

УДК 524.882; 524.354.6

ПЕКУЛЯРНЫЕ ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТЯХ РОЖДЕНИЯ РАДИОПУЛЬСАРОВ — КАНДИДАТЫ В ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ ЗВЕЗДНЫХ МАСС

© 2022 Е. Г. Чмырева^{1*}, Г. М. Бескин¹¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 15 декабря 2021 года; после доработки 5 января 2022 года; принята к публикации 9 января 2022 года

Проведен поиск кандидатов в черные дыры звездных масс в областях пространства с повышенной вероятностью их локализации, которые были выделены исходя из эволюционных сценариев образования компактных объектов при распаде двойных систем. Мы проанализировали информацию о расположенных в этих областях источниках с доступными спектральными или фотометрическими данными, а также измеренными собственными движениями и расстояниями. Были выделены девять объектов, характеристики которых с вероятностью от 1 до 14 процентов соответствовали теоретическим предсказаниям о наблюдательных проявлениях одиночной черной дыры. В конечном итоге вероятность, что хотя бы один из этих источников может быть изолированной черной дырой звездной массы, лежит в диапазоне 5–35%.

Ключевые слова: *звезды: черные дыры — звезды: нейтронные*

1. ВВЕДЕНИЕ

Родовым признаком черных дыр (ЧД) является наличие горизонта событий — полупроницаемой мембраны, ограничивающей содержащую ЧД область пространства. Другими словами, чтобы отождествить исследуемый объект с ЧД, необходимо получать информацию из областей, непосредственно прилегающих к горизонту событий, что сделать крайне затруднительно (Beskin and Karov 2005). Даже в выдающемся эксперименте по исследованию ЧД в ядре галактики M 87 такого рода информация приходила из зоны, отстоящей от горизонта событий на 2.5 радиуса Шварцшильда (Kazinogi et al. 2019). Действительно, области, непосредственно прилегающие к горизонту событий и в ядрах галактик, и в аккреционных дисках двойных рентгеновских систем с ЧД, окружены аккрецирующим веществом, которое в значительной степени их экранирует. В то же время, поскольку плотность межзвездной плазмы достаточно мала (Beskin and Karov 2005), темп аккреции на изолированные ЧД звездных масс невысок ($10^{-6}–10^{-9} \dot{M}_{\text{Edd}}$, где $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 10^{-8} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)$, а M — масса ЧД), что позволяет регистрировать фотоны, рождающиеся непосредственно вблизи горизонта событий (Beskin et al. 2008).

Количество таких изолированных ЧД, согласно современным эволюционным сценариям, составляет приблизительно 10^8 для нашей Галактики (Wiktorowicz et al. 2019). Как правило, в этой ситуации реализуется сферический тип аккреции, так как дисперсия скорости и плотности турбулентного межзвездного газа невелики (Bondi 1952).

Спектр излучения аккреционного потока для этого случая был впервые получен в работе Shvartsman (1971). Он показал, что в нем генерируется синхротронное излучение электронов в хаотических магнитных полях, усиленных при натекании плазмы на ЧД. Большая часть излучения рождается в областях близких к горизонту событий, на расстоянии приблизительно $3–5 r_g$, где r_g — гравитационный радиус. Светимость такого ореола остается практически неизменной в широком диапазоне частот от 10^{14} до 10^{20} Гц, причем в его спектре отсутствуют линии (Bisnovatyi-Kogan and Ruzmaikin 1974, Ipser and Price 1982, Meszaros 1975, Shvartsman 1971). Эти оценки легли в основу критического эксперимента МАНИЯ (Многоканальный Анализ Наносекундных Изменений Яркости) по поиску изолированных ЧД звездных масс, основанного на обнаружении быстрой переменности упомянутого излучения. Эти вариации светимости представляют собой вспышки с характерными временами в $10^{-6}–10^{-3}$ с, возникающие при приближении к горизонту событий сгустков плазмы, на которые

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

фрагментируется поток аккрецирующего вещества (Beskin et al. 2008, Beskin and Karov 2005, Shvartsman 1971).

Таким образом, при типичных параметрах межзвездной среды, скоростей движения и масс ЧД, они будут представлять собой объекты со светимостью от 10^{28} до 10^{34} эрг с^{-1} , обладающие непрерывным спектром в интервале от инфракрасной области до гамма-диапазона. При этом их общим свойством 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 месяцы—годы, что обусловлено неоднородностью межзвездной среды, в которой движется ЧД (см. Beskin et al. (2008), Beskin and Karov (2005) и ссылки там).

В конечном итоге можно сформулировать набор наблюдательных проявлений, характерных для кандидатов в ЧД. Это объекты, расположенные в нашей Галактике, которые

- 1) излучают в широком диапазоне частот (от ИК до гамма),
- 2) обладают нетепловым континуумом, лишенным линий,
- 3) имеют оптический блеск в диапазоне 16^m — 25^m (при типичных расстояниях 100—300 пк),
- 4) демонстрируют переменность на больших временах (от часов до лет),
- 5) будучи локализованы в нашей Галактике, должны обладать собственным движением, соответствующим линейным скоростям приблизительно от нескольких единиц до 100 км с^{-1} , что при расстояниях примерно до 400 пк приводит к угловым перемещениям и/или параллаксам до 50 mas уг^{-1} (Brown et al. 2018).

Для дальнейших исследований отбирались объекты, соответствующие по крайней мере одному—двум отмеченным критериям. В частности, некоторые галактические источники обладают свойствами, схожими с теми, что должны быть характерны для одиночных ЧД. К ним относятся DC-карлики (холодные белые карлики с гелиевой атмосферой и континуальными спектрами без линий поглощения), лацертиды (подкласс блазаров, характеризующий нетепловым континуальным спектром без линий и быстрой переменностью), РОКОСы (радиообъекты с континуальным оптическим спектром, также подкласс блазаров), неидентифицированные в оптическом диапазоне источники жесткого излучения (Plotkin et al. 2010, Shvartsman et al.

1989a; b). Как уже было сказано выше, критерием для отождествления отобранных объектов-кандидатов в ЧД является обнаружение у них коротких вспышек. В рамках вышеупомянутого эксперимента МАНИЯ, который проводится с 1972 г. на 6-м телескопе Специальной Астрофизической Обсерватории РАН с помощью фотометрического комплекса высокого временного разрешения, объекты-кандидаты выделялись по всему северному небу, после чего проводились поиски их сверхбыстрой переменности (Plotkin et al. 2010, Shvartsman 1977, Shvartsman et al. 1989a; b).

Среди других стратегий поиска изолированных ЧД стоит отметить исследование их излучения в радио- и рентгеновском диапазонах. Современные рентгеновские обсерватории (NuStar, Спектр—РГ) обладают достаточной чувствительностью для детектирования ЧД, как было показано, например, Agol and Kamionkowski (2002), Tsuna et al. (2018). 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 (подробное описание можно найти в работе Beskin and Karov (2005)). Одиночные ЧД также могут быть источниками неотожествленного гамма- и радиоизлучения в молекулярных облаках или холодных нейтральных областях (Barkov et al. 2012, Maccarone 2005). Оценки радиосветимости ЧД были получены из корреляции радио и рентгеновских светимостей для ЧД в двойных системах. Возможность обнаружения ЧД в радиодиапазоне будущими миссиями была подробно исследована в работе Tsuna and Kawanaka (2019). Модельные расчеты (Fender et al. 2013, Scarcella et al. 2021) с учетом распределения масс и скоростей, а также околосолнечной межзвездной среды показали, что искать ЧД в радиодиапазоне представляется даже более разумным, учитывая чувствительность настоящих и будущих проектов, таких как Square Kilometer Array (SKA), в рамках которого будет возможно обнаруживать радиоизлучение от близких ЧД. В работе Ivanov et al. (2019) показана возможность поиска одиночных ЧД звездных масс в центральной молекулярной зоне Галактики в субмиллиметровом и инфракрасном спектральных диапазонах с помощью космических обсерваторий. Таким образом, из вышесказанного следует, что обнаружить ЧД представляется возможным по проявлению ее взаимодействия с окружающим пространством. Еще один способ обнаружения одиночных ЧД — астрометрическое микролинзирование. Как показало моделирование, (см., например, Lu et al. (2016)), этот метод также реализуем в наблюдениях.

В настоящей работе были изучены объекты, локализованные в областях, где вероятность присутствия ЧД выше, при этом для отбора объектов-кандидатов использовались вышеуказанные признаки. К таким областям относятся зоны возможного распада массивных двойных систем, содержащих ЧД и нейтронные звезды (НЗ). Мы использовали кинематические характеристики относительно молодых пульсаров для определения положения этих зон. В разделе 2 описан процесс их выделения. В разделе 3 проводится отбор объектов — кандидатов в ЧД в этих областях. В разделе 4 сопоставляются наблюдаемые свойства отобранных объектов с теоретическими предсказаниями для таковых у изолированных ЧД. Основные результаты и их обсуждение приводятся в разделе 5.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ВЕРОЯТНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЧД

2.1. Распад двойных систем, состоящих из НЗ и ЧД

Известно, что НЗ образуются при эволюции звезд с начальной массой в интервале $10\text{--}25M_{\odot}$, а ЧД — при коллапсе звезд с более высокой массой, $M \gtrsim 25M_{\odot}$. По крайней мере 70% звезд входят в двойные и кратные системы (Batten 1967, Duquennoy and Mayor 1991, Halbwachs et al. 2003, Wiktorowicz et al. 2019). Следовательно, с высокой вероятностью можно утверждать, что многие ныне одиночные релятивистские объекты звездных масс образовались в двойных системах либо как конечная стадия эволюции массивных звезд-компонентов, либо как продукт слияния этих звезд или компактных объектов, из них образовавшихся. Современные гравитационно-волновые наблюдения позволяют изучать слияния компактных компонентов (см., например, Abbott et al. (2016)). Так, моделирование Lamberts et al. (2018) показало, что в Галактике слились уже 7×10^5 двойных ЧД. Мы рассматриваем случай, когда система распадается и представляется возможным отождествить бывшие компоненты. Эволюционные сценарии рождения ЧД и НЗ в парах подробно описаны, например, в работах Portegies Zwart and Yungelson (1998) и Wiktorowicz et al. (2019). В двойных системах, состоящих из пары ЧД + НЗ, ЧД образуется первой при взрыве сверхновой в конце эволюции более массивной звезды. При этом приблизительно в 40% случаев двойная система остается гравитационно связанной. Второй взрыв сверхновой, в ходе которого рождается НЗ, обычно ее разрушает (Bethe and Brown 1998). В результате асимметрии взрыва (Dewey and Cordes 1987, Helfand and Tademaru 1977, Iben and Moscow, 1996, Shklovskii 1969), или эффекта пращи (Blaauw 1961, Gott et al. 1970), нейтронные звезды, большинство из которых являются радиопульсарами, приобретают

высокие скорости и становятся одними из самых быстрых галактических объектов: их тангенциальные скорости, определенные по собственному движению, достигают нескольких сотен и даже тысяч километров в секунду (см. Hobbs et al. (2005) и ссылки там). Анализируя кинематические характеристики этих пульсаров, можно проследить их движение в прошлом и, используя оценки характеристических возрастов ($\tau_{\text{ch}} = P/2\dot{P}$, где P — период пульсара), определить вероятные места их рождения, сопровождавшегося распадом двойных систем. Этот метод был развит в нашей статье (Chmyreva et al. 2010), где мы провели поиск кинематически связанных пар одиночных пульсаров, входивших в прошлом в двойные системы.

Поскольку массы ЧД в несколько раз превышают массы НЗ, при распаде системы с черной дырой последняя получит меньшую скорость и, следовательно, будет находиться вблизи от места рождения пульсара (Wiktorowicz et al. 2019). В частности, при приблизительно семикратном соотношении масс между этими компактными объектами, скорости ЧД оказываются порядка 5 км с^{-1} , что при характеристическом возрасте пульсара в 500 тыс. лет дает для удаления ЧД от места распада порядка 2.6 пк (0.75 при расстоянии до ЧД в 200 пк). Последнее меньше размера области вероятного рождения НЗ, который определяется кинематическими характеристиками НЗ (погрешностями измерений ее собственных движений и расстояний) и ее возрастом (чем моложе НЗ, тем точнее можно определить координаты области ее рождения и тем меньше она будет). Таким образом, априорная вероятность локализации ЧД в таких областях повышена, что позволяет существенно сузить зоны поиска этих объектов.

2.2. Траектории движения пульсаров в Галактике

Движение пульсаров рассматривается в прямоугольной системе координат, связанной с центром Галактики. Одна из ее осей параллельна направлению на Солнце, вторая направлена вдоль скорости локального стандарта покоя (ЛСП), третья перпендикулярна плоскости Галактики и дополняет две первые до правой тройки векторов (Mihalas and Binney 1981). Изменение положения пульсара во времени характеризуется радиус-вектором $\mathbf{r}(t)$ в галактическом гравитационном потенциале $\varphi_G(\mathbf{r})$ и является решением уравнения движения

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\nabla\varphi_G(\mathbf{r}) \quad (1)$$

с начальными условиями

$$\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}(t = 0), \mathbf{V}_0 = \mathbf{V}(t = 0), \quad (2)$$

соответствующими современной эпохе. Гравитационный потенциал $\varphi_G(\mathbf{r})$ имеет вид (Carlberg and Innanen 1987, Kuijken and Gilmore 1989):

$$\varphi_G(r, z) = -\frac{GM_{dh}}{\sqrt{\left(a_G + \sum_{i=1}^3 \beta_i \sqrt{z^2 + h_i^2}\right)^2 + b_{dh}^2 + r^2}} - \frac{GM_b}{\sqrt{b_b^2 + r^2}} - \frac{GM_n}{\sqrt{b_n^2 + r^2}}. \quad (3)$$

Это трехкомпонентная осесимметричная функция, учитывающая вклад диска и гало, балджа и ядра, которые обозначены соответственно индексами dh, b и n. Здесь r — расстояние от центра Галактики, z — удаление от ее плоскости, а M , β_i , h_i , a_G , b — константы (см. Chmyreva et al. (2010)). Поскольку гравитационный потенциал Галактики не обладает сферической симметрией, то решение уравнения (1) получается в общем случае численно (Carlberg and Innanen 1987, Kuijken and Gilmore 1989). Векторы \mathbf{r}_0 и \mathbf{V}_0 определяются по данным о расстояниях и скоростях пульсаров, полученным в наблюдениях. Точности их измерений обуславливают разброс вероятных траекторий движения пульсара и, в конечном итоге, размер области возможной локализации ЧД. Для радиус-вектора пульсара \mathbf{r}_0 с галактическими координатами l и b и расстоянием от Солнца d имеем

$$\mathbf{r}_0 = d(\mathbf{i} \cos b \cos l + \mathbf{j} \cos b \sin l + \mathbf{k} \sin b) + \mathbf{r}_\odot, \quad (4)$$

где \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} — единичные векторы в вышеуказанной прямоугольной системе координат, а $\mathbf{r}_\odot = -\mathbf{i} \cdot (8.5 \text{ кпк})$ — радиус-вектор Солнца. Вектор скорости пульсара \mathbf{V}_0 определяется компонентами его собственного движения μ_l'' и μ_b'' , расстоянием d , радиальной скоростью V_r и скоростью Солнца:

$$\mathbf{V}_0 = \mathbf{V}_r + \mathbf{V}_t + \dot{\mathbf{r}}_\odot. \quad (5)$$

Здесь $\dot{\mathbf{r}}_\odot = \mathbf{V}_{\odot, \text{rot}} + \mathbf{V}_{\odot, \text{LSR}}$, где $\mathbf{V}_{\odot, \text{rot}} = \mathbf{j}V_{\odot, \text{rot}}$ — скорость вращения ЛСП в плоскости Галактики, а $\mathbf{V}_{\odot, \text{LSR}}$ — скорость Солнца относительно ЛСП (Mihalas and Binney 1981). Значение поперечной скорости пульсара определяется по его собственному движению и расстоянию:

$$V_t = 4.74d \sqrt{(\mu_l'' \cos b)^2 + \mu_b''^2},$$

где μ_l'' и μ_b'' выражены в $[\text{mas yr}^{-1}]$, а d — в килопарсеках. Радиальная скорость пульсара

$$\mathbf{V}_r = \mathbf{V}_{r, \text{rot}} + \mathbf{V}_{r, p}$$

состоит из секулярной компоненты $\mathbf{V}_{r, \text{rot}}$, обусловленной галактическим вращением ЛСП пульсара, и пекулярной скорости $\mathbf{V}_{r, p}$.

В первую очередь в наблюдениях определяют компоненты собственного движения пульсаров (μ_l'' , μ_b'') или верхние пределы для них. Расстояния

же определяются по параллаксам π с относительной погрешностью в среднем примерно 20% (Manchester et al. 2005) или по мере дисперсии с погрешностью приблизительно 30% (Cordes and Lazio 2002). В последнем случае они оказываются модельно зависимыми.

Основной проблемой в изучении кинематики пульсаров является определение их радиальных скоростей, являющихся проекцией полных скоростей на луч зрения, которые можно описать двумя способами при исходном представлении об изотропии их распределения, а именно с помощью одно-модальной функции, полученной в работе Hobbs et al. (2005) при анализе собственных движений выборки 233 пульсаров, или бимодального распределения из работы Arzoumanian et al. (2002) путем моделирования и сравнения с данными радиообзоров. В то же время было показано (Faucher-Giguère and Kaspi 2006), что в эволюционных сценариях невозможно выбрать один этих вариантов. Таким образом, в задаче моделирования выбор того или иного распределения не столь существен, — здесь используется распределение из работы Arzoumanian et al. (2002) для пекулярной компоненты радиальной скорости пульсара.

Как и в работе Vlemmings et al. (2004), собственные движения пульсаров предполагаются распределенными по нормальным законам $N(\mu_l'', \sigma_{\mu_l''}^2)$ и $N(\mu_b'', \sigma_{\mu_b''}^2)$, где средние и дисперсии есть измеренные угловые скорости движений и квадраты их ошибок соответственно. Распределение расстояний до объектов имеет аналогичную форму $N(d, \sigma_d^2)$. Отсюда из формул (4) и (5) получаются распределения $p_r(\mathbf{r}_0)$ и $p_v(\mathbf{V}_0)$ для \mathbf{r}_0 и \mathbf{V}_0 . На основании последних методом Монте-Карло моделируется набор траекторий пульсаров и определяются области их локализации в моменты $t_0 - \tau_{\text{ch}}$, где t_0 — современная эпоха, а τ_{ch} — характеристический возраст. В деталях этот метод обсуждается в нашей работе (Chmyreva et al. 2010), где он был протестирован на нескольких парах пульсаров для выявления их возможной прошлой связи в двойных системах.

2.3. Локализация областей рождения пульсаров

Исходя из того, что размеры областей распада двойных систем, в которые входили пульсары, должны быть близки к размерам боксов ошибок

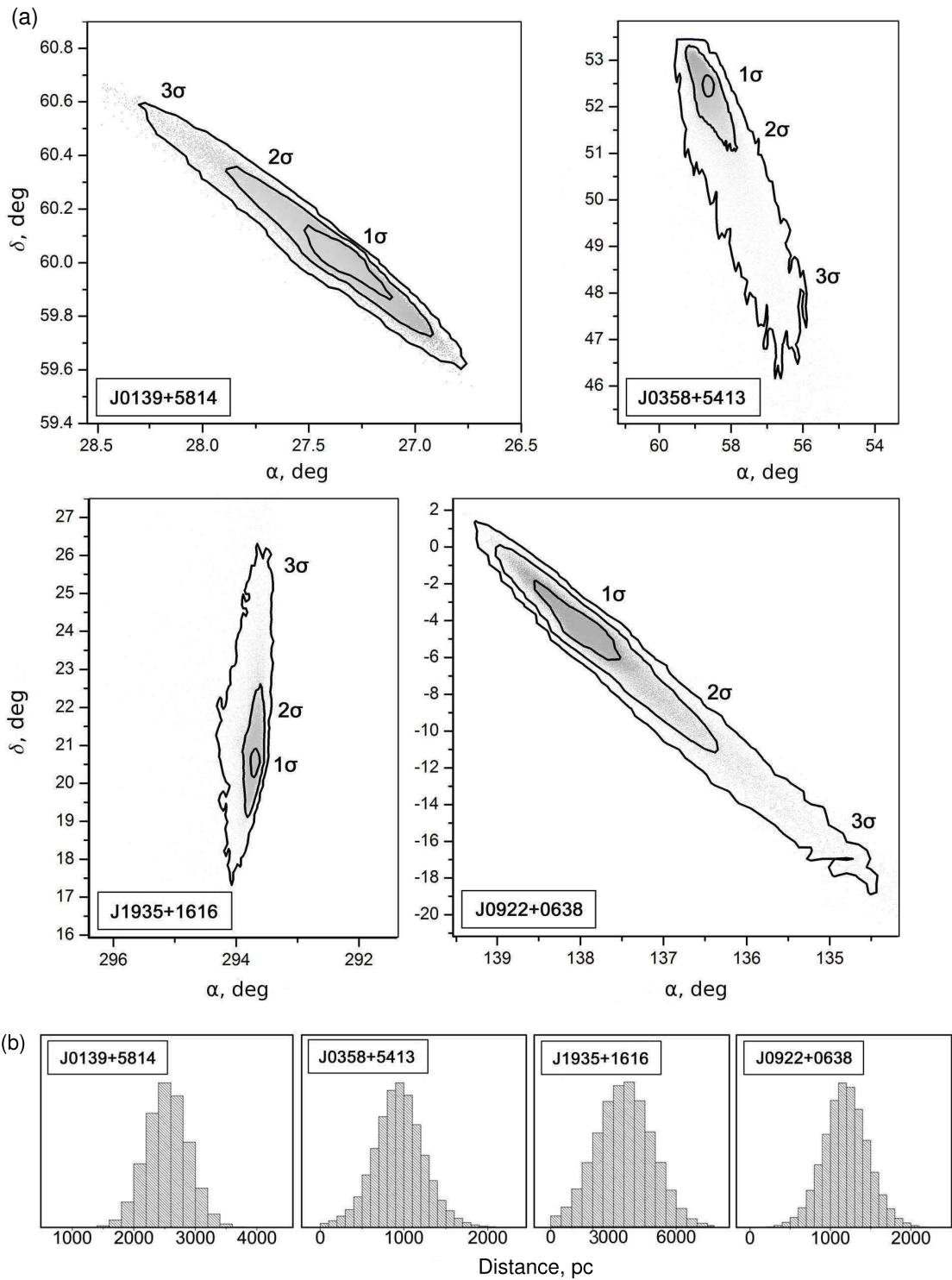


Рис. 1. (a) — проекции на небесную сферу областей рождения пульсаров J0139+5814, J0358+5413, J1935+1616 и J0922+0638, где проводился поиск кандидатов в ЧД. Координаты приведены в градусах. Серые точки представляют собой конечные точки смоделированных траекторий движения пульсаров, соответствующие их характеристическим возрастам. Контуры 1σ , 2σ и 3σ выделены черным. (b) — гистограммы распределений конечных точек траекторий по расстоянию от Земли в парсеках (радиальная локализация области).

Таблица 1. Параметры пульсаров с минимальными возрастами, в областях вероятного рождения которых проводился поиск кандидатов в ЧД

Pulsar	Position (J2000)		Proper motion, mas yr ⁻¹		Distance, pc	Age, yrs
	α	δ	μ''_{α}	μ''_{δ}		
J0139+5814	01 39 19.7401	+58 14 31.819	-19.11 ± 0.07	-16.60 ± 0.07	2600 ± 300	403 000
J0922+0638	09 22 14.022	+06 38 23.30	18.8 ± 0.9	86.4 ± 0.7	1100 ± 200	497 000
J0358+5413	03 58 53.71650	+54 13 13.7273	9.20 ± 0.18	8.17 ± 0.39	1000 ± 200	564 000
J1935+1616	19 35 47.8259	+16 16 39.986	1.13 ± 0.13	-16.09 ± 0.15	3700 ± 1300	947 000

рентгеновских и гамма-источников (Bonparel et al. 2000), и учитывая неопределенность начальных координат пульсаров, найденных по их траектории, были оценены верхние границы возрастов изучаемых объектов. При размере боксов ошибок гамма- и рентгеновских источников в несколько градусов эти пределы близки к миллиону лет. На основании этого соображения были отобраны 16 одиночных радиопульсаров из базы данных ATNF¹ с измеренными собственными движениями и параллаксами. Моделируя распределение пространственных скоростей пульсаров и решая уравнение (1) их движения в потенциале Галактики, мы построили для каждого пульсара по 100 000 траекторий (где начальные их координаты определялись, как указано в предыдущем разделе), которые прослеживались в прошлое до момента времени, соответствующего современной оценке характеристического возраста. Распределение конечных точек этих траекторий определяет в пространстве область, где произошел предполагаемый распад системы и где, возможно, расположена ЧД. На рис. 1 приведены области локализации с контурами, соответствующими 1σ , 2σ и 3σ , для четырех самых молодых пульсаров из 16 (J0139+5814, J0922+0638, J0358+5413 и J1935+1616), параметры которых приведены в таблице 1. Площади вероятной локализации областей распада двойных систем составили от одного до $16 \square^\circ$. В остальных случаях эти площади оказались на порядок больше.

3. ВЫДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ — КАНДИДАТОВ В ЧД

3.1. Пекулярные оптические объекты в областях вероятного рождения пульсаров

На первом этапе, согласно сформулированным выше критериям, в областях вероятного рождения пульсаров, ограниченных контурами 3σ на рис. 1, с помощью базы Aladin (Bonparel et al. 2000)

¹<http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/expert.html>

были отобраны 59 белых карликов и голубых объектов (с показателями цвета $B - V < 0$) (Beskin and Mitronova 1991). Именно такого типа объекты без линий в спектре наблюдались в эксперименте МАНИЯ.

На втором этапе в этих же областях выделялись оптические источники, попадающие в зоны пересечения боксов ошибок гамма-, рентгеновских и радиоисточников. Для этого из каталогов ROSAT², FERMI³, XMM-Newton⁴, FIRST⁵ были отобраны пять гамма-источников (не гамма-всплесков), 258 рентгеновских источников и 1896 радиоисточников. В частности, в область рождения J0139+5814 попало три рентгеновских источника и 19 радиоисточников, в область J0922+0638 — 87 рентгеновских, 257 радио и два гамма-источника, в область J0358+5413 — 98 рентгеновских и 885 радиоисточников, а в область J1935+1616 — три гамма-, 70 рентгеновских и 737 радиоисточников. Их кросс-отождествление в пределах эллипсов позиционных ошибок, которые являлись минимальными для рентгеновских источников и составили около $25''$ для уровня ошибки 1σ , привело к 57 совпадениям рентгеновских и радиообъектов. Сорок пять из них оказались квазарами, звездами, или галактиками (Wenger et al. 2000). В итоге выделены двенадцать областей с размерами около $10''-20''$, где разница координат радио- и рентгеновских источников не превышает ошибок определения их положений. В эти области попали 35 оптических объектов из баз данных SDSS⁶, DSS⁷, CDS⁸. Таким образом, была сформирована для дальнейших исследований выборка из 94 оптических объектов, 59 из которых были отобраны

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/rosat.html>

³<https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

⁴<https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton>

⁵<http://sundog.stsci.edu/>

⁶<https://www.sdss.org/>

⁷<https://irsa.ipac.caltech.edu/data/DSS/>

⁸<http://cdsportal.u-strasbg.fr/>

по цветам, 35 — из боксов ошибок координат рентгеновских источников.

3.2. Анализ свойств отобранных объектов

Были проанализированы следующие свойства этих 94 объектов выборки:

1. *Морфология.* В ходе анализа были обнаружены пять неидентифицированных протяженных объектов, присутствующих только на одном снимке, которые, по-видимому, являются артефактами; мы их в дальнейшем не рассматривали.
2. *Кинематика.* У шести объектов собственное движение отсутствует (на уровне $\mu'' < 0.6, 0.61, 3.0, 1.3, 0.88$ и 1.9 mas yr^{-1}) (Brown et al. 2018). Поскольку его обнаружение является прямым свидетельством галактической локализации объекта, то эти шесть кандидатов были исключены из дальнейшего анализа.
3. *Расстояния.* Данные о параллаксах GAIA приводят к оценкам расстояния для десяти объектов более 2525 пк, 2389 пк и 9415 пк, что для пульсаров J0922+0638, J0358+5413 и J1935+1616 является верхним пределом для смоделированных областей рождения. Если бы эти объекты были ЧД, их блеск был бы слабее 25^m (Beskin and Karov 2005); по этой причине мы исключили их из выборки.
4. *Спектральные характеристики.* Четыре объекта обладают линейчатыми спектрами (одна звезда, три квазара) (Wenger et al. 2000) и также исключаются из списка.
5. *Фотометрия.* Для 57 объектов доступны данные среднеполосной фотометрии (до десяти полос (Wenger et al. 2000)). Они были использованы для подгонки планковскими кривыми с помощью программы VOSpec. Точность этой подгонки оказалась достаточной (около 10%) для того, чтобы отнести спектры этих объектов к тепловым; они были исключены из дальнейшего рассмотрения.

В конечном итоге выборка сократилась до двенадцати объектов, причем у трех из них отсутствуют данные о расстоянии, и дальнейший анализ в рамках данной работы не проводился. Девять оставшихся кандидатов — в основном слабые источники 19^m – 21^m , находящиеся на расстоянии до примерно 500 пк. Сравнение их блеска с теоретическими предсказаниями для ЧД проводится в следующем разделе.

Для 48 объектов из 94 упомянутых выше определены SDSS-цвета, они приведены на рис. 2. Таким образом, объекты этой выборки четко разделяются на две категории: 20 из них попадают в

категорию обычных звезд (их спектры оказались планковскими, см. выше), а 28 — в область белых карликов и квазаров (Collinge et al. 2005, Girven et al. 2011). Отметим, что у шести из двенадцати итоговых кандидатов цвета $(i - z) - (r - i)$ локализованы в последней категории, где, однако, нельзя установить, являются ли их спектры тепловыми или нетепловыми, с учетом точности определения цветов.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫДЕЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ С ИХ ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ ОЦЕНКАМИ

4.1. Определение допустимых значений масс и скоростей гипотетических черных дыр, проявляющихся как отобранные объекты

Поскольку теоретические представления о светимости ореолов вокруг одиночных ЧД основываются на моделях сферической аккреции (Bondi 1952, Shvartsman 1971), ее оценки, с одной стороны, определяются параметрами межзвездной среды в области локализации объекта (а именно плотностью и температурой), а с другой стороны, массой и скоростью движения самой ЧД. Большинство одиночных ЧД звездных масс образовались в двойных системах (Wiktorowicz et al. 2019). Это обстоятельство определяет их массы и скорости после распада этих систем. Исходя из этого, мы оцениваем теоретический блеск отобранных девяти объектов и сравниваем его с наблюдаемым.

На основании классических соображений об аккреционных механизмах (Bondi and Hoyle 1944, Shvartsman 1971) формулу для теоретической светимости одиночной ЧД со сферической аккрецией, с помощью которой она была оценена для девяти кандидатов, согласно Beskin and Karov (2005), можно записать в виде:

$$L = 9.6 \times 10^{33} M_{10}^3 n^2 (V^2 + c_s^2)_{16}^{-3} \text{ erg s}^{-1}, \quad (6)$$

где M_{10} — масса ЧД в единицах $10 M_{\odot}$, n — плотность среды в единицах cm^{-3} , а V и c_s — полная пространственная скорость ЧД и скорость звука, нормированные на 16 km s^{-1} . Оптическая светимость в полосе V составляет примерно 20% от полной (Beskin and Karov 2005). Это выражение с точностью до численного коэффициента впервые было получено Shvartsman (1971) в предположении о максимальной скорости аккреции Бонди–Хойла (Bondi and Hoyle 1944) (здесь коэффициент эффективности аккреции α лежит в диапазоне 1–2). В многочисленных работах на основании отсутствия проявлений в радио- и рентгеновском диапазонах популяций одиночных аккрецирующих нейтральных звезд и черных дыр делается вывод о

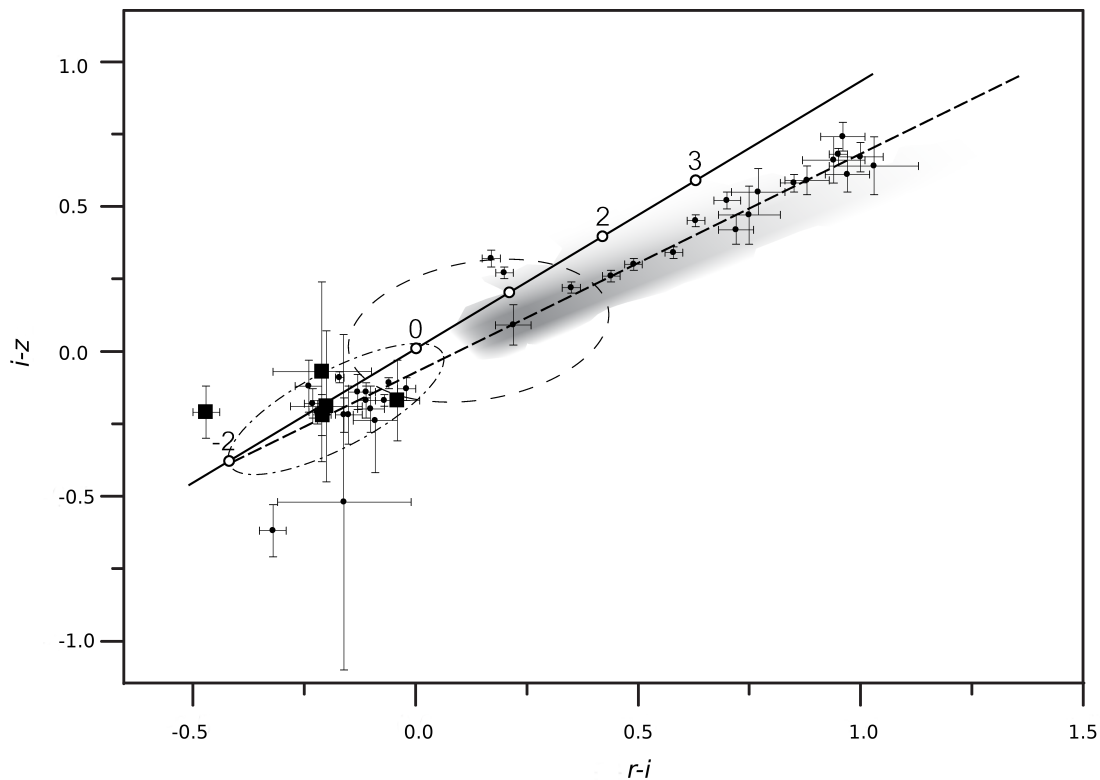


Рис. 2. Диаграмма «цвет–цвет» для объектов выборки с доступными измерениями в базе данных SDSS. Затемненная область обозначает место положения обычных звезд, определенное по звездам фона в рассматриваемых областях. Штриховой эллипс соответствует локализации квазаров на диаграмме, а штрихпунктирный эллипс — белых карликов. Сплошная и штриховая диагональные линии показывают положения источников со степенными и чернотельными спектрами соответственно. Данные SDSS доступны для пяти из девяти объектов итоговой выборки (см. в тексте) — они отмечены квадратами.

низкой эффективности собственно аккреции (см., например, Fender et al. (2013), Perna et al. (2003), Scarcella et al. (2021)). На наш взгляд, это заключение, скорее, обусловлено достаточно специфическими предположениями о механизмах конверсии энергии аккреционного потока в излучение, связанных с его плотностью, величиной и изменениями магнитного поля, степенью изотропности и т.д. В то же время при низких темпах аккреции и сферическом ее характере можно положить скорость аккреции максимальной и определить при физически обоснованных представлениях об изменении параметров потока плазмы характеристики его излучения. Все это было проделано в работе Beskin and Karov (2005), на этой работе и основывается наш анализ. Отметим, что для светимости были получены такие же выражения в работах Ipser and Price (1982) и Bisnovatyi-Kogan and Ruzmaikin (1974), но с численными множителями в несколько раз меньшими, что обусловлено использованием в работе Beskin and Karov (2005) детальной модели нагрева электронов, учитывающей влияние на этот процесс магнитного поля.

Пользуясь стандартными соотношениями для светимости, звездной величины и модуля рассто-

яния, мы получили для ЧД связь массы и скорости при указанных выше параметрах межзвездной среды и видимой звездной величины m объекта на расстоянии D_{10} в единицах 10 пк:

$$M = 55.44 \times 10^{-(2/15)m} D_{10}^{2/3} n^{-2/3} (V^2 + c_s^2)_{16}. \quad (7)$$

Значения величин входящих в (7), с учетом их точности, определяют на плоскости MV область, где теоретический блеск кандидата согласуется с наблюдаемым. Другими словами, ошибки расстояний, плотности и блеска задают ширину этой области.

Для определения n были использованы эмпирические зависимости $E_{g-r}(\mu)$ между покраснением E_{g-r} и модулем расстояния μ для различных направлений, полученные по данным трехмерной карты распределения вещества в Галактике (Green et al. 2019). Поскольку $N_H = 6.86 \times 10^{21} E_{B-V}$ (Güver and Özel 2009) и $E_{B-V} = 0.884 E_{g-r}$ (Green et al. 2019), то для столбцовой плотности водорода имеем $N_H = f(\mu) = 6.06 \times 10^{21} E_{g-r}(\mu)$. Дифференцируя эту функцию и учитывая связь

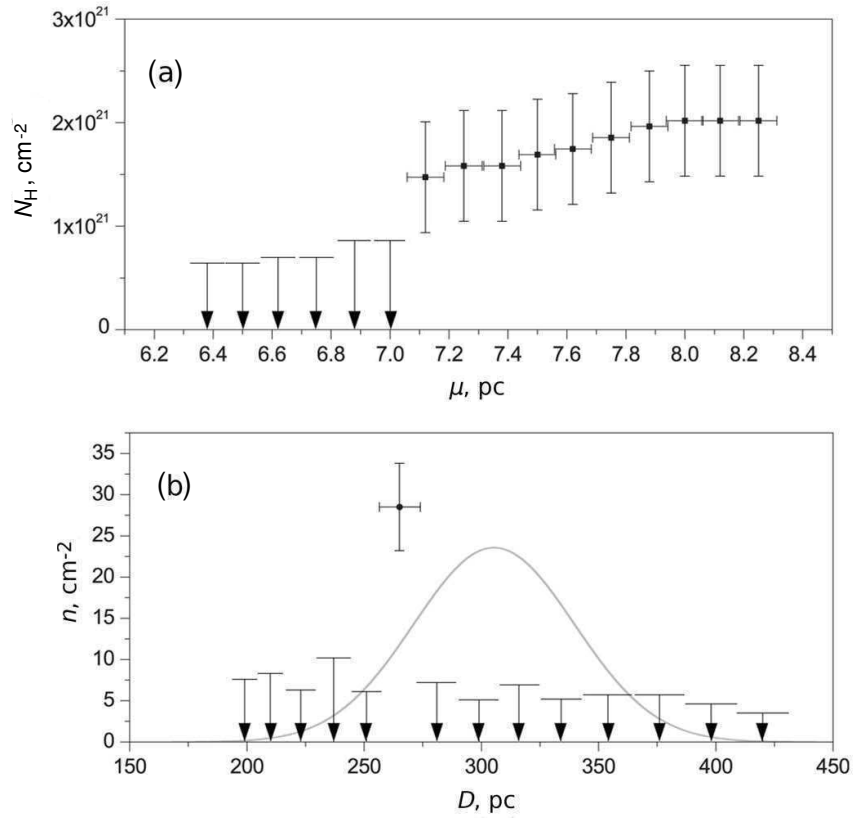


Рис. 3. (а) — пример распределения столбцовой плотности N_{H} в зависимости от модуля расстояния μ для одного из кандидатов (J193415.78+190004.2). Ошибки соответствуют уровню 1σ , согласно распределению (Green et al. 2019). Верхние пределы (доверительная вероятность 99%) показаны стрелками. (б) — оценка плотности межзвездной среды n в зависимости от расстояния D . Гауссиана показывает распределение оценок расстояний до объекта.

Таблица 2. Параметры и их погрешности для девяти отобранных кандидатов. Приводятся собственные движения μ''_{α} , μ''_{δ} , расстояния D , средневзвешенные плотности \bar{n} , поперечные скорости V_{tr} и видимые величины m

Объект	μ''_{α} , мс год $^{-1}$	μ''_{δ} , мс год $^{-1}$	D , пк	\bar{n} , см $^{-3}$	V_{tr} , км с $^{-1}$	m , зв. вел.
J035738.16 + 525934.4	2.56 ± 0.88	6.58 ± 0.69	392 ± 70	≤ 4.0	13 ± 3	19.3 ± 0.4
J035757.63 + 525928.7	-12.5 ± 1.5	2.6 ± 1.1	377 ± 100	≤ 2.9	23 ± 7	19.6 ± 0.6
J035717.10 + 511525.4	0.88 ± 0.51	-1.8 ± 0.35	571 ± 70	≤ 2.8	5 ± 1	18.6 ± 0.3
J035239.08 + 513344.1	18.9 ± 0.5	-26.1 ± 0.4	210 ± 10	7.2 ± 5.4	32 ± 2	18.7 ± 0.1
J193559.98 + 205305.7	7.4 ± 0.7	2.7 ± 0.8	466 ± 120	4.8 ± 1.7	17 ± 5	19.7 ± 0.6
J193433.81 + 203117.1	15.7 ± 0.3	-36.1 ± 0.4	290 ± 20	6.4 ± 3.0	54 ± 4	18.8 ± 0.2
J193415.78 + 190004.2	0.5 ± 1.2	-41.7 ± 1.7	305 ± 100	3.5 ± 2.4	60 ± 20	20.5 ± 0.8
J034803.12 + 505358.7	-1.97 ± 1.13	-7.59 ± 0.92	448 ± 200	2.4 ± 1.4	17 ± 8	20.5 ± 1.2
J090946.77 - 062229.8	5.7 ± 0.9	-21.4 ± 0.8	507 ± 100	≤ 0.9	53 ± 10	18.6 ± 0.5

между D и модулем расстояния $\mu = 5 \lg \left(\frac{D}{10} \right)$, по-

расположения объекта:

$$n = \frac{dN_{\text{H}}}{dD} = 6.06 \times 10^{21} \frac{dE_{g-r}(\mu)}{dD(\mu)} \quad (8)$$

$$= 1.3 \times 10^{21} \times 10^{-\mu/5} \frac{dE_{g-r}(\mu)}{d\mu}.$$

лучаем локальную плотность среды n в области

Рисунок 3 иллюстрирует эту процедуру на примере одного из объектов (J193415.78+190004.2). На панели (а) представлена зависимость столбцовой плотности от модуля расстояния из работы Green et al. (2019) в направлении на этот объект. На панели (b) приведена финальная зависимость плотности от расстояния до него. Измеренные значения n для каждого объекта приведены в таблице 2, в скобках указаны их точности. Поскольку неопределенность расстояний до объекта достаточно велика, точное значение плотности в его окрестности найти невозможно. Для ее оценки мы использовали средневзвешенное значение в диапазоне возможных расстояний, определяемых погрешностью их измерений. Для этой оценки мы имеем $\bar{n} \in (\bar{n}_{\min}, \bar{n}_{\max})$ при

$$\bar{n}_{\min} = \frac{\sum wn}{\sum w}$$

и

$$\bar{n}_{\max} = \frac{\sum wn + \sum wn_0}{\sum w},$$

где n — индивидуальные значения плотности, w — их вероятность, а n_0 — оценка верхней границы плотности.

Так как для каждого объекта измерена только трансверсальная компонента его полной скорости, эта величина является минимальной для нее и ограничивает область допустимых значений V на плоскости MV . Причем $V > V_{\text{tr}} = 4.74\mu'' D$, где V_{tr} — поперечная скорость, полученная из наблюдаемого собственного движения $\mu'' = \sqrt{\mu''_{\alpha}{}^2 + \mu''_{\delta}{}^2}$ (где μ''_{α} и μ''_{δ} — компоненты вдоль координат α и δ).

Наконец, оценим последний параметр, входящий в соотношение (6) — локальную скорость звука c_s . Эта величина определялась по стандартной

формуле $c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{m_p}}$, где m_p — масса протона, а

температура T находилась из эмпирической зависимости $T(n)$ (Voshkagev 1981) и интервал ее значений определялся интервалом значений плотности $\bar{n}_{\min}, \bar{n}_{\max}$. Набор вышеописанных параметров для каждого объекта приведен в таблице 2.

На рис. 4 приведены области вероятной локализации скоростей и масс отобранных девяти объектов, границы которых определены согласно соотношению (6) с использованием интервалов значений этих характеристик из таблицы 2.

4.2. Оценка вероятности того, что отобранные кандидаты являются ЧД звездных масс

Итак, для девяти кандидатов были получены области совокупности пар значений скорости и массы

гипотетических ЧД, соответствующие их наблюдаемым характеристикам (см. рис. 4). Теперь надо оценить вероятности локализации этих значений в рамках существующих моделей рождения и эволюции изолированных ЧД. Как уже было упомянуто выше, большинство ЧД рождены в распавшихся двойных системах. На формирование распавшихся компонентов этих двойных систем будет влиять предыдущий эволюционный процесс — импульс, полученный при коллапсе и/или распаде двойной системы. Современные эволюционные сценарии для одиночных ЧД подробно обсуждаются в работе Wiktorowicz et al. (2019) и мы воспользуемся результатами этой работы. Ее авторы показывают, что наибольшее число одиночных ЧД из распавшихся двойных систем образуется при солнечной металличности. В стандартной модели эволюции населения диска в Галактике приняты солнечная металличность, изотропное распределение начальных импульсов и начальные скорости для компактных объектов из максвелловского распределения с $\sigma = 265 \text{ км с}^{-1}$ (Hobbs et al. 2005). Такая модель дает для скоростей распределение двойственного вида: медленные ЧД с пиком на низких скоростях (сформировавшиеся без начального импульса из-за массивного обратного выпадения или при прямом коллапсе) и быстрые ЧД с более широким крылом на высоких скоростях (ЧД без сильного обратного выпадения).

Распределение масс имеет основной пик примерно на $7\text{--}8 M_{\odot}$ (ЧД, образовавшиеся при коллапсе звезд приблизительно $20\text{--}35 M_{\odot}$), вторичный, меньший пик — приблизительно на $15 M_{\odot}$ (ЧД, сформировавшиеся из самых массивных звезд, теряющих часть своей массы в виде звездного ветра) и третий, самый маленький пик — около $22 M_{\odot}$ (результат взаимодействия двойных).

Конвертируя эти независимые распределения в распределения вероятностей и перемножая их, получаем двумерное поле, показывающее области наиболее вероятных значений M и V для одиночных ЧД, образовавшихся в двойных системах — оно представлено на рис. 5. Как видно на рисунке, ярко выраженный пик приходится на $V \sim 10 \text{ км с}^{-1}$ при массе приблизительно $7.5 M_{\odot}$ с менее выраженными протяженными «крыльями» на тех же значениях и практически нулевыми вероятностями по остальному полю.

Данное двумерное распределение MV было использовано для оценки полной вероятности того, что отобранные кандидаты являются ЧД. Для этого на него были наложены области, полученные выше для каждого из кандидатов (см. рис. 4). Интегрируя плотность двумерной вероятности MV в пределах этих областей, получаем полную вероятность P того, что объект является ЧД. Для наглядности эта процедура представлена на рис. 6, где показаны

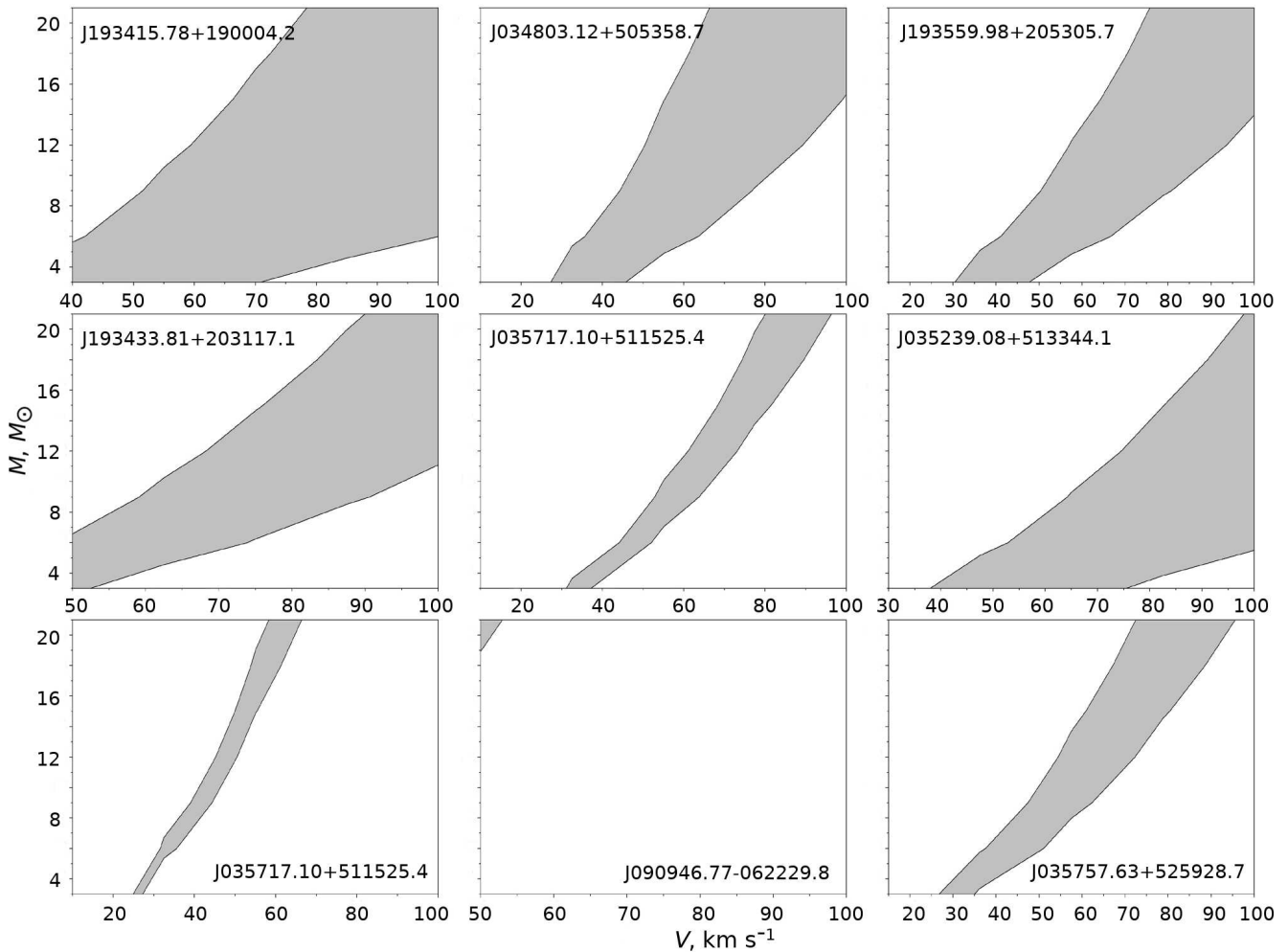


Рис. 4. Области вероятной локализации скоростей и масс отобранных девяти объектов.

области, найденные для девяти кандидатов, совмещенные с плоскостью MV .

Из девяти отобранных кандидатов восемь показали вероятности P от 1.2% до 13.9%. Один объект мы исключаем из дальнейшего рассмотрения, так как его блеск не совпадает с теоретическим ни при одном наборе параметров. Для оценки полной вероятности того, что среди оставшихся восьми кандидатов хотя бы один является ЧД, можно использовать биномиальное распределение $P = C_n^k p^k (1 - p)^{n-k}$ при минимальном и максимальном значениях вероятности из их набора для отдельных объектов. Таким образом, упомянутая вероятность лежит в диапазоне от примерно 5% до 35%.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что среди изученных объектов с достаточно высокой вероятностью (5–35%) может присутствовать хотя бы

одна ЧД звездных масс. Для установления этого факта необходимы наблюдения в двух направлениях. Первое — многополосная фотометрия, которая позволит определить характер континуума этих объектов и в случае его нетепловой природы послужит серьезным аргументом в пользу аккреционного происхождения их излучения. Второе — наблюдения с высоким временным разрешением вплоть до 10^{-5} – 10^{-6} с, с помощью которых можно либо обнаружить переменность в этом диапазоне, являющуюся признаком фрагментированной аккреции на ЧД, либо установить верхний предел на интенсивность такой компоненты излучения. В случае их обнаружения характеристики такого рода вспышек позволят исследовать пространство в непосредственной окрестности вблизи горизонта событий. Необходимо отметить, что даже отсутствие коротких вспышек при нетепловой природе спектра, установленной при многополосной фотометрии, не будет служить аргументом для отказа от предположения об отождествлении этих объектов с ЧД. Само по себе наличие этого факта у объек-

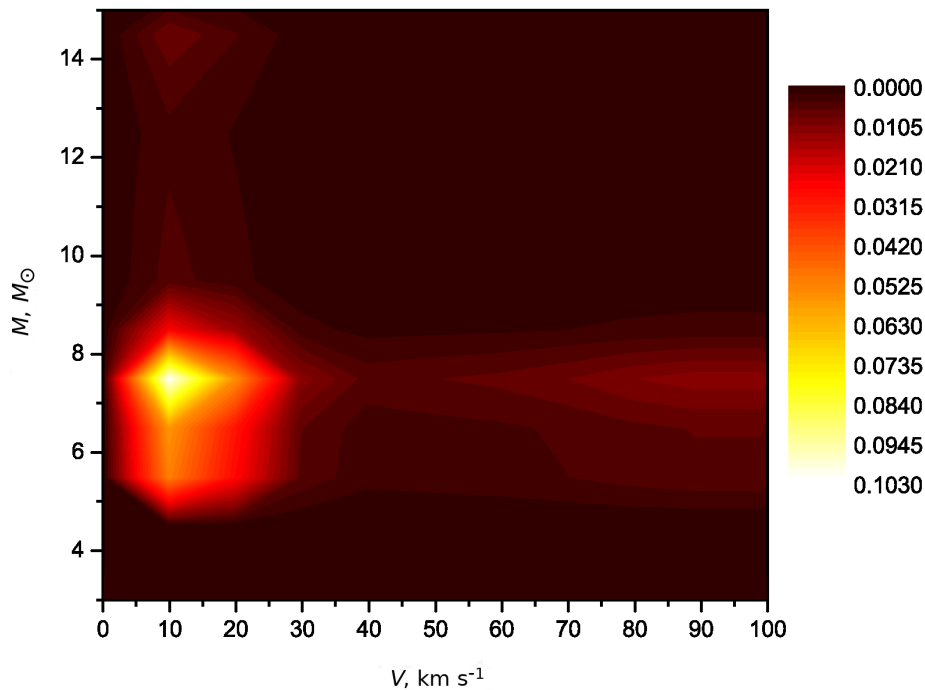


Рис. 5. Двумерное распределение наиболее вероятных значений масс M и скоростей V для одиночных ЧД, рожденных в распавшихся двойных системах. Вероятности показаны градацией цвета.

тов ближайших окрестностей Солнца является достаточным основанием для детального исследования — поиска переменности, поиска поляризации, детальной спектроскопии.

В данной работе поиск ЧД был проведен в выделенных областях, где вероятность их нахождения выше. Места вероятного рождения пульсаров (места распада двойных систем, членами которых они были) не являются единственными подобными зонами, где поиск ЧД звездных масс целесообразен. Еще один тип выделенных областей — зоны повышенной плотности межзвездной среды, где светимость потенциальных ЧД будет выше и, следовательно, обнаружить такие ЧД будет легче.

Однако данная методика не ограничивается специфическими выделенными областями и может быть расширена на любую точку пространства для поиска одиночных ЧД звездных масс по всему небу.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. Авторы благодарят анонимного рецензента, учет замечаний которых позволил улучшить статью, а также А. В. Бирюкова за обсуждение статьи.

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 (2016).
2. E. Agol and M. Kamionkowski, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **334** (3), 553 (2002).
3. Z. Arzoumanian, D. F. Chernoff, and J. M. Cordes, *Astrophys. J.* **568** (1), 289 (2002).
4. M. V. Barkov, D. V. Khangulyan, and S. B. Popov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **427** (1), 589 (2012).
5. A. H. Batten, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **5**, 25 (1967).
6. G. Beskin, A. Biryukov, S. Karpov, et al., *Advances in Space Research* **42** (3), 523 (2008).
7. G. M. Beskin and S. V. Karpov, *Astron. and Astrophys.* **440** (1), 223 (2005).
8. G. M. Beskin and S. N. Mitronova, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **31**, 33 (1991).
9. H. A. Bethe and G. E. Brown, *Astrophys. J.* **506** (2), 780 (1998).
10. G. S. Bisnovatyi-Kogan and A. A. Ruzmaikin, *Astrophys. and Space Sci.* **28** (1), 45 (1974).
11. A. Blaauw, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **15**, 265 (1961).
12. N. G. Bochkarev, *The interstellar medium and star formation* (Izdatel'stvo Nauka, Moscow, 1981), pp. 265–325 [in Russian].
13. H. Bondi, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **112**, 195 (1952).
14. H. Bondi and F. Hoyle, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **104**, 273 (1944).

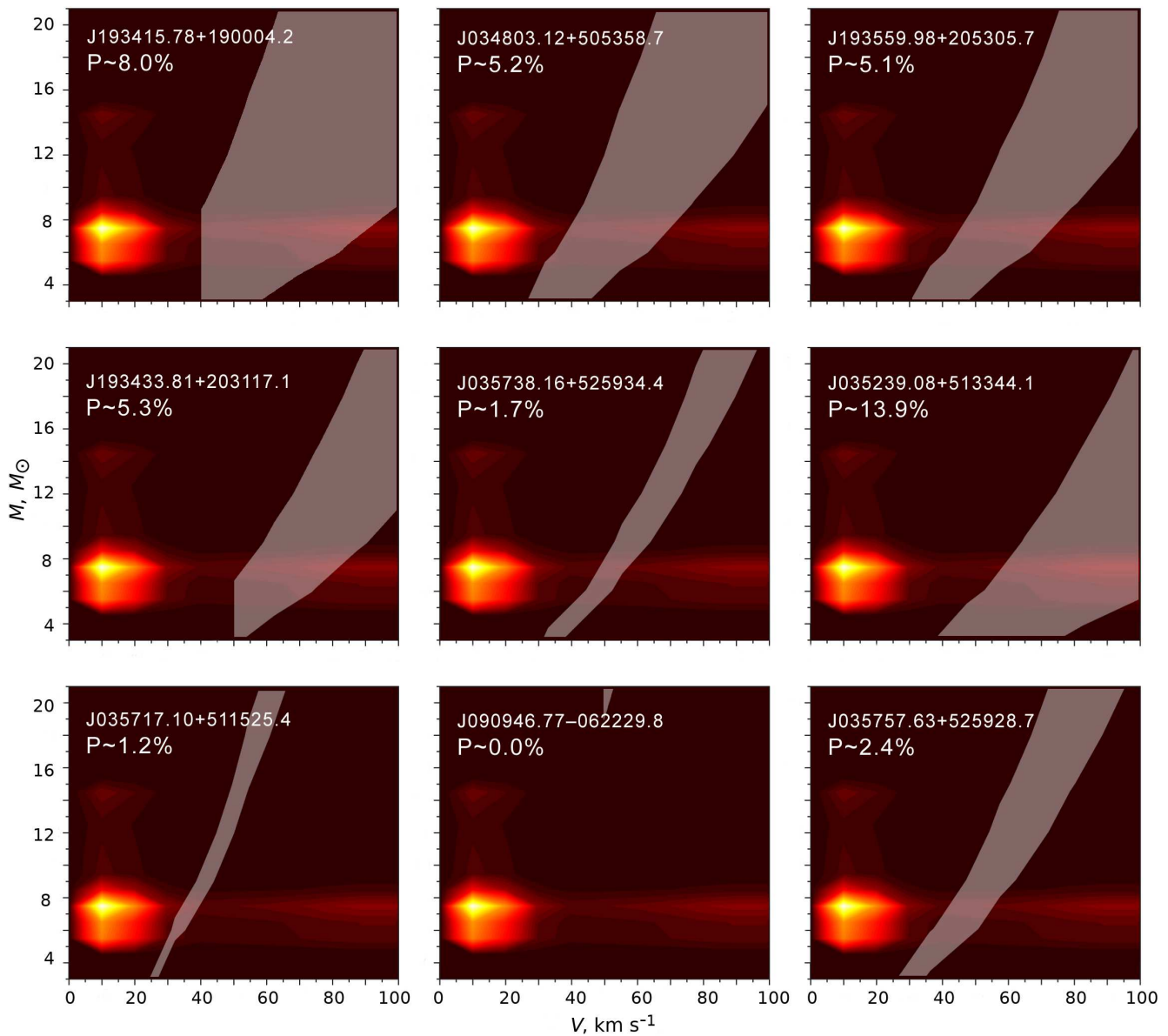


Рис. 6. Диапазоны (полосы) масс M и скоростей V для девяти кандидатов, при которых наблюдаемые параметры согласуются с модельными. Слева полосы ограничены минимальными значениями скоростей, соответствующими наблюдаемой поперечной скорости V_{tr} каждого объекта. Вероятности того, что кандидат является ЧД, указаны в левом верхнем углу каждой панели.

15. F. Bonnarel, P. Fernique, O. Bienaymé, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **143**, 33 (2000).
16. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **616**, A1 (2018).
17. R. G. Carlberg and K. A. Innanen, *Astron. J.* **94**, 666 (1987).
18. E. G. Chmyreva, G. M. Beskin, and A. V. Biryukov, *Astronomy Letters* **36** (2), 116 (2010).
19. M. J. Collinge, M. A. Strauss, P. B. Hall, et al., *Astron. J.* **129** (6), 2542 (2005).
20. J. M. Cordes and T. J. W. Lazio, arXiv:0207156 (2002).
21. R. J. Dewey and J. M. Cordes, *Astrophys. J.* **321**, 780 (1987).
22. A. Duquennoy and M. Mayor, *Astron. and Astrophys.* **500**, 337 (1991).
23. A. Kazunori, A. Antxon, A. Walter et al., (Event Horizon Telescope Collab.), *Astrophys. J.* **875** (1), id. L1 (2019).
24. C.-A. Faucher-Giguère and V. M. Kaspi, *Astrophys. J.* **643** (1), 332 (2006).
25. R. P. Fender, T. J. Maccarone, and I. Heywood, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **430** (3), 1538 (2013).
26. J. Girven, B. T. Gänsicke, D. Steeghs, and D. Koester, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **417** (2), 1210 (2011).

27. I. Gott, J. Richard, J. E. Gunn, and J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **160**, L91 (1970).
28. G. M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, et al., *Astrophys. J.* **887** (1), id. 93 (2019).
29. T. Güver and F. Özel, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **400** (4), 2050 (2009).
30. J. L. Halbwachs, M. Mayor, S. Udry, and F. Arenou, *Astron. and Astrophys.* **397**, 159 (2003).
31. D. J. Helfand and E. Tademaru, *Astrophys. J.* **216**, 842 (1977).
32. G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, and M. Kramer, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **360** (3), 974 (2005).
33. I. Iben, Jr., and A. V. Tutukov, *Astrophys. J.* **456**, 738 (1996).
34. J. R. Ipser and R. H. Price, *Astrophys. J.* **255**, 654 (1982).
35. P. B. Ivanov, V. N. Lukash, S. V. Pilipenko, and M. S. Pshirkov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **489** (2), 2038 (2019).
36. K. Kuijken and G. Gilmore, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **239**, 571 (1989).
37. A. Lamberts, S. Garrison-Kimmel, P. F. Hopkins, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **480** (2), 2704 (2018).
38. J. R. Lu, E. Sinukoff, E. O. Ofek, et al., *Astrophys. J.* **830** (1), id. 41 (2016).
39. T. J. Maccarone, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **360** (1), L30 (2005).
40. R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *VizieR Online Data Catalog VII/245* (2005).
41. P. Meszaros, *Astron. and Astrophys.* **44** (1), 59 (1975).
42. D. Mihalas and J. Binney, *Galactic astronomy. Structure and kinematics*, 2nd ed. (Freeman, San Francisco, 1981).
43. R. Perna, R. Narayan, G. Rybicki, et al., *Astrophys. J.* **594** (2), 936 (2003).
44. R. M. Plotkin, S. F. Anderson, W. N. Brandt, et al., *Astron. J.* **139** (2), 390 (2010).
45. S. F. Portegies Zwart and L. R. Yungelson, *Astron. and Astrophys.* **332**, 173 (1998).
46. F. Scarcella, D. Gaggero, R. Connors, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **505** (3), 4036 (2021).
47. I. S. Shklovskii, *Astron. Zh.* **46**, 715 (1969).
48. V. F. Shvartsman, *Sov. Astron.* **15**, 377 (1971).
49. V. F. Shvartsman, *Soobshcheniya Spetsial'noj Astrofizicheskoy Observatorii*, No. 19, 5 (1977).
50. V. F. Shvartsman, G. M. Beskin, and S. N. Mitronova, *Soviet Astronomy Letters* **15**, 145 (1989a).
51. V. F. Shvartsman, G. M. Beskin, and S. A. Pustil'nik, *Astrofizika* **31**, 457 (1989b).
52. D. Tsuna and N. Kawanaka, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (2), 2099 (2019).
53. D. Tsuna, N. Kawanaka, and T. Totani, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **477** (1), 791 (2018).
54. W. H. T. Vlemmings, J. M. Cordes, and S. Chatterjee, *Astrophys. J.* **610** (1), 402 (2004).
55. M. Wenger, F. Ochsenbein, D. Egret, et al., *Astron. and Astrophys. Suppl.* **143**, 9 (2000).
56. G. Wiktorowicz, Ł. Wyrzykowski, M. Chruslinska, et al., *Astrophys. J.* **885** (1), id. 1 (2019).

Peculiar Objects in the Birthplaces of Radio Pulsars— Stellar-Mass Black Hole Candidates

L. Chmyreva¹ and G. M. Beskin¹

¹Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

We perform a search for stellar-mass black hole candidates in the spatial regions with increased probability of their occurrence, isolated based on the evolutionary scenarios for compact objects originating in disrupted binaries. We analyze the sources located in these regions with available spectral or photometric data, as well as measured proper motions and distances. Nine objects whose characteristics correspond to the theoretical predictions for the observational manifestations of an isolated black hole are marked for further study as black hole candidates.

Keywords: stars: black holes—stars: neutron