандартной модели посредством излучения Хокинга и вторичные спектры излучения частиц. Вторичные спектры рассчитывались при использовании таблиц адронизации RUTHIA (Хёстранд и др., 2015), используемых внутри кода BlackHawk. Таблицы RUTHIA рассчитаны для температур плазмы от 5 ГэВ/к до 10^5 ГэВ/к и как раз подходят для анализа излучения черных дыр исследуемых масс. Стоит отметить, что в соответствии со Стандартной моделью при расчетах спектров излучения масса нейтрино считается равной нулю, однако для черных дыр с массами $M \ll 10^{23}$ г наличие массы не влияет на спектры излучения нейтрино. Тем не менее наличие массы нейтрино может влиять на распространение нейтрино по Вселенной. Например, нейтрино может захватываться гравитационным потенциалом галактик.

Суммарный спектр, учитывающий эволюцию излучения по мере расширения Вселенной, вычислялся в соответствии с формулой (4) с помощью скрипта “stack.c”, написанного в дополнение к основным процедурам BlackHawk его авторами. Представленный скрипт рассчитывает излучение в предположении отсутствия взаимодействия излучаемых частиц с другими частицами по мере распространения по Все-

ленной. Концентрация первичных черных дыр $n_{\text{РВН}}^0$ для каждой массы выбиралась максимальной, но при этом не противоречащей существующим ограничениям из работы Карра др. (2021). На рис. 1 представлены значения определяемых из ограничений концентраций первичных черных дыр, исследуемых в данной работе. В наиболее важном диапазоне масс первичных черных дыр ($[10^9 \div 10^{11}]$ г, см. рис. 2) самое жесткое, и, следовательно, определяющее ограничение обеспечивается наблюдениями распространенностей первичных элементов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Первое, на что важно обратить внимание, — это то, что для черных дыр исследуемого диапазона масс излучение нейтрино всегда превосходит излучение фотонов. На рис. 3 представлены суммарные мгновенные спектры нейтрино и фотонов для черных дыр различных масс. Условие $kT \sim m_\nu c^2$ определяет границу масс черных дыр, начиная с которой происходит эффективное рождение нейтрино. Выражение массы черной дыры из этого условия: $M_{\text{ВН}} = \frac{M_{\text{Pl}}}{8\pi} \left(\frac{m_\nu}{M_{\text{Pl}}} \right)^{-1}$, где M_{Pl} — масса Планка. Принимая $m_\nu = 0.1$ эВ (порядок верхнего предела на сумму масс нейтрино из ра-

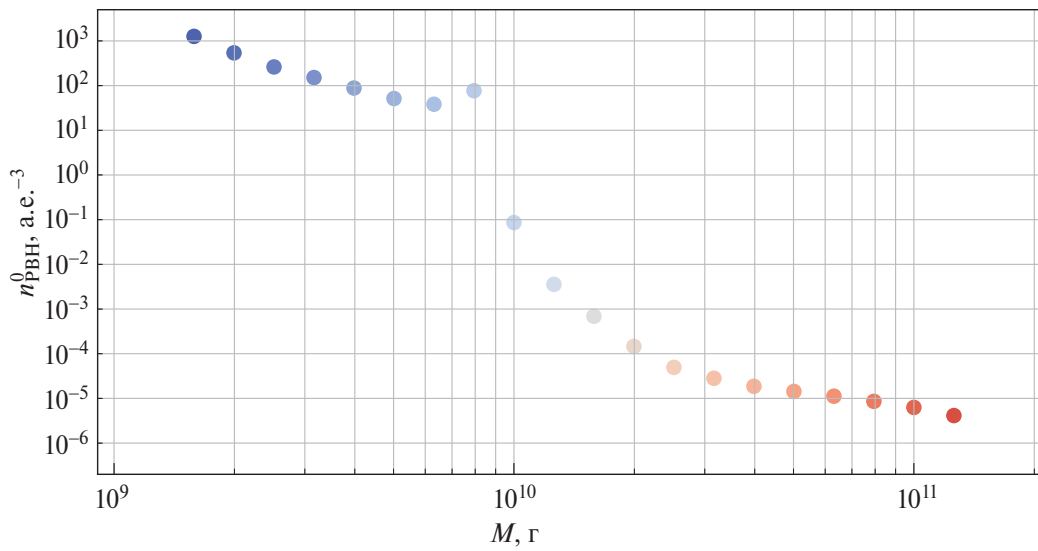


Рис. 1. Средние по Вселенной концентрации первичных черных дыр для набора монохроматических распределений с различными массами. Значения рассчитывались по данным из работы Карра и др. (2021) и соответствуют существующим ограничениям, полученным на основе различных астрофизических наблюдений.

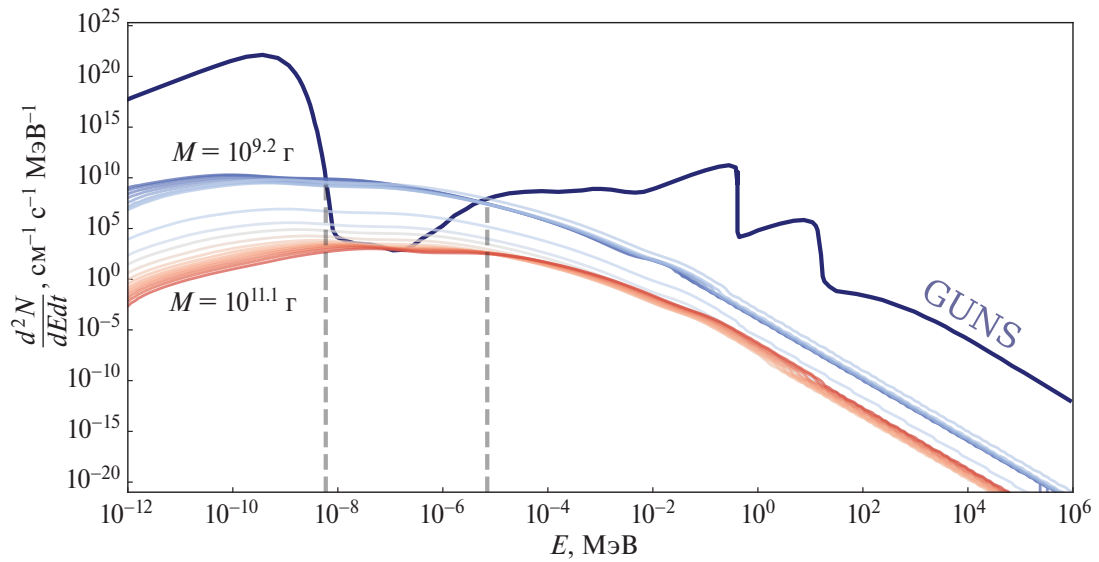


Рис. 2. Спектральная плотность потока нейтрино от первичных черных дыр, достигающего наблюдателя на Земле, в приближении безмассовых нейтрино. Тонкие кривые соответствуют различным монохроматическим спектрам масс черных дыр. Показаны кривые для распределений черных дыр с массами в диапазоне $[10^{9.2} \text{ г}; 10^{11.1} \text{ г}]$ с логарифмическим шагом 0.1. Темной синей кривой показан фон нейтрино (Grand Unified Neutrino Spectrum), обусловленный иными источниками, взятый из работы Иванчика и др. (2024).

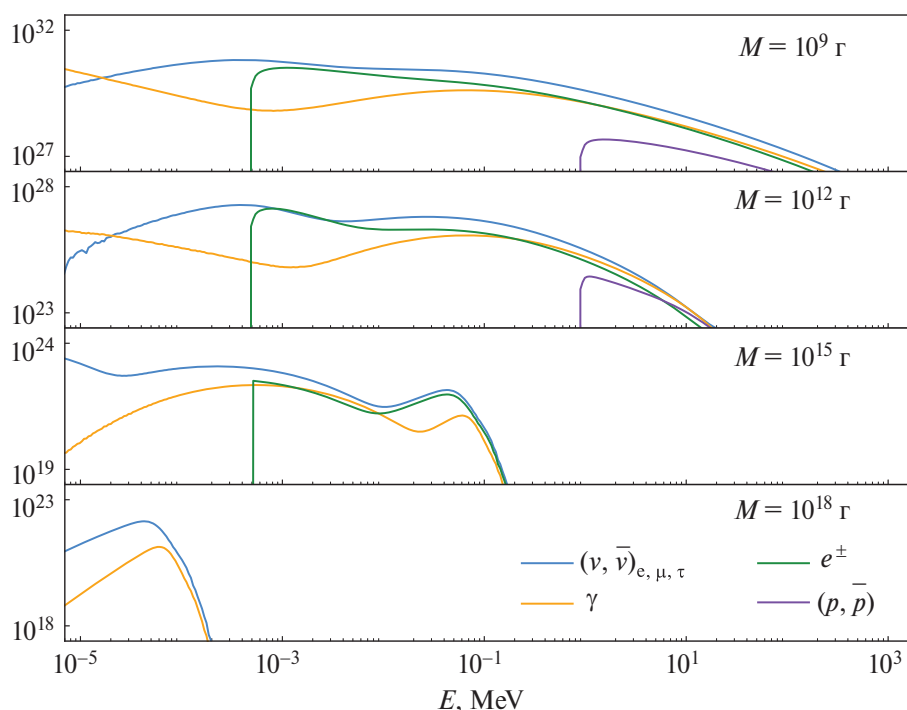


Рис. 3. Мгновенные спектры стабильных частиц от черных дыр с массами $\{10^9, 10^{12}, 10^{15}, 10^{18}\}$ г. Голубая кривая показывает суммарное излучение нейтрино и антинейтрино всех сортов, оранжевая кривая показывает излучение фотонов, зеленая кривая показывает излучение электронов и позитронов, а фиолетовая — излучение протонов и антипротонов.

боты коллаборации Planck, 2020), масса черной дыры будет $M_{\text{ВН}} \approx 10^{23}$ г. Это значит, что для черных дыр, которые сегодня продолжают испаряться или уже испарились ($M \lesssim 10^{15}$ г), нейтрино излучается больше, чем фотонов. Черные дыры больших масс обладают слишком низкой температурой, и наблюдение их излучения Хокинга недоступно современным приборам (см. табл. 1). Именно это дает возможность использования нейтрино для установления более жестких ограничений на распространенность первичных черных дыр, чем иные ограничения, связанные с наблюдением электромагнитного излучения.

На рис. 2 представлены суммарные спектры излучения нейтрино от первичных черных дыр различных монохроматических распределений масс в диапазоне от $10^{9.2}$ г до $10^{11.3}$ г с логарифмическим шагом 0.1. Черные дыры меньших масс испаряются за время $\lesssim 1$ с, и все излучение нейтрино в этом временном промежутке будет находиться в термодинамическом равновесии и не сможет быть наблюдаемым. При массах $> 10^{11.1}$ г излучение нейтрино первичных черных дыр не превосходит фоновое излучение других источников. Для сравнения приведен также Объединенный Спектр Нейтрино (Grand Unified Neutrino Spectrum — GUNS, подробнее см. Витальяно и др., 2020; Иванчик и др., 2024) — суммарный наблюдаемый или теоретически рассчитанный поток нейтрино, рождающийся благодаря различным астрофизическим явлениям,

как космологическим, так и локальным. Из представленного графика можно увидеть, что излучение нейтрино первичных черных дыр превосходит фон нейтрино в диапазоне энергий $[10^{-2} \div 1]$ эВ. Стоит отметить, что учет массы нейтрино может влиять на поведение спектров, поскольку массивные нейтрино могут стать нерелятивистскими и быть захвачены гравитационным потенциалом Галактики. Однако этот эффект не должен влиять на диапазон энергий $[10^{-2} \div 1]$ эВ.

Проинтегрировав по энергии разницу между плотностью потока нейтрино от первичных черных дыр и фоновым излучением в диапазоне энергий, где эта разница положительна (для примера пунктирными серыми прямыми выделен диапазон интегрирования для спектра черных дыр с массой $10^{9.2}$ г), можно получить поток нейтрино, превосходящий фон. Это представлено на рис. 4, откуда видно, что максимальное превышение над фоном соответствует диапазону масс $[10^{9.2}; 10^{9.9}]$ г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненного исследования были получены следующие выводы:

1. В составе излучения Хокинга черных дыр с массами $\lesssim 10^{23}$ г преобладает излучение нейтрино. Благодаря этому, излучение Хокинга первичных чер-

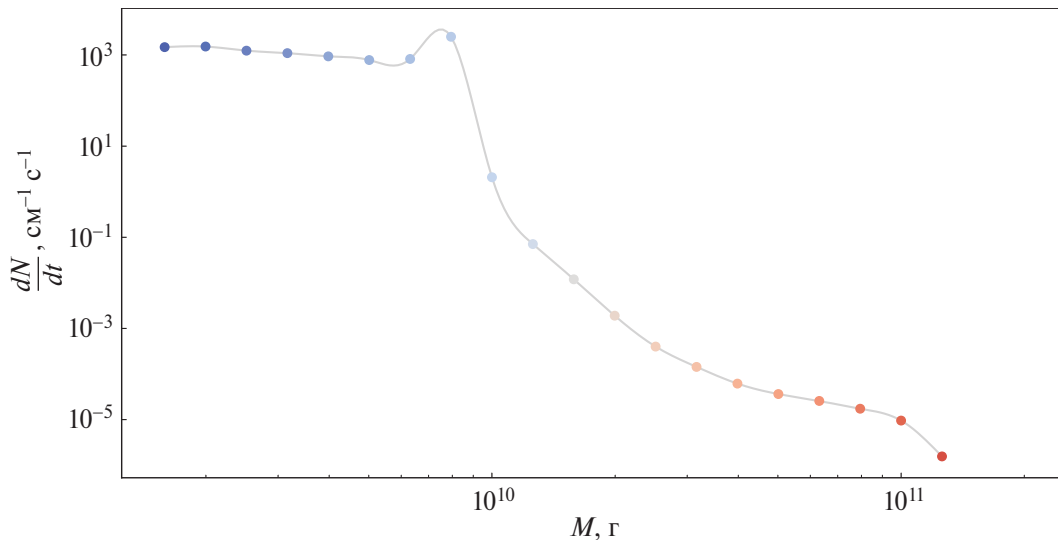


Рис. 4. Суммарный поток нейтрино всех энергий, превышающий фон. Цвета точек соответствуют цветам кривых на рис. 2. Серая кривая показывает сплайновую интерполяцию.

ных дыр потенциально может наблюдаться в нейтринной составляющей, будучи при этом недетектируемым в электромагнитном излучении.

2. Все черные дыры, представляющие практический интерес для наблюдения излучения Хокинга ($M_{\text{BH}} \lesssim 10^{15}$ г), будут испаряться преимущественно в нейтринную компоненту.
3. Существует потенциальная возможность обнаружить нейтринный сигнал излучения Хокинга первичных черных дыр в диапазоне энергий $[10^{-2} \div 10^1]$ эВ. При этом при более высоких энергиях излучение будет находиться под суммарным фоном иных астрофизических источников нейтрино.

В настоящее время диапазон энергий $[10^{-2} \div 10^1]$ эВ не является целью наблюдений существующих или планируемых экспериментов по исследованию нейтрино. Коллаборация PTOLEMY (2019) планирует изучать космологические нейтрино с более низкими энергиями ($\sim 10^{-3}$ эВ), в то время как эксперименты Коллаборации JUNO (2016), Протоколлораии Гипер-Камиоканде (2018), Коллаборации DUNE (2020) направлены на существенно более высокоэнергетические нейтрино ($\gtrsim 1$ МэВ). Однако, несмотря на отсутствие подходящих инструментов, представленное теоретическое предсказание может стимулировать развитие способов детектирования нейтрино и в этом диапазоне энергий. При отсутствии ожидаемого сигнала в наблюдениях, можно будет значительно улучшить современные ограничения на распространенность первичных черных дыр. Если же наблюдения будут согласовываться с предсказанным излучением нейтрино, то это может стать первым

случаем детектирования излучения Хокинга, что подтвердит его существование. Кроме этого, наблюдения позволят судить о начальной массе первичных черных дыр, времени их образования, что в свою очередь открывает новые возможности заглянуть в еще более ранние мгновения существования Вселенной, чем те, которые доступны на текущий момент.

В качестве дальнейшего развития исследований по данной теме планируется изучение спектров нейтрино первичных черных дыр расширенных спектров масс, оценка влияния ненулевой массы нейтрино на спектр излучения, а также включение в анализ взаимодействия нейтрино с окружением по мере распространения по Вселенной.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензентам за внимательное прочтение и полезные замечания, позволившие улучшить текст настоящей работы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-12-00166.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айлерс и др. (A.-C. Eilers, R.A. Simcoe, M. Yue, et al.), *Astrophys. J.* **950**, Iss. 1, id. 68, 9 (2023).
2. Арби, Оффингер (A. Arbey and J. Auffinger), *Europ. Phys. J. C* **79**, Iss. 8, article id. 693, 26 (2019).
3. Арби, Оффингер (A. Arbey and J. Auffinger), *Europ. Phys. J. C* **81**, Iss. 10, article id. 910 (2021).
4. Баринов и др. (V.V. Barinov, B.T. Cleveland, S.N. Danshin, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **128**, Iss. 23, article id. 232501 (2022).

5. Бернал и др. (N. Bernal, V. Muñoz-Alborno, S. Palomares-Ruiz, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2022**, Iss. 10, id. 068, 37 (2022).
6. Витальяно и др. (E. Vitagliano, I. Tamborra, and G. Raffelt), *Rev. Modern Phys.* **92**, Iss. 4, article id. 045006 (2020).
7. Долгов, Поздняков (A.D. Dolgov and N.A. Pozdnyakov), *Phys. Rev. D* **104**, Iss. 8, article id. 083524 (2021).
8. Долгов, Силк (A. Dolgov and J. Silk), *Phys. Rev. D (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology)* **47**, Iss. 10, 4244 (1993).
9. Иванчик и др. (A.V. Ivanchik, O.A. Kurichin, and V.Yu. Yurchenko), *Radiophys. Quant. Electron.* **66**, Iss. 9, 639 (2024).
10. Иванчик и др. (A.V. Ivanchik, O.A. Kurichin, and V.Yu. Yurchenko), *Universe* **10**, Iss. 4, id. 169 (2024).
11. Карр и др. (B.J. Carr, K. Kazunori, S. Yuuiti, et al.), *Rep. Progr. Phys.* **84**, Iss. 11, id. 116902, 53 (2021).
12. Карр и др. (B.J. Carr, K. Kazunori, S. Yuuiti, et al.), *Phys. Rev. D* **81**, Iss. 10, id. 104019 (2010).
13. Коллаборация DUNE (B. Abi, R. Acciarri, M.A. Acero, et al.), *J. Instrument.* **15**, Iss. 08, T08008 (2020).
14. Коллаборация JUNO (F. An, G. An, Q. An, et al.), *J. Phys. G: Nuclear and Particle Phys.* **43**, Iss. 3, article id. 030401 (2016).
15. Коллаборация Planck (N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, id. A6, 67 (2020).
16. Коллаборация PROSPECT (M. Andriamirado, A.B. Balantekin, C.D. Bass, et al.), eprint arXiv:2406.10408 (2024).
17. Коллаборация PTOLEMY (M.G. Betti, M. Biasotti, A. Bosca, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, Iss. 07, article id. 047 (2019).
18. Коллаборация STEREO (H. Almazan, L. Bernard, A. Blanchet, et al.), *Nature* **613**, Iss. 7943, 257 (2023).
19. Научная коллаборация LIGO (R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, et al.), *Phys. Rev. D* **109**, Iss. 2, article id. 022001 (2024).
20. Новиков и др. (I.D. Novikov, A.G. Polnarev, A.A. Starobinsky, et al.), *Astron. Astrophys.* **80**, 104 (1979).
21. Прото-коллаборация Гипер-Камиоканде (K. Abe, Ke. Abe, H. Aihara, et al.), eprint arXiv:1805.04163 (2018).
22. Пэйдж (D.N. Page), *Phys. Rev. D* **13**, Iss. 2, 198 (1976).
23. Пэйдж (D.N. Page), *Phys. Rev. D (Particles and Fields)* **14**, Iss. 12, 3260 (1976b).
24. Серебров и др. (A.P. Serebrov, R.M. Samoilov, V.G. Ivochki, et al.), *Phys. Rev. D* **104**, Iss. 3, article id. 032003 (2021).
25. Харлоу (D. Harlow), *Rev. Modern Phys.* **88**, Iss. 1, id. 015002 (2016).
26. Хёстранд и др. (T. Sjostrand, S. Ask, J.R. Christiansen, et al.), *Comput. Phys. Communicat.* **191**, 159 (2015).
27. Хокинг (S. Hawking), *MNRAS* **152**, 75 (1971). <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1971MNRAS.152...75H>
28. Хокинг (S.W. Hawking), *Nature* **248**, Iss. 5443, 30 (1974).
29. Хокинг (S.W. Hawking), *Communicat. Math. Phys.* **43**, Iss. 3, 199 (1975).
30. Чаплин (G.F. Chapline), *Nature* **253**, Iss. 5489, 251 (1975).
31. Черников, Иванчик (P.A. Chernikov and A.V. Ivanchik), *Astron. Lett.* **48**, Iss. 12, 689 (2022).
32. Янг и др. (J. Yang, F. Wang, X. Fan, et al.), *Astrophys. J.* **923**, Iss. 2, id. 262, 22 (2021).

ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИЕ РАДИОИСТОЧНИКИ С БОЛЬШИМ ИЗМЕНЕНИЕМ ВИДИМЫХ КООРДИНАТ

© 2024 г. А. А. Осетрова^{1*}, О. А. Титов², А. Е. Мельников³

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

²Геосайнс Австралия, Канберра, Австралия

³Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 02.12.2024 г.

После доработки 12.12.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Проведен анализ временных рядов координат 5468 радиоисточников, полученных по геодезическим РСДБ-наблюдениям в 1993–2024 гг. Выделены 49 объектов, координаты которых изменяются в пределах от 6 до 143 мс дуги. Выделено несколько типов астрометрической нестабильности, что, по-видимому, связано с разным характером астрофизических процессов в активных ядрах галактик. В некоторых случаях быстрое изменение координат происходит на сравнительно коротком интервале времени (1–3 года). Эти особенности необходимо учитывать при составлении следующего фундаментального астрометрического каталога ICRF.

Ключевые слова: РСДБ, собственные движения, ICRF, активные ядра галактик, внегалактические радиоисточники, IVS.

DOI: 10.31857/S0320010824110027, EDN: LTLKJX

ВВЕДЕНИЕ

Международная небесная система координат (ICRS) опирается на высокоточные координаты внегалактических радиоисточников, наблюдаемых методом радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ), в соответствии с резолюцией Международного Астрономического Союза (МАС) 1991 г. Последняя реализация ICRS — каталог ICRF3, принятый Генеральной Ассамблеей МАС в 2018 г., содержит координаты 4536 объектов (Шарло и др., 2020). Из них 303 радиоисточника являются опорными и определяют направление фундаментальных осей ICRS, откладываемых от барицентра Солнечной системы, с точностью до 30 микросекунд дуги (мкс дуги). Все внегалактические радиоисточники расположены на значительном удалении от земного наблюдателя (>1 Мпк), поэтому их годовые параллаксы находятся за пределами точности наблюдений (<1 мкс дуги), и соответственно ожидается, что видимые собственные движения, вызванные относительным движением объекта и земного наблюдателя, также пренебрежимо малы (<1 мкс дуги/год). Однако активные ядра галактик, как правило, имеют протяженную структуру (например, в форме компактного ядра и вытянутого джета), размер которой может достигать порядка нескольких десятков угловых минут в оптическом диапазоне длин волн. Взаимное расположение и яркость отдельных компонент могут быстро меняться из-за физических процессов, происходящих внутри активных ядер галактик. Результаты

корреляционной обработки данных наземного радиоинтерферометра на частоте 8.4 ГГц позволяют исследовать область неба размером около 3 секунд дуги (например, обычный набор радиотелескопов Европейской РСДБ сети со стандартными параметрами обработки данных: усреднение по времени 2 с и частоте 1 МГц соответственно¹). Таким образом, мы легко можем регистрировать изменение координат даже очень далекого радиоисточника на уровне 50–500 мс дуги. На рис. 1 в качестве примера приведены временные ряды оценок координат одного из часто наблюдаемых радиоисточников, 1101+384, с 1995 по 2024 г. Координаты 1101+384 не претерпели каких-либо заметных изменений за почти 30-летний период наблюдений, поэтому этот объект относится к категории астрометрически стабильных. Однако такие астрометрически стабильные объекты составляют менее половины от общего количества. В настоящей статье мы рассмотрим объекты, вариации координат которых, в отличие от 1101+384, могут быть значительными.

При составлении каталога ICRF3 использовались РСДБ-наблюдения по 2018 г. включительно, при этом не было отмечено объектов, для которых видимые изменения координат превышали бы 3 мс дуги. Аналогичная картина наблюдалась и ранее при составлении каталога ICRF2, когда в список нестабильных было выделено 39 объектов (Ма и др., 2009). Однако при обработке новых наблюдений, выполненных на сети VLBA (Гордон и др., 2016), было обнаружено,

*Электронный адрес: gelaosetrova@gmail.com

¹<https://planobs.jive.eu>

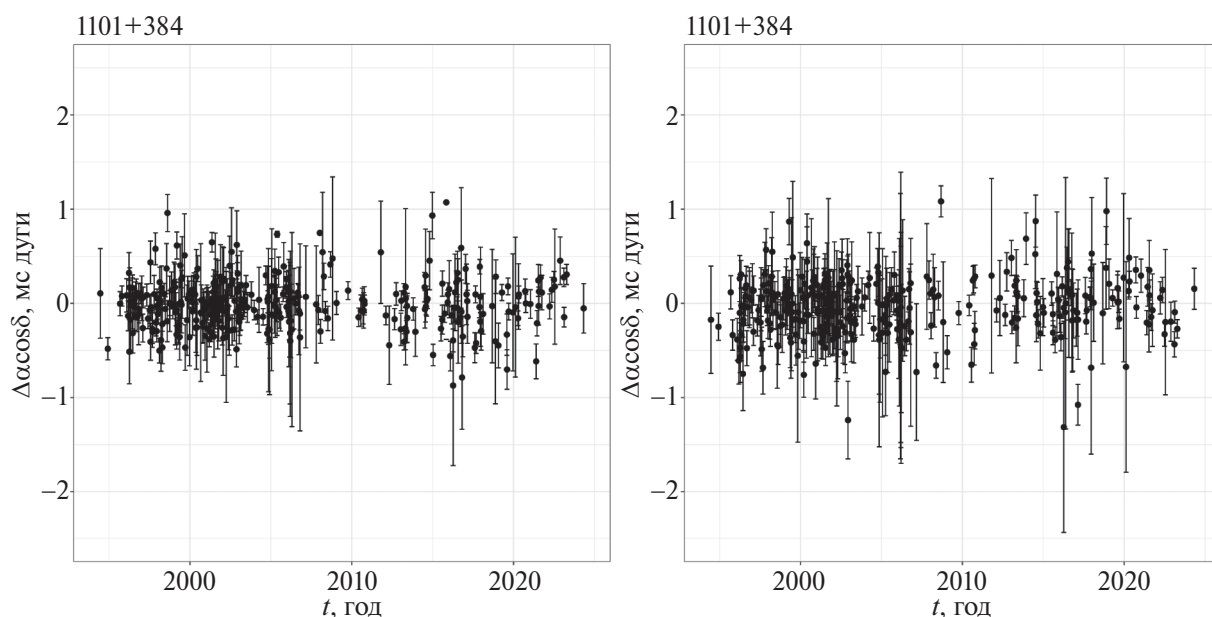


Рис. 1. Оценки поправок координат радиоисточника 1101+384 по прямому восхождению (слева) и по склонению (справа).

что четыре радиоисточника (3C48, СТА21, 1144+352, 1328+254) изменили астрометрические координаты в пределах от 20 до 130 мс дуги на интервале времени от 3 до 20 лет (Титов и др., 2022). Как будет показано ниже, с проведением новых наблюдений список астрометрически нестабильных радиоисточников продолжает расширяться.

Вариации видимых координат радиоисточников можно обнаружить в результате сравнения радио- и оптических каталогов. Орош и Фрей (2013) сравнили радио координаты каталога ICRF2 с оптическими координатами обзора Sloan Digital Sky Survey 9-го релиза (SDSS DR9) (Йорк и др., 2000), и обнаружили 51 объект, для которых разность координат больше 170 мс дуги. Однако часть объектов в этом списке, видимо, являются результатом неточной идентификации. Например, радиоисточник 0726–132 (J0729–1320) в статье Орош и Фрей (2013) был соотнесен со звездой Галактики, расположенной примерно в $0''.5$ от радиоисточника. Оптический квазар с красным смещением $z = 0.3435$ был отождествлен Титовым и др. (2013). Этот квазар имеет координаты, совпадающие с координатами радиоисточника, но в обзоре SDSS DR9 этот объект практически сливается с изображением более яркой звезды поля.

Макаров и др. (2017) привели список из 188 объектов с большими разностями координат “радио–оптика” (от 0.46 до 1000 мс дуги), полученный в результате анализа каталога ICRF2 (Фей и др., 2015) и оптического каталога Gaia DR1 (Gaia Collaboration, 2016). Часть объектов, по-видимому, попали в этот список также из-за ошибочного отождествления. Но, как будет показано ниже, для некоторых объектов большие разности “радио–оптика” связаны с переменностью координат в радиодиапазоне.

При кросс-индексации каталога рентгеновских источников СРГ/eПОЗИТА (Хамитов и др., 2022) и каталога квазаров LQAC-5 (Суше и др., 2002) с оптическим каталогом Gaia EDR3 сообщалось о существовании в Gaia EDR3 объектов с большим собственным движением и значимым положительным параллаксом. Однако Хамитов и др. (2023) указали, что для ряда таких объектов подобные аномалии объясняются не переменностью квазаров в оптическом диапазоне, а наличием транзитных событий на луче зрения в окрестности ядер АЯГ (вспышки Сверхновых, события приливного разрушения звезд в АЯГ с двойными ядрами, переменность сверхгигантов большой массы, наличие – ассоциаций на фоне АЯГ переменной яркости и др.).

Обнаружение столь экстремальной астрометрической нестабильности для объектов из каталога ICRF3 можно отнести к разряду неприятных сюрпризов. В данной ситуации это означает, что любой радиоисточник, имеющий протяженную структуру, может неожиданно сместиться относительно каталожного положения на 50–100 мс дуги, в то время как для определения параметров вращения Земли (ПВЗ) необходимо, чтобы координаты опорных объектов отклонялись от каталожных не более, чем 1 мс дуги. Если по каким-то причинам такой “нестабильный” объект окажется включен в наблюдательную программу для определения ПВЗ, то это создаст определенные трудности при обработке наблюдений. Примеры влияния объектов с нестабильными координатами на результаты оценивания других параметров приведены в работе (Титов, 2007). Поэтому список астрометрически нестабильных объектов требует постоянной проверки и обновления.

Например, много нестабильных объектов было об-

наружено при обработке большого массива РСДБ-данных, полученных уже после выхода ICRF3. Красна и др. (2023) опубликовали каталог VIE2022b-sx, добавив несколько миллионов новых наблюдений и около 1000 новых объектов за 2018–2022 гг. В результате сравнения этого каталога с ICRF3 было найдено 36 объектов, у которых разности “радио–оптика” превышают 10 мс дуги. Это означает, что новые наблюдения, проведенные между 2018 и 2022 гг., позволяют выявить много новых примеров астрометрической нестабильности. В некоторых случаях эта разность не является статистически значимой, так как не превышает утроенную ошибку. Тем не менее все эти 36 объектов могут впоследствии оказаться астрометрически нестабильными, поэтому их необходимо проверять при создании нового каталога ICRF.

Циган и др. (2024) разработали различные статистические критерии, чтобы исследовать реалистичную точность оценивания координат радиоисточников. По оценке этих авторов реалистичные ошибки координат, основанные на анализе временных рядов, намного больше, чем формальные ошибки координат для стандартной суточной серии. Это может означать, что точность координат в будущем каталоге ICRF будет определяться различными скрытыми причинами, в основном, временными изменениями протяженной структуры радиоисточников. Следует отметить, что Циган и др. (2024) рассматривают нестабильность радиоисточников в статистическом смысле, предполагая, что все изменения координат происходят более-менее плавно. Какие-то аномальные варианты астрометрической нестабильности при этом не рассматриваются.

Цель настоящей статьи заключается в выявлении именно таких объектов, демонстрирующих аномальную астрометрическую нестабильность, обусловленную различными астрофизическими процессами. Для этого были вычислены временные ряды координат радиоисточников с 1993 по 2024 г., разработаны критерии поиска объектов с большим изменением координат, найдено 49 нестабильных объектов и по ним выделено четыре типа астрометрической нестабильности.

ОБРАБОТКА И ДАННЫЕ

Для оценивания координат радиоисточников использовались все РСДБ-наблюдения, выполненные по программам IVS с 1993 г. (Нотнагель и др., 2004). Дополнительно в обработку были включены 25 экспериментов, проведенных в 2017–2021 гг. под общей координацией Института прикладной астрономии (ИПА РАН) (программа Ru-A), с участием радиотелескопов российского РСДБ-комплекса “Квазар-КВО” Бадары (Bd), Зеленчукская (Zc), Светлое (Sv) и радиотелескопов Йебес (Ys), Шанхай (Sh), Куньмин (Km), Хобарт (Ho), ХартРАО (Hh).

Временные ряды координат радиоисточников были получены в результате обработки 4515 24-часовых РСДБ-экспериментов методом наименьших квадратов с предварительной калибровкой тропосферы (Титов и др., 2024) в программном пакете OSSAM 6.3 (Титов и др., 2004). Параметры вращения Земли, координаты станций и координаты радиоисточников оценивались как суточные параметры для каждого 24-часового эксперимента. В результате были обработаны координаты 5468 радиоисточников. Для 5224 объектов, наблюдавшихся в трех и более экспериментах, были получены ряды суточных поправок $(\Delta\alpha_i \cos \delta, \Delta\delta_i)$ к координатам из опорного каталога, в качестве которого был выбран aus2024b (aus2024b.crf²).

Полная поправка к координатам на каждый момент t_i вычисляется по формуле $\Delta r_i = \sqrt{(\Delta\alpha_i \cos \delta)^2 + \Delta\delta_i^2} = \sqrt{\Delta\alpha_i^{*2} + \Delta\delta_i^2}$. Поскольку поправки $\Delta\alpha_i^*$ и $\Delta\delta_i$ коррелированы, то квадрат ошибки величины r_i вычисляется по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta r_i}^2 &= \left(\frac{\partial \Delta r_i}{\partial \Delta\alpha_i^*} \right)^2 \sigma_{\Delta\alpha_i^*}^2 + \left(\frac{\partial \Delta r_i}{\partial \Delta\delta_i} \right)^2 \sigma_{\Delta\delta_i}^2 + \\ &+ 2 \frac{\partial \Delta r_i}{\partial \Delta\alpha_i^*} \frac{\partial \Delta r_i}{\partial \Delta\delta_i} \text{cov}(\alpha_i^*, \delta_i) = \frac{\Delta\alpha_i^{*2}}{\Delta r_i^2} \sigma_{\Delta\alpha_i^*}^2 + \frac{\Delta\delta_i^2}{\Delta r_i^2} \sigma_{\Delta\delta_i}^2 + \\ &+ 2 \frac{\Delta\alpha_i^*}{\Delta r_i} \frac{\Delta\delta_i}{\Delta r_i} \text{corr}(\Delta\alpha_i^*, \Delta\delta_i) \sigma_{\Delta\alpha_i^*} \sigma_{\Delta\delta_i}. \end{aligned} \quad (1)$$

Астрометрическая нестабильность временного ряда каждого радиоисточника характеризуется взвешенным среднеквадратическим отклонением (СКО) ψ (формула 2):

$$\psi = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{\Delta r_i}^2} (\Delta r_i - \bar{\Delta r})^2}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{\Delta r_i}^2}}}. \quad (2)$$

При вычислении статистики ψ учитывается формальная ошибка оценок координат для каждой сессии. Грубые значения координат входят в статистику с меньшим весом, поэтому оценки координат с большей формальной ошибкой не будут давать заметный вклад в ψ .

Статистика ψ была применена для выявления радиоисточников с подозрением на астрометрическую нестабильность. При случайном характере отклонения суточных координат от среднего такая статистика характеризует уровень разброса точек. Если какой-то объект имеет внутреннюю структуру с высокой степенью переменности как по времени, так и по амплитуде, то значение ψ для такого объекта будет гораздо больше, чем для объекта со сравнительно незначительными изменениями координат.

На рис. 2а представлена гистограмма распределения ψ в интервале $[0, \sigma_\psi]$, где σ_ψ — среднеквадратическое отклонение, вычисленное по всей выборке ψ .

²<https://cdsis.nasa.gov/archive/vlbi/ivsproducts/crf/>

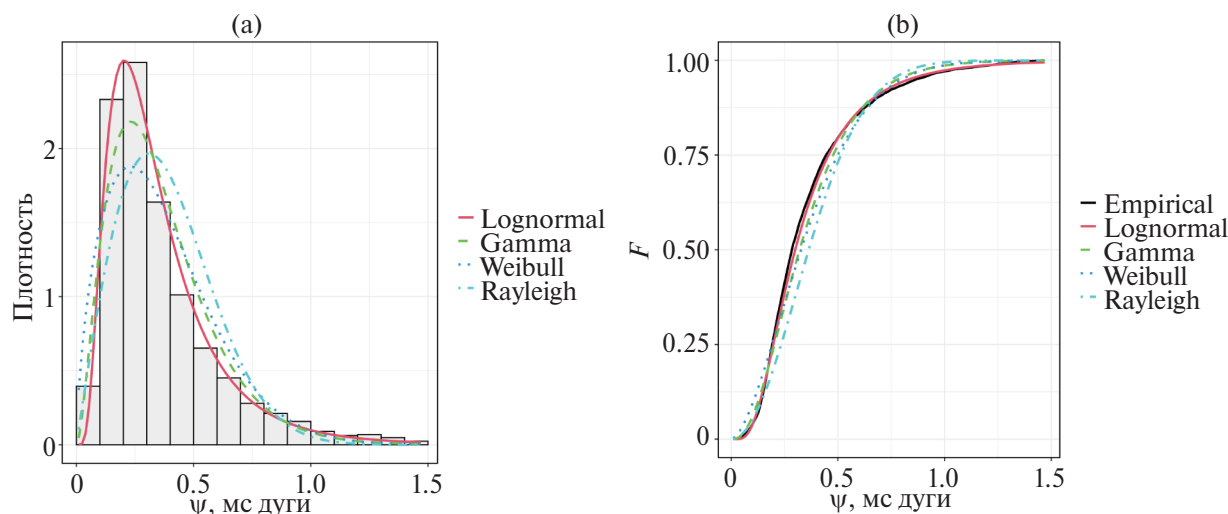


Рис. 2. Гистограмма распределения статистики ψ (а), график сравнения эмпирической и теоретической функции распределения (б).

Такой выбор интервала позволяет минимизировать влияние экстремально нестабильных радиоисточников на правый хвост распределения, что делает возможным более детальное исследование функции распределения ψ для остальных радиоисточников и определение порога нестабильности. Максимальное значение величины ψ составляет 52.59 мс дуги и не попадает в отображенный на графике диапазон. Далее мы применили несколько теоретических распределений, чтобы аппроксимировать наблюдаемое распределение точек на рис. 2а: 1) логнормальное; 2) гамма-распределение; 3) Вейбулла и 4) Рэлея, с использованием библиотеки `fitdistrplus` в языке программирования R (Делиньетт-Мюллер, Дутанг, 2015). На рис. 2б представлено сопоставление четырех кумулятивных функций этих распределений с эмпирической зависимостью. Наибольшее соответствие наблюдениям демонстрирует кумулятивная функция логнормального распределения, поэтому для дальнейшего анализа было выбрано логнормальное распределение.

Если случайная величина ψ на данном интервале подчиняется логнормальному распределению $\psi \sim \text{LogNormal}(\mu, \sigma^2)$, это означает, что $\ln(\psi)$ имеет нормальное распределение: $\ln(\psi) \sim N(\mu, \sigma^2)$.

В качестве порога нестабильности C_ψ выбран квантиль 97.72% логнормального распределения величины ψ . Натуральный логарифм этого порога примерно соответствует значению $\mu + 2\sigma$ для случайной величины $\ln(\psi)$. Таким образом, порог нестабильности задается выражением

$$C_\psi = Q_{0.9772}(\psi) = e^{Q_{0.9772}(N(\mu, \sigma^2))} = 1.0 \text{ мс дуги}.$$

Каждый объект, для которого выполнялось условие $\psi > C_\psi$, считался “подозрительным” на нестабильность. Всего в эту группу попало 320 объектов.

Следующим важным фактором является отличие вариаций координат от простого случайного процес-

са. Действительно, в большинстве случаев никакого аномального поведения в рядах координат не наблюдается, и в этом случае значение ψ просто характеризует большой разброс оценок в случайном отношении. Однако примерно для 15% объектов вариации рядов координат ведут себя аномально, и именно эти объекты представляют особенный интерес. При этом визуально выделяются четыре типа астрометрической нестабильности: 1) “ступенька”; 2) “отскакивающая” первая или последняя точка; 3) “пик”; 4) собственное движение.

Из 320 объектов со значениями $\psi > 1.0$ мс дуги были отобраны 49 объектов, у которых наблюдаются вышеперечисленные аномалии в пределах от 6 до 143 мс дуги. В следующем разделе мы подробнее рассматриваем все эти четыре типа астрометрической нестабильности.

ЧЕТЫРЕ ТИПА АСТРОМЕТРИЧЕСКОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ

“Ступенька” и “пик”

“Ступенька”. Традиционно считается, что ожидаемые изменения координат радиоисточников в течение длительных временных интервалов находятся на уровне нескольких миллисекунд дуги (Ма и др., 2009). Статистические критерии, применяемые в различных программных комплексах для обработки РСДБ-наблюдений, разрабатывались с учетом данного предположения. Поэтому, когда оказалось, что объект 1328+254 изменил свое положение на 150 мс дуги между 2014 и 2017 гг. (рис. 3), то это стало неожиданной аномалией, так как такой сдвиг координат на таком коротком интервале времени ранее никогда не отмечался (Титов и др., 2022). Графически вариации координат на рис. 3 имеют ступенчатый вид по обеим компонентам, поэтому данный вид астрометрической

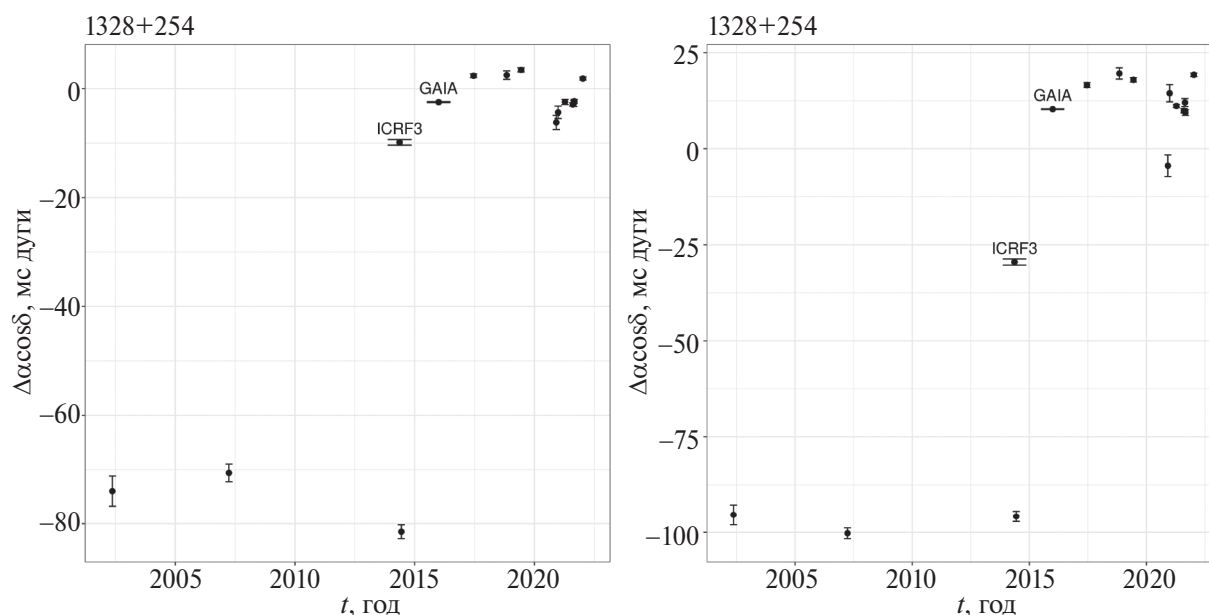


Рис. 3. “Ступенька”: Временные ряды координат радиосточника 1328+254 по прямому восхождению (слева) и склонению (справа). Максимальная разность между двумя положениями объекта составляет 84.0 ± 1.5 мс дуги по прямому восхождению и 115.4 ± 2.0 мс дуги по склонению. Координаты в каталоге ICRF3 определены по трем точкам до “скачка” в координатах и одной после “скачка” (средний момент для этих четырех сессий $T = 2014.9$), поэтому не совпадают с положением объекта ни до, ни после “скачка”. По той же причине большая разность Gaia DR3 – ICRF3 является только признаком нестабильности радиокоординат объекта, которую, однако, нельзя использовать для количественной оценки.

нестабильности условно назван “ступенькой”. К сожалению, между 9 июня 2014 г. и 15 июля 2017 г. этот радиосточник не наблюдался. Если предположить, что процесс изменения координат проходил между этими двумя датами с одним и тем же темпом, то можно вычислить нижний предел на амплитуду собственного движения, которая составляет в таком случае примерно 50 мс/год, хотя, возможно, процесс шел гораздо быстрее. В литературе имеется лишь карта объекта 1328+254 на 5 ГГц (рис. 4а). Хотя и радиокоординаты получены на другой частоте 8.4 ГГц, эту карту можно использовать для демонстрации. Объект состоит из двух компонент: компактной северо-восточной, соответствующей положению объекта после скачка, и протяженной юго-западной, доминирующей до разрыва в координатах.

Прецедент 1328+254 заставил целенаправленно заниматься поиском подобных объектов, у которых изменение координат происходило скачкообразно. Таких объектов оказалось много, при этом в ряде случаев такой “скачок” в рядах координат отмечался лишь для одной точки временного ряда (первой или последней). Поэтому мы разделили все объекты на две группы:

1. К первой группе относятся радиосточники, в рядах координат которых имеются как минимум две точки до и после скачка. Это значительно снижает вероятность ложной идентификации из-за случайных ошибок. Для таких объектов график

изменений координат имеет ступенчатый вид как на рис. 3. Соответственно, объект 1328+254 относится именно к этой группе.

2. Во вторую группу собраны объекты, для которых “отскок” наблюдается только для одной 24-часовой сессии. Такая аномалия представляется недостаточно надежной, так как наблюдаемый “отскок” может быть вызван ошибкой обработки, изменением конфигурации РСДБ-сети или действительным физическим изменением положения. Для подтверждения реальности сдвига координат требуется дополнительная проверка. Например, анализ изменений радиокарты объекта позволит выявить появление новых компонент (или значительное изменение соотношения яркости существующих компонент). В табл. 1 включены 16 объектов такого типа, для которых количество наблюдений в таком эксперименте больше 10.

Следует отметить, что координаты квазара 1328+254 (рис. 3) в каталоге ICRF3 представляют собой некоторую комбинацию координат до и после “скачка”, включая три эксперимента до 2014 г. (02MAY14XV, 07MAR27XA, 14JUN09XC) и один эксперимент в 2017 г. (17JUN15XC). Это наглядно представлено на рис. 3, где координаты объекта 1328+254 из каталога ICRF3 располагаются между двумя группами точек. Оптические координаты 1328+254 из каталога Gaia DR3 с эталонной эпохой $T = 2016.0$ находятся ближе

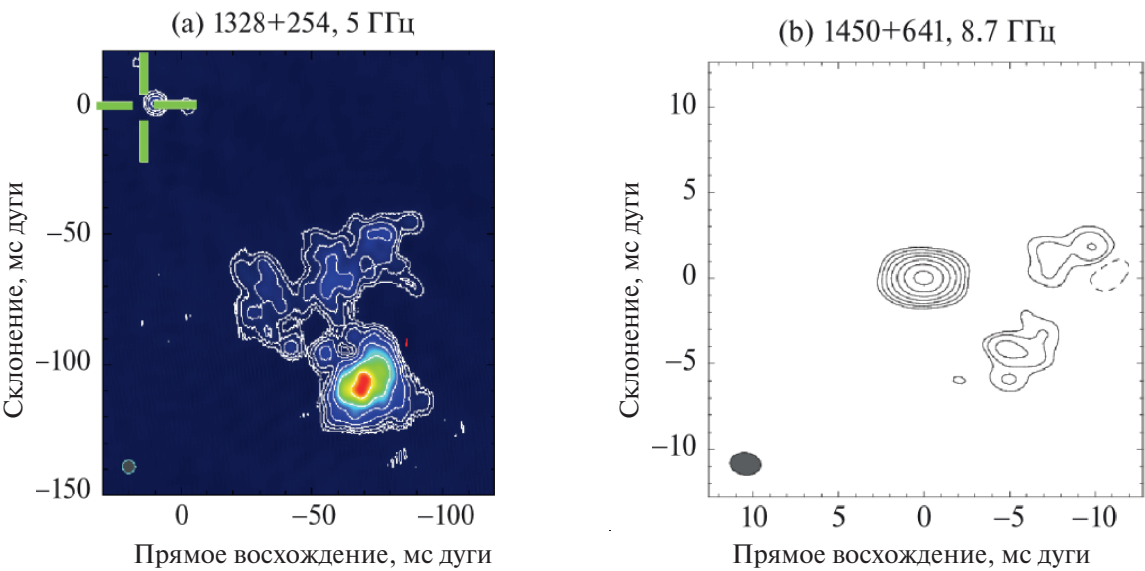


Рис. 4. (а) – Карта радиоисточника 1328+254 частоте 5 ГГц из работы (Фрей и др., 2024). Зеленым крестом на карте 1328+254 показано положение в каталоге Gaia DR3. (b) – Карта радиоисточника 1450+641 на частоте 8.7 ГГц за 2017 г., построенная по данным из базы изображений Astrogéo.

Таблица 1. Список нестабильных радиоисточников с “отскакивающей” первой или последней точкой

Объект	RA (ICRF3) hh mm ss	DE (ICRF3) ° ' "	Эксперимент		Разность по	
			α	δ	$\Delta\alpha^*$ мс дуги	$\Delta\delta$ мс дуги
0022–423	0 24 42.99	–42 2 3.95	22NOV11XC	22NOV11XC	4.8 ± 0.6	31.2 ± 2.4
0030+196	0 32 38.34	19 53 53.77	23FEB06XU	23FEB06XU	19.4 ± 5.3	26.5 ± 5.8
0116+082	1 19 1.27	8 29 54.70	02MAY14XV	02MAY14XV	-2.2 ± 0.5	10.2 ± 1.0
0229+072	2 32 4.80	7 26 5.49	21NOV04XC	21NOV04XC	2.5 ± 0.3	-4.9 ± 0.7
0336+539	3 40 6.49	54 5 38.78		13JAN09XA		7.2 ± 0.9
0402+379	4 5 49.26	38 3 32.23	96JUN07XV		5.7 ± 0.7	
1216–062 ^{aus}	12 18 36.18	–6 31 16.61	22AUG25XC		9.2 ± 2.2	
1306+660 ^{1,2}	13 8 21.96	65 44 15.18	17MAY27XC	17MAY27XC	-18.7 ± 5.4	-22.1 ± 6.9
1506+591 ^{aus}	15 7 47.39	58 57 27.65	22DEC12XC	22DEC12XC	-4.4 ± 1.1	-8.7 ± 1.1
1518+046	15 21 14.42	4 30 21.64	95JUL15XV	95JUL15XV	-14.6 ± 2	-23.2 ± 2.9
1544+820	15 40 15.88	81 55 5.79	22AUG25XC		-9.2 ± 2	
1645+174	16 47 41.84	17 20 11.86	07AUG01XA	07AUG01XA	-3.7 ± 1.2	15.8 ± 1.9
1755+626 ¹	17 55 48.44	62 36 44.19	17SEP26XC	17SEP26XC	-54.1 ± 3.9	-87.3 ± 2.8
1814+349	18 16 23.90	34 57 45.75	21AUG14XC		8.4 ± 2.7	
1943+546	19 44 31.51	54 48 7.06	94AUG12XV		-6.9 ± 0.7	
2311–452	23 14 9.38	–44 55 49.24		22MAY08XC		-8.5 ± 0.9

Примечание. ¹ Объекты, у которых разность координат между каталогами ICRF3 и VIE2022b превышает 10 мс дуги (Красна и др., 2023).

² Объект из списка наиболее нестабильных объектов (Циган и др., 2024).

^{aus} Новый объект, для которого приведены координаты из каталога aus2024b.

1-й столбец – название радиоисточника; 2-й и 3-й столбцы – прямое восхождение и склонение из каталога ICRF3. 4-й и 5-й столбцы – эксперимент с “отскакивающей” точкой, по прямому восхождению и склонению соответственно. 6-й и 7-й столбцы – разность между двумя удаленными положениями объекта в моменты времени t_2 и t_1 ($t_2 > t_1$) по прямому восхождению и склонению.

к радиокоординатам 1328+254 после 2017 г., поэтому большая разность между радио- и оптическими координатами этого объекта определяется тремя положениями до 2014 г. Расхождение между оптическими координатами 1328+254 и радиокоординатами после 2017 г. составляет всего несколько миллисекунд дуги (Титов и др., 2020).

“Пик”. Также нами была выделена группа радиоисточников, изменение координат которых весьма необычно. На каком-то интервале времени положение объекта имеет заметное собственное движение, но при достижении максимального отклонения координаты возвращаются к своим прежним значениям. Графически временной ряд координат такого объекта выглядит как “пик”, направленный вверх или вниз, при этом “пик” формируется несколькими точками. Некоторые из этих объектов можно было бы отнести и к категории нестабильных по “собственному движению” на некотором интервале времени, однако они выделены в отдельную группу, потому что изменение координат происходит сравнительно быстро; и, скорее всего, физический процесс, приводящий к такому изменению координат, не является продолжительным.

В качестве примера можно привести радиоисточник 1450+641 (рис. 5). На графиках вариаций координат 1450+641 его прямое восхождение в 2018 г. начало медленно изменяться. Этот процесс продолжался в течение трех лет, и в 2021 г. смещение достигло максимальной амплитуды — около 25 мс дуги. Неожиданно, через 14 дней после достижения максимального отклонения положение радиоисточника источ-

ника вернулось к исходным значениям (близким к координатам каталога ICRF3), сформировав направленный вниз “пик” на левом графике (рис. 5). При этом никаких изменений по склонению не наблюдается. Нами была построена радиокарта этого объекта в X-диапазоне (рис. 4b) с использованием алгоритмов самокалибровки в пакете difmap (Шепхерд, 2017). Откалиброванные данные были взяты из базы данных Astrogéo³. Структура радиоисточника ориентирована и вытянута в направлении восток-запад. Вероятно, в 2018–2021 гг. яркость западной компоненты постепенно увеличивалась относительно восточной, а в 2021 г. процесс пошел в обратную сторону с гораздо более высокими темпами. Так как наблюдаемый “пик” был сформирован тремя точками, такую аномалию можно считать достоверной, но столь быстрая эволюция координат этого объекта по прямому восхождению требует объяснения.

Для поиска объектов с нестабильностью типа “ступенька” и “пик” использовался один и тот же алгоритм, приведенный ниже; дальнейшая идентификация производилась визуальным методом.

Предположим, что временной ряд координат какого-то объекта состоит из N точек ($i = 1, 2, \dots, N$). Выбирается j -я точка, и весь ряд разбивается на три выборки, в первую входят все точки с номерами $i \neq j$, во вторую — точки с номерами ($i = 1, 2, \dots, j$), в третью — точки с номерами ($i = j, j + 1, j + 2, \dots, N$). По компонентам ($\Delta\alpha_i^*, \Delta\delta_i$) для трех выборок точек по формуле (2) вычисляются статистики $\psi_1(j)$, $\psi_2(j)$ и $\psi_3(j)$ соответственно.

³<http://astrogéo.org/>

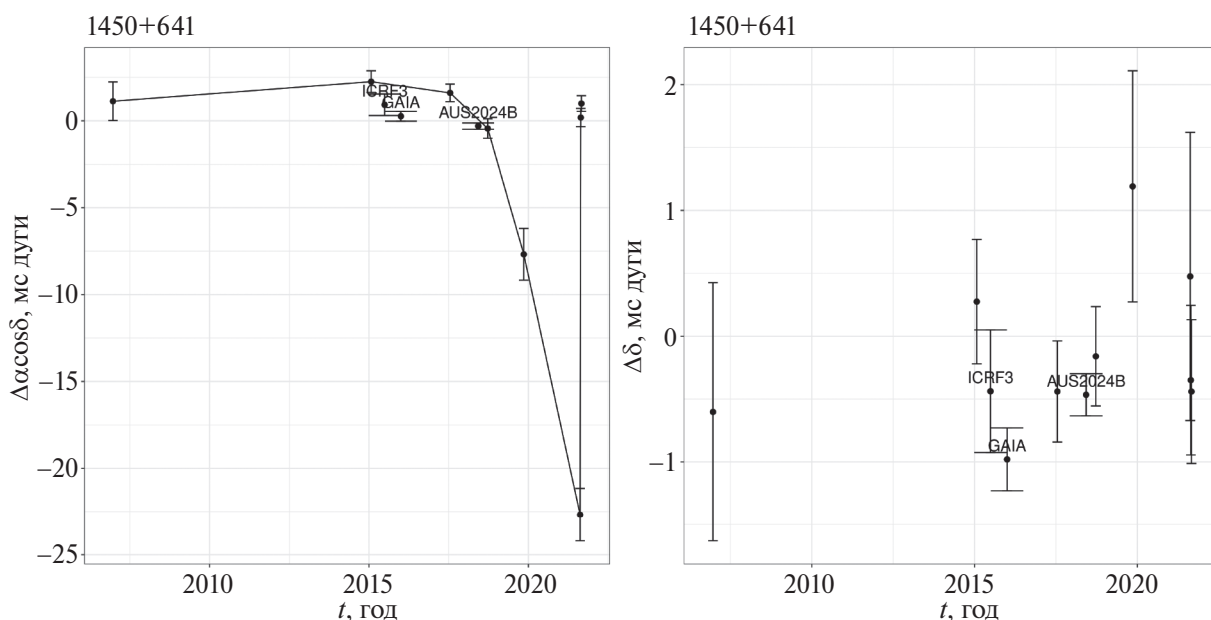


Рис. 5. “Пик”: Временные ряды координат радиоисточника 1450+641 по прямому восхождению (слева) и склонению (справа). Максимальное отклонение между конечной и начальной точкой “пика” по скорректированному прямому восхождению составляет -24.9 ± 1.6 мс дуги.

Если разрыв произошел в j -й точке временного ряда, то в статистику $\psi_2(j)$ войдут $j - 1$ точка до разрыва и аномальная точка j , а в статистику $\psi_3(j)$ — все точки после разрыва. В этом случае будет выполняться неравенство $\psi_2(j) > \psi_3(j)$. Соответственно, для значений $\psi_2(j-1)$ и $\psi_3(j-1)$ ситуация будет обратная. Вычисляя значения $\psi_2(j)$ и $\psi_3(j)$ по всем точкам можно установить, между какими из них произошел разрыв координат. После этого остается только проверить значимость разрыва или пика по критерию 3σ :

$$\Delta\alpha^* = |\Delta\alpha_i \cos(\delta) - \Delta\alpha_j \cos(\delta)| \geq 3\sqrt{(\sigma_{\Delta\alpha_i} \cos \delta)^2 + (\sigma_{\Delta\alpha_j} \cos \delta)^2}, \quad (3)$$

$$\Delta\delta = |\Delta\delta_i - \Delta\delta_j| \geq 3\sqrt{\sigma_{\Delta\delta_i}^2 + \sigma_{\Delta\delta_j}^2}, \quad (4)$$

где $i = 1, 2, \dots, j-1, j+1, \dots, N$. Разрыв является статистически значимым, если одно из приведенных выше неравенств (3) и (4) выполняется хотя бы для одной точки.

Статистика ψ имеет смысл СКО, поэтому аномальный “отскок” одной из точек временного ряда будет доминировать в этой статистике. Удаление этой аномальной точки значительно уменьшит значение $\psi_1(j)$. Поэтому это свойство используется для поиска объектов с “отскакивающей” первой или последней точкой. Для “отскакивающей” первой точки требуется выполнение условий $\psi_2(2) > \psi_3(2)$ и $\psi_1(1) = \min(\psi_1)$, для “отскакивающей” последней точки — $\psi_2(N) > \psi_3(N)$, $\psi_1(N) = \min(\psi_1)$. Статистическая значимость разрыва в координатах проверяется также по формулам (3) и (4).

Радиоисточники с признаками нестабильности по критериям “ступенька” и “пик” приведены в табл. 2. В столбцах 5 и 6 этой таблицы приведены разности координат, превышающие утроенную ошибку, по прямому восхождению и склонению соответственно. Самые большие изменения координат, превышающие по модулю 50 мс дуги, обнаружены у шести радиоисточников — 3С48, 0350+177, 1050+056, 1328+254, 1524–136, 1740–517.

“Собственное движение”

“Собственное движение” — это линейная или квадратичная зависимость координат от времени, равномерная на всем интервале наблюдений, приводящая к значимому изменению в координатах и удовлетворяющая трем условиям:

1. Собственное движение статистически значимо: оценка амплитуды превышает утроенную ошибку (критерий 3σ).
2. Модуль разности между первой или последней точками, вычисленный по формулам (3) и (4), превышает утроенную ошибку.

3. Коэффициент детерминации R^2 больше 80%.

R^2 отражает насколько хорошо данная регрессионная модель объясняет наблюдательные данные. Для функции $y(x)$ равенство $R^2 = 100\%$ означает, что все изменения зависимой переменной y вокруг среднего значения полностью определяются независимой переменной x (в нашем случае это момент времени). При $R^2 = 0\%$ переменная y никак не зависит от переменной x . На практике регрессионная модель обычно считается достаточно хорошей, если выполняется условие $R^2 \geq 80\%$, и, как правило, R^2 никогда не достигает 100%.

Для случая взвешенной регрессии (с учетом индивидуальных ошибок) параметр R^2 вычисляется по формуле:

$$R^2 = 1 - \frac{\sum w_{y_i}(y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum w_{y_i}(y_i - \frac{1}{\sum w_{y_i}} \sum y_i w_{y_i})^2},$$

где y_i — наблюдаемое значение, $\hat{y}_i$ — значение, полученное из взвешенного МНК, w_{y_i} — вес для наблюдения y_i .

В качестве переменной y_i рассматриваются поправки к координатам по прямому восхождению ($\Delta\alpha_i \cos \delta$) и склонению ($\Delta\delta_i$). При этом веса пропорциональны квадрату ошибки: $w_{\Delta\alpha_i} \sim 1/\sigma_{\Delta\alpha_i}^2$, $w_{\Delta\delta_i} \sim 1/\sigma_{\Delta\delta_i}^2$.

В качестве примера мы выбрали радиоисточник 0711+356, для которого было обнаружено большое квадратичное собственное движение, статистически значимое по обоим компонентам (рис. 6). Собственное движение этого объекта (см. табл. 4) описывается следующими формулами: $\Delta\alpha^* \sim (0.01 \pm 0.00)t^2 + (0.10 \pm 0.03)t$, $\Delta\delta \sim (-0.03 \pm 0.01)t^2 + (-0.33 \pm 0.05)t$, где t — момент времени, а амплитуды и их ошибки приведены в миллисекундах дуги.

Радиоисточник 0711+356 входит в список объектов с большим расхождением между радио- и оптическими координатами Gaia DR1 – ICRF2, равным 31.03 мс дуги (Макаров и др., 2017). Примерно такое же расхождение (31.24 мс) заявлено в статье (Петров, Ковалев, 2017) на сходном наблюдательном материале. Однако для обновленных каталогов разность Gaia DR3 — ICRF3 получается намного меньшей (4.17 мс дуги) (Ковалев и др., 2020). Такая большая разность объясняется большим различием координат для этого объекта в каталогах Gaia DR1 и Gaia DR3 (Gaia Collaboration, 2023). Сравнение координат в различных каталогах приведено в табл. 3.

Как показано на рис. 6 и в табл. 3, средние координаты для радиоисточника 0711+356 в 2015–2016 гг., полученные по решению aus2024b (т.е. близкие к эталонной эпохе наблюдений Gaia DR3 (2016 г.)), практически не отличаются от оптических. Разности по

Таблица 2. Список нестабильных радиоисточников с типом нестабильности “ступенька” или “пик”

Объект	Тип нестабильности	RA (ICRF3) hh mm ss	DE (ICRF3) ° ' "	Разность по	
				$\Delta\alpha^*$ мс дуги	$\Delta\delta$ мс дуги
0350+177 ^{1,2}	S	3 52 52.92	17 54 36.73	-16.3 ± 1.3	84.9 ± 1.9
0622+147	P	6 25 45.92	14 40 19.74		-8.0 ± 0.8
0732+237	P	7 35 59.92	23 41 2.87	8.5 ± 1.3	6.2 ± 1.2
0932–281 ¹	P	9 35 11.50	–28 20 31.53	-29.0 ± 3.4	-41.7 ± 9.7
0958+559 ^{aus}	S	10 1 57.80	55 40 47.25	-25.2 ± 0.9	20.7 ± 1.0
1050+056 ^{aus}	S	10 52 39.17	5 24 56.43	-77.8 ± 3.4	28.6 ± 3.7
1117+146	P	11 20 27.81	14 20 54.97	-7.2 ± 1.1	26.9 ± 1.9
1305+770	S	13 7 5.25	76 49 18.17	-11.0 ± 1.4	6.0 ± 1.5
1319+270	P	13 22 14.97	26 45 46.28	11.0 ± 3.2	
1328+254 ^{1,2,3}	S	13 30 37.70	25 9 10.94	84.0 ± 1.5	115.4 ± 2.0
1334–179 ^{aus}	P	13 37 37.55	–18 11 40.94	19.0 ± 1.2	-21.1 ± 2.7
1421+122 ³	P	14 23 30.10	11 59 51.25	-15.6 ± 2.2	7.4 ± 1.7
1450+641	P	14 51 57.36	63 57 19.20	-24.9 ± 1.6	
1503–091	P	15 6 3.03	–9 19 12.06	-12.4 ± 1.1	
1524–136 ³	S	15 26 59.44	–13 51 0.26	31.0 ± 1.3	-98.5 ± 2.3
1740–517	S	17 44 25.45	–51 44 43.74	-23.4 ± 1.6	-45.3 ± 1.6
1829+290	P	18 31 14.86	29 7 10.29	14.8 ± 2.1	
2105–212 ¹	P	21 8 29.34	–21 1 38.19	-45.2 ± 2.5	
2203–188 ³	P	22 6 10.42	–18 35 38.73	-25.6 ± 2.6	-28.9 ± 3.6
2210+016	P	22 12 37.97	1 52 51.19	7.1 ± 0.7	-5.1 ± 1.0
2304+377	S	23 7 0.99	38 2 42.23	7.9 ± 1.3	-3.2 ± 1
2358+406	P	0 0 53.08	40 54 1.81	-3.6 ± 1.0	13.4 ± 1.2
3C48 ^{1,2,3}	S	1 37 41.30	33 9 35.13	-7.2 ± 2.3	-58.1 ± 4.2
СТА21 ¹	P	3 18 57.80	16 28 32.68	9.8 ± 0.8	-33.4 ± 1.4

Примечание. ¹ Объекты, у которых разность координат между каталогами ICRF3 и VIE2022b превышает 10 мс дуги (Красна и др., 2023).

² Объект из списка наиболее нестабильных объектов (Циган и др., 2024).

³ Объект из списка объектов с большими разностями “радио-оптика” (Макаров и др., 2017).

^{aus} Новый объект, для которого приведены координаты из каталога aus2024b.

1-й столбец — название радиоисточника; 2-й столбец — тип нестабильности — ступенька (S) или пик (P). 3-й и 4-й столбцы — координаты из каталога ICRF3.

5-й и 6-й столбцы — разность между двумя положениями объекта в моменты времени t_2 и t_1 : $t_2 > t_1$ по прямому восхождению и склонению.

Таблица 3. Разница координат радиоисточника 0711+356 между различными астрометрическими каталогами (оптическими: Gaia DR1, Gaia DR3; и радиокаталогами: ICRF2, ICRF3, aus2024b)

Средний момент наблюдений / эпоха		Каталоги для сравнения	Разность между координатами	
первого каталога	второго каталога		α мс дуги	δ мс дуги
2015.0	2016.0	Gaia DR1– Gaia DR3	-27.4 ± 5.6	28.2 ± 7.1
2015.0	1992.0	Gaia DR1 – ICRF2	-25.1 ± 5.7	23.4 ± 7.2
1992.0	2002.7	ICRF2 – ICRF3	-0.5 ± 1.0	0.9 ± 1.6
2016.0	2002.7	Gaia DR3 – ICRF3	1.8 ± 0.2	-3.9 ± 0.2
2016.2	2016.0	aus2024b – Gaia DR3	-0.6 ± 0.3	0.2 ± 0.2

Примечание. В первом и втором столбцах приведены эталонная эпоха (для оптических каталогов) и средний момент наблюдений (для радиокаталогов) для первого и второго каталога соответственно.

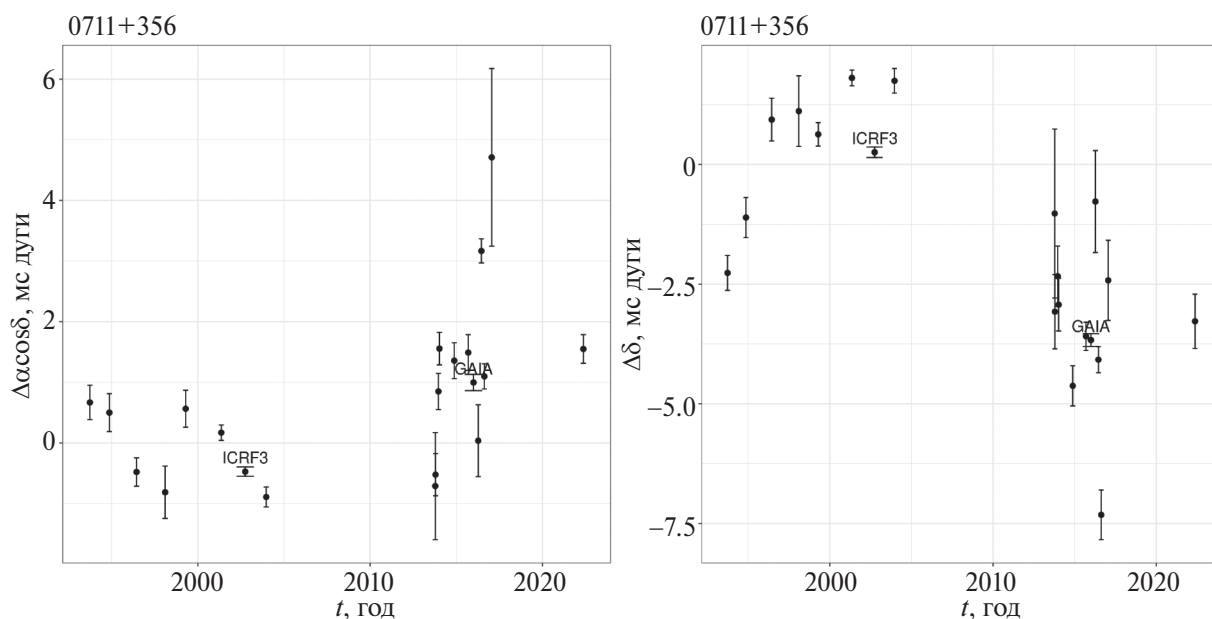


Рис. 6. Временные ряды координат радиоисточника 0711+356 по прямому восхождению (слева) и по склонению (справа).

компонентам между радио и оптикой составляют -0.5 ± 0.2 мс дуги, 0.2 ± 0.3 мс дуги по прямому восхождению (умноженному на $\cos \delta$) и склонению соответственно. Поэтому можно считать, что разность координат между Gaia DR3 – ICRF3 и aus2024b – Gaia DR3 вызвано исключительной переменностью координат 0711+356 в радиодиапазоне.

В табл. 4 приведены объекты с большим собственным движением. Самое большое линейное собственное движение обнаружено у радиоисточников 0956–256 и 1657–298. Для 0956–256 оно было определено только по трем экспериментам, поэтому для окончательного подтверждения нужны новые наблюдения.

Координаты 1657–298 в каталоге ICRF3 были определены с низкой точностью по данным только одного эксперимента 17AUG08XA, и всего по шести наблюдениям. При обработке новых наблюдений оказалось, что координаты этого объекта отличаются от приведенных в ICRF3, при этом наблюдается линейный ход с собственным движением около 13 мс дуги/год (рис. 7). Радиоисточник 1657–298 расположен в плоскости нашей Галактики, что затрудняет оптическое отождествление. В непосредственной близости был обнаружен двойной рентгеновский объект MXB 1658–298 с координатами $\alpha = 17^{\text{h}}02^{\text{m}}06^{\text{s}}.54$; $\delta = -29^{\circ}56'44''$.1. Хотя расхождение координат достаточно велико, в базе NED радиоисточник 1657–298 отождествлен с MXB 1658–298 (Бахрамиан и др., 2016). Необходимо накопить больше астрометрических данных, чтобы окончательно определиться с тем, имеет ли объект галактическую или внегалактическую природу. После 2017 г. объект 1657–298 наблюдался еще в четырех экспериментах, поэтому в новом ре-

шении aus2024b было получено пять суточных оценок координат, с временным интервалом примерно один год (рис. 7). Координаты для четырех новых экспериментов более согласованы между собой, с поправкой на то, что по склонению обнаружено достаточно большое собственное движение, примерно равное 13.4 ± 2.3 мс дуги в год (табл. 4). При этом пересмотренная оценка координат по данным эксперимента 17AUG08XA отличается от первоначальной (которая и была использована для каталога ICRF3) примерно на 250 мс дуги по прямому восхождению и 500 мс дуги по склонению. Поэтому координаты объекта 1657–298 в каталоге ICRF3 можно считать не очень надежными. С учетом того, что формальная ошибка координат по эксперименту 17AUG08XA гораздо больше, чем для четырех новых наблюдений, следует ожидать, что в новом каталоге координаты 1657–298 будут отличаться от координат из ICRF3 на почти 500–600 мс дуги, что уже отмечено в статье Красна и др., (2023).

ОБСУЖДЕНИЕ ПРИЧИН НЕСТАБИЛЬНОСТИ

При создании нового каталога ICRF всегда стараются отбирать “точечные” радиоисточники, для которых групповая задержка не зависит от структуры радиоисточника, потому что протяженная структура создает дополнительную так называемую “структурную” задержку, что приводит к существенной потере точности координат в каталоге. Переменность координат чаще всего связана с видимыми изменениями в структуре объекта. Например, у объекта СТА21 это, по-видимому, вызвано целой комбинацией причин, таких как сверхсветовое движение джета, появление новых компонент (Фрей, Титов, 2021), а так-

Таблица 4. Список нестабильных радиоисточников по собственному движению

Объект	RA (ICRF3) hh mm ss	DE (ICRF3) ° ' "	$\mu_{\Delta\alpha^*}$ мс дуги/год	$\mu_{\Delta\delta}$ мс дуги/год	Разность по	
					$\Delta\alpha^*$ мс дуги	$\Delta\delta$ мс дуги
0200+304	2 3 45.36	30 41 29.11	-0.51 ± 0.11		-13.3 ± 1.7	
0423–163	4 25 53.57	–16 12 40.24	0.36 ± 0.10		9.3 ± 1.7	13.3 ± 3
0711+356 ²	7 14 24.82	35 34 39.80	0.10 ± 0.03	-0.33 ± 0.05	2.0 ± 0.3	-9.1 ± 0.6
			[мс дуги/год]	[мс дуги/год]		
			0.01 ± 0.00	-0.03 ± 0.01	2.0 ± 0.3	-9.1 ± 0.6
			[мс дуги/год ²]	[мс дуги/год ²]		
0956–256 ^{aus}	9 58 23.27	–25 56 15.49	-35.05 ± 1.76		-72.5 ± 5.6	92.6 ± 8.4
1021–006	10 24 29.59	0 52 55.50		0.10 ± 0.03	4.2 ± 0.6	5.2 ± 0.4
1144+352 ²	11 47 22.13	35 1 7.53	-0.83 ± 0.10	0.53 ± 0.06	-21.5 ± 0.4	13.9 ± 0.6
1540–077	15 43 1.69	–7 57 6.64	-0.35 ± 0.06		-6.4 ± 2.1	
1657–298 ¹	17 1 9.84	–29 54 39.80		13.45 ± 2.33	-25.5 ± 8	52.8 ± 10.1
2135–184 ²	21 38 41.93	–18 10 44.38		1.79 ± 0.56	-17.2 ± 5.3	46.5 ± 13.5

Примечание. ¹ Объекты, у которых разность координат между каталогами ICRF3 и VIE2022b превышает 10 мс дуги (Красна и др., 2023).

² Объект из списка объектов с большими разностями “радио-оптика” (Макаров и др., 2017).

^{aus} Новый объект, для которого приведены координаты из каталога aus2024b.

1-й столбец – название радиоисточника; 2-й и 3-й столбцы – прямое восхождение и склонение из каталога ICRF3. 4-й и 5-й столбцы – оценки собственного движения по прямому восхождению или склонению. 6-й и 7-й столбцы – полная разница по прямому восхождению $\Delta\alpha^*_{\text{max}} - \Delta\alpha^*_{\text{min}}$ и склонению $\Delta\delta_{\text{max}} - \Delta\delta_{\text{min}}$ за весь интервал наблюдений.

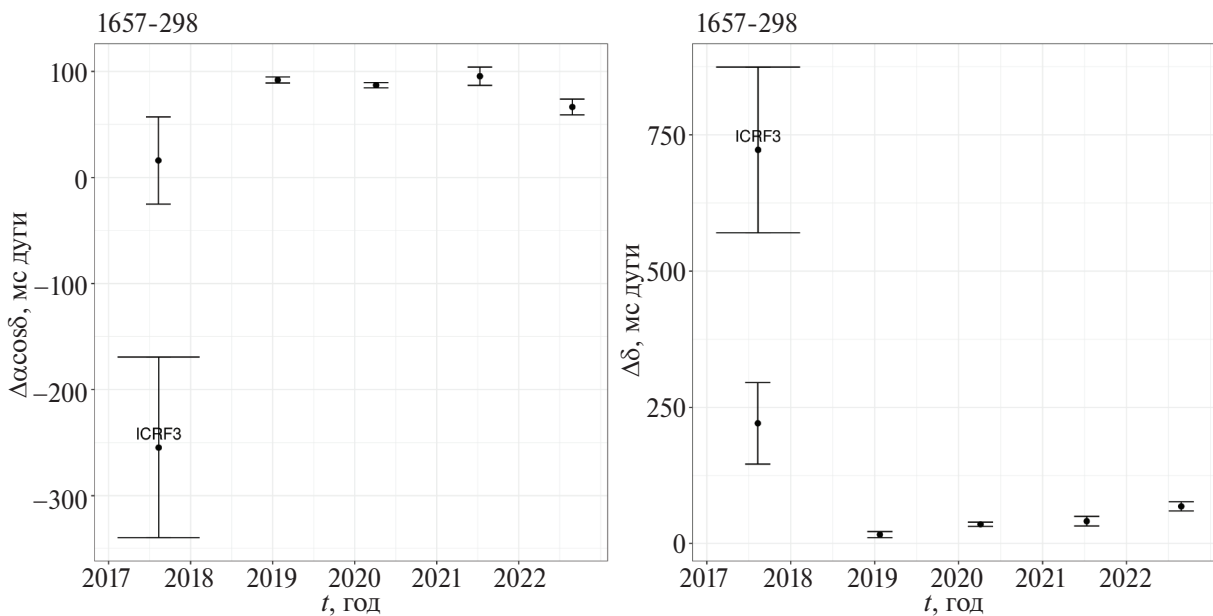


Рис. 7. Временной ряд координат объекта 1657–298 по прямому восхождению (слева) и по склонению (справа).

же движение горячих точек в радиолобах, характерное для компактных симметричных объектов (CSO), к которым относится СТА21. Поэтому при анализе причин астрометрической нестабильности нужно учитывать множество разнообразных факторов.

Наблюдаемые вариации координат всех вышеперечисленных типов, скорее всего, обусловлены изменением отношения яркости одной компоненты по сравнению с другой (хотя могут быть и другие причи-

ны, исследование которых выходит за рамки данной статьи). Изменение относительной яркости приводит к тому, что положение фазового центра, который и определяет астрометрические координаты объекта, сдвигается в сторону более яркой компоненты. Таким образом, необычно большие скачки координат могут быть интерпретированы как результат быстрых изменений относительной яркости компонент, удаленных друг от друга на сравнительно большое угловое

Таблица 5. Поправки координат гравитационной линзы 1422+231 (1422+23C) по отношению к ее средним координатам

Время год	Объект	$\Delta\alpha^*$ мс дуги	$\Delta\delta$ мс дуги	Число наблюдений	Эксперимент
2005.525	1422+231	-50.5 ± 2.0	127.3 ± 2.3	4	05JUL09XV
2017.543	1422+23C	-515.3 ± 0.2	-865.2 ± 1.0	8	17JUL16XC
2018.054	1422+23C	146.1 ± 2.4	339.9 ± 3.4	4	18JAN18XC
2021.232	1422+231	212.4 ± 0.6	196.4 ± 0.7	16	21MAR24XA
2022.024	1422+231	207.3 ± 0.6	201.6 ± 0.8	26	22JAN07XC

расстояние (до 1"). Большие видимые собственные движения, вероятно, вызваны наличием яркого джета,двигающегося с околосветовой скоростью в течение достаточно большого интервала времени.

Некоторые приведенные выше радиоисточники могут быть радиозвездами нашей Галактики (с нестабильностью по собственному движению) как 1657–298 или гравитационными линзами, как например, 1422+231 (Патнаик и др., 1992). Этот объект наблюдался в пяти РСДБ экспериментах между 2005 и 2022 гг. (причем, под двумя именами, 1422+231 и 1422+23C), и в табл. 5 приведены оценки поправок к его средним координатам, которые отличаются исключительной нестабильностью от сессии к сессии с разбросом до 1 секунды дуги. Хотя для астрофизических исследований такие наблюдения, видимо, представляют определенный интерес, но с точки зрения астрометрии этот объект следует относить к разряду нестабильных. Известные гравитационные линзы 1422+231 (Патнаик и др., 1992), 0132–097 (Гликман и др., 2023), 0411+054 (Браун и др., 2003), 2114+022 (Аугусто и др., 2001) были обнаружены приведенными выше алгоритмами, однако не были включены в табл. 1, 2, 4, поскольку уже известно, что астрометрические положения таких объектов могут быть нестабильными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье представлены нестабильные радиоисточники с изменением в координатах от 6 до 143 мс дуги или собственными движениями от 0.1 мс дуги/год до 35 мс дуги/год (по модулю по одной из координат) (табл. 1, 2, 4). При построении следующей реализации ICRS такие радиоисточники следует включать в список нестабильных и не использовать в суточных сессиях для определения ПВЗ (например, IVS-R1, R4).

К тому же, как было проиллюстрировано выше, существуют ситуации, при которых разности ICRF3 – Gaia DR3 могут не иметь физического смысла (случай 1328+254), поэтому при составлении разностей “радио–оптика” требуется исследовать и проверять объекты на астрометрическую нестабильность.

С появлением новых наблюдений список нестабильных радиоисточников, вероятно, будет пополняться.

Астрометрически нестабильные радиоисточники могут быть индикаторами различных астрофизических процессов, и их систематическое исследование позволит выяснить причины такой эволюции координат.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим IVS (<https://ivscc.gsfc.nasa.gov/products-data/index.html>) и Astrogeo (<http://astrogeo.org>) за предоставленные данные. Также выражаем особую признательность Сандору Фрею за присланный оригинал радиокарты объекта 1328+254. Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП/УНУ “Радиоинтерферометрический комплекс «Квазар-КВО»”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аугусто и др. (P. Augusto, I.W.A. Browne, N.P. Wilkinson, et al.), *MNRAS* **326**, 1007 (2001).
2. Бахрамиан и др. (A. Bahramian, C.O. Heinke, R. Wijnands, et al.), *Astron. Telegram*, February, 1, 8699 (2016).
3. Браун и др. (W.A. Browne, P.N. Wilkinson, N.J.F. Jackson, et al.), *MNRAS* **341**, 13 (2003).
4. Гликман и др. (E. Glikman, C.E. Rusu, G.C.-F. Chen, et al.), *Astrophys. J.* **943**, 25 (2023).
5. Gaia Collaboration, *Astron. Astrophys.* **595**, A2 (2016).
6. Gaia Collaboration, *Astron. Astrophys.* **674**, A1 (2023).
7. Гордон и др. (D. Gordon, C. Jacobs, A. Beasley, A. Peck, R. Gaume, P. Charlot, A. Fey, C. Ma, O. Titov, and D. Boboltz), *Astron. J.* **151**, 154 (2016).
8. Делиньетт-Мюллер, Дютанг (M.L. Delignette-Muller and C. Dutang), *J. Statist. Software* **64(4)**, 1 (2015).
9. Ковалев и др. (Y. Kovalev, D. Zobnina, A. Plavin, and D. Blinov), *MNRAS* **493 (1)** (2020).
10. Красна и др. (H. Krasna, L. Baldreich, J. Boehm, et al.), *Astron. Astrophys.* **679**, A53 (2023).
11. Йорк и др. (D.G. York, et al.), *Astron. J.* **120**, 1579 (2000).
12. Ма и др. (C. Ma, E.F. Arias, G. Bianco, D.A. Boboltz, S.L. Bolotin, P. Charlot, G. Engelhardt, et al.), *IERS Technical Note* 35, 1 (2009).
13. Макаров и др. (V.V. Makarov, J. Frouard, C.T. Berghea, A. Rest, K.C. Chambers, N. Kaiser, R.-P. Kudritzki, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **835**, L30 (2017).
14. Нотнагель и др. (A. Nothnagel, T. Artz, D. Behrend, and Z. Malkin), *J. Geodesy* **91(7)**, 711 (2017).
15. Орош, Фрей (F. Orosz and S. Frey), *Astron. Astrophys.* **553**, A13 (2013).

16. Патнаик и др. (A.R. Patnaik, I.W.A. Browne, D. Walsh, F.H. Chaffee, and C.B. Foltz), *MNRAS* **259**, 1 (1992).
17. Петров, Ковалев (L. Petrovand and Y. Kovalev), *MNRAS* **467**, L71 (2017).
18. Суше и др. (J. Souchay, N. Secrest, S. Lambert, N. Zacharias, F. Taris, C. Barache, et al.), *Astron. Astrophys.* **660**, A16, 1 (2022).
19. Титов и др. (O. Titov, V. Tesmer, and J. Boehm), *Inter. VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2004 General Meet. Proceed.* (Ed. N.R. Vandenberg, K.D. Baver, Ottawa: NASA, 2004), p. 267.
20. Титов (O. Titov), *J. Geod.*, **81(6)**, 455, (2007).
21. Титов и др. (O. Titov, L. Stanford, H.M. Johnston, T. Pursimo, R.W. Hunstead, D.L. Jauncey, K. Maslennikov, and A. Boldycheva), *Astron. J.* **146**, 10 (2013).
22. Титов и др. (O. Titov, S. Frey, A. Melnikov, S. Lambert, S. Fengchun, X. Bo, G. Javier, T. Belen, et. al.), *MNRAS* **512**, 874 (2022).
23. Титов и др. (O. Titov, H. Krasna, S. Willcocks, Y. Lopez, and A. Osetrova), 13th IVS General Meet. and 25th Anniversary, Tsukuba, Japan, Zenodo (2024).
24. Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Гильфанов М.Р и др., Письма в Астрон. журн. **49(6)**, 369 (2023) [I.M. Khamitov et al., *Astron. Lett.* **49**, 271 (2023)].
25. Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Гильфанов М.Р и др., Письма в Астрон. журн. **48(12)**, 828 (2022) [I.M. Khamitov et al., *Astron. Lett.* **48**, 724 (2022)].
26. Фей и др. (A.L. Fey, D. Gordon, C.S. Jacobs, C. Ma, R.A. Gaume, E.F. Arias, G. Bianco, et al.), *Astron. J.* **150(2)**, 58 (2015).
27. Фрей и др. (S. Frey, O. Titov, A. Melnikov, and S. Lambert), *Proceed. of the 16th Europ. VLBI Network Symp.* (Ed. E. Ros, S. Dzib, I. Rottmann, J.A. Zensus), September 2nd–6th 2024, Bonn, Germany.
28. Фрей, Титов (S. Frey and O. Titov), *Res. Notes AAS* **5**, 60 (2021).
29. Циган и др. (P. Cigan, V. Makarov, N.J. Secrest, D. Gordon, M.C. Johnson, and S. Lambert), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **274 (2)** (2024).
30. Шарло и др. (P. Charlot, C.S. Jacobs, D. Gordon, S. Lambert, A. de Witt, J. Bohm, A.L. Fey, R. Heinkelmann, et al.), *Astron. Astroph.* **644**, 159 (2020).
31. Шепхерд и др. (M.C. Shepherd), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **125**, *Astron. Data Analysis Software and Systems VI* (Ed. G. Hunt, H. Payne, 1997), p. 77.
32. Шуйгина и др. (N. Shuygina, D. Ivanov, A. Ipatov, I. Gayazov, D. Marshalov, A. Melnikov, S. Kurdubov, M. Vasilyev, et al.), *Geod. Geodyn.* **10(2)**, 150 (2019).

PISN 2018ibb: РАДИОАКТИВНОЕ СВЕЧЕНИЕ В ЛИНИЯХ [O III]

© 2024 г. Н. Н. Чугай^{1*}¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.11.2024 г.

После доработки 12.12.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Сверхновая SN 2018ibb категории PISN (pair-instability supernovae), связанной с динамической неустойчивостью кислородного ядра сверхмассивной звезды из-за рождения пар, показывает на небулярной стадии интенсивные эмиссионные линии [O III] неясного происхождения. Предлагается простая модель, которая демонстрирует возможность излучения линий [O III] требуемой интенсивности в кислородном веществе оболочки данной сверхновой, ионизируемой и нагреваемой радиоактивным распадом ^{56}Co . Указана причина, по которой среди сверхновых категории PISN светимость линий [O III] может меняться в широких пределах.

Ключевые слова: звезды — сверхновые; звезды — сверхмассивные звезды; звезды — нуклеосинтез.

DOI: 10.31857/S0320010824110033, EDN: LSZCWE

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая сверхвысокой светимости (SLSN) SN 2018ibb (Шульце и др., 2024) — наиболее убедительный пример сверхновых, обусловленных неустойчивостью из-за рождения пар, так называемых pair-instability supernovae (PISN) (Вусли и др., 2002; Баркат и др., 1967). Кривая блеска на интервале времени около 1000 дней указывает, что SN 2018ibb порождена взрывом сверхмассивной звезды с большой энергией, $\gtrsim 10^{52}$ эрг, и выбросом огромной массы (25–44 $M_{\odot}$) синтезированного ^{56}Ni (Шульце и др., 2024). Большие величины энергии и массы ^{56}Ni означают, что предсверхновая имела начальную массу в интервале 140–260 $M_{\odot}$ и взрыв был однократным, без предварительных пульсаций из-за образования пар (Вусли и др., 2002). В такой картине SN 2018ibb нет места для массивной околозвездной оболочки, образованной мощной пульсацией перед взрывом, и, следовательно, нет оснований ожидать мощных эффектов ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом.

Противоположный случай — SLSN 2006gy с массивной ($\sim 5 M_{\odot}$) околозвездной оболочкой, которая указывает на принадлежность SN 2006gy к категории “pulsational pair-instability SNe” (PPISNe) (Вусли и др., 2007).

В этом контексте обращает на себя внимание присутствие в спектрах SN 2018ibb на стадии 300–740 дней после взрыва интенсивных эмиссионных линий [O III] 5007, 4959 Å и 4363 Å со светимостью $\sim 10^{41}$ эрг с^{−1} около 400-го дня после взрыва (Шульце и др., 2024). Из известных SLSNe эмиссия [O III] 5007, 4959 Å наблюдалась, помимо SN 2018ibb, только в LSQ14an и PS1-14bj (Луннан и др., 2016). Предпола-

гается, что эмиссионные линии [O III] в SN 2018ibb могут порождаться ударным взаимодействием оболочки сверхновой с плотным околозвездным газом (Шульце и др., 2024). Эта гипотеза, однако, вызывает сомнение, поскольку она не вполне согласуется с профилем дублета [O III] (Чугай, 2024). Альтернативный радиоактивный механизм излучения линий [O III] также сталкивается с проблемой, поскольку синтетический спектр SN 2018ibb, рассчитанный на основе модели взрыва гелиевого ядра He130 (Хегер, Вусли, 2002), не показывает заметной эмиссии [O III] 5007 Å (Шульце и др., 2024; Козырева и др., 2024).

Учитывая неопределенность относительно происхождения линий [O III], было бы преждевременно отказываться от радиоактивного механизма, поскольку может оказаться, что реальная оболочка SN 2018ibb значительно отличается от теоретической модели, основанной на одномерном взрыве гелиевого ядра He130. Во-первых, в случае SN 2018ibb имел место взрыв голого кислородного ядра, лишенного гелиевой оболочки (Чугай, 2024); во-вторых, в одномерной гидродинамической модели отсутствует макроскопическое перемешивание ^{56}Ni и несгоревшего кислорода, тогда как реальный взрыв может порождать трехмерное распределение вещества с фрагментами радиоактивного никеля, внедренными в несгоревшее вещество внешних слоев; в-третьих, никелевый пузырь, обусловленный распадом огромной массы ^{56}Ni , дополнительно модифицирует распределение вещества в разлетающейся оболочке (Козырева и др., 2017).

По этой причине важно исследовать возможности радиоактивного механизма свечения SN 2018ibb в линиях [O III] на основе гибкой простой модели, которая бы отражала основную физику депозиции радиоактивной энергии, включая ионизацию и возбуждение

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

кислорода. Подобное исследование является целью данного сообщения, которое включает описание модели оболочки сверхновой и метод расчета ионизации кислорода (раздел 2), расчет интенсивностей линий кислорода и определение основных параметров излучающего кислородного вещества (раздел 3). В разделе 4 обсуждаются результаты и предлагается объяснение значительной вариации интенсивности линий [O III] среди сверхновых категории PISN.

ИОНИЗАЦИЯ КИСЛОРОДА

Рассматривается простейшая модель, в которой сверхновая представлена однородной (в среднем) сферой с кинематикой свободного разлета $v = r/t$. По сути, модель является однозонной, в которой средняя плотность однородной модели определяется массой и кинетической энергией сверхновой. За основу взята модель SN 2018ibb с массой разлетающейся оболочки $M = 60 M_{\odot}$, кинетической энергией $E = 1.2 \times 10^{52}$ эрг и массой ^{56}Ni $M_{\text{ni}} = 30 M_{\odot}$ (модель mod60, Чугай, 2024). Подчеркнем, что и эта модель приближенная, поскольку использует упрощенное описание кривой блеска, предложенное Арнеттом (1980). Основные параметры модели качественно соответствуют картине, в которой взрывное горение $30 M_{\odot}$ кислорода при калорийности $q(^{16}\text{O}) = 5 \times 10^{17}$ эрг г $^{-1}$ (Вусли и др., 2002) выделяет энергию 3×10^{52} эрг. За вычетом кинетической энергии остальная энергия, 1.8×10^{52} эрг, расходуется на преодоление энергии связи, которая в момент максимального сжатия до взрыва значительно превышает энергию связи кислородного ядра массой $60 M_{\odot}$ перед потерей устойчивости.

При указанных массе и кинетической энергии сверхновой скорость на внешней границе однородной сферы составляет $v_0 = (10E/3M)^{1/2} = 5770$ км с $^{-1}$, средняя плотность $\rho = 3.6 \times 10^{-15}(t/400\text{д})^{-3}$ г см $^{-3}$ со средней концентрацией кислорода в кислородном веществе $n = 1.3 \times 10^8(t/400\text{д})^{-3}$ см $^{-3}$. Рассматриваются три варианта массы кислорода $M_O = 15 M_{\odot}$, $10 M_{\odot}$ и $5 M_{\odot}$. Предполагается, что кислород перемешан с ^{56}Ni и, возможно, с другими компонентами, исключительно макроскопически, так что любой объем кислородного вещества состоит только из кислорода. Это означает, что относительное расстояние $\delta = \Delta v/v_0$ между фрагментами ^{56}Ni и кислородом должно позволять гамма-квантам распада ^{56}Co на рассматриваемой стадии $t \approx 400$ дней проникать в кислород без заметного ослабления. Иными словами, должно выполняться ограничение на величину оптической толщины $\Delta\tau_{\gamma} = \delta k_{\gamma} \rho v_0 t \approx 2.2\delta < 1$ при коэффициенте поглощения гамма-квантов $k_{\gamma} = 0.03$ см 2 г $^{-1}$ (Сазерлэнд и Уилер 1984). Требование $\delta < 0.5$ легко выполняется даже при умеренном макроскопическом перемешивании.

Приближение однородной плотности — идеализация. Распределение вещества может быть существенно трехмерным из-за эффектов взрыва, а также форми-

рования никелевого пузыря, так что плотность кислородного вещества (ρ_O) может отличаться от средней плотности (ρ) однородной модели, $\rho_O = \chi\rho$, где χ — контраст плотности. С учетом массы кислорода $M_O < M$, доля объема, занимаемая кислородом, равна $f = V_O/V = (M_O/M)\chi^{-1}$. Заметим, что при $\chi = 1$ фактор заполнения кислорода $f = M_O/M < 1$: это поясняет смысл использования параметра χ вместо фактора заполнения f .

На момент $t = t_{\text{max}} + 276 = 381$ день после взрыва (+276 дней означает 276 дней после момента максимума (t_{max}) болометрической светимости (Шульце и др., 2024), а $t = 381$ дней означает время после взрыва) болометрическая светимость сверхновой составляет $L = 1.2 \times 10^{43}$ эрг с $^{-1}$ (Шульце и др., 2024), которая воспроизводится в модели mod60 (Чугай, 2024). Мощность, вкладываемая в кислородное вещество гамма-квантами распада ^{56}Co , равна $L_d(\text{O}) = (M_O/M)L$. Следовательно, депозиция в единице объема кислородного вещества составляет $\epsilon_d = L_d(\text{O})/V_O = (L/V)\chi = 3.6 \times 10^{-7}\chi$ эрг см $^{-3}$ с $^{-1}$.

Темп ионизации k -иона (G_k) с потенциалом ионизации I_k в процессе ионизационных потерь комптоновских электронов равен $y_k \epsilon_d / w_k$, где y_k — доля k -ионов, а w_k — средняя величина работы, затрачиваемой на образование одной ионной пары при ионизации k -иона. Согласно экспериментам, для нейтрального кислорода $w_1 = 2.3I_1$, где I_1 — потенциал ионизации нейтрального кислорода (Ален, 1980); соотношение $w_k = 2.3I_k$ используется ниже для ионов первых трех стадий ионизации, поскольку при ионизации электронами с энергией $\mathcal{E} \gg I_k$ преобладает отрыв внешнего электрона. Скорость радиативной рекомбинации равна $R_k = \alpha_k n_e y_{k+1} n$, где n_e — электронная концентрация, вычисляемая последовательно в процессе решения уравнений ионизационного баланса, n — концентрация кислорода, α_k — коэффициент рекомбинации k -иона кислорода, величина которого вычисляется согласно Тартер (1971).

В рассматриваемых условиях ионизация кислорода происходит в стационарном режиме. Действительно, при минимальной степени ионизации кислорода на 400-й день $x_e = n_e/n = 0.1$ (на самом деле $x_e \gtrsim 0.5$) электронная концентрация $n_e \sim 10^7$ см $^{-3}$ и, следовательно, наибольшее время рекомбинации, $1/(\alpha_1 n_e) \sim 4 \times 10^5$ с, намного меньше времени жизни ^{56}Co ($\sim 10^7$ с) и времени расширения оболочки. В стационарном случае уравнения ионизационного баланса имеют вид $G_k = R_k$. Система уравнений ионизационного баланса включает четыре стадии ионизации кислорода. Ради иллюстрации приведем пример ионизации кислорода на 400-й день для модели с массой кислорода $15 M_{\odot}$ при характерных значениях параметров $T_e = 9000$ К и $\chi = 3$. В этом случае доли ионов равны $(y_1, y_2, y_3, y_4) = (0.439, 0.52, 0.0397, 0.0013)$, а степень ионизации составляет $x_e = 0.602$.

Заметим, что мы не учитываем дополнитель-

ную ионизацию O I излучением резонансных линий мультиплета uv1 O II (834 Å) при возбуждении иона O II быстрыми электронами. Вследствие этого представленная модель, возможно, недооценивает степень ионизации кислорода.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ КИСЛОРОДА

Полученные путем решения ионизационного баланса доли ионов и концентрация электронов для данных значений T_e и контраста плотности χ используются при расчете светимости кислорода в линиях [O I], [O II] и [O III]. Населенности уровней вычисляются в трехуровневом приближении (уровни соответствует термам). Вероятности спонтанных переходов взяты из базы данных NIST, силы столкновений в основном из данных, представленных в монографии (Остерброк, Ферланд, 2006), для нейтрального кислорода силы столкновений взяты из статьи (Затсаринни, Таял, 2003). Решение уравнений стационарности с учетом столкновительных и радиативных переходов дает объемную мощность излучения линии (ϵ) для данных параметров T_e и χ . Светимость в линии находится умножением ϵ на объем, занимаемый кислородом $L = \epsilon V(M_O/M)\chi^{-1}$.

Результаты для модели с массой кислорода $15 M_\odot$ представлены на рис. 1 в виде диаграмм “отношение потоков в линиях—светимость дублета [O III] 5007, 4959 Å”. Наблюдаемая светимость в линиях дублета [O III] на стадии +276 дней (381 день после взрыва) равна $\lg L = 41.01$ эрг с⁻¹, а отношение потоков линий [O III] $F(4359)/F(5007, 4959) = 0.3 \pm 0.3$. Обе величины воспроизводятся при $T_e \approx 9000$ К и контрасте плотности $\chi \approx 3$ (рис. 1a). Следует подчеркнуть, что от-

ношение $F(4359)/F(5007, 4959)$ является чувствительным индикатором электронной температуры.

Светимость дублета [O III] и отношение потоков [O III]/[O I] (рис. 1b) формально воспроизводятся в модели $M_O = 15 M_\odot$ при $T_e \approx 8800$ К и $\chi \approx 3$. На самом деле профиль эмиссии [O I] заметно шире профиля эмиссии [O III] (см. Шульце и др., 2024), и это указывает на различие в распределении источников свечения этих линий вдоль радиуса (скорости), что не описывается нашей однозонной моделью.

Отношение потоков авроральной линии и небулярного дублета [O I] 5577 Å/6300, 6364 Å (рис. 1c) является индикатором температуры и плотности в зоне свечения нейтрального кислорода. К сожалению, на стадии +276 дней линия 5577 Å не видна из-за того, что она попадает на длинноволновый край широкой эмиссионной бленды линий Fe II; авроральная линия становится заметна лишь на поздней фазе $t \geq t_{\max} + 377$ дней (Шульце и др., 2024). Верхний предел отношения 5577 Å/6300, 6364 Å указывает на температуру в зоне свечения нейтрального кислорода $\lesssim 7000$ К (рис. 1c). Мы не приводим сравнение светимости в линии [O II] 7325 Å с наблюдаемой светимостью эмиссии 7300 Å, поскольку линия [O II] блендируется с интенсивным дублетом [Ca II] 7300 Å. Вместе с тем, заметим, что рассчитанная светимость эмиссии [O II] не противоречит существенному вкладу этой линии в эмиссионную бленду 7300 Å.

В модели с массой кислорода $10 M_\odot$ светимость в линиях дублета [O III] и отношение [O III] 4359 Å/5007, 4959 Å воспроизводятся при значениях параметров $T_e \approx 9000$ К и $\chi \approx 2$, сравнимых с параметрами модели $15 M_\odot$. По этой причине мы не приводим рисунки

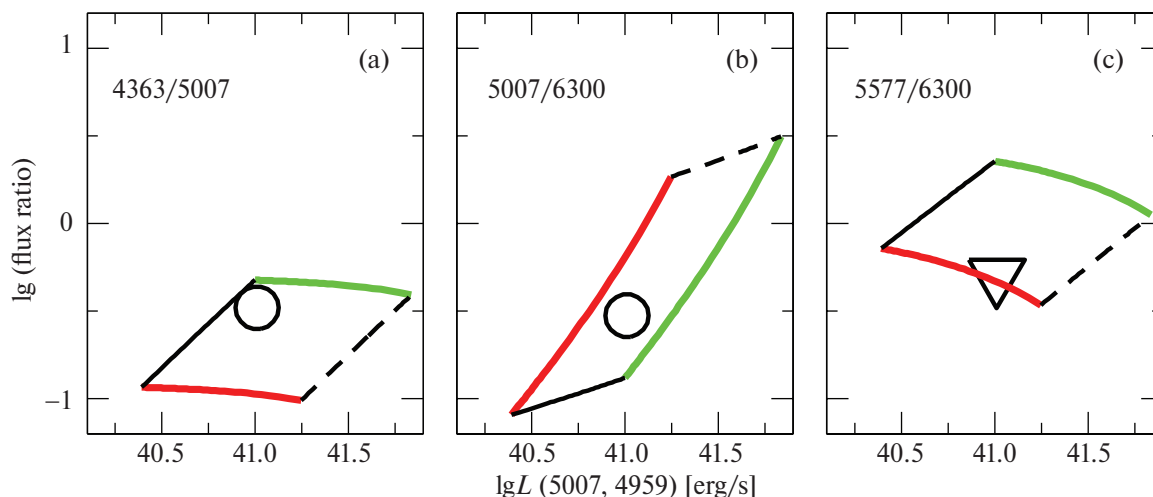


Рис. 1. Диагностическая диаграмма “отношение потоков—светимость линий [O III]” для модели с массой кислорода $15 M_\odot$. (a) — Диаграмма для отношения потоков линий [O III] 4359 Å/5007, 4959 Å, (b) — для отношения потоков линий [O III] 5007, 4959 Å/[O I] 6300, 6364 Å, (c) — для отношения [O I] 5577 Å/[O I] 6300, 6364 Å. Круги показывают наблюдательные значения величин, треугольник обозначает верхний предел отношения потоков 5577 Å/[O I] 6300, 6364 Å. Цветными линиями показана зависимость от параметра χ при фиксированной температуре (7000 К — красная, 10 000 К — зеленая). Черной сплошной линией показана зависимость от температуры при фиксированном контрасте $\chi = 5$, штриховая — при контрасте $\chi = 0.5$.

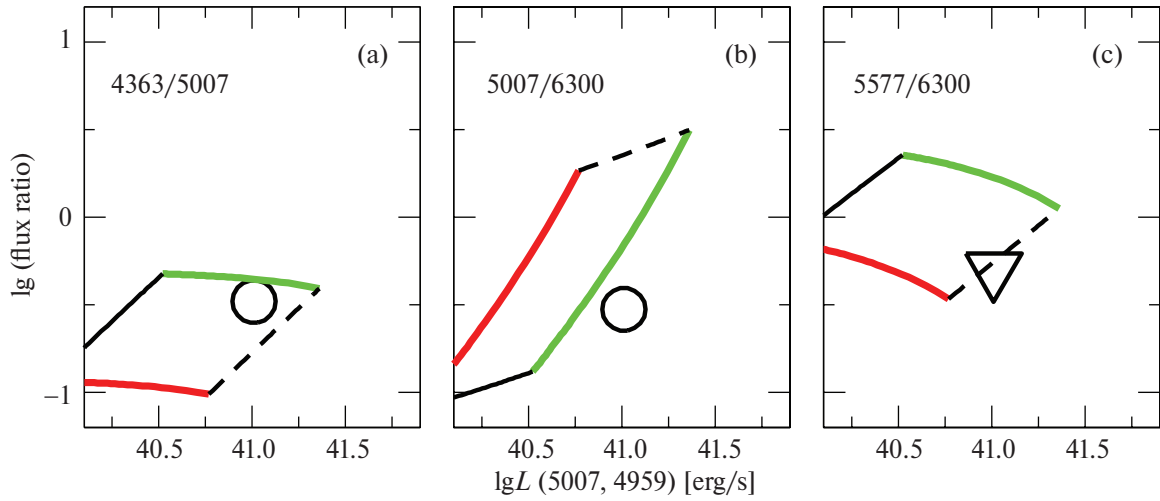


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при массе кислорода $5 M_{\odot}$.

Таблица 1. Параметры модели и светимость линий кислорода

M_O , $M_{\odot}$	T_e , К	χ	x_e	$L_d(O)$, 10^{42} эрг/с	$L_{em}(O)$, 10^{42} эрг/с	η_h	$\eta_{h,num}$
15	9000	3.3	0.59	3	2.3	0.77	0.75
10	9000	2	0.69	2	1.29	0.63	0.77
5	9200	1	0.86	1	5.2	0.51	0.79

для этого случая. В модели с массой кислорода $5 M_{\odot}$ результаты для отношения [O III] 4359 Å/5007, 4959 Å (рис. 2a) несколько отличаются. Светимость в линиях дублета [O III] и отношение [O III] 4359 Å/5007, 4959 Å воспроизводятся при $T_e \approx 9200$ К и $\chi \approx 1$. Большое модельное отношение потоков в линиях [O III]/[O I] при этих условиях (рис. 2b) является результатом малой светимости [O I] 6300 Å из-за высокой ионизации кислорода при относительно низкой плотности.

Исходные параметры, полученная суммарная светимость линий кислорода и другие величины приведены в табл. 1. В табл. 1 представлены последовательно масса кислорода, температура, контраст плотности, степень ионизации кислорода, мощность депозиции в кислород, суммарная светимость в линиях кислорода, доля депозиции, расходуемая на нагрев и определяемая из условия теплового баланса $\eta_h = L_{em}(O)/L_d(O)$, а также величина $\eta_{h,num}$, полученная для найденной степени ионизации x_e с использованием зависимости $\eta_{h,num}(x_e)$, ранее рассчитанной для кислорода посредством решения уравнения Спенсера–Фано (Козма, Франссон, 1992). В модели с массой кислорода $15 M_{\odot}$ величина $\eta_{h,num}$ совпадает с оценкой η_h из уравнения теплового баланса (табл. 1), а для $10 M_{\odot}$ совпадает в пределах 20%. При массе кислорода $5 M_{\odot}$ различие достигает фактора 1.5. Это может рассматриваться как указание на большую массу кислорода (10–15 $M_{\odot}$) в оболочке SN 2018ibb. Впрочем, поскольку используемая модель содержит существенные упрощения, данный вывод не является бес-

спорным. Главное то, что совпадение долей депозиции, идущей на нагрев (η_h и $\eta_{h,num}$), полученных разными методами при разумных величинах модельных параметров, можно рассматривать как подтверждение радиоактивной природы свечения SN 2018ibb в линиях [O III].

ОБСУЖДЕНИЕ

Цель работы заключалась в ответе на вопрос, можно ли в рамках радиоактивной модели свечения оболочки SLSN 2018ibb объяснить присутствие интенсивных эмиссионных линий кислорода [O III]. Выше было показано, что однозонная модель сверхновой с кинетической энергией 1.2×10^{52} эрг, массой оболочки сверхновой $60 M_{\odot}$, содержащей $30 M_{\odot}$ ^{56}Ni , позволяет описать светимость линий [O III] при разумных величинах параметров и принятых предположениях.

Достоинство однозонной модели — минимальный набор свободных параметров. Вместе с тем однозонная модель не может объяснить другие важные наблюдательные данные. Во-первых, профиль дублета [O I] заметно шире линий [O III] (Шульце и др., 2024), что указывает на формирование этих линий в различных зонах. В частности, это предполагает, что линии дублета [O I] излучаются преимущественно внешними, высокоскоростными, слоями сверхновой, тогда как линии [O III] формируются, в основном, во внутренней зоне. Для описания этой картины нужна, как минимум, двухзонная модель. Во-вторых, однозон-

ная модель с температурой ≈ 9000 К предсказывает довольно интенсивную линию [O I] 5577 Å на стадии +276 дней, которая отсутствует в спектре и появляется лишь после +360 дня (Шульце и др., 2024). Относительно низкое наблюдаемое отношение потоков в линиях 5577 Å/6300, 6364 Å подчеркивает, что зоны формирования линий [O I] и [O III] не совпадают, и что в зоне свечения линий [O I] температура заметно ниже, $T_e \lesssim 7000$ К. Оба наблюдаемых факта приводят к необходимости двухкомпонентной модели, в которой внутренний “горячий” кислород с температурой около 9000 К отвечает за излучение линий [O III], а внешний “холодный” кислород вносит основной вклад в излучение линий [O I]. Заметим, что несоответствие между излучением [O III] и [O I] отмечено при моделировании спектра кислорода в сверхновой LSQ14ap (SLSN), для которой модель маломассивной оболочки (Якстранд и др., 2017) воспроизводит интенсивность дублета [O III], но предсказывает слишком слабые линии дублета [O I].

Возникает вопрос, почему более совершенная модель радиоактивного свечения кислорода в сверхновых категории PISN (Якстранд и др., 2017) в случае SN 2018ibb не воспроизводит светимость в линиях [O III], хотя при этом используется обоснованная гидродинамическая модель PISN? Возможный ответ состоит в том, что в одномерной гидродинамической модели отсутствует макроскопическое перемешивание ^{56}Ni и несгоревшего кислорода. Между тем, такое перемешивание, которое предполагается в нашей простой модели, является принципиально важным фактором значительного увеличения депозиции энергии гамма-квантов распада ^{56}Co в кислородное вещество.

Представляют интерес условия, которые способствуют появлению сильных линий [O III] в сверхновых категории PISN. Рассмотрим ионизационный баланс между ионами O II и O III с относительными долями y_2 и y_3 при электронной концентрации $n_e \approx y_2 n$,

$$\frac{\epsilon_d y_2}{w_2} = \alpha_2 y_2 y_3 n^2, \quad (1)$$

где $w_2 = 2.3I_2$ — работа, затраченная на образование одного иона O III при ионизации быстрым электроном иона O II с потенциалом ионизации I_2 . Учитывая, что $\epsilon_d \propto M_{\text{ni}}/V$, объем $V \propto E^{3/2}/M^{3/2}$, а масса синтезированного ^{56}Ni для модельных PISN с гелиевыми ядрами 100–130 $M_\odot$ зависит от энергии взрыва приблизительно как $M_{\text{ni}} \propto E^3$ (Кэйзен и др., 2011), получаем из соотношения (1)

$$y_3 \propto M_{\text{ni}}^{3/2} M^{-7/2}. \quad (2)$$

Данное соотношение показывает, что высокая доля иона O III и, следовательно, большее отношение потоков в линиях 5007, 4959 Å/6300, 6364 Å ожидается у сверхновых PISN с большей массой ^{56}Ni и меньшей массой оболочки. Взрыв голого кислородного

ядра с большой массой выброшенного ^{56}Ni в случае SN 2018ibb создает наиболее благоприятные условия для появления интенсивных эмиссионных линий [O III] при условии макроскопического перемешивания ^{56}Ni и кислорода.

Соотношение (2) позволяет понять, почему среди сверхновых категории PISN относительная интенсивность линий [O III]/[O I] меняется в широких пределах. Представим, что в некоторой сверхновой категории PISN масса оболочки сверхновой за счет гелия в 2 раза выше, чем в случае SN 2018ibb, а масса ^{56}Ni в 2 раза меньше. Тогда доля иона [O III] будет в 30 раз меньше, и практически во столько же раз отношение потоков 5007,4959 Å/6300,6364 Å будет меньше, чем в SN 2018ibb.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ ионизации и возбуждения кислорода в рамках простой модели оболочки сверхновой SN 2018ibb с реалистичными значениями массы оболочки, кинетической энергии и массы синтезированного ^{56}Ni приводит к выводу, что наблюдаемые эмиссионные линии [O III] могут возникать в результате депозиции энергии радиоактивного распада ^{56}Co в кислородное вещество при условии макроскопического перемешивания ^{56}Ni и кислорода. Показано, что значительный разброс отношения потоков в линиях 5007, 4959 Å/6300 Å среди сверхновых категории PISN может быть обусловлен различием полной массы оболочки и массы ^{56}Ni . Увеличение доли иона O III при большей массе ^{56}Ni и меньшей массе оболочки объясняет, почему в SN 2018ibb наблюдаются интенсивные линии [O III].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ален (S.P. Ahlen), Rev. Mod. Phys. **52**, 121 (1980).
2. Баркат и др. (Z. Barkat, G. Rakavy, and N. Sack), Phys. Rev. Lett. **18**, 379 (1967).
3. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), Rev. Mod. Phys. **74**, 1015 (2002).
4. Вусли и др. (S.E. Woosley, S. Blinnikov, and A. Heger), Nature **450**, 390 (2007).
5. Затсаринни, Таял (O. Zatsarinni and S.S. Tayal), Astrophys. J. Suppl. Ser. **148**, 375 (2003).
6. Кэйзен и др. (D. Kasen, S.E. Woosley, and A. Heger), Astrophys. J. **734**, 102 (2011).
7. Козма, Франссон (C. Kozma and C. Fransson), Astrophys. J. **390**, 602 (1992).
8. Козырева и др. (A. Kozyreva, L. Shingles, P. Baklanov, et al.), Astron. Astrophys. **689**, A60 (2024).
9. Козырева и др. (A. Kozyreva, M. Gilmer, R. Hirschi, et al.), MNRAS **464**, 2854 (2017).
10. Луннан и др. (R. Lunnan, R. Chornock, E. Berger, et al.), Astrophys. J. **831**, 144 (216).
11. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (Sausalito, CA: Univer. Sci. Books, 2006).

12. Сазерлэнд, Уилер (P.G. Sutherland and J.C. Wheeler), *Astrophys. J.* **280**, 282 (1984).
13. Тартер (S.B. Tarter), *Astrophys. J.* **168**, 313 (1971).
14. Хегер, Вусли (A. Heger and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **567**, 532 (2002).
15. Чугай (N.N. Chugai), ArXiv e-prints [arXiv:2410.17580] (2024).
16. Шульце и др. (S. Schulze, C. Fransson, A. Kozyreva, et al.), *Astron. Astrophys.* **683**, A223 (2024).
17. Якстранд и др. (A. Jerkstrand, S.J. Smartt, C. Inserra, et al.), *Astrophys. J.* **835**, 13 (2017).

ИССЛЕДОВАНИЕ КАНДИДАТА В КАРЛИКОВЫЕ НОВЫЕ OGLE-BLG-DN-0064 В РЕНТГЕНОВСКОМ И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ

© 2024 г. А. Б. Сибгатуллин^{1*}, В. И. Додон¹, И. И. Галиуллин¹, А. И. Колбин^{1,2},
В. В. Шиманский², А. С. Винокуров²

¹Казанский федеральный университет, Казань, Россия

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 13.11.2024 г.

После доработки 05.12.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Источник OGLE-BLG-DN-0064 (далее OGLE64) был классифицирован как потенциальный кандидат в карликовые новые на основе регулярной вспышечной активности, обнаруженной оптическим обзором OGLE. В настоящей работе мы исследуем рентгеновское и оптическое излучение источника OGLE64 на основе архивных данных рентгеновских обсерваторий Chandra, Swift и полученных нами оптических наблюдений на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН. Источник OGLE64 демонстрирует рентгеновскую светимость $L_X \approx 1.6 \times 10^{32}$ эрг/с и высокое отношение рентгеновского потока к оптическому $F_X/F_{\text{opt}} \approx 1.5$, характерные для аккрецирующих белых карликов. Рентгеновский спектр OGLE64 аппроксимируется моделями степенного закона с фотонным индексом $\Gamma \approx 1.9$ и оптически тонкой плазмы с температурой $kT \approx 6.4$ кэВ. Оптический спектр демонстрирует эмиссионные линии водорода и нейтрального гелия, в некоторых из которых наблюдается двухпиковая структура. Анализ вспышечной активности OGLE64 по данным оптических обзоров OGLE, ZTF, ATLAS и ASAS-SN выявил наличие сверхвспышек с характерным сверхциклом $P_{\text{super}} \approx 400$ сут. Мы не обнаружили значимой переменности ни в рентгеновской, ни в оптических кривых блеска OGLE64, которая могла бы быть связана с изменением условий видимости излучающих областей в разных фазах орбитального периода. Оценки орбитального периода системы косвенными методами демонстрируют, что период, вероятно, находится в диапазоне $P_{\text{orb}} \sim 1.5 - 3.5$ ч. Свойства рентгеновского и оптического излучения источника OGLE64 позволяют заключить, что система является карликовой новой типа SU UMa.

Ключевые слова: катаклизмические переменные, карликовые новые, сверхвспышки, аккреция, рентгеновская астрономия.

DOI: 10.31857/S0320010824110047, EDN: LSXOEC

ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные (КП) представляют собой тесные двойные системы, состоящие из аккрецирующего белого карлика (БК) и звезды-донора, заполнившей свою полость Роша (Уорнер, 1995). КП являются источниками рентгеновского излучения с характерными светимостями $L_X \sim 10^{30} - 10^{33}$ эрг/с (Мукай, 2017), что делает возможным поиск и исследование таких систем с помощью космических рентгеновских обсерваторий (см., например, Кордова, Мейсон, 1984; Хаберл, Мотч, 1995; Лутовинов и др., 2020).

Карликовыми новыми называют немагнитные КП, проявляющие регулярную вспышечную активность. По форме вспышек карликовые новые разделяют на несколько подклассов. У звезд типа U Gem наблюдаются так называемые обычные вспышки, которые имеют продолжительность несколько суток и амплитуду $2^m - 5^m$ (Горбатский, 1975). В системах типа Z Cam проявляются состояния затишья (англ. standstill),

в которых отсутствует вспышечная активность (Симонсен и др., 2014). В звездах типа SU UMa кроме обыкновенных вспышек наблюдаются так называемые сверхвспышки, которые имеют на $1^m - 2^m$ большую амплитуду и продолжительность около двух недель (Фогт, 1980). Особенностью сверхвспышек является наличие характерных положительных сверхгорбов — модуляций блеска с периодом, на несколько процентов превышающим орбитальный (Хесман и др., 1992). Разнообразие вспышечной активности карликовых новых интерпретируется в рамках теории приливно-тепловой неустойчивости аккреционного диска (Ласота, 2001).

Карликовые новые типа SU UMa имеют дополнительную внутреннюю классификацию, основанную на сверхцикле — времени между двумя последовательными сверхвспышками (Осаки, 1996; Хелиер, 2001). Классические системы типа SU UMa характеризуются сверхциклами длительностью порядка сотен суток, в то время как звезды типа ER UMa имеют сверхциклы продолжительностью 20–50 сут (Като и др., 2013),

*Электронный адрес: absibgatullin@kpfu.ru

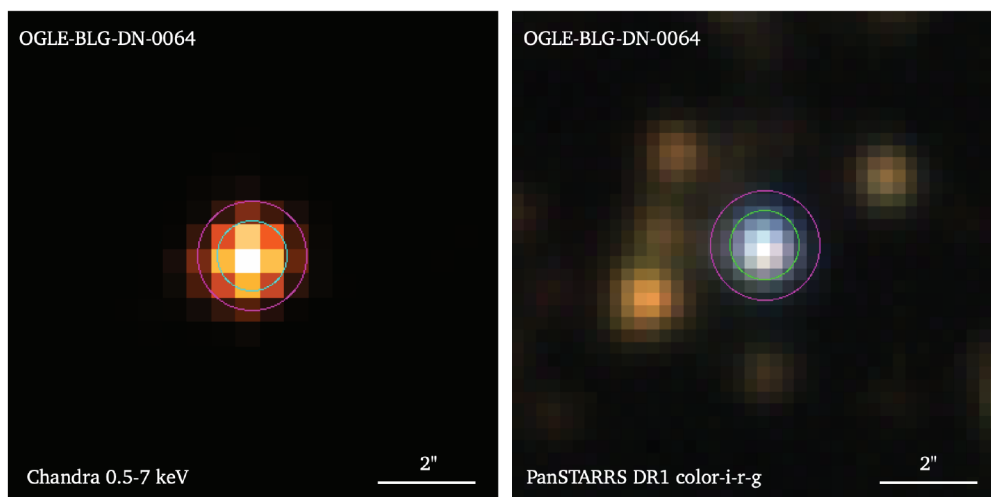


Рис. 1. Слева: рентгеновское изображение OGLE64 в диапазоне 0.5–7 кэВ, полученное по архивным данным обсерватории Chandra (*obsid* = 12945). Справа: цветное изображение OGLE64, полученное наложением изображений Pan-STARRS в фильтрах *gri*. Внутренний круг обозначает область 95% ошибки определения положения рентгеновского источника. Внешний круг показывает область функции рассеяния точки, в которой ожидается 90% сигнала от источника.

а звезды типа WZ Sge — очень длительные сверхциклы, достигающие десятков лет (Павленко, 2007). Также в карликовых новых типа WZ Sge практически отсутствуют обычные вспышки (Като, 2015).

В настоящей работе представлено исследование кандидата в карликовые новые OGLE-BLG-DN-0064 (далее — OGLE64) на основе архивных данных космических рентгеновских обсерваторий Chandra и Swift. Оптический спектр источника OGLE64 был получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН. Анализ вспышечной активности проводился на основе оптических кривых блеска, полученных обзорами Zwicky Transient Facility (ZTF, Беллм и др., 2019), Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE, Удальский и др., 2003), All-Sky Automated Survey for Supernovae (ASAS-SN, Коханек и др., 2017) и Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System (ATLAS, Тонри и др., 2018). В статье обсуждается природа источника OGLE64.

ИСТОЧНИК OGLE64

Источник OGLE64 был впервые отмечен как кандидат в карликовые новые в 2015 г. благодаря вспышечной активности, зарегистрированной оптическим обзором OGLE (Мроз и др., 2015). Мы обнаружили источник OGLE64 в рентгеновском каталоге источников Chandra Source Catalog 2.0 (CSC2) (Эванс и др., 2010) (название в каталоге CSC2 — 2CXO J173917.7–214735). Мы независимо отметили его как потенциальный кандидат в КП на основе высокого отношения рентгеновского потока к оптическому, $F_X/F_{opt} \approx 1.5$, согласно предложенной методике Галиуллин и др. (2024) по поиску КП в рентгеновском каталоге источников CSC2 и оптическом каталоге Gaia DR3 (Айер и

др., 2023).

Объект OGLE64 совпадает только с одним источником Gaia DR3 (*source_id*: 4117235609421426560, RA(J2016): $17^h39^m17.75^s$, DEC(J2016): $-21^\circ47'35.56''$) в радиусе поиска $0.7''$, который соответствует 95% ошибке определения положения рентгеновского источника из каталога CSC2. Источник OGLE64 расположен вблизи плоскости галактики, поэтому поглощение и покраснение оказывают значительное влияние на поток от системы. Мы использовали трехмерную карту Bayestar19 (Грин и др., 2019) для получения избытка цвета $E(B-V) = 0.21 \pm 0.01^m$, который был использован в дальнейшем анализе. Параллакс OGLE64 по данным Gaia DR3 равен $p = (1.15 \pm 0.17) \times 10^{-3}''$, что соответствует расстоянию $d = 872 \pm 126$ пк. Рис. 1 (правая и левая панели) демонстрирует рентгеновское и оптическое изображения источника OGLE64, построенные по данным обсерватории Chandra и обзора Pan-STARRS (Чемберс и др., 2016).

АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА БТА

На 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночь на 30 июня 2024 г. было получено три спектра OGLE64 с временами накопления по 10 мин. Во время наблюдения телескоп был оснащен фокальным редуктором SCORPIO-1 (Афанасьев, Моисеев, 2005), работающим в режиме длинноволновой спектроскопии. Использовалась объемная фазовая голографическая решетка VPHG1200B, обеспечивающая покрытие спектрального диапазона 3600–5400 Å с разрешением $\Delta\lambda \approx 5.5$ Å (ширина щели — $1.2''$). Обработка полученного материала проводилась с помощью средств пакета IRAF (Тоди, 1986), согласно стандартной методике работы с

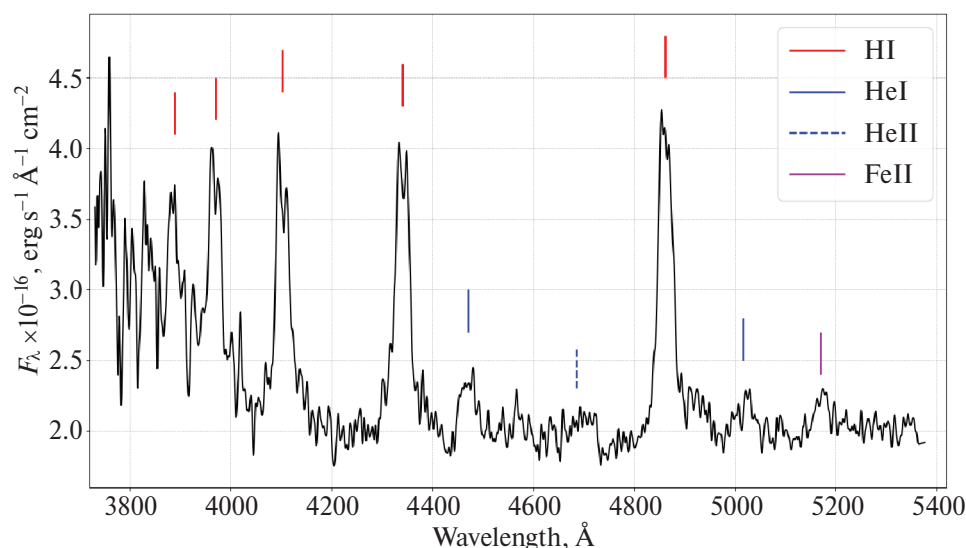


Рис. 2. Комбинированный оптический спектр БТА источника OGLE64 с идентифицированными эмиссионными линиями водорода (красные штрихи), нейтрального гелия (синие штрихи) и ионизированного железа (фиолетовые штрихи). Для лучшей визуализации оптический спектр был сглажен путем свертки с гауссианой ($\sigma = 1.7 \text{ \AA}$). В некоторых эмиссионных линиях наблюдается двухпиковая структура, что говорит о наличии в системе аккреционного диска.

длинношелевыми спектрами. Рис. 2 демонстрирует сглаженный комбинированный оптический спектр OGLE64 с идентифицированными эмиссионными линиями водорода, нейтрального гелия и ионизированного железа, которые указывают на то, что OGLE64 является КП (Вильямс, 1980). В эмиссионных линиях водорода $H\gamma$ и $H\delta$ наблюдается двухпиковая эмиссия, характерная для оптических спектров некоторых КП. Двухпиковая эмиссия является следствием доплеровского смещения, вызванного движением вещества в аккреционном диске. Таблица 1 демонстрирует эквивалентные ширины эмиссионных линий в комбинированном спектре, вычисленные с помощью аппроксимации профилей линий двумя гауссианами. Мы вычислили верхний предел 3σ отношения эквивалентных ширин $\text{He II}(4686\text{\AA})/H\beta \lesssim 0.008$. Такое низкое значение данного отношения может говорить о том, что OGLE64 является немагнитной КП (Зильбер, 1992).

АНАЛИЗ РЕНТГЕНОВСКИХ ДАННЫХ CHANDRA И SWIFT

Источник OGLE64 попал в поле зрения космической обсерваторией Chandra 27 апреля 2011 г. (*obsid* = 12945). Первичная калибровка рентгеновских данных, извлечение кривой блеска и спектра из файла событий наблюдения Chandra Advanced CCD Imaging Spectrometer S-array (Chandra/ACIS-S, Гармир и др., 2003) проводились с помощью программного пакета Chandra Interactive Analysis of Observations (CIAO) (Фрусционе и др., 2006). Рентгеновская кривая блеска OGLE64 была извлечена из файла событий с временным разрешением 50 с (рис. 3, левая панель). Инстру-

Таблица 1. Эквивалентные ширины ярко выраженных эмиссионных линий в оптическом спектре БТА источника OGLE64

Линия	–EW (Å)
$H\beta$	26.4 ± 1.4
$H\gamma$	20.2 ± 1.1
$H\delta$	16.4 ± 1.0
He I (4471 Å)	12.1 ± 2.4
He II (4686 Å)	$\lesssim 0.2$
Fe II (5169 Å)	2.0 ± 0.2

Примечание. Ошибки определения эквивалентных ширин приведены в доверительном интервале 1σ . Для линии ионизированного гелия He II мы определили верхний предел эквивалентной ширины со значимостью 3σ .

мент X-Ray Telescope на борту космической обсерватории Swift (Swift/XRT, Барроуз и др., 2005) наблюдал область вблизи источника OGLE64 30 октября 2014 и 2015 гг. (*obsid* = 00045781002 и 00045781003). Для дальнейшего анализа мы использовали только архивные данные Swift/XRT 2014 г. (*obsid* = 00045781002), где источник OGLE64 был задетектирован. Мы извлекли рентгеновский спектр OGLE64, используя онлайн-сервис по работе с данными Swift/XRT¹ (Эванс и др., 2009, 2020). Рентгеновские спектры Chandra/ACIS-S и Swift/XRT были сгруппированы таким образом, чтобы на каждый канал приходилось не менее трех отсчетов. Анализ рентгеновских спектров проводился с помощью программного пакета XSPEC (Арно, 1996) в диапазоне 0.5–7 кэВ.

¹https://www.swift.ac.uk/user_objects/

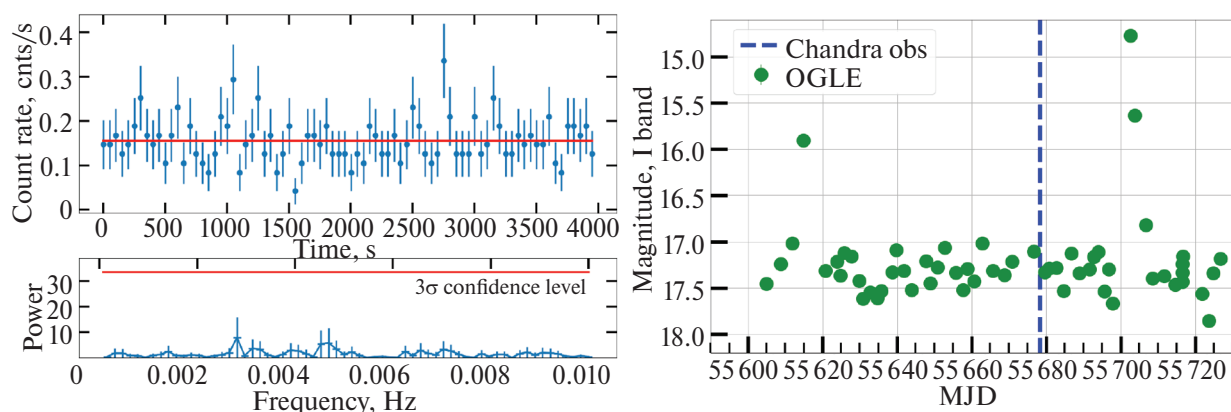


Рис. 3. Слева: рентгеновская кривая блеска OGLE64 в диапазоне 0.5–7 кэВ с временным разрешением 50 с (верхняя панель) и спектр мощности (нижняя панель), построенные по данным телескопа Chandra. На кривой блеска красная линия обозначает среднюю скорость счета, а на спектре мощности — мощность, соответствующую уровню значимости 3σ . Справа: участок оптической кривой блеска источника OGLE64 из данных обзора OGLE, охватывающий момент наблюдения Chandra. Наблюдение Chandra попало в спокойное состояние, примерно за 20 дней до вспышки.

Мы использовали быстрое преобразование Фурье с помощью подмодуля XRONOS в FTOOLS (Научно-исследовательский архивный центр астрофизики высоких энергий NASA (Heasarc), 2014) для поиска потенциальных периодических сигналов в рентгеновской кривой блеска Chandra. Для оценки значимости пиков в полученной периодограмме было сгенерировано 2000 случайных кривых блеска со средней скоростью счета OGLE64, в предположении, что рентгеновский поток от источника OGLE64 является постоянным во времени. Затем мы повторно применили быстрое преобразование Фурье к каждой из случайно сгенерированных кривых блеска, определили мощности максимальных пиков и построили их распределение. На основе этого распределения было рассчитано значение мощности пика, соответствующее уровню значимости 3σ . В результате проведенного анализа значимой периодичности в наблюдаемой рентгеновской кривой блеска Chandra не было обнаружено (рис. 3, левая панель). Отсутствие вращательной модуляции потока в рентгеновской кривой блеска OGLE64 может говорить о немагнитной природе системы.

Рентгеновские спектры Chandra/ACIS-S и Swift/XRT аппроксимировались тремя разными моделями: степенным законом (powerlaw в XSPEC), моделью оптически тонкой плазмы (mekal в XSPEC, Мёве и др., 1986; Лидаль и др., 1995) и моделью изобарически охлаждающегося потока (mkcflow в XSPEC, Мушоцки, Шимковяк, 1988). К моделям была добавлена компонента, отвечающая за межзвездное поглощение по закону Тьюбингена–Больдера с химическим составом, полученным Вильямс и др. (2000). При аппроксимации спектра использовалась С-статистика (Кэш, 1979). Рис. 4 демонстрирует рентгеновские спектры Chandra/ACIS-S и Swift/XRT источника OGLE64 и разные модели, использованные для аппроксимации этих спектров. В табл. 2

представлены результаты аппроксимации рентгеновских спектров Chandra/ACIS-S и Swift/XRT источника OGLE64 разными моделями. Для каждой модели мы приводим отношение С-статистики к числу степеней свободы (C-stat/dof), полученное в результате аппроксимации. Мы использовали команду error в XSPEC, чтобы вычислить ошибки определения параметров в доверительном интервале 1σ . Мы вычислили откорректированные за поглощение рентгеновские потоки и светимости в диапазоне 0.5–7 кэВ, используя модель степенного закана.

Результаты аппроксимации рентгеновских спектров Chandra/ACIS-S и Swift/XRT разными моделями согласуются между собой, и статистически значимых отклонений на уровне значимости 3σ не обнаружено (см. табл. 2). Рентгеновский спектр Chandra/ACIS-S обладает большим отношением сигнала к шуму по сравнению со спектром Swift/XRT. Спектр Chandra/ACIS-S лучше аппроксимируется степенной моделью с колонковой плотностью водорода $N_H = 3.28^{+0.65}_{-0.63} \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ и фотонным индексом $\Gamma = 1.85 \pm 0.13$ (C-stat/dof = 118.82/124). Аппроксимация моделью оптически тонкой плазмы характеризуется колонковой плотностью водорода $N_H = 2.07^{+0.45}_{-0.43} \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ и температурой плазмы $kT = 6.44^{+1.82}_{-1.22} \text{ кэВ}$ (C-stat/dof = 122.81/124). Аппроксимация спектра Chandra моделью изобарически охлаждающегося потока дает следующие параметры: $N_H = 2.79^{+0.54}_{-0.70} \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, $kT_{\text{max}} = 18.93^{+13.93}_{-5.84} \text{ кэВ}$ и $\dot{M}_{\text{acc}} = 5.69^{+2.05}_{-1.89} \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ (C-stat/dof = 119.17/122)². Полученные значения рентгеновской светимости ($L_X \approx 1.6 \times 10^{32} \text{ эрг/с}$), фотонного индекса, температуры оптически тонкой

²При использовании модели mkcflow, мы зафиксировали параметр красного смещения $z = 2.03 \times 10^{-7}$, который был рассчитан с использованием расстояния до источника $d = 872 \text{ пк}$ и постоянной Хаббла $H_0 = 70 \text{ км/с/(Мпк-с)}$.

Таблица 2. Результаты аппроксимации рентгеновских спектров OGLE64, полученных инструментами Chandra/ACIS-S и Swift/XRT в диапазоне 0.5–7 кэВ

	Chandra/ACIS-S	Swift/XRT
Дата	27/04/2011	30/10/2014
ObsID	12945	00045781002
Степенной закон		
$N_H, \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$	$3.28^{+0.65}_{-0.63}$	$5.41^{+4.09}_{-2.95}$
Γ	1.85 ± 0.13	$1.66^{+0.54}_{-0.49}$
C-stat/dof	118.82/124	8.84/12
$F_{0.5-7}, \times 10^{-12} \text{ эрг/с/см}^2$	1.73 ± 0.10	2.74 ± 0.72
$L_{0.5-7}, \times 10^{32} \text{ эрг/с}$	1.58 ± 0.47	2.49 ± 0.97
Модель оптически тонкой плазмы		
$N_H, \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$	$2.07^{+0.45}_{-0.43}$	$4.72^{+3.17}_{-2.33}$
$kT, \text{ кэВ}$	$6.44^{+1.82}_{-1.22}$	≥ 3.66
C-stat/dof	122.81/124	8.75/12
Модель изобарического охлаждения		
$N_H, \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$	$2.79^{+0.54}_{-0.70}$	$4.66^{+3.15}_{-2.28}$
$kT_{\text{max}}, \text{ кэВ}$	$18.93^{+13.93}_{-5.84}$	≥ 3.76
$\dot{M}_{\text{acc}}, \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$	$5.69^{+2.05}_{-1.89}$	≤ 264
C-stat/dof	119.17/122	7.61/10

Примечание. Рентгеновские потоки и светимости откорректированы на поглощение. Ошибки приведены в доверительном интервале 1σ .

плазмы и темпа аккреции при аппроксимации рентгеновских спектров OGLE64 характерны для немагнитных КП в спокойном состоянии (см., например, Галиуллин, Гильфанов, 2021). Стоит отметить, что межзвездное поглощение, определенное при аппроксимации спектра Chandra/ACIS-S моделью степенного закона (см. табл. 2), в ~ 2.5 раза превышает значение, рассчитанное по карте Bayestar19 ($N_H = 1.45^{+0.07}_{-0.04} \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$), что может указывать на наличие внутреннего поглощения в системе. Тем не менее, модели оптически тонкой плазмы и изобарического охлаждения дают колонковые плотности, согласующиеся (в рамках ошибок) с картой Bayestar19.

Рис. 3 (правая панель) демонстрирует участок оптической кривой блеска источника OGLE64 из данных обзора OGLE с обозначенным моментом начала наблюдения Chandra/ACIS-S, которое попало в момент спокойного состояния OGLE64. Время наблюдения телескопа Swift/XRT попало в промежуток, для которого отсутствуют оптические данные, однако на основе сравнения рентгеновских спектров обсерваторий Chandra/ACIS-S и Swift/XRT мы можем предположить, что источник OGLE64 также находился в спокойном состоянии.

АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ КРИВЫХ БЛЕСКА

Источник OGLE64 наблюдался несколькими оптическими обзорами, включая ZTF, OGLE, ASAS-SN и

ATLAS. На левой и правой панелях рис. 5 представлены оптические кривые блеска OGLE64, построенные по данным обзоров ATLAS, ASAS-SN и ZTF в фильтрах g, r и o (560–820 нм), c (420–650 нм). В оптических кривых блеска OGLE64 наблюдается вспышечная активность, проявляющаяся в увеличении яркости системы на $\sim 3^m$ – 5^m в различных фильтрах. Также в кривых блеска наблюдаются сверхвспышки, характеризующиеся большими амплитудой и длительностью. На левой панели рис. 5 показаны три недавние оптические сверхвспышки. Интервалы между двумя последовательными сверхвспышками составляют $P_{\text{super},1} \approx 425$ сут и $P_{\text{super},2} \approx 375$ сут, что позволяет определить средний сверхцикл системы как $P_{\text{super}} \approx 400$ сут. На основании полученной оценки сверхцикла можно ожидать, что следующая сверхвспышка произойдет в середине 2025 г. Наличие подобных сверхвспышек указывает на принадлежность источника OGLE64 к подклассу карликовых новых типа SU UMa (Хелиер, 2001).

На правой панели рис. 5 представлен участок оптической кривой блеска, на котором наблюдаются две последовательные вспышки с различной морфологией и разницей во времени примерно 35 сут. Первая вспышка (сверхвспышка) характеризуется большей продолжительностью и наличием затяжной фазы плато, наблюдаемой после достижения пика яркости. В отличие от нее, вторая (обычная) вспышка имеет треугольную форму, меньшую длительность и при-

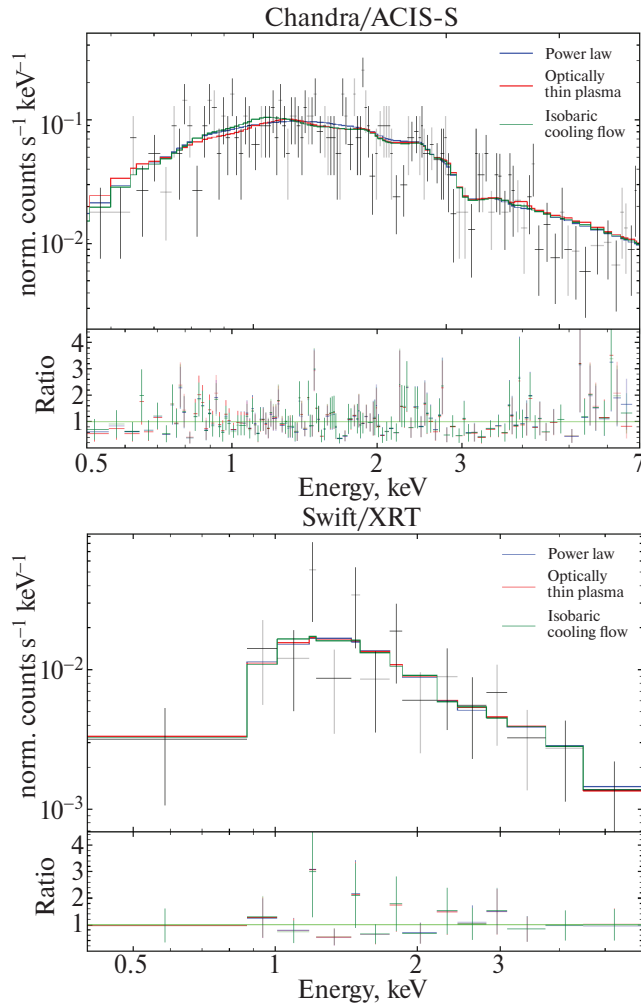


Рис. 4. Рентгеновский спектр OGLE64, полученный по архивным данным рентгеновских обсерваторий Chandra/ACIS-S (*obsid* = 12945, верхняя панель) и Swift/XRT (*obsid* = 00045781002, нижняя панель). Разными цветами представлены модели степенного закона (синяя линия), оптически тонкой плазмы (красная линия) и изобарически охлаждающегося потока (зеленая линия). Панели под каждым спектром демонстрируют отношение наблюдаемых отсчетов к модельным.

мерно на $\sim 1^m$ меньшую яркость. Симметричная треугольная форма обычных вспышек, характерная для карликовых новых типа SU UMa, указывает на то, что вспышка начинается во внутренних областях аккреционного диска и распространяется к его внешним границам (Каннизо и др., 2010). Мы проанализировали различные параметры, связанные с амплитудой и временем вспышек. Для сверхвспышек мы определили время подъема $D_{\text{rise}} \approx 3.0$ сут, продолжительность фазы плато $D_{\text{plateau}} \approx 5.8$ сут и время спада $D_{\text{decline}} \approx 5.5$ сут. Звездные величины в пике сверхвспышки и спокойном состоянии составляют $m_{\text{max,super}} \approx 15^m$ и $m_{\text{min}} \approx 19.5^m$ соответственно. Для обычных вспышек мы определили полное время вспышки $D_{\text{normal}} \approx 4.1$ сут и звездную величину в пике $m_{\text{max,normal}} \approx 16^m$.

Мы провели поиск периодичности в кривых блеска с целью определения орбитального периода системы. Чтобы удалить точки, соответствующие вспышкам, к кривым блеска был применен асимметричный sigma-clipping³. Для каждой оптической кривой блеска была построена периодограмма Ломба–Скаргла (Ломб, 1976; Скаргл, 1982). Значимость пиков в периодограммах определялась методом бутстрэп (Вандер-Плас, 2018). В результате проведенного анализа мы не обнаружили значимой (на уровне 3σ) периодичности ни в одной из использованных кривых блеска обзоров ZTF, OGLE, ASAS-SN и ATLAS. Отсутствие значимых пиков в периодограммах может быть связано с малым объемом данных. Кроме того, в имеющихся данных для сверхвспышек мы не наблюдаем характерных для карликовых новых типа SU UMa положительных сверхгорбов, что, вероятнее всего, связано со скудностью данных.

ОБСУЖДЕНИЕ

Оценка массы БК

Для оценки массы белого карлика мы использовали следующее соотношение между ударной температурой и массой БК (Френк и др., 2002):

$$kT_{\text{max}} = \alpha \times \frac{3}{16} \times \frac{GM_{\text{WD}}m_H\mu}{R_{\text{WD}}}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = 0.646$ — эмпирическая калибровочная константа (Ю и др., 2018; Мукай, Биклинг, 2022), kT_{max} — ударная температура (мы использовали значение, полученное при аппроксимации рентгеновского спектра моделью изобарического охлаждения), m_H — масса атома водорода, μ — средний молекулярный вес ($\mu = 0.615$), G — гравитационная постоянная, M_{WD} и R_{WD} — масса и радиус БК соответственно. Используя соотношение масса-радиус для БК (Нойнберг, 1972), мы получили следующую оценку для массы БК: $M_{\text{WD}} \approx 1.00^{+0.21}_{-0.16} M_{\odot}$.

Оценки орбитального периода и отношения масс в системе

Мы не обнаружили значимой переменности в оптических кривых блеска источника OGLE64 по данным обзоров ATLAS, OGLE, ASAS-SN и ZTF, которая могла бы быть связана с изменением условий видимости излучающих областей в разных фазах орбитального периода. Несмотря на это, мы использовали несколько косвенных методов для оценки орбитального периода системы и параметров донора. В табл. 3 приведены различные оценки орбитального периода и отношения масс в системе.

Метод 1. Для карликовых новых наблюдается зависимость между пиковым значением абсолютной звездной величины во время вспышки и орбитальным

³https://docs.astropy.org/en/stable/api/astropy.stats.sigma_clip.html

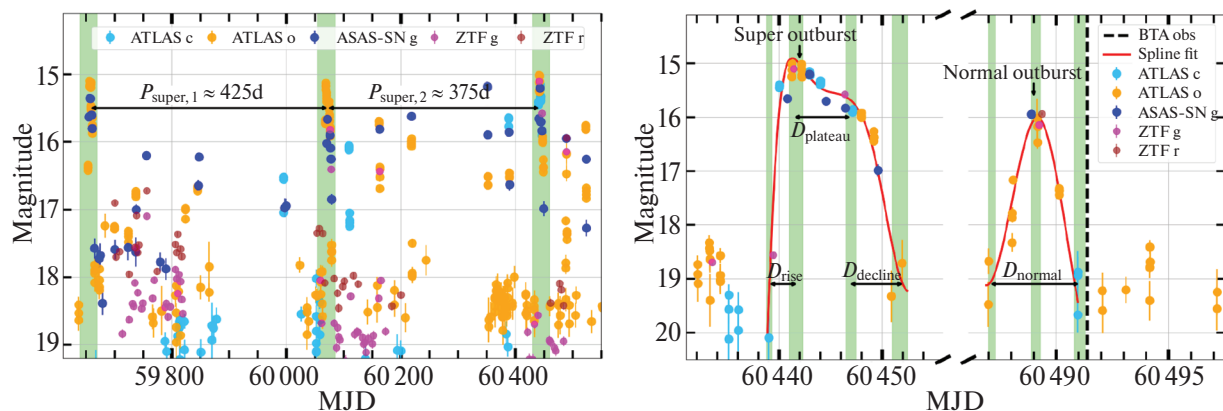


Рис. 5. Оптическая кривая блеска источника OGLE64 по данным ATLAS, ASAS-SN и ZTF в фильтрах g, r, o, c . Слева: оптическая кривая блеска, показывающая три последовательных сверхвысших. Зеленые полосы указывают моменты сверхвысших с характерными сверхциклами $P_{\text{super},1} \approx 425$ сут и $P_{\text{super},2} \approx 375$ сут. Справа: часть оптической кривой блеска, демонстрирующая две последовательные вспышки с разной морфологией. Период спокойного состояния между вспышками был исключен. Для лучшей визуализации различий в морфологии вспышки были сглажены сплайн-функцией (красная линия). Зеленые полосы обозначают границы различных фаз вспышек. Черная пунктирная линия показывает время наблюдения на телескопе БТА.

Таблица 3. Результаты оценок орбитального периода и отношения масс в системе OGLE64 разными методами

Метод	P_{orb} , ч	q
1. Пиковое значение M_V	$\sim 1.7\text{--}3.5$	$\sim 0.03\text{--}0.29$
2. Длительность обычной вспышки	$\sim 0.6\text{--}3.3$	—
3. Положение объекта на диаграмме ГР	$\sim 2.6\text{--}3.7$	—
4. Полуэмпирическая последовательность доноров	$\lesssim 4$	$\lesssim 0.4$

периодом $M_{V,\text{max}}(P_{\text{orb}})$ (Патерсон, 2011). Мы вычислили среднюю звездную величину в пике сверхвысших (m_g) $_{\text{max}} = 15.11 \pm 0.05$ и перевели звездную величину из фильтра g в фильтр V (Джестер и др., 2005) на основе показателя цвета ($BP - RP$) из данных Gaia⁴. Предполагая закон экстинкции Карделли ($R_V = 3.1$, Карделли и др., 1989) и используя значение $E(B - V)$ из карты Bayestar19 (Грин и др., 2019), мы вычислили поправку на межзвездное поглощение $A_V = 0.66 \pm 0.04$. В результате мы получили абсолютную звездную величину в пике (M_V) $_{\text{max}} = 4.42 \pm 0.07$. Используя формулу (4) из Патерсон (2011), мы оценили орбитальный период OGLE64 как $P_{\text{orb}} \sim 1.7\text{--}3.5$ ч.

Метод 2. Мы использовали соотношение между длительностью обычной вспышки и орбитальным периодом $D_{\text{normal}}(P_{\text{orb}})$ (Смак, 2000), где для источника OGLE64 длительность обычной вспышки равна $D_{\text{normal}} \approx 4.1$ сут. Для параметра D_{normal} мы приняли характерную ошибку определения длительности вспышки около 0.4 сут, которая вызвана скважно-

стью оптических данных. Используя уравнение (19) из Отулаковска-Хипка и др. (2016), мы получили оценку орбитального периода порядка $P_{\text{orb}} \sim 0.6\text{--}3.3$ ч. Из зависимости длительности вспышки от отношения масс компонент системы $D_{\text{normal}}(q)$ мы оценили отношение масс для источника OGLE64 как $q \sim 0.03\text{--}0.29$ (см. формулу (21) из Отулаковска-Хипка и др., 2016).

Метод 3. Мы использовали зависимость между положением источника на диаграмме Герцшпрунга—Рассела (ГР) и орбитальным периодом (Абрил и др., 2020; Абрахамс и др., 2022). Мы предполагали, что звездные величины источника OGLE64 в фильтрах $m_G = 18.10$, $m_{BP} = 18.43$ и $m_{RP} = 17.31$ были получены Gaia в спокойном состоянии. Используя коэффициенты перевода $R(a) = A(a)/E(B - V)$ из Джанг, Юан (2023), мы рассчитали экстинкцию в фильтрах Gaia: $A_G = 0.50 \pm 0.03^m$, $A_{BP} = 0.64 \pm 0.04^m$, $A_{RP} = 0.37 \pm 0.02^m$. В результате мы вычислили абсолютную звездную величину $M_G = 7.90 \pm 0.03$ и показатель цвета $BP - RP = 0.85 \pm 0.10^m$, откорректированные за межзвездные поглощение и покраснение. Мы использовали формулу (1) из Абрахамс и др. (2022) для оценки орбитального периода OGLE64 и получили $P_{\text{orb}} \sim 2.6\text{--}3.7$ ч. Рисунок 6 демонстрирует положение источника OGLE64 на диаграмме ГР и характерную область положения КП с орбитальными периодами $P_{\text{orb}} \sim 2.6\text{--}3.7$ ч из Абрахамс и др. (2022).

Метод 4. Мы сопоставили наблюдаемые звездные величины источника OGLE64 в ближнем инфракрасном диапазоне со значениями, полученными из полуэмпирической последовательности доноров (Книгте, 2006; Книгте и др., 2011). В каталоге Vista Variables in the Via Lactea DR4.2 (Миннити и др., 2010, 2023) доступны два наблюдения OGLE64 в спокойном состоянии. Средние звездные величины в каталоге, откорректированные за межзвездное поглощение, состав-

⁴https://gea.esac.esa.int/archive/documentation/GDR3/Data_processing/chap_cu5pho/cu5pho_sec_photSystem/cu5pho_ssec_photRelations.html

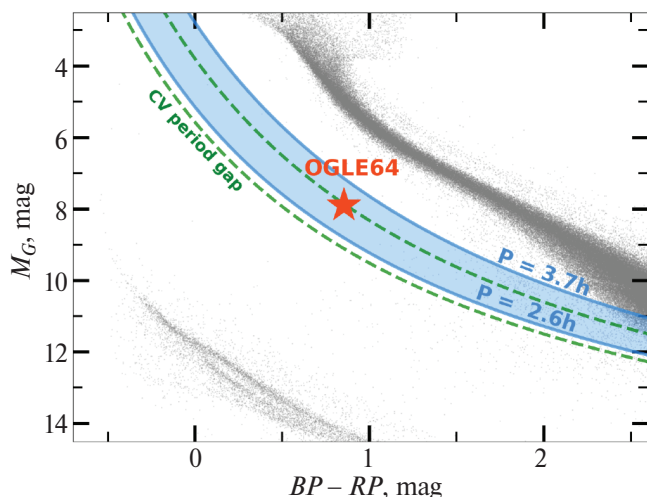


Рис. 6. Диаграмма Герцшпрунга–Рассела, построенная на основе звезд из каталога Gaia в пределах 100 пк со значимо измеренным параллаксом ($S/N > 100$) (Коллаборация Гайа и др., 2021). Положение источника OGLE64 обозначено красной звездой. Синим цветом показана характерная область положения КП с орбитальными периодами $P_{\text{orb}} \sim 2.6\text{--}3.7$ ч из Абрахамс и др. (2022). Зелеными линиями показаны области положения КП с орбитальными периодами $P_{1,2} = 2.45, 3.18$ ч, соответствующими верхней и нижней границам провала периодов КП из работы Шрейбер и др. (2024).

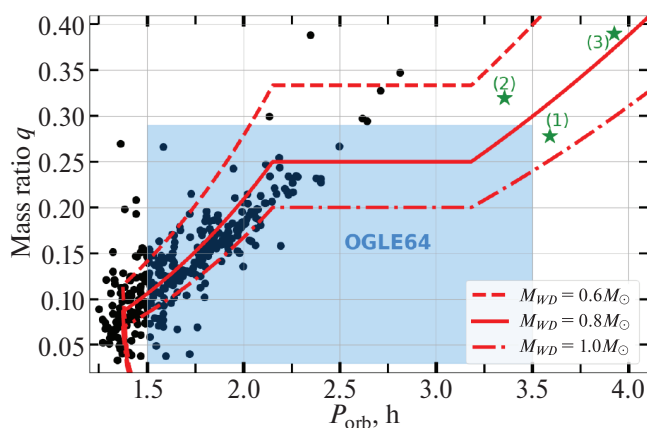


Рис. 7. Диаграмма зависимости отношения масс от орбитального периода для известных карликовых новых типа SU UMa по данным из работы Отулаковска-Хипка и др. (2016). Синим цветом обозначена область расположения источника OGLE64. Красные линии построены на основе полуэмпирической последовательности доноров (Книгге и др., 2011) с учетом нескольких значений масс БК. Зеленые звездочки обозначают некоторые известные карликовые новые: (1) ASASSN-18aan (Вакаматсу и др., 2021); (2) BO Cet (Като и др., 2021); (3) SDSS J094002.56+274942.0 (Като, Ванмунстер, 2023).

ляют: $m_J = 16.54 \pm 0.04$, $m_H = 16.24 \pm 0.05$, $m_{K_s} = 16.02 \pm 0.06$. Мы перевели эти величины в фотометрическую систему Калифорнийского Института (CIT)⁵ и рассчитали абсолютные звездные величины

⁵https://irsa.ipac.caltech.edu/data/2MASS/docs/releases/allsky/doc/sec6_4b.html

$M_J = 6.82 \pm 0.12$, $M_H = 6.59 \pm 0.10$, $M_K = 6.33 \pm 0.06$. Мы сравнили эти величины с полуэмпирической последовательностью доноров и оценили верхние пределы следующих параметров системы OGLE64: орбитальный период $P_{\text{orb}} \lesssim 4$ ч, масса донора $M_2 \lesssim 0.3 M_\odot$, радиус донора $R_2 \lesssim 0.4 R_\odot$, эффективная температура донора $T_2 \lesssim 3500$ К. Мы использовали полученную ранее оценку массы белого карлика и установили верхний предел отношения масс как $q \lesssim 0.4$. Важно отметить, что мы предполагали, что все инфракрасное излучение генерируется только звездой-донором, поэтому полученные оценки параметров звезды-донора являются предельными величинами.

Эволюционный статус источника OGLE64

Наличие сверхвышек у OGLE64 подтверждает природу источника как карликовой новой типа SU UMa (см. Секцию по анализу оптических кривых блеска). Наиболее вероятный диапазон для орбитального периода составляет $P_{\text{orb}} \sim 1.5\text{--}3.5$ часа, а для отношения масс в системе $q \sim 0.03\text{--}0.29$.

На рис. 7 показана зависимость отношения масс от орбитального периода для известных карликовых новых типа SU UMa. Красные линии соответствуют полуэмпирической последовательности доноров (Книгге и др., 2011), для которой мы вычислили отношение масс, предполагая разную массу БК ($M_{WD} = (0.6, 0.8, 1.0 M_\odot)$) в КП. Как видно на рис. 7, общая популяция карликовых новых типа SU UMa имеет орбитальный период ниже провала периодов и отношение масс $q \lesssim 0.25$. Однако известно около 10 систем, находящихся в области провала периодов и превышающих предельное значение q . Причины их пребывания в этом состоянии пока остаются неизвестными (Столц, Шембс, 1984; Павленко и др., 2014; Литифилд и др., 2018). К тому же, недавно были открыты карликовые новые типа SU UMa с высоким соотношением масс, расположенные выше провала периодов, что еще больше выделяет их из общей популяции (см. рис. 7): ASASSN-18aan ($P_{\text{orb}} \approx 3.59$ ч и $q \approx 0.28$, Вакаматсу и др., 2021), BO Cet ($P_{\text{orb}} \approx 3.36$ ч и $q \approx 0.32$, Като и др., 2021) и SDSS J094002.56+274942.0 ($P_{\text{orb}} \approx 3.92$ ч и $q \approx 0.39$, Като, Ванмунстер, 2023). Наши оценки орбитального периода OGLE64 и отношения масс в системе допускают, что OGLE64 может находиться в области провала периодов КП или ближе к его верхней границе, при этом обладая более высоким отношением масс, чем общая популяция карликовых новых типа SU UMa (см. рис. 6 и 7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Источник OGLE64 отмечен как потенциальный кандидат в карликовые новые на основе вспышечной активности, зарегистрированной оптическим обзором OGLE. Мы обнаружили источник OGLE64 в рентгеновском каталоге источников CSC2 и независимо отметили его как потенциальный кандидат в

аккрецирующие БК на основе высокого отношения рентгеновского и оптического потоков $F_X/F_{\text{opt}} \approx 1.5$. В работе были получены следующие результаты:

- Источник OGLE64 демонстрирует рентгеновскую светимость $L_X \approx 1.6 \times 10^{32}$ эрг/с в энергетическом диапазоне 0.5–7 кэВ. Рентгеновские спектры OGLE64, полученные по данным обсерваторий Chandra и Swift, лучше описываются моделями степенного закона с фотонным индексом $\Gamma \approx 1.9$ и оптически тонкой плазмы с температурой $kT \approx 6.4$ кэВ. Такие спектральные параметры характерны для немагнитных КП. Значимых отличий спектральных параметров и рентгеновских светимостей источника OGLE64 между наблюдениями Chandra и Swift не обнаружено. Модель изобарически охлаждающегося потока позволяет оценить темп аккреции в системе как $\dot{M}_{\text{acc}} \approx 5.4 \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$.
- В оптическом спектре OGLE64, полученном на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН, присутствуют эмиссионные линии водорода и нейтрального гелия. В некоторых линиях водорода наблюдается двухпиковая эмиссия, что говорит о наличии в системе аккреционного диска. Отношение эквивалентных ширин $\text{He II}(4686\text{\AA})/\text{H}\beta \lesssim 0.008$ может говорить о том, что OGLE64 является немагнитной КП.
- В оптических кривых блеска ATLAS, ASAS-SN, OGLE и ZTF наблюдается вспышечная активность, проявляющаяся в увеличении яркости источника OGLE64 на $\sim 3^m$ – 5^m . Были обнаружены сверхвспышки с характерным сверхциклом $P_{\text{super}} \approx 400$ сут. Мы не обнаружили значимой периодичности в рентгеновской и оптических кривых блеска, что может говорить о том, что система скорее является незатменной. Оценки орбитального периода системы косвенными методами указывают на то, что период источника OGLE64, вероятно, находится в диапазоне $P_{\text{orb}} \sim 1.5$ – 3.5 ч.
- Свойства рентгеновского и оптического излучения позволяют сделать вывод, что источник OGLE64 является немагнитной КП. Вспышечная активность системы говорит о том, что источник OGLE64 является карликовой новой типа SU UMa.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данное исследование было проведено с использованием данных, полученных из архива данных Chandra и каталога источников Chandra, а также программного обеспечения, предоставленного центром обслуживания Chandra (CXC) в приложении

ях CIAO и Sherpa. Мы благодарим членов команды OGLE за их вклад в сбор фотометрических данных OGLE. В работе использовались данные миссии Европейского космического агентства (ESA) Gaia (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные консорциумом по обработке и анализу данных Gaia (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Финансирование DPAC было предоставлено национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в многостороннем соглашении Gaia. Наблюдения на телескопах CAO РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”. Работа выполнена при поддержке Казанского (Приволжского) федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрахамс и др. (E.S. Abrahams, J.S. Bloom, P. Szkody, H.-W. Rix, and N. Mowlavi), *Astrophys. J.* **938**, 46 (2022).
2. Абрил и др. (J. Abril, L. Schmidtbreick, A. Ederoclite, and C. Lo ’pez-Sanjuan), *MNRAS* **492**, L40 (2020).
3. Айер и др. (L. Eyer, M. Audard, B. Holl, L. Rimoldini, M. I. Carnerero, G. Clementini, et al.), *Astron. Astrophys.* **674**, A13 (2023).
4. Арно (K.A. Arnaud), in G.H. Jacoby and J. Barnes (eds.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, Vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 17 (1996).
5. Афанасьев, Моисеев (V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev), *Astron. Lett.* **31**, 194 (2005).
6. Барроуз и др. (D.N. Burrows, J.E. Hill, J.A. Nousek, J.A. Kennea, A. Wells, J.P. Osborne, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 165 (2005).
7. Беллм и др. (E.C. Bellm, S.R. Kulkarni, M.J. Graham, R. Dekany, R.M. Smith, R. Riddle, et al.), *PASP* **131**, 018002 (2019).
8. Вакаматсу и др. (Y. Wakamatsu, J.R. Thorstensen, N. Kojiguchi, K. Isogai, M. Kimura, R. Ohnishi, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **73**, 1209 (2021).
9. ВандерПлас (J.T. VanderPlas), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236**, 16 (2018).
10. Вильмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
11. Вильямс (R.E. Williams), *Astrophys. J.* **235**, 939 (1980).
12. Галиуллин, Гильфанов (I.I. Galiullin and M.R. Gilfanov), *Astron. Lett.* **47**, 587 (2021).
13. Галиуллин и др. (I. Galiullin, A.C. Rodriguez, K. El-Badry, P. Szkody, A. Anand, J. van Roestel, et al.), *Astron. Astrophys.* **690**, A374 (2024).
14. Гармир и др. (G.P. Garmire, M.W. Bautz, P.G. Ford, J.A. Nousek, J. Ricker, and R. George), in J.E. Truemper and H.D. Tananbaum (eds.), *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy*, Vol. 4851 of *Society of Photo-Optical Instrument. Engineers (SPIE) Conf. Ser.* p. 28–44 (2003).

15. Горбатский (V.G. Gorbatskii), in V.E. Sherwood and L. Plaut (eds.), *Variable Stars and Stellar Evolution*, Vol. 67 of IAU Symp. p. 357 (1975).
16. Грин и др. (G.M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
17. Джанг, Юан (R. Zhang and H. Yuan), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **264**, 14 (2023).
18. Джестер и др. (S. Jester, D.P. Schneider, G.T. Richards, R.F. Green, M. Schmidt, P.B. Hall, et al.), *Astron. J.* **130**, 873 (2005).
19. Зильбер (A.D. Silber), Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology (1992).
20. Каннизо и др. (J.K. Cannizzo, M.D. Still, S.B. Howell, M.A. Wood, and A.P. Smale), *Astrophys. J.* **725**, 1393 (2010).
21. Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
22. Като, Ванмунстер (T. Kato and T. Vanmunster), arXiv e-prints, arXiv:2304.13311 (2023).
23. Като и др. (T. Kato, D. Nogami, H. Baba, S. Masuda, K. Matsumoto, and C. Kunjaya), arXiv e-prints, arXiv:1301.3202 (2013).
24. Като и др. (T. Kato, Y. Tampo, N. Kojiguchi, M. Shibata, J. Ito, K. Isogai, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **73**, 1280 (2021).
25. Като (T. Kato), *Publ. Astron. Soc. Japan* **67**, 108 (2015).
26. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
27. Книгге (C. Knigge), *MNRAS* **373**, 484 (2006).
28. Коллаборация Гайа и др. (Gaia Collaboration, R.L. Smart, L.M. Sarro, J. Rybizki, C. Reyl'e, A. C. Robin, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, A6 (2021).
29. Кордова, Мейсон (F.A. Cordova and K.O. Mason), *MNRAS* **206**, 879 (1984).
30. Коханек и др. (C.S. Kochanek, B.J. Shappee, K.Z. Stanek, T.W.S. Holoiien, T.A. Thompson, J.L. Prieto, et al.), *PASP* **129**, 104502 (2017).
31. Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
32. Ласота (J.-P. Lasota), *New Astron. Rev.* **45**, 449 (2001).
33. Лидаль и др. (D.A. Liedahl, A.L. Osterheld, and W.H. Goldstein), *Astrophys. J. (Lett.)* **438**, L115 (1995).
34. Литлфилд и др. (C. Littlefield, P. Garnavich, M. Kennedy, P. Szkody, and Z. Dai), *Astron. J.* **155**, 232 (2018).
35. Ломб (N.R. Lomb), *Astrophys. Space Sci.* **39**, 447 (1976).
36. Лутовинов и др. (A. Lutovinov, V. Suleimanov, G.J. Manuel Luna, S. Sazonov, D. de Martino, L. Ducci, et al.), *New Astron. Rev.* **91**, 101547 (2020).
37. Миннити и др. (D. Minniti, P.W. Lucas, J.P. Emerson, R.K. Saito, M. Hempel, P. Pietrukowicz, et al.), *New Astron.* **15**, 433 (2010).
38. Миннити и др. (D. Minniti, P. Lucas, M. Hempel, and The Vvv Science Team.), *VizieR On-line Data Catalog: II/376*. Originally published in: 2012A&A...537A.107S (2023).
39. Мроз и др. (P. Mr'oz, A. Udalski, R. Poleski, P. Pietrukowicz, M. K. Szyman'ski, I. Soszyn'ski, et al.), *AcA* **65**, 313 (2015).
40. Мукай, Биклинг (K. Mukai and K. Byckling), *Res. Not. Am. Astron. Soc.* **6**, 65 (2022).
41. Мукай (K. Mukai), *PASP* **129**, 062001 (2017).
42. Мушотцки, Шимковьяк (R.F. Mushotzky and A.E. Szymkowiak), in A. C. Fabian (ed.), *Cooling Flows in Clusters and Galaxies*, Vol. 229 of NATO Advanced Study Institute (ASI) Ser. C, p. 53 (1988).
43. Мёве и др. (R. Mewe, J.R. Lemen, and G.H.J. van den Oord), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **65**, 511 (1986).
44. Nasa High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (Heasarc), HEASoft: Unified Release of FTOOLS and XANADU, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1408.004 (2014).
45. Нойнберг (M. Nauenberg), *Astrophys. J.* **175**, 417 (1972).
46. Осаки (Y. Osaki), *PASP* **108**, 39 (1996).
47. Отулаковска-Хипка и др. (M. Otulakowska-Hypka, A. Olech, and J. Patterson), *MNRAS* **460**, 2526 (2016).
48. Павленко и др. (E.P. Pavlenko, T. Kato, O.I. Antonyuk, T. Ohshima, F.-J. Hambsch, K.A. Antonyuk, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **66**, 111 (2014).
49. Павленко (E.P. Pavlenko), *Odessa Astron. Publ.* **20**, 168 (2007).
50. Патерсон (J. Patterson), *MNRAS* **411**, 2695 (2011).
51. Симонсен и др. (M. Simonsen, D. Boyd, W. Goff, T. Krajci, K. Menzies, S. Otero, et al.), *J. Am. Associat. Var. Star Observ.* **42**, 177 (2014).
52. Скаргл (J.D. Scargle), *Astrophys. J.* **263**, 835 (1982).
53. Смак (J. Smak), *New Astron. Rev.* **44**, 171 (2000).
54. Столц, Шембс (B. Stolz and R. Schoembs), *Astron. Astrophys.* **132**, 187 (1984).
55. Тоди (D. Tody), in D. L. Crawford (ed.), *Instrument. Astron. VI*, Vol. 627 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Ser., p. 733 (1986).
56. Тонри и др. (J.L. Tonry, L. Denneau, A.N. Heinze, B. Stalder, K.W. Smith, S.J. Smartt, et al.), *PASP* **130**, 064505 (2018).
57. Удальский и др. (A. Udalski), *AcA* **53**, 291 (2003).
58. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic variable stars*, Vol. 28 (1995).
59. Форт (N. Vogt), *Astron. Astrophys.* **88**, 66 (1980).
60. Френк и др. (J. Frank, A. King, and D. J. Raine), *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition* (2002).
61. Фрусионе и др. (A. Fruscione, J.C. McDowell, G.E. Allen, N.S. Brickhouse, D.J. Burke, J.E. Davis, et al.), in D.R. Silva and R.E. Doxsey (eds.), *Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems*, Vol. 6270 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Ser., p. 62701V (2006).
62. Хаберл, Мотч (F. Haberl and C. Motch), *Astron. Astrophys.* **297**, L37 (1995).
63. Хелиер (C. Hellier), *Cataclysmic Variable Stars* (2001).
64. Хесман и др. (F.V. Hessman, K.H. Mantel, H. Barwig, and R. Schoembs), *Astron. Astrophys.* **263**, 147 (1992).
65. Чемберс 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).
66. Шрейбер и др. (M.R. Schreiber, D. Belloni, and A.D. Schwope), *Astron. Astrophys.* **682**, L7 (2024).
67. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).

68. Эванс и др. (I.N. Evans, F.A. Primini, K.J. Glotfelty, C.S. Anderson, N.R. Bonaventura, J.C. Chen, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **189**, 37 (2010).
69. Эванс и др. (P.A. Evans, K.L. Page, J.P. Osborne, A.P. Beardmore, R. Willingale, D.N. Burrows, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 54 (2020).
70. Ю и др. (Z.-l. Yu, X.-j. Xu, X.-D. Li, T. Bao, Y.-x. Li, Y.-c. Xing, et al.), *Astrophys. J.* **853**, 182 (2018).

GAIA 19CWM — ЗАТМЕННОЕ КАРЛИКОВОЕ НОВОЕ ТИПА WZ SGE С МАГНИТНЫМ БЕЛЫМ КАРЛИКОМ

© 2024 г. А. И. Колбин^{1,2*}, Т. А. Фатхуллин¹, Е. П. Павленко³, М. В. Сусликов^{1,2}, В. Ю. Кочкина¹, Н. В. Борисов¹, А. С. Винокуров¹, А. А. Сосновский³, С. С. Панарин^{1,2}¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия³Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

Поступила в редакцию 24.10.2024 г.

После доработки 21.01.2025 г.; принята к публикации 21.01.2025 г.

Выполнены спектральные и фотометрические исследования катаклизмической переменной Gaia 19cwm (или ZTF19aamkwxk). На основе анализа долговременной переменности сделан вывод о принадлежности объекта к звездам типа WZ Sge. Кривые блеска демонстрируют затмения, повторяющиеся с орбитальным периодом 86.32048 ± 0.00005 мин, а также внезатменную переменность с периодом ≈ 6.45 мин. Последний период является стабильным на протяжении ~ 4 лет и, по-видимому, соответствует вращению магнитного белого карлика, т.е. Gaia 19cwm является промежуточным поляром. В спектрах Gaia 19cwm проявляются фотосферные линии белого карлика, а доплеровские томограммы демонстрируют наличие аккреционного диска и горячего пятна. Анализ профиля затмения дает оценку массы белого карлика $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_\odot$, массу донора $M_2 = 0.073 \pm 0.015 M_\odot$ и наклонение орбиты $i = 83.8^\circ \pm 1.1^\circ$. Моделирование спектрального распределения энергии указывает на температуру белого карлика $T_{\text{eff}} \approx 13\,000$ К. Рентгеновская светимость $L_X = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{31}$ эрг/с позволяет отнести Gaia 19cwm к малочисленной группе промежуточных полей с низкой светимостью.

Ключевые слова: звезды: катаклизмические переменные, карликовые новые, промежуточные поляры; индивидуальные: Gaia 19cwm (ZTF19aamkwxk, Gaia DR3 4433651721269127552); методы: фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010824110051, EDN: LSQQOI

1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные представляют собой полуразделенные двойные системы, состоящие из белого карлика и маломассивной звезды-донора спектрального класса G–L (Уорнер, 1995). Донор заполняет свою полость Роша и теряет вещество из окрестностей точки Лагранжа L_1 . В случае слабого магнитного поля белого карлика ($B \lesssim 0.1$ МГс) аккрецируемое вещество образует аккреционный диск. Вырывающаяся из точки Лагранжа L_1 аккреционная струя при взаимодействии с аккреционным диском образует горячее пятно или, как показывают гидродинамические расчеты, горячую линию (Бисикало и др., 2003). При умеренных магнитных полях ($B \sim 0.1$ – 10 МГс) диск разрушается изнутри и его вещество перетекает на аккретор вдоль линий магнитного поля. Такого рода системы называются звездами типа DQ Нег или промежуточными полярами (Паттерсон, 1994). При более сильных магнитных полях ($B \sim 10$ – 100 МГс) образуются системы типа AM Нег или поляры, где аккреционный диск не формируется (Кроппер, 1990).

При низких темпах аккреции ($\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_\odot/\text{год}$)

катаклизмические переменные со слабым магнитным полем проявляют квазипериодические вспышки амплитудой 2 – 7^m . Такие системы называют карликовыми новыми, а их вспышки связывают с тепловой неустойчивостью аккреционного диска (Каннизо, 1993). Природа тепловой неустойчивости заключается в резком увеличении вязкости (или α -параметра в модели Шакуры и Сюняева, 1973), которая возникает при ионизации водорода после накопления диском определенного количества вещества. Считается, что в спокойном состоянии параметр вязкости диска $\alpha \sim 0.01$, а во время вспышки он выше в 4 – 10 раз. Среди карликовых новых можно выделить звезды типа SU UMa. Эти звезды демонстрируют вспышки амплитудой 2 – 5^m продолжительностью несколько дней, которые называют нормальными. Помимо нормальных вспышек наблюдаются и так называемые сверхвспышки, имеющие большую амплитуду (на 1 – 2^m) и продолжительность (около двух недель). Возникновение сверхвспышек объясняется моделью приливно-тепловой неустойчивости (Осаки, 1995), где помимо упомянутой тепловой неустойчивости учитывается приливная неустойчивость, реализуемая при достижении аккреционным диском радиуса резонанса $3 : 1$ (Уорнер, 1995). Особенностью

*Электронный адрес: kolbinalexander@mail.ru

Таблица 1. Журнал наблюдений Gaia 19cwm

Телескоп/ Приемник	Дата, UT	Продолжительность, HJD – 2460000	<i>N</i>	Полоса	$\Delta\lambda$, Å	Δt_{exp} , с
БТА/SCORPIO	24/25 Апр. 2023	059.40950–059.42361	3	3500–7200 Å	12	600
Цейсс-1000/ЕМ	15/16 Апр. 2024	416.47349–416.50841	601	Clear	—	5
ЗТШ/FLI	02/03 Мая 2024	433.42028–433.56291	516	Clear	—	20
ЗТШ/FLI	03/04 Мая 2024	434.42025–434.55609	801	Clear	—	10
ЗТШ/FLI	05/06 Мая 2024	436.40507–436.56092	970	Clear	—	10
Цейсс-1000/ЕМ	16/17 Мая 2024	446.37578–446.42804	680	Clear	—	5
Цейсс-1000/ЕМ	16/17 Мая 2024	446.48884–446.51660	240	Clear	—	10
ЗТШ/FLI	31 Мая/ 01 Июн. 2024	462.31258–462.54260	307	I _C	—	60
ЗТШ/FLI	01/02 Июн. 2024	463.31177–463.54355	314	I _C	—	60
ЗТШ/FLI	02/03 Июн. 2024	464.30822–464.53970	251	I _C	—	60
ЗТШ/FLI	03/04 Июн. 2024	465.30126–465.54177	324	I _C	—	60
БТА/SCORPIO	01/02 Июл. 2024	493.33950–493.46849	36	3600–5400 Å	5.5	300
Цейсс-1000/ЕМ	03/04 Июл. 2024	495.28914–495.36397	3080	Clear	—	2

Примечание. Перечислены телескопы и приборы, задействованные в наблюдениях, даты наблюдений, количество полученных кадров (*N*), спектральные полосы (Clear — наблюдения без фильтра), спектральные разрешения $\Delta\lambda$ (для спектральных наблюдений), а также экспозиции (Δt_{exp}).

сверхвспышек являются так называемые сверхгорбы — небольшие колебания блеска с периодом P_{sh} , на несколько процентов превышающим орбитальный период P_{orb} . Предполагается, что во время сверхвспышки диск является вытянутым и медленно прецессирующим по направлению орбитального движения донора. В результате приливного взаимодействия краев вытянутого диска с донором возникают поярчания (т.е. сверхгорбы), повторяющиеся с периодом бинений прецессионного и орбитального движения.

Среди звезд типа SU UMa выделяют подкласс звезд типа WZ Sge, которые демонстрируют только сверхвспышки амплитудой 6–8^m, повторяющиеся с интервалом (так называемым сверхциклом) десятки лет (см. подробнее о звездах типа WZ Sge Като, 2015). Отсутствие или редкость нормальных вспышек, а также большая длительность сверхцикла в звездах типа WZ Sge в настоящее время не имеет однозначной интерпретации. Для воспроизведения вспышечной активности теория приливо-тепловой неустойчивости требует низкой и трудно объяснимой вязкости диска ($\alpha \lesssim 10^{-4}$). Активность звезд типа WZ Sge можно объяснить и в рамках “стандартных” значений вязкости, однако для этого требуется удерживание внутреннего края диска на значительном расстоянии от аккректора за счет испарения или магнитного поля белого карлика (Хамери и др., 1997; Мэттьюз и др., 2007).

Переменная Gaia 19cwm (ZTF19aamkwkx, AT2019kwk; $\alpha_{2000} = 16^{\text{h}}27^{\text{m}}16.77^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = +04^{\circ}06'02.58''$) была обнаружена как оптический транзиент космической обсерваторией Gaia. На основе анализа данных ZTF Шкоди и др. (2021) включили Gaia 19cwm в кандидаты в катаклизми-

ческие переменные. Из анализа данных ZTF нами был сделан вывод о возможной принадлежности Gaia 19cwm к звездам типа WZ Sge. Также нами были обнаружены затмения, что делает Gaia 19cwm очень интересным объектом для исследования природы звезд WZ Sge (в списке Като (2015) имеется лишь четыре затменные системы из почти сотни звезд типа WZ Sge). Кроме того, данные ZTF демонстрировали признаки внезатменной переменности, которая могла бы быть ассоциирована с вращением белого карлика или с его нерадиальными пульсациями. Все это сделало Gaia 19cwm интересным объектом для проведения его детального фотометрического и спектрального исследования, результаты которого приведены в настоящей работе.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Фотометрия

Фотометрические наблюдения Gaia 19cwm проводились на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН). Телескоп был оснащен фотометром с матрицей Andor iXon Ultra 888 EMCCD. Также наблюдения Gaia 19cwm проводились на 2.6-м телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории РАН, оснащенным фотометром FLI PL-4240 с ПЗС-матрицей E2V CCD 42-40¹. Журнал фотометрических наблюдений включен в табл. 1.

Полученный наблюдательный материал обработан согласно стандартной методике работы с

¹См. подробнее на сайте <http://crao.ru/ru/telescopes>

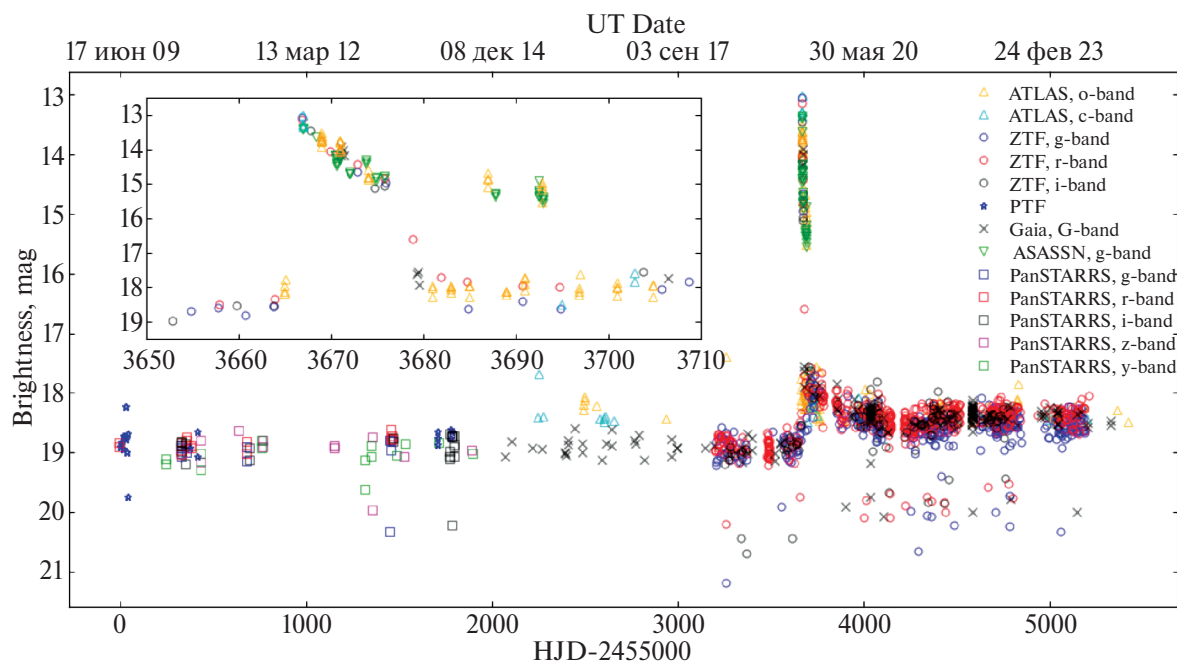


Рис. 1. Долговременная кривая блеска Gaia 19cwm, построенная по данным обзоров ATLAS (полосы *o*, *c*), ZTF (полосы *g*, *r*, *i*), PTF, Gaia (полоса *G*), ASAS-SN (полоса *g*), Pan-STARRS (полосы *g*, *r*, *i*, *z*, *y*).

ПЗС-кадрами, включающей в себя вычитание кадров электронного нуля, деление на плоские поля, удаление следов космических частиц. Апертурная фотометрия выполнена с помощью программной библиотеки photutils².

Спектроскопия

Набор спектров Gaia 19cwm получен в ночи 24/25 апреля 2023 г. и 01/02 июля 2024 г. на 6-м телескопе БТА CAO РАН. Телескоп был оснащен фокальным редуктором SCORPIO³, используемым в режиме длиннощелевой спектроскопии (Афанасьев и Моисеев, 2005). В ночь 24/25 апреля 2023 г. в качестве дисперсора использовалась объемная фазовая голографическая решетка VPHG550G, с помощью которой регистрировался спектральный диапазон 3900–7500 Å. Наблюдения выполнены с щелью шириной 1.2'', с которой обеспечивалось спектральное разрешение $\Delta\lambda \approx 12$ Å. В ночь 01/02 июля 2024 г. наблюдения проводились с использованием гризмы VPHG1200B с рабочим диапазоном 3600–5400 Å и разрешением 5.5 Å (при ширине щели 1.2''). Для выполнения спектрофотометрической калибровки снимались звезды-стандарты HZ44 и AGK+81°266. Обработка полученного материала выполнялась в среде IRAF⁴, следуя стандартной методике работы с данными длиннощелевой спектроскопии.

²Библиотека для поиска источников и фотометрии photutils доступна по адресу <https://photutils.readthedocs.io/en/stable/>

³Описание прибора SCORPIO можно найти по адресу <https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/scorpio/scorpio.html>

⁴Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>

3. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

Для анализа долговременной переменности Gaia 19cwm использовались архивные наблюдения обзора ZTF (Zwicky Transient Facility, Маски и др., 2018), обсерватории Gaia, обзора ATLAS⁵ (Asteroid Terrestrial impact Last Alert System, Тонри и др., 2018), обзора Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System, Флювеллинг и др., 2020), обзора PTF (Palomar Transient Factory, Лой и др., 2009) и обзора ASAS-SN (All Sky Automated Survey for SuperNovae, Шаппи и др., 2014). Полученная кривая блеска, охватывающая ≈ 15 лет наблюдений, показана на рис. 1. Она демонстрирует вспышку (вероятно, сверхвспышку) амплитудой $\approx 6^m$ и продолжительностью около 12–14.5 сут. Начало вспышки лежит между эпохами HJD = 2458663.79 и HJD = 2458666.64 (т.е. между 29 июня и 02 июля 2019 г.). За вспышкой зарегистрировано два поярчания около HJD = 2458686 и HJD = 2458692, т.е. спустя ≈ 7 и ≈ 13 сут после окончания вспышки соответственно.

На основе данных ZTF после вспышки в полосах *g*, *r* найден орбитальный период $P_{\text{orb}} = 86.32048 \pm 0.00005$ мин (ошибка оценена методом Монте-Карло). Определение периода проводилось методом Ломба–Скаргла (использовалось шесть гармоник для описания затмения). Получены эфемериды середины затмения

$$\text{HJD}_{\text{min}} = 2460000.0568(1) + 0.05994478(4) \times E. \quad (1)$$

⁵Фотометрия ATLAS доступна по адресу <https://fallingstar-data.com/forcedphot>. Наблюдения ATLAS выполняются в полосах *o* (560–820 nm) и *c* (420–650 nm).

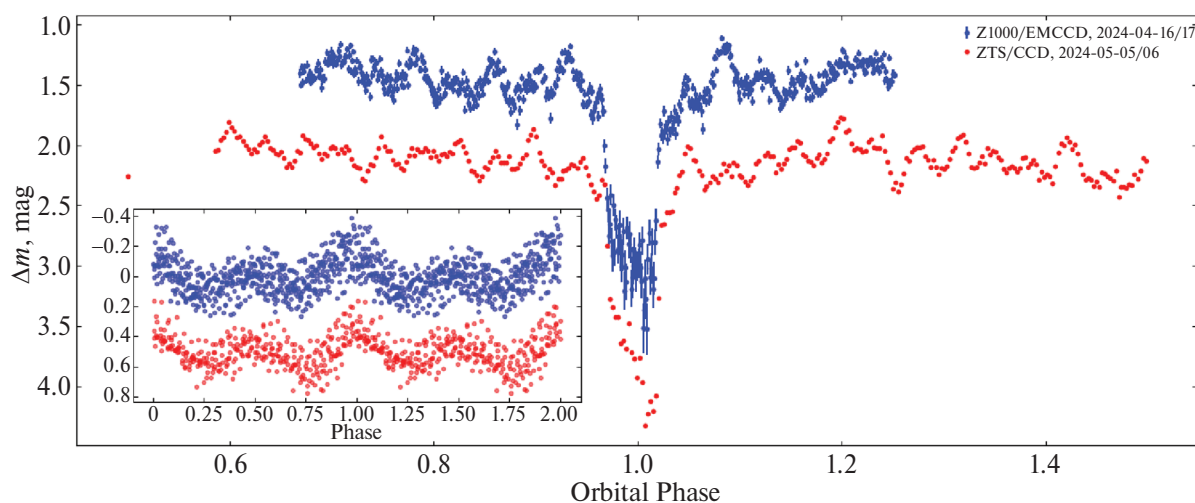


Рис. 2. Примеры кривых блеска Gaia 19swm, полученные на телескопах Цейсс-1000 и ЗТШ. Также показаны внезатменные кривые блеска, свернутые с периодом $P_s = 6.45$ мин. Кривая блеска ЗТШ смещена вниз на $\approx 0^m.5$.

В наблюдениях Цейсс-1000 и ЗТШ проявляется внезатменная переменность с периодом $P_s \approx \approx 6.45$ мин. Примеры кривых блеска с этой переменностью показаны на рис. 2. Свернутые с найденным периодом кривые блеска имеют двухгорбую структуру с разделением горбов на $\approx P_s/2$. Эта же периодичность обнаружена в результате анализа данных ZTF, полученных после вспышки. Методом Ломба—Скаргла определен период $P_s = 6.4477728 \pm 0.0000006$ мин (частота $f = 223.33293 \pm 0.00002$ сут $^{-1}$). На рис. 3 показаны периодограммы Gaia 19swm, построенные по наблюдениям ZTF в 2018–2019 гг. (до вспышки), 2020, 2021, 2022, 2023 гг. На периодограммах 2021, 2022, 2023 гг. выделяется значимый пик мощности при периоде, в пределах ошибок равным P_s . Таким образом, период является стабильным на протяжении по крайней мере четырех лет, что указывает на его связь с вращением белого карлика, а не с нерадиальными пульсациями. В последнем случае следовало бы ожидать изменения периода по мере остывания белого карлика (см., например, Шкоди и др., 2021).

На рис. 4а и 4б представлены кривые блеска Gaia 19swm, построенные по данным наблюдений Цейсс-1000/EMCCD. Из кривых блеска была исключена вращательная переменность путем аппроксимации внезатменной части кривых блеска тригонометрическим полиномом. Первая кривая блеска отличается сложной структурой, где помимо затмения белого карлика выделяется слабое затмение горячего пятна. Кривая блеска хорошо аппроксимируется набором из двух трапециевидов. Затмение горячего пятна центрировано на фазу $\varphi_b = 1.0359 \pm 0.0015$ и имеет ширину (FWHM) $\Delta\varphi_b = 0.098 \pm 0.008$. Ширина (FWHM) затмения белого карлика $\Delta\varphi_w = 0.0510 \pm 0.0007$ и продолжительность входа в затмение (или выхода из затмения) $\Delta\varphi_{\text{egr}} = 0.0079 \pm 0.0007$ найдены по второй кривой блеска, полученной с большим времен-

ным разрешением. В ней уже не проявляется затмение горячего пятна.

Помимо отмеченной вращательной переменности кривые блеска Gaia 19swm также показывают внезатменную переменность, модулированную с орбитальным периодом. В течение орбитального цикла она имеет двухгорбую структуру, которая хорошо проявляется в наблюдениях ЗТШ (см. рис. 5). Амплитуда внезатменной переменности $\Delta I_C \approx 0^m.15$. Возможные варианты интерпретации этого явления приведены в разделе “Дискуссия и заключение”.

4. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Усредненные спектры Gaia 19swm показаны на рис. 6. Они содержат типичный для катаклизмических переменных набор спектральных линий: балмеровские линии водорода ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$, $H\zeta$), линии нейтрального гелия ($\text{HeI } \lambda 4020, \lambda 4387, \lambda 4471, \lambda 4921, \lambda 5015, \lambda 5876, \lambda 6678, \lambda 7065$), слабую линию ионизованного гелия $\text{HeII } \lambda 4686$ и линию ионизованного железа $\text{FeII } \lambda 5169$. Водородные линии и линии нейтрального гелия имеют двухпиковую структуру, естественную для карликовых новых с высоким наклонением орбитальной плоскости ($i \sim 90^\circ$). Вокруг эмиссионных линий $H\gamma$ и $H\delta$ в спектре 01/02 июля 2024 г. наблюдаются признаки широких абсорбций, формирующихся в атмосфере белого карлика. Для наглядности этот спектр приведен в сравнении с теоретическим спектром белого карлика с температурой $T_{\text{eff}} = 13\,000$ К и логарифмом ускорения силы тяжести $\log g = 8.0$ (Кестер, 2010).

Допплеровские томограммы Gaia 19swm в линиях $H\beta$ и $H\gamma$ построены по данным наблюдений 01/02 июля 2024 г. и представлены на рис. 7 (о методе доплеровской томографии и интерпретации доплеровских томограмм см., например, Марш, Швопе, 2016).

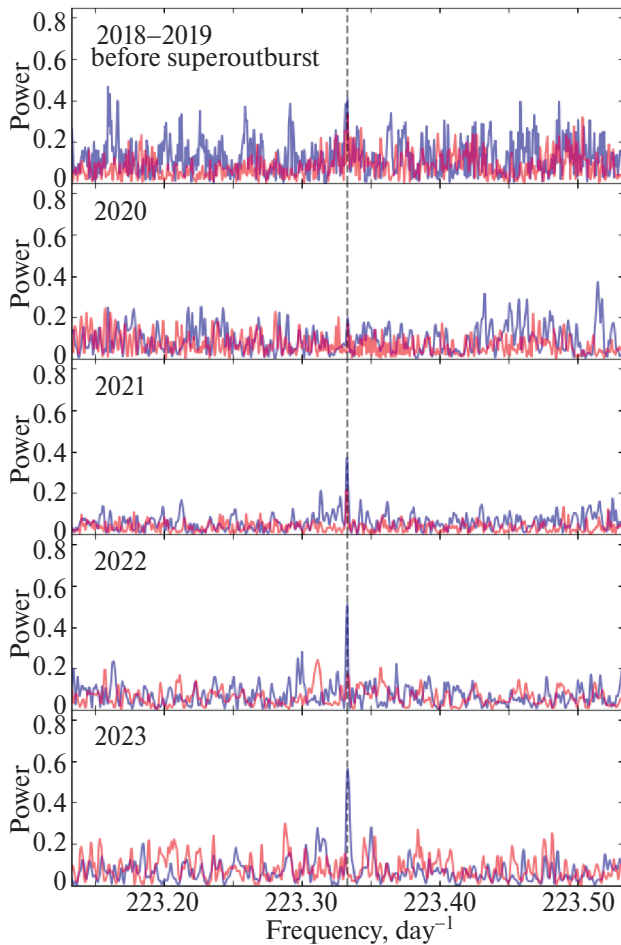


Рис. 3. Периодограммы Ломба–Скаргла, полученные по данным обзора ZTF за 2018–2019 г. перед вспышкой, 2020 г., 2021 г., 2022 г., 2023 г. Синей линией показаны периодограммы, построенные по данным в полосе g , а красными — в полосе r . Пунктирной линией указана частота $f_s = 223.323 \pm 0.001 \text{ сут}^{-1}$, найденная по данным наблюдений ЗТШ в 2024 г.

Восстановление томограмм проводилось с помощью программного кода `doptomog` (Котзе, Поттер и др., 2015, 2016), реализующего метод максимума энтропии. На томограммах видна кольцеобразная структура, соответствующая излучению аккреционного диска. Также проявляется горячее пятно во второй четверти томограмм ($v_x \leq 0$, $v_y \geq 0$). Обе томограммы также содержат второе, более слабое пятно в четвертой четверти ($v_x \geq 0$, $v_y \leq 0$). Эта структура не является общим свойством карликовых новых, однако встречалась у некоторых представителей звезд типа WZ Sge (Авилес и др., 2010; Жариков и др., 2013). На томограммы наложена модель Gaia 19cwm с отношением масс $q = 0.11$, массой белого карлика $M_1 = 0.66 M_\odot$ и наклоном орбиты $i = 84^\circ$ (см. следующий раздел). Видно, что аккреционный диск в линиях водорода не превышает радиус резонанса 3 : 1, а баллистическая траектория частиц, вырывающихся из точки Лагранжа L_1 , пересекает горячее пятно.

В исследовании катаклизмических переменных часто используется метод определения лучевых скоростей, предложенный Шафтером (1983). В этом методе измерение лучевых скоростей проводится по крыльям эмиссионных линий, которые формируются во внутренних частях аккреционного диска. Можно ожидать, что получаемые таким образом лучевые скорости отражают движение белого карлика. Определение лучевых скоростей v_r проводится решением уравнения $\int k(v - v_r)r(v)dv = 0$, где $r(v)$ — наблюдаемый профиль спектральной линии в шкале скоростей $k(v)$ — разность двух гауссиан, центрированных на противоположные крылья линий. Таким образом, лучевая скорость подбирается так, чтобы гауссианы “захватывали” одинаковое количество потока в крыльях линий. Разделение гауссиан выбиралось нами больше $2K_{\text{spot}}$, где $K_{\text{spot}} \approx 900 \text{ км/с}$ — полуамплитуда лучевой скорости горячего пятна (см. доплеровские томограммы на рис. 7), и ограничивалось сверху FWZI линии. Ширины гауссиан варьировались от FWHM/4 до FWHM/2, где FWHM $\approx 700 \text{ км/с}$ — ширина пика спектральной линии. К сожалению, варьирование разделения и ширин гауссиан не дало ожидаемой для белого карлика кривой лучевых скоростей. По-видимому, имеющегося отношения сигнал–шум недостаточно для восстановления лучевых скоростей частей аккреционного диска, повторяющих движение белого карлика. Либо такие части вовсе отсутствуют из-за ограничения внутреннего радиуса аккреционного диска магнитным полем белого карлика. На рис. 8 показаны кривые лучевых скоростей Gaia 19cwm в линиях H β и H γ , полученные при параметрах $a = 2500 \text{ км/с}$ и $\sigma = 300 \text{ км/с}$ (σ — стандартное отклонение гауссианы). Хорошо проявляет себя эффект затмения аккреционного диска, выражающийся в резком скачке лучевой скорости перед центром затмения ($\varphi = 1$) и аналогичным скачком в отрицательную область после центра затмения. Вне затмения лучевые скорости распределены случайным образом. Средняя ошибка измерения лучевой скорости вне затмения $\approx 25 \text{ км/с}$.

5. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ

Оценки отношения масс $q = M_2/M_1$, наклона орбиты i и радиуса аккреционного диска R_D/A (в единицах большой полуоси A) могут быть найдены из кривых блеска затмения белого карлика и горячего пятна (Вуд и др., 1989). Ширина затмения белого карлика $\Delta\varphi_w$ зависит от наклона орбиты i и отношения масс q . Если предположить, что горячее пятно образуется в области пересечения баллистической траектории частиц, испускаемых из точки Лагранжа L_1 , с внешним краем аккреционного диска, то из положения центра φ_b и ширины $\Delta\varphi_b$ затмения горячего пятна мы имеем еще два уравнения на параметры q , i , R_D/A . Для вычисления сеток $\Delta\varphi_w$, φ_b и $\Delta\varphi_b$ мы воспользовались простой моделью катаклизмической переменной

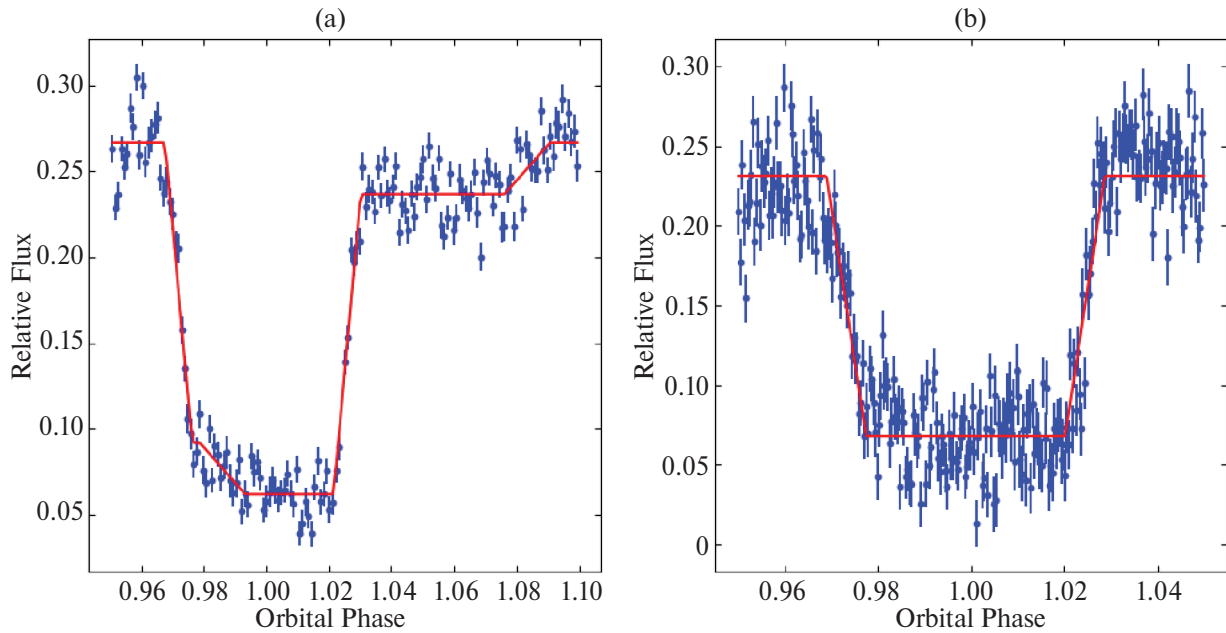


Рис. 4. Кривые блеска затмения Gaia 19swm, полученные на телескопе Цейсс-1000 с EMCCD-фотометром 15/16 апреля 2024 г. (a) и 03/04 июля 2024 г. (b). Красными линиями показаны аппроксимирующие трапециоды.

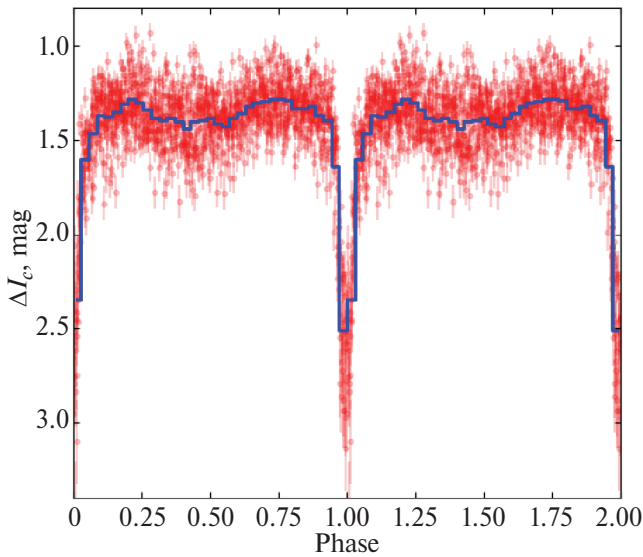


Рис. 5. Кривая блеска Gaia 19swm, свернутая с орбитальным периодом (красные точки). Измерения блеска получены в полосе I_C на телескопе ЗТШ в течение четырех ночей. Синей линией показано усреднение кривой блеска в пределах 35 фазовых отрезков.

с заполняющим свою полость Роша донором. Горячее пятно считалось точечным и лежащим на пересечении аккреционной струи с внешним краем аккреционного диска. Траектория аккреционной струи вычислялась путем решения ограниченной задачи трех тел для частиц, вырывающихся из точки Лагранжа L_1 с малой начальной скоростью (Фланнери, 1975).

На рис. 9 показано решение, полученное из ширины затмения белого карлика $\Delta\phi_w$. Видно, что оно накладывает ограничение на отношение масс $q \geq 0.06$.

На том же рисунке показано решение, обеспечивающее наблюдаемые центр ϕ_b и ширину $\Delta\phi_b$ затмения горячего пятна. Видно, что два решения пересекаются при отношении масс $q = 0.11 \pm 0.02$ и наклонении орбиты $i = 83.8^\circ \pm 1.1^\circ$. Этому решению соответствует радиус аккреционного диска $R_D/A \approx 0.59$. Продолжительность входа в затмение $\Delta\phi_{egr} = 0.0079 \pm 0.0007$ (см. раздел “Анализ фотометрии”) соответствует радиусу белого карлика $R_1 = 0.0109–0.0124R_\odot$ или, согласно соотношению Нойнберг (1972), массе $M_1 = 0.66 \pm 0.06M_\odot$. Заметим, что распределение яркости по диску белого карлика должно быть сложным из-за наличия аккреционных пятен. По этой причине мы не использовали модель двойной системы для моделирования профиля затмения и ограничились более простой методикой, предполагающей трапецевидную форму затмения.

Для оценки параметров атмосферы белого карлика мы использовали данные о потоках излучения Gaia 19swm в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах. Нами были заимствованы архивные наблюдения обсерватории GALEX (Боселли и др., 2011) в полосах FUV ($\lambda_{eff} \approx 1550 \text{ \AA}$) и NUV ($\lambda_{eff} \approx 2300 \text{ \AA}$), данные обзора Pan-STARRS (Чамберс и др., 2016), а также минимальные внезатменные потоки из обзора ZTF в полосах g , r , зарегистрированные перед вспышкой. Также нами были измерены потоки в полосе $UVW1$ ($\lambda_{eff} \approx 2680 \text{ \AA}$) на основе наблюдений телескопа UVOT орбитальной обсерватории Swift (id = 00014862002). Из данных Swift/UVOT были исключены измерения, захватывающие затмение белого карлика. Предполагалось, что в указанных полосах доминирует излучение белого карлика. Так, из кривой блеска затмения

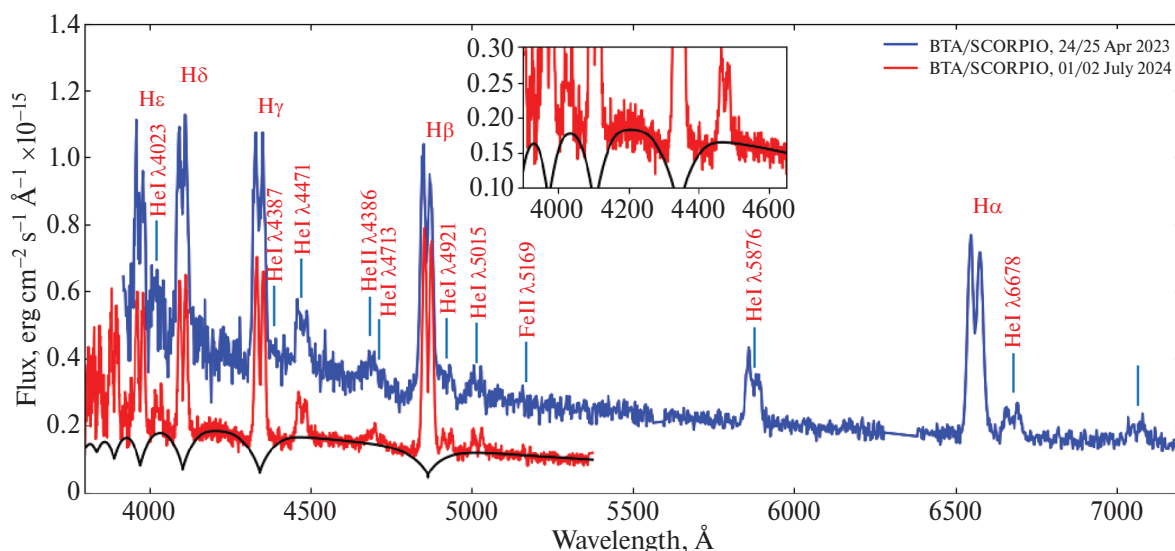


Рис. 6. Усредненные спектры Gaia 19cwm, полученные по наблюдениям 24/25 апреля 2023 г. и 01/02 июля 2024 г. (для наглядности спектр 2023 г. смещен относительно спектра 2024 г.). Черной линией показан теоретический спектр белого карлика с эффективной температурой $T = 13\,000$ К и логарифмом ускорения силы тяжести $\log g = 8.0$. На рисунке-вставке показана область около линий $H\gamma$ и $H\delta$ для более наглядного представления широких бальмеровских абсорбций.

на рис. 4а видно, что вклад горячего пятна в интегральное излучение системы $\sim 10\%$. Затмение аккреционного диска не проявляется в имеющихся кривых блеска и его вклад должен быть меньше. Дальний ультрафиолетовый диапазон часто используется для анализа излучения белого карлика, где вкладом других составляющих системы можно пренебречь. Измерения в полосах *NUV* и *UVW1* не отклоняются значимо на диаграмме *O–C* (см. рис. 10а) и, вероятно, вклад аккреционного диска и горячего пятна в этих полосах не превышает или сравним с соответствующим вкладом в оптическом диапазоне. Мы не использовали фотометрические данные в красной части оптического спектра и перед бальмеровским скачком из-за возможного высокого вклада аккреционного диска и горячего пятна (см., например, Пала и др., 2019; Неустроев и Мантинен, 2023). Согласно трехмерным картам межзвездного поглощения *STILISM*⁶, избыток цвета для Gaia 19cwm $E(B - V) = 0^m.051^{+0.037}_{-0.039}$ с соответствующим поглощением $A_V \approx 3.1E(B - V) = 0^m.16 \pm \pm 0^m.11$. Наблюдаемые потоки Gaia 19cwm были исправлены за межзвездную экстинкцию согласно кривой поглощения Фитцпатрик (1999).

Моделирование потоков в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах проводилось с помощью ЛТР-спектров моделей водородных (DA) атмосфер белых карликов, рассчитанных Кестер (2010). Потоки в фотометрических полосах вычислялись как свертка теоретического спектра с функцией пропускания фильтра⁷. Форма теоретического спектра зависит от эф-

фективной температуры атмосферы T_{eff} и ускорения силы тяжести $\log g$. При описании наблюдений для каждой пары $(T_{\text{eff}}, \log g)$ находился масштабирующий множитель к теоретическим спектрам, минимизирующий χ^2 . Поскольку теоретические потоки рассчитаны у поверхности звезды, множитель для исправленных за межзвездное поглощение наблюдаемых потоков равен $\theta^2/4$, где θ — угловой диаметр белого карлика. Карта распределения χ^2 в плоскости $T_{\text{eff}} - \log g$ представлена на рис. 10b. На ней нарисована изолиния для уровня доверия 90%, показывающая высокую неопределенность в $\log g$. Минимум χ^2 достигается около $T_{\text{eff}} = 13\,080$ К и $\log g = 8.4$ при $\chi^2_{\nu} = 0.93$ ($\nu = 3$).

Для Gaia 19cwm в каталоге Gaia DR3 приводится параллакс $p'' = (4.21 \pm 0.24) \times 10^{-3}$, соответствующий расстоянию $D = 237 \pm 13$ Пк (Коллаборация Гайа, 2020). Это дает нам возможность наложения дополнительного ограничения на $\log g$ белого карлика (см. подробнее об используемом методе Колбин и др., 2024). Действительно, при описании фотометрических потоков в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах находились угловые диаметры θ . С другой стороны, угловой диаметр при известном расстоянии однозначно зависит от радиуса белого карлика, а тот, в свою очередь, однозначно связан с $\log g$ соотношением Нойнберг (1972). Требование равенства фотометрических угловых диаметров к $2R_1(\log g)/D$ дает решение в плоскости $T_{\text{eff}} - \log g$, показанное на рис. 10. Это решение дает ограничение на ускорение силы тяжести $\log g \in 8.0 - 8.4$, соответствующее массе $M_1 \in 0.58 - 0.84 M_{\odot}$. Полученное ограничение на массу хорошо согласуется с оценкой массы белого карлика $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_{\odot}$, найденной из анализа затмения.

⁶<https://stilism.obspm.fr>, см. подробнее Лаллемент и др. (2014, 2018); Капитанио и др. (2017).

⁷Функции пропускания использованных фильтров доступны на сайте <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/>

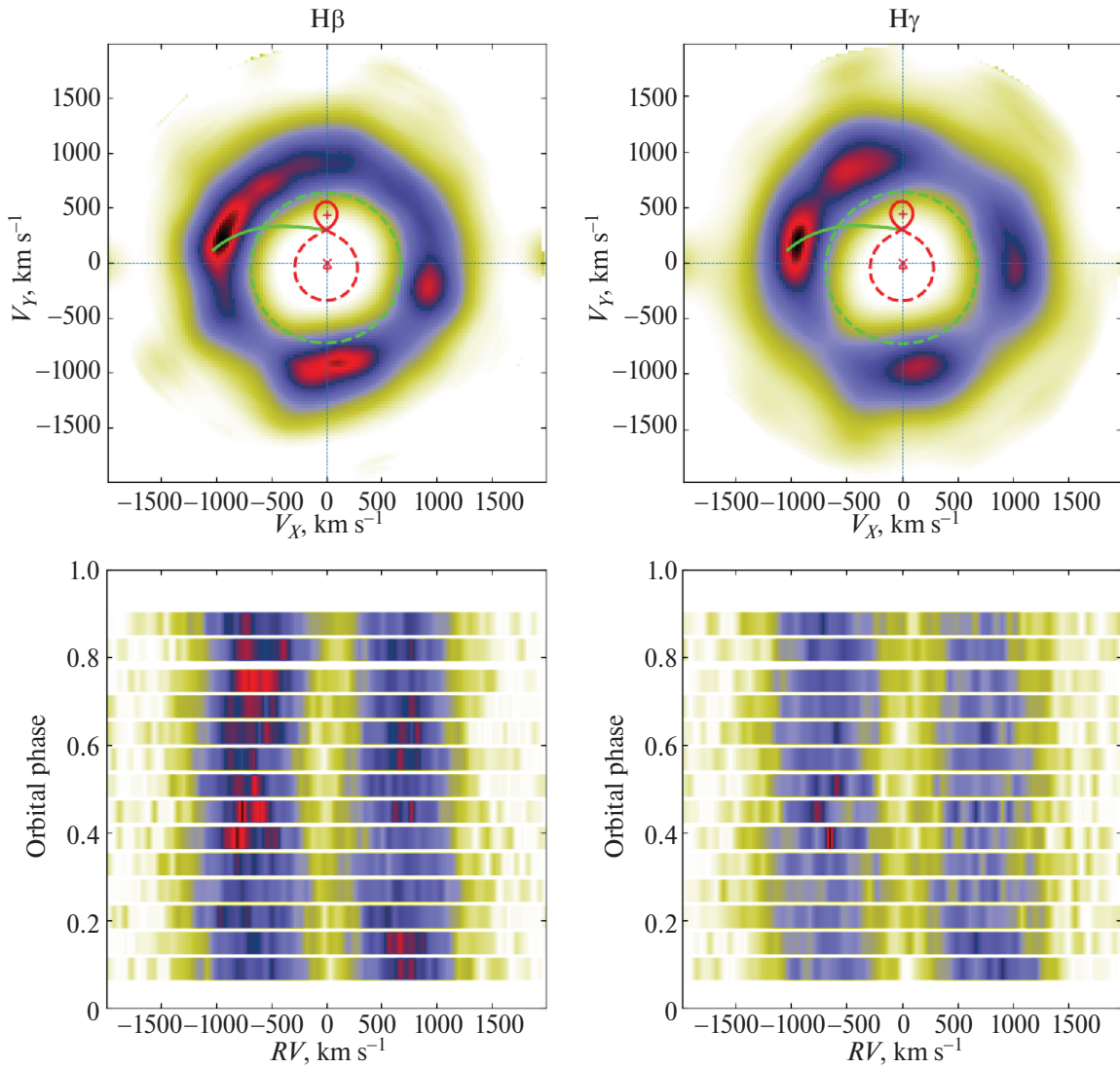


Рис. 7. Верхняя панель: доплеровские томограммы Gaia 19scwm в линиях H β (слева) и H γ (справа). Указаны скорости пологостей Роша первичной (замкнутая красная пунктирная линия) и вторичной (замкнутая непрерывная линия) компоненты. Зеленой непрерывной линией указана баллистическая траектория частиц, вырывающихся из точки Лагранжа L $_1$. Зеленая пунктирная окружность — скорости частиц на орбите вокруг белого карлика, в которой реализуется резонанс 3 : 1. Нижняя панель: динамические спектры линий H β (слева) и H γ (справа), по которым проводилось восстановление доплеровских томограмм.

6. РЕНТГЕНОВСКИЙ СПЕКТР

Переменная Gaia 19scwm попала в поле зрения рентгеновского телескопа XRT орбитальной обсерватории Swift. Спектр Gaia 19scwm получен в диапазоне энергий $E = 0.2\text{--}10$ кэВ с экспозицией 3.6 кс (ObsID 00014862002). Экстракция спектральных наблюдений осуществлялась с помощью онлайн-сервиса⁸ извлечения данных Swift/XRT (Эванс и др., 2009). Анализ спектральных данных проводился с использованием программы Xspec пакета HEASoft⁹.

⁸Сервис по извлечению наблюдательных данных Swift/XRT доступен по адресу https://www.swift.ac.uk/user_objects/

⁹Пакет программ HEASoft доступен по адресу <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/>

Спектр был сгруппирован таким образом, чтобы в каждом спектральном канале было не менее одного отсчета. Для оценки рентгеновской светимости спектр был описан моделью тормозного излучения с поглощением (tbabs(bremss) в Xspec). В модели поглощения tbabs использовался химический состав, предложенный в работе Вилмс и др. (2000). Применяв эмпирическое соотношение Фойт и др. (2016) к оценке межзвездного поглощения, полученной в предыдущем разделе, мы получили лучевую концентрацию водорода $N_H = (0.450 \pm 0.018) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, которую зафиксировали при моделировании рентгеновских наблюдений. Поскольку спектр имел малое накопление (лишь 18 отсчетов), аппроксимация была выполнена

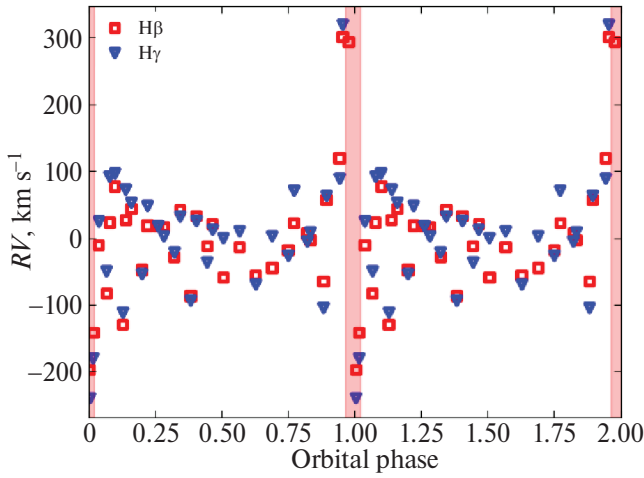


Рис. 8. Кривая лучевых скоростей Gaia 19cwm в линиях H β и H γ . Вертикальными полосами указаны фазы затмения белого карлика.

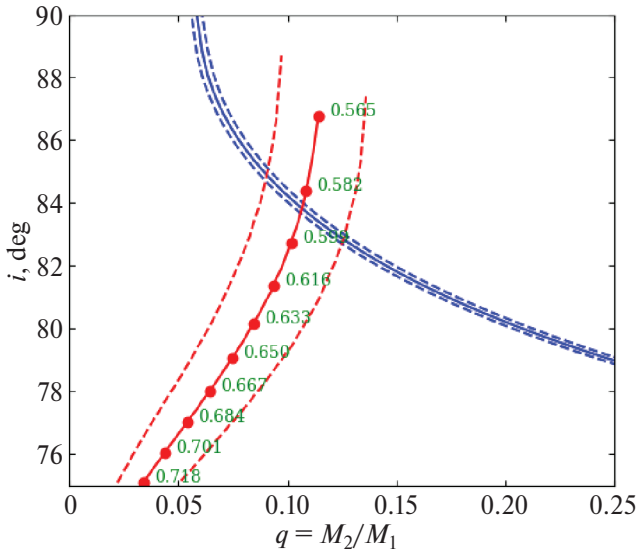


Рис. 9. Плоскость $i - q$ с решениями, обеспечивающими наблюдаемую ширину затмения белого карлика (синяя линия) и параметры (положение и ширину) затмения горячего пятна (красная линия). Зелеными надписями указаны радиусы диска в единицах большой полуоси R_D/A , соответствующие положению и ширине затмения горячего пятна.

с использованием С-статистики (Кэш, 1979). Малое накопление не позволяет определить температуру аккреционных пятен, поэтому она была зафиксирована на характерном значении 25 кэВ. Получен рентгеновский поток в диапазоне 0.1–10 кэВ $F_X = (2.4 \pm 0.3) \times 10^{-13}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$, исправленный за межзвездное поглощение. С учетом параллакса $p'' = (4.21 \pm 0.24) \times 10^{-3}$ (Коллаборация Гайа, 2020) имеем рентгеновскую светимость $L_X = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{31}$ эрг/с. Это соответствует темпу аккреции на белый карлик $\dot{M} \sim L_X R_1 / GM_1 \approx 10^{-12} M_\odot/\text{год}$.

ДИСКУССИЯ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В долговременной кривой блеска Gaia 19cwm прослеживаются два типа вспышек. Одна из них — типичная сверхвспышка с амплитудой $\approx 6^m$. Это пограничная амплитуда между сверхвспышками катаклизмических переменных типов SU UMa и WZ Sge. Судя по наиболее плотному ряду наблюдений ZTF, сверхвспышек в интервале ~ 5 лет, вероятнее всего, не было. Это говорит в пользу того, что Gaia 19cwm является системой типа WZ Sge. Две небольшие вспышки, следующие за сверхвспышкой, не похожи ни на нормальные вспышки систем типа SU UMa (нормальные вспышки обычно происходят регулярно), ни на ребрайтинги у “классических” звезд типа WZ Sge (ребрайтинги обычно наблюдаются на спаде сверхвспышки, здесь же через ≈ 10 сут после ее окончания). Интересной особенностью Gaia 19cwm является на $\approx 0^m.5$ большая яркость после вспышки в сравнении с довспышечным уровнем блеска. По-видимому, это явление является распространенным среди звезд типа WZ Sge и наблюдались, например, у V455 And (Товмассян и др., 2022), LS And (Kato, 2023), KSN:BS-C11a (Ридден-Харпер и др., 2019), BW Sqi (Неустров и Мантинен, 2023) (см. также похожие явления у звезд типа SU UMa в Павленко и др., 2014, 2024). Орбитальный период Gaia 19cwm $P_{\text{orb}} = 0.05994478(4)$ сут (≈ 86.32 мин) хорошо согласуется с распределением периодов звезд типа WZ Sge, где большая часть систем имеет периоды менее 0.06 сут (Като, 2015).

Кривые блеска Gaia 19cwm демонстрируют переменность с периодом $P_s \approx 6.45$ мин, который является стабильным на протяжении, по крайней мере, четырех последних лет. Стабильность периода указывает на его связь с вращением белого карлика, а не с нерадиальными пульсациями, что позволяет классифицировать Gaia 19cwm как промежуточный поляр. Двухгорбая форма фазовой кривой блеска указывает на двухполюсной режим аккреции на белый карлик. Отношение периода вращения белого карлика к орбитальному $P_s/P_{\text{orb}} \approx 0.075$ принадлежит диапазону 0.01–0.1, где располагается большинство известных промежуточных поляров. Наличие вспышечной активности также делает Gaia 19cwm представителем редкого подкласса вспыхивающих промежуточных поляров (см. рис. 8 в Павленко и др., 2019).

Gaia 19cwm демонстрирует также внезатменную переменность, модулированную с орбитальным периодом. Кривые блеска, свернутые с орбитальным периодом, имеют двухгорбую форму (вне затмения). Такое поведение блеска, при сделанных оценках параметров белого карлика, может быть интерпретировано эффектами эллипсоидальности донора с температурой $T \sim 2500$ К. Однако, ввиду имеющихся неопределенностей в параметрах системы, не стоит отвергать переменность иной природы. Так, похожая двухгорбая модуляция блеска наблюдалась среди звезд ти-

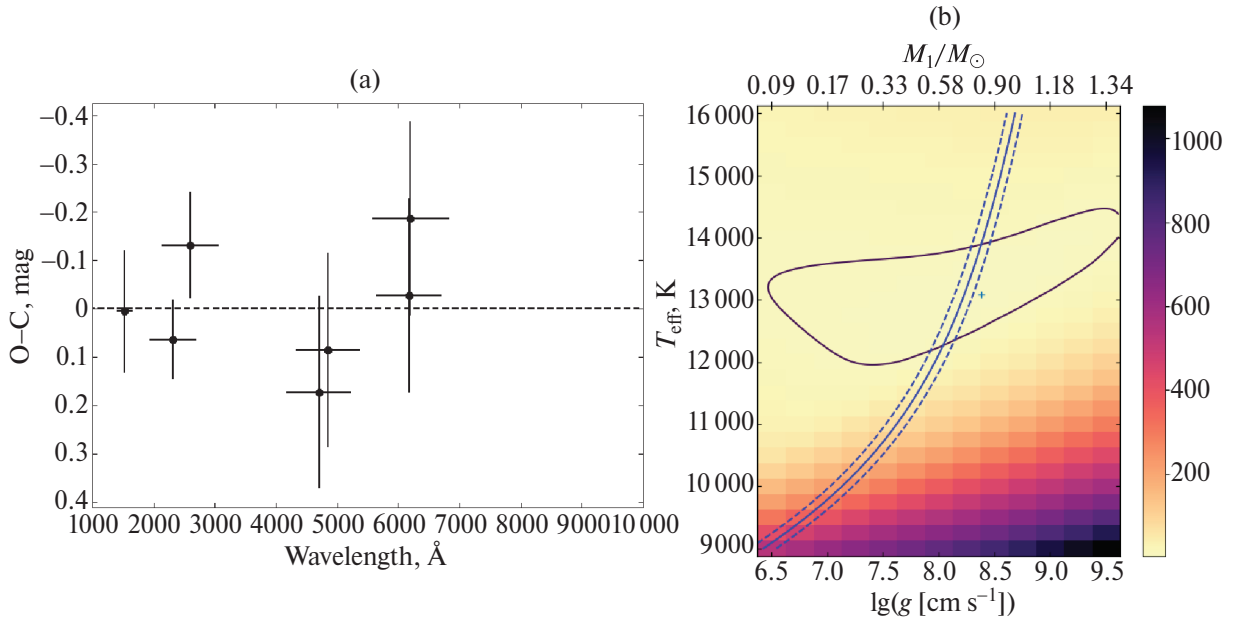


Рис. 10. (a) — Диаграмма $O-C$ между наблюдаемыми и теоретическими звездными величинами белого карлика (горизонтальными барами указаны ширины фотометрических полос). (b) — Карта распределения χ^2 в плоскости $T_{\text{eff}} - \log g$.

па WZ Sge с маломассивными донорами, где яркости донора не достаточно для воспроизведения наблюдаемой амплитуды блеска. Можно выделить три интерпретации этого явления. Первая заключается в изменении условий видимости горячего пятна (горячей линии), образуемого при взаимодействии аккреционной струи с прозрачным аккреционным диском. Во втором случае двухгорбая переменность ассоциируется со спиральной структурой в аккреционном диске, рождающейся при резонансе 2 : 1 (Авилес и др., 2010; Жариков и др., 2013). Резонанс 2 : 1 может возникать только во внешних частях аккреционного диска при отношении масс $q \leq 0.1$, в пределах ошибок согласующимся с оценкой этого параметра для Gaia 19cwm. Другая интерпретация этого явления предложена Кононов и др. (2015) и заключается во взаимодействии прецессирующей волны плотности с ударными областями в диске.

Из анализа профиля затмения сделаны оценки отношения масс $q = 0.11 \pm 0.02$ и наклона орбиты $i = 83.8^\circ \pm 1.1^\circ$. Продолжительность входа в затмение соответствует массе белого карлика $M_1 = 0.66 \pm 0.06 M_\odot$. Масса донора $M_2 = 0.073 \pm 0.015 M_\odot$ близка к массе $M_{\text{bounce}} = 0.063^{+0.005}_{-0.002} M_\odot$, при которой происходит изменение эволюции катаклизмической переменной с уменьшающегося периода на возрастающий (МакАллистер и др., 2019, см. также Книгге и др., 2011). Однако стоит отметить, что оценка массы белого карлика модельно зависима и на нее может сказываться вклад излучения аккреционного диска, смещение центра яркости горячего пятна от баллистической траектории и наличие аккреционных пятен на поверхности белого карлика. Так как оценка

вклада диска по кривой блеска невелика (не более 10 %), определение массы белого карлика в нашей работе проводилось в пренебрежении возможным вкладом диска. Найденная нами оценка температуры белого карлика $T \approx 13000$ К является естественной для катаклизмических переменных с орбитальными периодами $P \sim 80-90$ мин (Таунсли и Гэнзике, 2009; Пала и др., 2022; Книгге и др., 2011). Допплеровские томограммы Gaia 19cwm демонстрируют наличие горячего пятна, образуемого при взаимодействии аккреционной струи и аккреционного диска. Также томограммы показывают излучение аккреционного диска, формирующееся внутри радиуса резонанса 3 : 1. В кривых лучевых скоростей не проявляется орбитальное движение внутренних частей аккреционного диска ($K \lesssim 50$ км/с), что согласуется с малым отношением масс системы.

Низкая рентгеновская светимость $L_X = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{31}$ эрг/с позволяет отнести Gaia 19cwm к группе промежуточных полярных LLIP¹⁰ (Low Luminosity Intermediate Polars, Преториус и Мукай, 2014), удовлетворяющих ограничению $L_X < 10^{33}$ эрг/с. К этому же типу, вероятно, относится недавно открытый промежуточный поляр SRGe J194401.8+28445 (Колбин и др., 2024). Полученное нами ограничение на рентгеновскую светимость согласуется со светимостью звезд типа WZ Sge в спокойном состоянии (Амантаева и др., 2021; Неустров и Мантинен, 2023; Швопе и др., 2024). Низкий темп аккреции на белый карлик $\dot{M} \lesssim 10^{-12} M_\odot/\text{год}$ ожидаем для звезд типа WZ Sge в спокойном состоянии

¹⁰См. также <https://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/iphone/catalog/llip.html>

(Неустроев и Мантинен, 2023). Однако следует отметить, что рентгеновская светимость в спокойном состоянии плохо отражает темп массопереноса в системе, поскольку темп аккреции в аккреционном диске уменьшается при приближении к белому карлику (Канниzzo, 1993).

По результатам выполненной работы мы можем заключить, что Gaia 19cwm является интересным представителем карликовых новых, имеющим в своем составе замагниченный белый карлик. Gaia 19cwm дополняет немногочисленный ряд затменных звезд типа WZ Sge, что делает эту систему важным объектом для понимания эволюционного статуса звезд типа WZ Sge.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10064, <https://rscf.ru/project/22-72-10064/>. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука и университеты”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авилес и др. (A. Aviles, S. Zharikov, G. Tovmassian, R. Michel, M. Tapia, M. Roth, V. Neustroev, C. Zurita, et al.), *Astrophys. J.* **711**, 389 (2010).
- Амантаева и др. (A. Amantayeva, S. Zharikov, K.L. Page, E. Pavlenko, A. Sosnovskij, S. Khokhlov, and M. Ibraimov), *Astrophys. J.* **918**, 58 (2021).
- Афанасьев и Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Astron. Lett.* **31**, 194 (2005).
- Бисикало и др. (D.V. Bisikalo, A.A. Boyarchuk, P.V. Kaigorodov, and O.A. Kuznetsov), *Astronomy Reports* **47**, 809 (2003).
- Боселли, Бойссиер и др. (A. Boselli, S. Boissier, S. Heinis, L. Cortese, O. Ilbert, T. Hughes, O. Cucciati, J. Davies, et al.), *Astron. Astrophys.* **528**, 107 (2011).
- Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
- Вуд и др. (J.H. Wood, K. Horne, G. Berriman, and R.A. Wade), *Astrophys. J.* **341**, 974 (1989).
- Жариков и др. (S. Zharikov, G. Tovmassian, A. Aviles, R. Michel, D. Gonzalez-Buitrago, and M.T. Garcia-Diaz), *Astron. Astrophys.* **549**, A77 (2013).
- Канниzzo (J.K. Cannizzo), in J.C. Wheeler ed, *Accretion discs in compact stellar systems*, World Sci. Publ., Singapore, 6 (1993).
- Капитанио и др. (L. Capitanio, R. Lallement, J.L. Vergely, M. Elyajouri, and A. Monreal-Ibero), *Astron. Astrophys.* **606**, A65 (2017).
- Като (T. Kato), *Publ. Astron. Soc. Japan* **67**, 108 (2015).
- Като (T. Kato), *arXiv arXiv:2301.03743*, (2023).
- Кестер (D. Koester), *Memorie della Societa Astronomica Italiana* **81**, 921 (2010).
- Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
- Колбин и др. (A.I. Kolbin, A.V. Karpova, M.V. Suslikov, I.F. Bikmaev, M.R. Gilfanov, I.M. Khamitov, Yu.A. Shibano, D.A. Zyuzin, et al.), *Astron. Lett.* **50**, 351 (2024).
- Колбин и др. (A.I. Kolbin, E.P. Pavlenko, V.Yu. Kochkina, A.S. Vinokurov, S.Yu. Shugarov, A.A. Sosnovskij, K.A. Antonyuk, O.I. Antonyuk, N.V. Pit', et al.), *Astron. Lett.* **50**, 335 (2024).
- Коллаборация Гайа (Gaia Collaboration), *VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3* (2020).
- Кононов и др. (D.A. Kononov, D.V. Bisikalo, V.B. Puzin, A.G. Zhilkin, and A.Yu. Sytov), *Astronomy Reports* **59**, 191 (2015).
- Котзе, Поттер и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
- Котзе, Поттер и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **595**, 47 (2016).
- Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
- Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
- Лаллемент и др. (R. Lallement, J.-L. Vergely, B. Valette, L. Puspitarini, L. Eyer, and L. Casagrande), *Astron. Astrophys.* **561**, A91 (2014).
- Лаллемент и др. (R. Lallement, L. Capitanio, L. Ruiz-Dern, C. Danielski, C. Babusiaux, L. Vergely, M. Elyajouri, F. Arenou, and N. Leclerc), *Astron. Astrophys.* **616**, A132 (2018).
- Лоу и др. (N.M. Law, S.R. Kulkarni, R.G. Dekany, E.O. Ofek, R.M. Quimby, P.E. Nugent, J. Surace, C.C. Grillo, et al.), *PASP* **121**, 1395 (2009).
- МакАллистер и др. (M. McAllister, S.P. Littlefair, S.G. Parsons, V.S. Dhillon, T.R. Marsh, B.T. Gansicke, E. Breedt, C. Copperwheat, et al.), *MNRAS* **486**, 5535 (2019).
- Марш, Швопе (T.R. Marsh and A.D. Schwope), *ASSL* **439**, 195 (2016).
- Маски и др. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, et al.), *PASP* **131**, 995 (2018).
- Мэттьюз и др. (O.M. Matthews, R. Speith, G.A. Wynn, et al.), *MNRAS* **375**, 105 (2007).
- Неустроев и Мантинен (V.V. Neustroev and I. Mantynen), *MNRAS* **523**, 6114 (2023).
- Нойнберг (M. Nauenberg), *Astrophys. J.* **175**, 417 (1972).
- Осаки (Y. Osaki), *Publ. Astron. Soc. Japan* **47**, 47 (1995).
- Павленко и др. (E.P. Pavlenko, T. Kato, O.I. Antonyuk, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **66**, 111 (2014).
- Павленко и др. (E. Pavlenko, K. Nijima, P. Mason, et al.), *CoSka* **49**, 204 (2019).
- Павленко и др. (E. Pavlenko, S. Shugarov, T. Kato, et al.), *CoSka* **54**, 117 (2024).
- Пала и др. (A.F. Pala, B.T. Gansicke, T.R. Marsh, et al.), *MNRAS* **483**, 1080 (2019).
- Пала и др. (A.F. Pala, B.T. Gansicke, D. Belloni, S.G. Parsons, T.R. Marsh, et al.), *MNRAS* **510**, 6110 (2022).
- Паттерсон (J. Patterson), *PASP* **106**, 209 (1994).
- Преториус и Мукаи (M.L. Pretorius and K. Mukai), *MNRAS* **442**, 2580 (2014).
- Ридден-Харпер и др. (R. Ridden-Harper, B.E. Tucker, and P. Garnavich, et al.), *MNRAS* **490**, 5551 (2019).

41. Таунсли и Гэнзике (D.M. Townsley and B.T. Gansicke), *Astrophys. J.* **693**, 1007 (2009).
42. Товмассян и др. (G. Tovmassian, B.T. Gansicke, J. Echevarria, et al.), *Astrophys. J.* **939**, 14 (2022).
43. Тонри и др. (J.L. Tonry, L. Denneau, A.N. Heinze, B. Stalder, K.W. Smith, et al.), *PASP* **130**, 064505 (2018).
44. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
45. Фитцпатрик (E.L. Fitzpatrick), *PASP* **111**, 63 (1999).
46. Фланнери (B.P. Flannery), *MNRAS* **170**, 325 (1975).
47. Флювеллинг и др. (H.A. Flewelling, E.A. Magnier, K.C. Chambers, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **251**, 7 (2020).
48. Фойт и др. (D. Foight, T. Guver, and F. Ozel), *Astrophys. J.* **826**, 66 (2016).
49. Хамери и др. (J.M. Hameury, J.P. Lasota, and J.M. Hure), *MNRAS* **287**, 937 (1997).
50. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, et al.), arXiv:1612.05560 (2016).
51. Шакура и Сюняев. (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
52. Шаппи и др. (B.J. Shappee, J.L. Prieto, D. Grupe, C.S. Kochanek, K.Z. Stanek, et al.), *Astrophys. J.* **788**, 48 (2014).
53. Шафтер (A.W. Shafter), *Astrophys. J.* **267**, 222 (1983).
54. Швопе и др. (A. Schwope, J. Kurpas, P. Baecke, et al.), *Astron. Astrophys.* **686**, A110 (2024).
55. Шкоди и др. (P. Szkody, C. Olde Loohuis, B. Koplitz, J. van Roestel, et al.), *Astron. J.* **162**, 94 (2021).
56. Шкоди и др. (P. Szkody, P. Godon, B.T. Gansicke, S. Kafka, O.F.T. Castillo, K.J. Bell, P.B. Cho, et al.), *Astrophys. J.* **914**, 40 (2021).
57. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).