

УДК 524.882:52-13/17

# О ВОЗМОЖНОСТИ ПРЯМОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОЛИНЗЫ MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 — ВЕРОЯТНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

© 2022 Е. Г. Чмырева<sup>1\*</sup>, Г. М. Бескин<sup>1</sup><sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 20 мая 2022 года; после доработки 7 июня 2022 года; принята к публикации 8 июня 2022 года

В работе обсуждаются наблюдательные проявления одиночной черной дыры звездной массы — микролинзы MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462, недавно обнаруженной с помощью телескопа им. Хаббла. Известные величины параметров этого объекта применяются для вычисления значений плотности, температуры и скорости звука межзвездной среды в месте его локализации, кроме того выполнены оценки скорости микролинзы. Получены темп аккреции, светимость объекта и его теоретический спектр. Используя полученный спектр, мы рассматриваем возможность прямого детектирования излучения этого объекта в различных диапазонах частот с помощью инструментов, существующих в настоящее время, и будущих наблюдательных миссий.

Ключевые слова: *звезды: черные дыры — методы: наблюдательные — методы: численные*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Черные дыры звездных масс образуются в конце эволюции звезд при условии, что  $M \gtrsim 25M_{\odot}$ . Согласно современным представлениям, количество изолированных ЧД в нашей Галактике составляет примерно  $10^8$  (Wiktorowicz et al. 2019). Тем не менее обнаружение одиночных черных дыр (ЧД) крайне затруднительно в отличие от тех, которые находятся в рентгеновских двойных системах и массу которых можно оценить. Информацию же из областей непосредственно вблизи горизонта событий, который является основным признаком ЧД (Beskin et al. 2008), представляется возможным получить именно в случае одиночной ЧД: темп аккреции на нее невысок, и экранирование горизонта не происходит. Захват межзвездного газа гравитационным полем ЧД любого типа реализуется на радиусе

$$R_c = \frac{2GM}{V^2 + c_s^2},$$

определяющем темп аккреции (Beskin and Karpov 2005, Bondi and Hoyle 1944, Lipunov 1992). При ожидаемых скоростях движения ЧД (менее  $100 \text{ км с}^{-1}$ ) и ее типичной массе ( $5\text{--}10 M_{\odot}$ ) значение  $R_c$  в миллионы раз превосходит размер эргосферы (горизонта событий), и гравитационное поле описывается в ньютоновском приближении. В

то же время характер вспышек, генерируемых пучками электронов в непосредственной окрестности ЧД, будет кардинально зависеть от ее типа. При наличии осевой симметрии и эргосферы в решении Керра можно ожидать проявления нетривиальных особенностей структуры, статистики, поляризации такого рода событий (Dymnikova 1986, Kaufmann 1981). Собственно их обнаружение и исследование с предельно высоким временным разрешением позволит получить информацию о структуре пространства-времени вблизи ЧД и доказательства существования горизонта событий, эргосферы, то есть видовых признаков ЧД.

Вне зависимости от метрики одиночной ЧД у нее обычно реализуется сферическая аккреция, спектр излучения которой был впервые получен Шварцманом (Shvartsman 1971). Светимость при такой аккреции остается почти постоянной в широком диапазоне частот ( $10^{14}\text{--}10^{20}$  Гц), а в спектре отсутствуют линии (Bisnovatyi-Kogan and Ruzmaikin 1974, Ipser and Price 1982, Meszaros 1975, Shvartsman 1971). При типичных параметрах межзвездной среды, ожидаемых скоростях и массах ЧД последние будут проявлять себя как объекты со светимостью  $10^{28}\text{--}10^{34}$  эрг с<sup>-1</sup> с непрерывным спектром. Их родовым признаком будет переменность излучения с амплитудой от долей до десятка процентов при длительности отдельных вспышек от  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$  с. В то же время эти объекты могут быть переменными на шкале

\*E-mail: lisa.chmyreva@mail.ru

месяцы—годы, что обусловлено неоднородностью межзвездной среды, в которой движется ЧД (см. работы Beskin et al. (2008), Beskin and Karpov (2005) и ссылки там). Эти представления легли в основу эксперимента “МАНИЯ” по поиску изолированных ЧД звездных масс по всему северному небу, основанного на обнаружении быстрой переменности упомянутого излучения в оптическом диапазоне (Beskin et al. 2008, Beskin and Karpov 2005, Plotkin et al. 2010, Shvartsman 1971; 1977, Shvartsman et al. 1989a; b).

Попытка сузить области поиска и провести анализ там, где вероятность обнаружения ЧД заведомо высока, была предпринята нами в работах Chmyreva et al. (2010), Chmyreva and Beskin (2022), в которых был проведен поиск объектов-кандидатов, входивших в прошлом в двойные системы.

Важным методом поиска изолированных ЧД является исследование их рентгеновского и радиоизлучения. Одиночные ЧД могут давать вклад в детектируемое рентгеновское излучение, сравнимый со вкладом от нейтронных звезд, причем жесткая спектральная компонента подвержена сильной переменности из-за излучения сгустков нетепловых электронов (Beskin and Karpov 2005). Оценки показывают, что чувствительность современных рентгеновских обсерваторий (NuStar, Спектр-РГ) достаточна для детектирования ЧД (см., например, работы Agol and Kamionkowski (2002), Tsuna et al. (2018)). Одиночные ЧД также могут быть источниками гамма- и радиоизлучения в молекулярных облаках или областях холодного нейтрального водорода (Barkov et al. 2012, Maccarone 2005). Гравитационно-волновые наблюдения позволяют обнаруживать слияния черных дыр и/или нейтронных звезд и определять массу образующейся ЧД, однако низкая точность ее локализации (градусы) не позволяет проводить прямые исследования горизонта событий (см., например, статьи Abbott et al. (2016a; b)). Возможность обнаружения радиоизлучения ЧД в рамках запланированных миссий была подробно исследована в работе Tsuna and Kawanaka (2019), а модельные расчеты Fender et al. (2013), Scarcella et al. (2021) показали, что искать ЧД в радиодиапазоне представляется даже более разумным, учитывая чувствительность таких проектов, как SKA (Square Kilometre Array). Перспективы поиска одиночных ЧД в центральной молекулярной зоне Галактики в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах с помощью космических обсерваторий обсуждаются в статье Ivanov et al. (2019).

Однако единственным методом, позволяющим получить прямую оценку массы вероятной одиночной ЧД (напомним, что единственным

прямым свидетельством обнаружения именно эйнштейновской черной дыры является наличие у массивного компактного объекта-кандидата горизонта событий) — это астрометрическое микролинзирование. Как показало моделирование в работе Lu et al. (2016), этот метод реализуем в наблюдениях, результаты которых, в частности, приводятся в статьях Lam et al. (2022), Sahu et al. (2022). И если в первом исследовании компактный объект-линза может быть как черной дырой, так и нейтронной звездой, то оценка массы ( $7.1 \pm 1.3 M_{\odot}$ ) и ограничения на светимость линзы в работе Sahu et al. (2022) не оставляют сомнений в том, что объект-линза MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462, вероятно, является черной дырой. Однако, как мы неоднократно подчеркивали (Beskin and Karpov 2005), лишь обнаружение наблюдательных проявлений горизонта событий станет окончательным аргументом для отождествления исследуемого объекта с черной дырой. В любом случае MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 является наилучшим кандидатом для поиска и исследования горизонта событий. С этой целью в настоящей работе мы оцениваем возможности существующих и проектируемых астрономических инструментов для решения этой задачи. В рамках модели сферической аккреции низкой интенсивности (Bondi 1952, Bondi and Hoyle 1944, Shvartsman 1971), основываясь на оценках параметров области локализации линзы, ее массы и скорости, получено спектральное распределение энергии излучения аккрецирующего на ЧД вещества. При этом разделены его стационарный (суммарный) и вспышечный компоненты, которые сопоставлены с чувствительностью (реализованной и предполагаемой) телескопов в различных диапазонах длин волн. Проведенный анализ показал, что нельзя исключить возможное обнаружение наблюдательных проявлений горизонта событий MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462.

## 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННОЙ ЛИНЗЫ MOA-11-191/OGLE-11-0462, ВЕРОЯТНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

В работе Sahu et al. (2022) с помощью космического телескопа им. Хаббла была проведена высокоточная астрометрия фоновой звезды-источника в ходе длительного события микролинзирования MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462 (MOA-11-191/OGLE-11-0462). Снимки, сделанные с помощью телескопа им. Хаббла в течение шестилетнего интервала наблюдений для восьми эпох, показывают явное релятивистское

астрометрическое смещение видимого положения фоновой линзированной звезды. На основе этого результата, кривой блеска звезды и оценки ее параллакса была определена масса линзы ( $7.1 \pm 1.3 M_{\odot}$ ) (Sahu et al. 2022), существенно превышающая максимальные значения масс белых карликов и нейтронных звезд, расстояние ( $1.58 \pm 0.18$  кпк) и поперечная скорость, примерно равная  $45 \pm 5$  км с<sup>-1</sup>. В следующем разделе эти оценки используются для определения светимости и спектра гравитационной линзы в предположении, что она является изолированной черной дырой.

### 2.1. Характеристики вероятной черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 и ее окружения

Теоретическому анализу наблюдательных проявлений изолированных черных дыр звездных масс в рамках модели сферической аккреции межзвездного газа посвящены работы Beskin et al. (2008), Beskin and Karpov (2005). Мы использовали эти результаты при поиске кандидатов в черные дыры — бывшие компаньоны пульсаров в распавшихся двойных системах (Chmyreva and Beskin 2022).

Согласно моделям сферической аккреции (Bondi 1952, Shvartsman 1971), светимости  $L$  ореолов вокруг одиночных ЧД определяются массой и скоростью объекта, а также температурой и плотностью межзвездной среды в его окрестностях, а именно (Beskin and Karpov 2005, Bondi and Hoyle 1944, Shvartsman 1971):

$$L = 9.6 \times 10^{33} M_{10}^3 n^2 (V^2 + c_s^2)_{16}^{-3} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (1)$$

где  $M_{10}$  — масса ЧД, нормированная на  $10 M_{\odot}$ ,  $n$  — плотность среды в см<sup>-3</sup>,  $V$  и  $c_s$  — полная скорость ЧД и скорость звука, нормированные на  $16$  км с<sup>-1</sup>. Заметим, что здесь численный коэффициент в несколько раз превышает таковые в аналогичных выражениях из работ Ipser and Price (1982) и Bisnovatyi-Kogan and Ruzmaikin (1974). Это обусловлено использованием в статье Beskin and Karpov (2005) более детальной модели нагрева электронов, учитывающей влияние на этот процесс магнитного поля.

Для определения плотности межзвездной среды в области локализации MOA-11-191/OGLE-11-0462 были использованы эмпирические зависимости  $E_{g-r}(\mu)$ , полученные по данным трехмерной карты распределения вещества в Галактике (Green et al. 2019). Здесь  $E_{g-r}$  — межзвездное покраснение,  $\mu$  — модуль расстояния. Плотность  $n$  есть производная столбцовой концентрации водорода  $N_{\text{H}}$  по расстоянию  $D$ . Используя зависимости  $N_{\text{H}} = 6.86 \times 10^{21} E_{B-V}$  (Güver and Özel 2009) и

$E_{B-V} = 0.884 E_{g-r}$  (Green et al. 2019), получаем  $N_{\text{H}} = f(\mu) = 6.06 \times 10^{21} E_{g-r}(\mu)$ . Дифференцируя эту функцию и учитывая связь  $\mu = 5 \log \left( \frac{D}{10} \right)$ , получаем после несложных преобразований выражение для локальной плотности среды:

$$n = \frac{dN_{\text{H}}}{dD} = 1.3 \times 10^{21} \times 10^{-\mu/5} \frac{dE_{g-r}(\mu)}{d\mu}. \quad (2)$$

На рис. 1 показана зависимость плотности межзвездной среды из соотношения (2) вблизи MOA-11-191/OGLE-11-0462. В качестве ее локальной оценки используется средневзвешенное значение  $\bar{n} = 0.7 \pm 0.4$  в диапазоне возможных расстояний  $1.58 \pm 0.18$  кпк, а именно,

$$\bar{n} \in (\bar{n}_{\text{min}}, \bar{n}_{\text{max}}),$$

$$\text{где } \bar{n}_{\text{min}} = \frac{\sum wn}{\sum w} \text{ и } \bar{n}_{\text{max}} = \frac{\sum wn + \sum wn_0}{\sum w}.$$

Здесь  $n$  — индивидуальные значения плотности,  $w$  — их вероятность из нормального распределения на рис. 1,  $n_0$  — оценка верхней границы плотности.

Скорость звука в окрестности ЧД определялась по стандартной формуле:

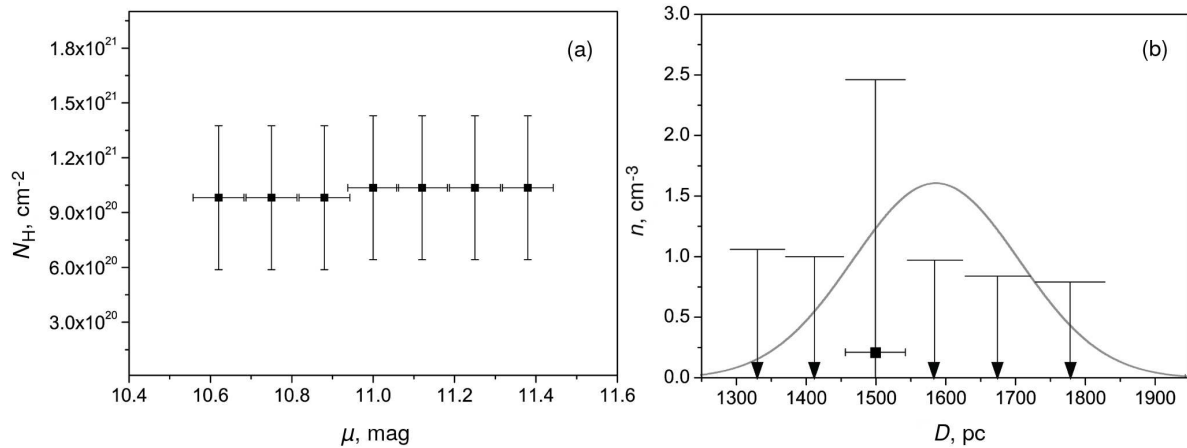
$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{m_p}},$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты водорода,  $m_p$  — масса протона, а температура  $T$  находилась из эмпирической зависимости  $T(n)$  (Bochkarev 1981). Здесь интервал ее значений определялся диапазоном значений плотности  $\bar{n}$ .

Поперечная скорость  $V_{\text{tr}}$ , полученная из наблюдаемого собственного движения (Sahu et al. 2022), является оценкой минимальной полной скорости ЧД и ограничивает область допустимых значений  $V$  снизу, то есть  $V > V_{\text{tr}}$ .

### 2.2. Светимость и спектр вероятной черной дыры — гравитационной линзы MOA-11-191/OGLE-11-0462

Звездные величины линзированного объекта вне интервала возрастания блеска составляют  $m_V = 21^{\text{m}}946 \pm 0^{\text{m}}014$  и  $m_I = 19^{\text{m}}581 \pm 0^{\text{m}}012$  в фильтрах  $V$  и  $I$  соответственно (Sahu et al. 2022). Излучение линзы не обнаружилось даже по данным последней эпохи наблюдений (6.1 года после максимума), когда угловое расстояние между линзой и источником было примерно 42.6 миллисекунд дуги. Исходя из этого, Sahu et al. (2022) оценивают верхний предел яркости линзы на уровне 1% от потока линзированного источника, то



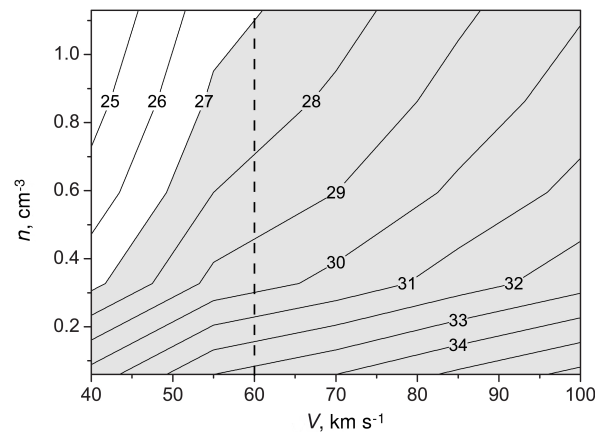
**Рис. 1.** (a) — столбцовая концентрация  $N_H$  в зависимости от модуля расстояния  $\mu$  для вероятной черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462. Ошибки соответствуют уровню  $1\sigma$ , согласно распределению Green et al. (2019). (b) — зависимость плотности межзвездной среды  $n$  от расстояния в направлении на линзу при его оценке до нее в  $1.58 \pm 0.18$  кпк (линия показывает нормальное распределение этой величины). Стрелками обозначены верхние пределы, соответствующие доверительной вероятности 99%.

есть звездная величина линзы в  $V$ -полосе слабее  $m_V + 5^m \simeq 27^m$  (телескоп им. Хаббла при часовой экспозиции способен регистрировать источники с блеском вплоть до  $V = 27^m.9$  (Dressel 2022), таким образом, при смещении линзы от источника его чувствительность может оказаться достаточной для детектирования объекта).

В соответствии с вычислениями, описанными выше (см. уравнение (2)), оценка плотности межзвездной среды в месте локализации ЧД лежит в интервале от  $0.06 \text{ см}^{-3}$  до  $1.3 \text{ см}^{-3}$ , а температуры — от 200 К до 12 500 К, что дает скорость звука в интервале приблизительно от  $1.5 \text{ км с}^{-1}$  до  $12 \text{ км с}^{-1}$ . Поглощение  $A_V \sim 3.1 E_{B-V}$  для объекта, вычисленное по данным карты распределения вещества (Green et al. 2019) с учетом вышеуказанных преобразований, составляет  $0.62^{+0.32}_{-0.06}$ , где ошибки соответствуют ошибкам расстояния  $1.58 \pm 0.18$  кпк.

В неопределенность  $m_V$  скорость  $V \in [40; 100]$  и плотность  $n \in [0.06; 1.3]$  вносят наибольший вклад. Разброс видимых величин при варьировании этих параметров в указанных диапазонах составляет примерно  $6^m$  и  $6^m.5$  соответственно (рис. 2). Масса ЧД имеет меньшее влияние: разброс  $m_V$  составляет приблизительно  $1^m.2$  для интервала масс от  $5.8$  до  $8.4 M_\odot$ . Еще меньше влияют на результат неопределенности расстояния и температуры: примерный разброс для них  $0^m.5$  и  $0^m.3$ .

Как видно на рис. 2, наиболее ярким объект будет при высокой плотности окружающей среды и низкой скорости: оценки яркости превышают в этом случае допустимый предел по видимой величине, полученный из данных Sahu et al. (2022).



**Рис. 2.** Оценка видимых величин  $m_V$  MOA-11-191/OGLE-11-0462 (полосы с соответствующими значениями) для плотности межзвездной среды  $n \in [0.06; 1.3] \text{ см}^{-3}$  и полной скорости  $V \in [40; 100] \text{ км с}^{-1}$ . Серая область показывает зону величин слабее  $27^m$ , что соответствует приближенной нижней оценке  $m_V$  (Sahu et al. 2022). При скорости  $V \gtrsim 60 \text{ км с}^{-1}$  (вертикальная линия) эта оценка выполняется почти для всего диапазона  $n$ .

Наше моделирование показало, что предел выполняется при более низкой плотности и/или более высокой скорости. Начиная со значения около  $60 \text{ км с}^{-1}$ , предел выполняется приблизительно для всего диапазона допустимых значений  $n$ ; эта оценка скорости была использована для дальнейших расчетов.

Полная светимость вероятной ЧД-линзы оценивается по формуле (1) для массы в интервале  $7.1 \pm 1.3 M_\odot$ , расстояния  $1.58 \pm 0.18$  кпк, плотности  $n$  от  $0.06 \text{ см}^{-3}$  до  $1.3 \text{ см}^{-3}$ , скорости в интервале от  $40$  до  $100 \text{ км с}^{-1}$  и температуры от  $200$  до

**Таблица 1.** Параметры черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 и их погрешности на уровне  $\sigma$ . Звездочкой отмечены значения, полученные в настоящей работе

Параметр	Значение
Координаты $\alpha$ (J 2000), $\delta$ (J 2000)	17 <sup>h</sup> 51 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> 2082, $-29^{\circ}53'26''502$
Масса, $M_{\odot}$	$7.1 \pm 1.3$
Расстояние, кпк	$1.58 \pm 0.18$
Поперечная скорость, км с <sup>-1</sup>	$\sim 45$
*Плотность среды, см <sup>-3</sup>	$0.7 \pm 0.4$
*Температура, К	$6350 \pm 4189$
*Скорость звука, км с <sup>-1</sup>	$6.8 \pm 3.6$
*Светимость, эрг с <sup>-1</sup>	$5.14^{+0.72}_{-0.70} \times 10^{29}$
*Темп аккреции	$1.19^{+5.35}_{-0.80} \times 10^{-7}$
*Видимая величина при $V \gtrsim 60$ км с <sup>-1</sup> , зв. вел.	$\gtrsim 27^m87$

12 500 К. Темп аккреции в этом случае составляет

$$\dot{m} = 1.3 \times 10^{-5} M_{10} n (V^2 + c_s^2)_{16}^{-3/2} = 1.19^{+5.35}_{-0.80} \times 10^{-7}$$

в эддингтоновской нормировке (Beskin and Karpov 2005), что дает светимость

$$L = 5.14^{+0.72}_{-0.70} \times 10^{29} \text{ эрг с}^{-1},$$

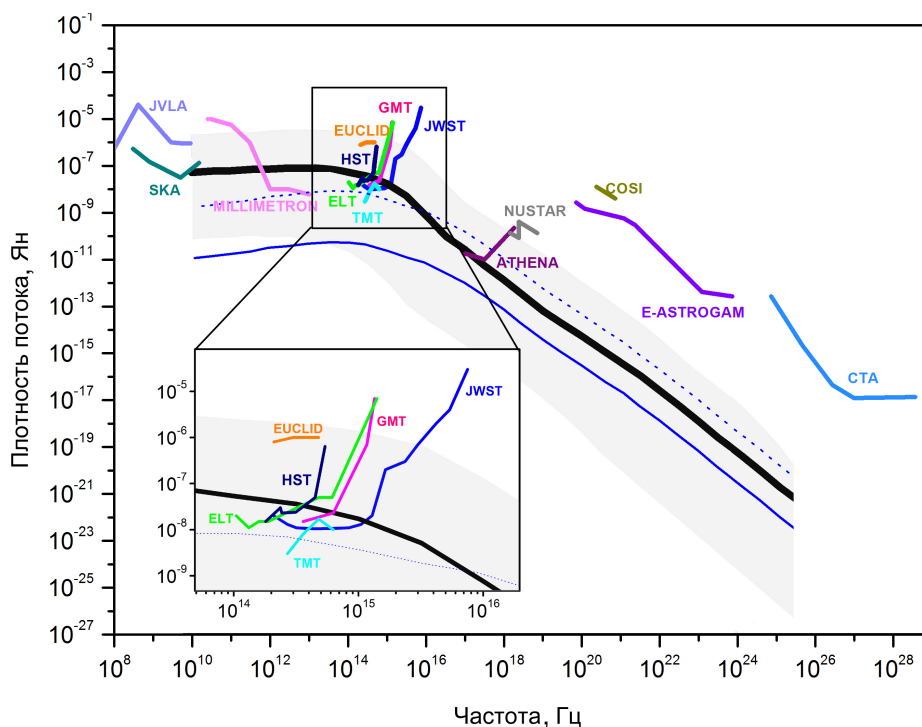
где  $V$  — разность скоростей ЧД и межзвездного газа. Для оценки последней в области локализации ЧД мы воспользовались результатами Zasowski et al. (2015), где скорости среды по отношению к ЛСП (локальный стандарт покоя) определяются по диффузным межзвездным полосам (DIB). В направлении на MOA-11-191/OGLE-11-0462 они с хорошим угловым разрешением составляют  $4 \pm 2$  км с<sup>-1</sup>. Это значение ниже уровня ошибок в величине скорости самой ЧД, поэтому в данном случае скоростью газа можно пренебречь. После перехода в соответствии с аккреционным спектром из Beskin and Karpov (2005) от полной светимости к видимой звездной величине в полосе  $V$  получаем для нее интервал от 22<sup>m</sup>4 до 36<sup>m</sup>8. При скорости объекта  $V = 60$  км с<sup>-1</sup> и с учетом поглощения получаем  $m_V = 27^m87$ . Оценки параметров MOA-11-191/OGLE-11-0462 приведены в Таблице 1.

Для оценки светимости объекта в других диапазонах длин волн, как и выше — в оптическом, воспользуемся результатами работы Beskin and Karpov (2005), в которой получены спектры излучения в широком интервале частот (от радио- до гамма-диапазона) аккрецирующей на изолированную ЧД плазмы при различных характеристиках как объекта, так и окружающей его среды. Пользуясь этими расчетами для параметров, оцененных выше, получим теоретический спектр вероятной черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462, представленный на рис. 3, а также оценку амплитуды

возможных вспышек (при данном темпе аккреции ее максимальное значение соответствует уровню 5.5% потока). По оси  $Y$  отложена плотность потока в Янских, по оси  $X$  — частоты в Гц. Объект предсказуемо слабый во всех диапазонах длин волн прежде всего из-за низкой скорости аккреции (примерно  $10^{-7}$ ), однако стоит отметить, что в других моделях аккреции светимость ЧД еще ниже: например, в работе Bisnovatyi-Kogan and Ruzmaikin (1974) почти в пять раз, а в статье Ipser and Price (1982) — в 60 раз.

### 2.3. Возможность прямого детектирования излучения ЧД MOA-11-191/OGLE-11-0462

Обнаружение излучения от черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 является важнейшей задачей. На сегодняшний день оно не обнаружено ни в оптике, ни в других диапазонах длин волн (Sahu et al. 2022). И хотя, как было упомянуто выше, более близкие и яркие ЧД детектировать вполне реально с помощью современных рентгеновских обсерваторий, что подробно обсуждалось, например, в работах Agol and Kamionkowski (2002), Tsuna et al. (2018), а также в радиодиапазоне — в статьях Fender et al. (2013), Scarcella et al. (2021), Tsuna and Kawanaka (2019), возможности современных инструментов пока не позволяют увидеть проявления горизонта событий этой вероятной черной дыры. Например, верхний предел чувствительности рентгеновского телескопа Chandra (Evans et al. 2010)  $1.91 \times 10^{-14}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> в диапазоне  $1.2 \times 10^{17} - 1.7 \times 10^{18}$  Гц, XMM-Newton (Webb et al. 2020) обеспечивает обнаружение излучения вплоть до  $1.52 \times 10^{-14}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> на  $4.8 \times 10^{16} - 2.9 \times 10^{18}$  Гц, Swift — около  $2 \times 10^{-14}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> (Evans et al. 2020), Спектр-РГ —  $2 \times 10^{-14}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> на  $(1.2 - 4.8) \times 10^{17}$  Гц (Predehl et al. 2021). Сопоставив



**Рис. 3.** Теоретический спектр черной дыры MOA-11-191/OGLE-11-0462 с параметрами:  $M = 7.1 \pm 1.3 M_{\odot}$ ,  $D = 1.58 \pm 0.18$  кпк,  $V_{\text{tr}} \sim 45$  км с $^{-1}$ ,  $n = 0.7 \pm 0.4$  см $^{-3}$ ,  $T = 6350 \pm 4189$  К,  $c_s = 6.8 \pm 3.6$  км с $^{-1}$ ,  $L = 5.14^{+0.72}_{-0.70} \times 10^{29}$  эрг с $^{-1}$ ,  $\dot{m} = 1.19^{+5.35}_{-0.80} \times 10^{-7}$ . Показана плотность потока в Янских в зависимости от частоты в Гц, серая область ограничивает полный диапазон ее значений, соответствующий интервалам характеристик объекта и межзвездной среды. Толстая черная линия — спектр при  $V = 60$  км с $^{-1}$  ( $m_V = 27^{\text{m}}87$ , см. выше). Максимальная амплитуда (5.5%) возможных всплесков обозначена тонкой синей линией, пунктир демонстрирует ее неопределенность сверху. Также представлены предельные чувствительности настоящих и будущих наблюдательных миссий в разных диапазонах частот. Оптическая область выделена для наглядности.

эти уровни обнаружения с данными на рис. 3, легко видеть, что прямое детектирование жесткого излучения этого объекта в настоящее время не представляется возможным. В то же время, несмотря на вывод в Sahu et al. (2022) о практическом отсутствии регистрируемого излучения линзы по завершении периода линзирования, наша оценка показывает, что телескоп им. Хаббла с помощью камеры WFC3 в диапазоне 1–2 мкм способен его регистрировать (рис. 3) (Windhorst et al. 2011).

Изучение окрестностей объекта является важнейшей задачей. При известной кинематике линзы можно оценить вероятность следующего микролинзирования ею другой звезды. Разделить на компоненты (расстояние между ними около угловой миллисекунды) фоновый источник (звезду) при следующем микролинзировании представляется возможным, если использовать инструмент с высоким пространственным разрешением, например, глобальный интерферометр миллиметрового диапазона EHT — Event Horizon Telescope — (20–50 мксек дуги) (Akiyama et al. 2019a; b). Роль такого события в исследовании MOA-11-191/OGLE-11-0462 трудно переоце-

нить. Грубая оценка его вероятности составляет доли процента на шкале 10 лет и может быть уточнена при детальном изучении окрестностей MOA-11-191/OGLE-11-0462. Представляется, что такого рода анализ был бы необходим и для других достаточно продолжительных явлений микролинзирования.

Обсудим возможности регистрации излучения аккрецирующего на вероятную ЧД-гравитационную линзу MOA-11-191/OGLE-11-0462 вещества в уже принятых к реализации будущих миссиях. На рис. 3 сопоставлены чувствительности инструментов для наблюдений в разных диапазонах частот с полученным нами спектром излучения вероятной ЧД-линзы. Неопределенности скорости, расстояния, массы и плотности межзвездной среды задают область допустимых значений потока (серая зона на рисунке). Такие телескопы как SKA, JVLА (Jansky Very Large Array), «Миллиметрон», JWST (James Webb Space Telescope), TMT (Thirty Meter Telescope), GMT (Giant Magellan Telescope), ELT (Extremely Large Telescope), Athena (Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics) обладают достаточной

предельной чувствительностью для детектирования излучения этого объекта при длительных экспозициях (на рисунке показаны следующие экспозиции: JWST, HST, ELT, GMT —  $10^4$  с, Athena —  $10^5$  с, TMT — 1 час, SKA, СТА (Cherenkov Telescope Array) — 100 часов, «Миллиметр» — 1 день, e-ASTROGAM — 1 год).

Подчеркнем, что критическим тестом для регистрации проявлений горизонта событий является обнаружение быстрой переменности излучения аккрецирующей на ЧД плазмы (Beskin and Karpov 2005, Shvartsman 1971). В приближении адиабатического нагрева выброшенных из токовых слоев ступков вещества амплитуда вспышек может достигать при данном темпе аккреции уровня 5.5% светимости в рентгеновском диапазоне (Beskin and Karpov 2005) (тонкая синяя линия на Рис. 3), что дает определенные шансы на обнаружение таких событий. Типичные характерные длительности вспышек при адиабатическом нагреве составляют  $\tau_\nu \sim r_g/c \sim 10^{-4} - 10^{-5}$  с (Beskin and Karpov 2005), и временное разрешение порядка микросекунд в сочетании с высокой чувствительностью телескопа Athena позволит детектировать такого типа рентгеновские всплески, форма которых несет информацию о свойствах пространства-времени вблизи горизонта событий. Необходимо отметить, что при перезамыкании магнитных силовых линий в токовых слоях — основном механизме ускорения частиц вблизи горизонта событий, — их максимальный лоренц-фактор может достигать значений  $10^4 - 10^5$  (Beskin and Karpov 2005). Легко видеть, что в этих случаях для удаленного наблюдателя интенсивность излучения выброшенных из токовых слоев пучков электронов многократно возрастает (Rybicki and Lightman 1979), и при удачной ориентации выбросов вспышки могут обнаруживаться телескопами с наносекундным и микросекундным временным разрешением (СТА, Athena). Таким образом, существуют возможности регистрации излучения ЧД-линзы в разных диапазонах длин волн и с различными временными характеристиками, а следовательно, есть вероятность детектирования наблюдательных проявлений ее горизонта событий. В частности, можно обнаружить относительно стабильное тепловое радиоизлучение с помощью телескопов SKA.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен анализ наблюдательных данных черной дыры звездной массы MOA-11-191/OGLE-11-0462, приведенных в работе Sahu et al. (2022). Были оценены плотности, температуры и скорости звука для межзвездной среды в ее окрестности. Исходя из наблюдательных ограничений на видимую величину ЧД,

была оценена ее вероятная полная скорость. Полученные значения были использованы для вычисления темпа аккреции и полной светимости объекта. Был построен спектр ЧД в разных диапазонах частот, а также оценен уровень возможных вспышек. На сегодняшний день излучение от MOA-11-191/OGLE-11-0462 не обнаружено ни в оптическом, ни в других диапазонах длин волн (Sahu et al. 2022). Однако наша оценка показывает, что с помощью камеры WFC3 телескопа им. Хаббла в диапазоне длин волн 1–2 мкм есть возможность его регистрировать (Windhorst et al. 2011). Такие телескопы как SKA, JVLA, Миллиметр, JWST, TMT, GMT, ELT, Athena обладают достаточной предельной чувствительностью для детектирования излучения объекта при длительных экспозициях. Обнаружить тепловое радиоизлучение возможно с помощью телескопов SKA. Критическим тестом для регистрации проявлений горизонта событий является обнаружение быстрой переменности излучения аккрецирующей на ЧД плазмы (Beskin and Karpov 2005, Shvartsman 1971). Амплитуда вспышек может достигать уровня 5.5% светимости в рентгеновском диапазоне (Beskin and Karpov 2005), что дает возможность обнаружения таких событий при микросекундном временном разрешении и высокой чувствительности инструмента (Athena). Телескопы с наносекундным и микросекундным временным разрешением (СТА, Athena) могут регистрировать вспышки в случае удачной ориентации выбросов (при возрастании интенсивности излучения выброшенных пучков электронов для наблюдателя (Rybicki and Lightman 1979)). Таким образом, возможности регистрации излучения вероятной ЧД-линзы MOA-11-191/OGLE-11-0462 на разных длинах волн и для различных временных характеристик существуют, следовательно, проявления ее горизонта событий могут быть обнаружены.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Настоящая работа выполнена в рамках гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2022-262 (13.МНПМУ.21.0003).

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Astrophys. J.* **818** (2), id. L22 (2016a).
2. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Physical Review X* **6** (4), id. 041015 (2016b).



3. E. Agol and M. Kamionkowski, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **334** (3), 553 (2002).
4. K. Akiyama et al. (Event Horizon Telescope Collab.), *Astrophys. J.* **875** (1), id. L1 (2019a).
5. K. Akiyama et al. (Event Horizon Telescope Collab.), *Astrophys. J.* **875** (1), id. L2 (2019b).
6. M. V. Barkov, D. V. Khangulyan, and S. B. Popov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **427** (1), 589 (2012).
7. G. Beskin, A. Biryukov, S. Karpov, et al., *Advances in Space Research* **42** (3), 523 (2008).
8. G. M. Beskin and S. V. Karpov, *Astron. and Astrophys.* **440** (1), 223 (2005).
9. G. S. Bisnovatyi-Kogan and A. A. Ruzmaikin, *Astrophys. and Space Sci.* **28** (1), 45 (1974).
10. N. G. Bochkarev, in *Stars and star systems. The interstellar medium and star formation* (Moscow, Izdatel'stvo Nauka, 1981) pp. 265–325 [in Russian].
11. H. Bondi, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **112**, 195 (1952).
12. H. Bondi and F. Hoyle, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **104**, 273 (1944).
13. E. G. Chmyreva, G. M. Beskin, and A. V. Biryukov, *Astronomy Letters* **36** (2), 116 (2010).
14. L. Chmyreva and G. M. Beskin, *Astrophysical Bulletin* **77** (1), 65 (2022).
15. L. Dressel, in *WFC3 Instrument Handbook for Cycle 30, Version 14.0* (Space Telescope Science Inst., Baltimore, 2022), p. 14.
16. I. G. Dymnikova, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **148** (3), 393 (1986).
17. I. N. Evans, F. A. Primini, K. J. Glotfelty, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **189** (1), 37 (2010).
18. P. A. Evans, K. L. Page, J. P. Osborne, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **247** (2), id. 54 (2020).
19. R. P. Fender, T. J. Maccarone, and I. Heywood, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **430** (3), 1538 (2013).
20. G. M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, et al., *Astrophys. J.* **887** (1), id. 93 (2019).
21. T. Güver and F. Özel, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **400** (4), 2050 (2009).
22. J. R. Ipser and R. H. Price, *Astrophys. J.* **255**, 654 (1982).
23. P. B. Ivanov, V. N. Lukash, S. V. Pilipenko, and M. S. Pshirkov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **489** (2), 2038 (2019).
24. W. J. Kaufmann, *The cosmic frontiers of general relativity* (Mir, Moskva, 1981) [Translated from the English edition].
25. C. Y. Lam, J. R. Lu, A. Udalski, et al., arXiv e-prints astro/ph:2202.01903 (2022).
26. V. M. Lipunov, *Astrophysics of Neutron Stars, XIII* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1992).
27. J. R. Lu, E. Sinukoff, E. O. Ofek, et al., *Astrophys. J.* **830** (1), id. 41 (2016).
28. T. J. Maccarone, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **360** (1), L30 (2005).
29. P. Meszaros, *Astron. and Astrophys.* **44** (1), 59 (1975).
30. R. M. Plotkin, S. F. Anderson, W. N. Brandt, et al., *Astron. J.* **139** (2), 390 (2010).
31. P. Predehl, R. Andrichke, V. Arefiev, et al., *Astron. and Astrophys.* **647**, id. A1 (2021).
32. G. B. Rybicki and A. P. Lightman, *Radiative processes in astrophysics* (Wiley, New York, 1979).
33. K. C. Sahu, J. Anderson, S. Casertano, et al., arXiv e-prints astro/ph:2201.13296 (2022).
34. F. Scarcella, D. Gaggero, R. Connors, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **505** (3), 4036 (2021).
35. V. F. Shvartsman, *Sov. Astron.* **15**, 377 (1971).
36. V. F. Shvartsman, *Soobshcheniya Spetsial'noj Astrofizicheskoy Observatorii* **19**, 5 (1977).
37. V. F. Shvartsman, G. M. Beskin, and S. N. Mitronova, *Soviet Astronomy Lett.* **15**, 145 (1989a).
38. V. F. Shvartsman, G. M. Beskin, and S. A. Pustil'nik, *Astrofizika* **31**, 457 (1989b).
39. D. Tsuna and N. Kawanaka, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (2), 2099 (2019).
40. D. Tsuna, N. Kawanaka, and T. Totani, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **477** (1), 791 (2018).
41. N. A. Webb, M. Coriat, I. Traulsen, et al., *Astron. and Astrophys.* **641**, id. A136 (2020).
42. G. Wiktorowicz, Ł. Wyrzykowski, M. Chruslinska, et al., *Astrophys. J.* **885** (1), id. 1 (2019).
43. R. A. Windhorst, S. H. Cohen, N. P. Hathi, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **193** (2), id. 27 (2011).
44. G. Zasowski, B. Ménard, D. Bizyaev, et al., *Astrophys. J.* **798** (1), id. 35 (2015).

## On the Possibility of Direct Detection of the Emission of Microlens MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462—a Probable Black Hole

L. Chmyreva<sup>1</sup> and G. M. Beskin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

We discuss the observational manifestations of an isolated stellar mass black hole—the recently discovered microlens MOA-2011-BLG-191/OGLE-2011-BLG-0462. The data available for this object are used to calculate the density, temperature, and sound speed in its local interstellar medium, as well as estimate its velocity. We obtain the accretion rate and luminosity of the object, and construct its theoretical spectrum. A comparison of the spectrum with the sensitivity levels of current and future instruments in different frequency ranges has shown that direct detection of the emission from this black hole is possible for several future observing missions.

Keywords: *stars: black holes—methods: observational—methods: numerical*