

УДК 524.3

НАБЛЮДАЕМОСТЬ ОДИНОЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД НА СРГ/eROSITA

© 2021 г. А. Д. Хохрякова^{1,2,*}, А. В. Бирюков^{2,3}, С. Б. Попов^{1,2}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

³ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, Казань, Россия

*E-mail: alenahohryakova@gmail.com

Поступила в редакцию 05.10.2020 г.

После доработки 11.02.2021 г.

Принята к публикации 31.03.2021 г.

Четырехлетний обзор неба с использованием телескопа eROSITA на борту обсерватории Спектр-РГ с фокусирующей оптикой позволит получить наилучший обзор в мягком (0.5–2 кэВ) и стандартном (2–10 кэВ) рентгеновских диапазонах, как с точки зрения чувствительности, так и с точки зрения углового разрешения. Мы провели исследование возможности обнаружения различных типов одиночных нейтронных звезд с помощью eROSITA. Среди уже известных объектов eROSITA сможет зарегистрировать более 160 пульсаров, 21 магнитар, 7 центральных компактных объектов, все семь источников Великолепной семерки и две другие рентгеновские одиночные нейтронные звезды в течение четырехлетней миссии. Кроме того, ожидается, что eROSITA сможет обнаружить аккрецирующие одиночные нейтронные звезды, а также открывать новые остывающие нейтронные звезды и магнитары.

Ключевые слова: нейтронные звезды, пульсары, рентгеновские наблюдения, рентгеновская астрономия

DOI: 10.31857/S0004629921080065

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования большинства астрофизических объектов можно в первом приближении разделить на изучение отдельных источников, по которым имеется большое количество данных, и на изучение достаточно больших и по возможности однородных выборок. Первый подход позволяет, как правило, в деталях проверить применимость тех или иных физических механизмов (например, генерации излучения) к исследуемым объектам. Тогда как второй дает возможность определять общие характеристики источников (температура рождения, основные пути эволюции и т.п.). С инструментальной точки зрения для первой задачи больше подходят инструменты с небольшим полем зрения, позволяющие достигать очень слабых потоков и высокого углового разрешения. В современной рентгеновской астрономии это, в первую очередь, космические обсерватории XMM-Newton и Chandра. Вторая задача обычно требует обзорных наблюдений. На настоящий момент в рентгеновском диапазоне наиболее полный обзор неба был проведен с помощью немецкой космической обсерватории ROSAT [1].

В данной работе мы изучаем наблюдаемость различных типов одиночных нейтронных звезд с помощью телескопа eROSITA на борту спутника Спектр-Рентген-Гамма (СРГ). Четырехлетний обзор с помощью этого инструмента с фокусирующей оптикой позволит получить наилучший обзор неба в мягком (0.5–2 кэВ) и стандартном (2–10 кэВ) рентгеновском диапазоне как с точки зрения чувствительности, так и с точки зрения углового разрешения. Кроме того, на борту СРГ установлен российский телескоп ART-XC, который также проведет полный обзор неба в стандартном рентгеновском диапазоне. Это будет чрезвычайно важно для изучения различных субпопуляций нейтронных звезд.

Вскоре после открытия в 1932 г. Джеймсом Чедвиком нейтрона [2] Бааде и Цвикке предсказали [3] существование звезд, в основном состоящих из этих частиц. Долгое время считалось, что на практике зарегистрировать их будет очень трудно из-за малого размера (порядка десяти км), так как в то время предсказывалось лишь тепловое излучение компактных объектов, а наблюдения были возможны лишь в оптическом диапазоне. Тепло-

вое рентгеновское излучение для значительного количества одиночных нейтронных звезд удалось обнаружить только в 1990-х годах с помощью спутника ROSAT.

Как известно, нейтронные звезды были открыты в 1967 г. Дж. Белл и соавт. в виде импульсных источников радиоизлучения — пульсаров [4]. Так был обнаружен второй механизм излучения нейтронных звезд — радиоизлучение магнитосферы. Последующие наблюдения показали, что магнитосферный механизм может обеспечивать испускание электромагнитных волн во всех спектральных диапазонах, включая рентгеновский [5].

В этой статье мы рассматриваем возможность регистрации как теплового, так и магнитосферного рентгеновского излучения нейтронных звезд разных типов.

Сейчас известно около 2800 нейтронных звезд, большинство из которых радиопульсары (см. каталог ATNF¹ [6]). Тепловое рентгеновское излучение зарегистрировано от нескольких десятков таких объектов [7].

Статистика радиопульсаров и взрывов сверхновых, а также данные по звездной эволюции говорят о том, что в нашей Галактике должно быть порядка $\sim 10^9$ нейтронных звезд [8]. В рентгеновском диапазоне наиболее заметны молодые одиночные нейтронные звезды, у которых еще сохраняется высокая температура поверхности ($\sim 10^6$ К) и/или присутствует мощное магнитосферное излучение, связанное, в конечном итоге, с потерями вращательной энергии.

Среди одиночных нейтронных звезд, наблюдающихся в рентгеновском диапазоне, на сегодняшний день доминируют источники с нетепловым магнитосферным излучением (радиопульсары, вращающиеся радиотранзиенты).

К объектам, которые наблюдаются вследствие диссипации тепловой энергии, относятся объекты Великолепной семерки (возраст порядка нескольких сотен тысяч лет), так называемые центральные компактные объекты в остатках сверхновых (CCO, возраст от сотен лет до десятков тысяч). Также тепловое излучение наблюдается у некоторых радиопульсаров и магнитаров. Остаточное тепловое излучение одиночных нейтронных звезд доступно для обнаружения лишь при возрастах менее миллиона лет [9]. В данном случае возраст обычно удается оценить в результате сравнения с теоретическими кривыми остывания, а также, в некоторых случаях, по кинематическим данным. Тепловое излучение радиопульсаров может быть связано не только с остаточным

теплом, но и с прогревом полярных шапок потоками частиц. В этом случае его можно наблюдать и у старых объектов (например, миллисекундных пульсаров). Такое излучение также рассматривается нами в данной работе.

Старые одиночные звезды являются слишком холодными, чтобы обнаружить их тепловое излучение, а кроме того они или уже значительно замедлили свое вращение или/и их магнитное поле уменьшилось, что делает магнитосферный механизм излучения неэффективным. Однако теоретически их можно обнаружить, если они аккрецируют достаточно вещества из межзвездной среды [10, 11]. Подобные объекты пока не найдены. Возможность их идентификации с помощью eROSITA кратко обсуждается в разделе 8.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 рассказано о телескопе eROSITA и его свойствах. Раздел 3 посвящен рассмотрению предела детектирования точечных объектов в ходе обзора. В разделах 4–7 последовательно рассматривается возможность наблюдения таких типов нейтронных звезд, как радиопульсары, магнитары, центральные компактные объекты, радиотихие одиночные нейтронные звезды. В разделе 8 обсуждаются критерии поиска новых одиночных нейтронных звезд. Наконец, в заключительном девятом разделе представлены основные выводы.

2. eROSITA

Телескоп eROSITA (extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array) является основным инструментом обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (СРГ), выведенной на орбиту в июле 2019 г. С помощью этого прибора будет выполнено исследование всего неба в рентгеновском диапазоне: за 4 года работы eROSITA сделает 8 полных обзоров неба в диапазоне энергий от нескольких десятых кэВ до 10 кэВ. Подробное описание eROSITA представлено в работе [12].

Предшественником eROSITA был спутник ROSAT, который проводил обзор всего неба в мягком диапазоне энергий от 0.1 до 2.4 кэВ с 1990 по 1999 г. Подробнее об этом инструменте см. в [13]. Важной характеристикой любого обзора является величина “охват” (англ. grasp), произведение эффективной собирающей площади на поле зрения. По этой характеристике eROSITA превосходит ROSAT более, чем в 20 раз. Данное преимущество позволит сделать качественно новые открытия, как касающиеся отдельных источников, так и их популяций. В более жестком диапазоне (до 10 кэВ) это будет первый обзор всего неба, к тому же проведенный с использованием фокусирующей оптики.

Другие рентгеновские телескопы, например, Chandra и XMM-Newton, больше подходят для

¹ Онлайн каталог пульсаров ATNF см. <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

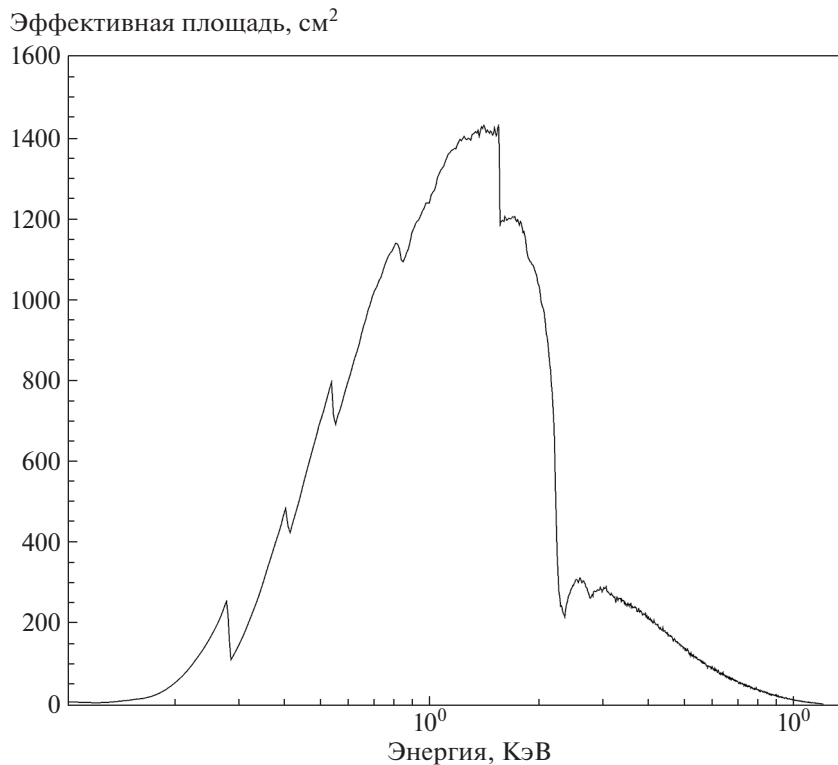


Рис. 1. Зависимость эффективной площади телескопа eROSITA от энергии фотонов. Данные представлены в предположении, что 5 из 7 телескопов закрыты фильтрами, отсекающими мягкую часть спектра.

точечных наблюдений из-за их ограниченного поля зрения. При этом с помощью XMM-Newton за 20 лет наблюдений покрыта значительная часть неба в рамках так называемого “скользящего обзора” (slew survey) [14]. Однако по всем параметрам скользящий обзор XMM-Newton уступает обзору eROSITA.

Зеркальная система eROSITA состоит из семи идентичных модулей. Пять из семи детекторов закрыты фильтрами, отсекающими мягкую часть спектра. Соответствующая зависимость эффективной площади от энергии фотона приведена на рис. 1 (данные взяты с сайта eROSITA²). Для разных участков неба суммарное время экспозиции за 4 года обзора будет несколько различаться, составляя в среднем около 2000 с. Минимальная экспозиция составит 1627 с.

Данные, которые будет получать eROSITA, будут разделены между российским и немецким консорциумами в соответствии с положением источников на небе. Объекты, расположенные на северной половине (галактическая долгота $0 < l < 180^\circ$, северный полюс неба попадает в эту область), будут принадлежать российской сторо-

не. Эту часть неба и объекты на ней ниже мы будем условно называть “российскими”.

3. ОЦЕНКА УРОВНЯ ТЕМНОВОГО СИГНАЛА EROSITA И МИНИМАЛЬНЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ ПОТОКОВ

Семь ПЗС-матриц eROSITA работают в покадровом режиме. В каждой из них раз в 50 мс кадр размером 384×384 пиксела быстро переносится из области накопления в область хранения, откуда считывается за ~ 10 мс. Если наблюдается известный объект, то обладая телеметрической информацией об ориентации телескопа, можно рассчитать координаты изображения источника в кадре. А следовательно, и измерить число отсчетов детектора внутри диафрагмы выбранного размера и центрированной на источник. Складывая эти числа, полученные на разных кадрах, и вычитая из них накопленный темновой сигнал, мы тем самым можем получить оценку рентгеновского потока от источника, т.е. провести его фотометрию. Если общее число отсчетов в диафрагме за некоторое время накопления будет статистически превышать ожидаемое количество фотонов от темнового сигнала ПЗС-матриц, то тогда можно будет говорить об уверенном обнаружении источника. Точность же фотометрии будет опреде-

² <https://wiki.mpe.mpg.de/eROSITA>

ляться количеством накопленных фотонов, т.е. яркостью источника и эффективным временем экспозиции.

При этом определенная сложность фотометрии на eROSITA заключается в том, что форма изображения точечного источника на фокальной плоскости каждого из 7 телескопов сильно зависит от расположения относительно оптической оси, так как площадь функции рассеяния точки (точнее Half Energy Width, HEW) ухудшается при внеосевых наблюдениях. Так, если в центральной области кадра диаметром около $10'$ вокруг оптической оси HEW $\approx 15''$, то на краю поля зрения величина HEW достигает уже $\approx 80''$. И даже более того, сама форма изображения становится очень сложной [15].

Для определения предельного потока от источника, регистрируемого eROSITA, в работе [12] предполагалось, что фотометрия всегда производится в круглой апертуре диаметром $60''$ независимо от положения источника в кадре. При этом учитывается, что в эту апертуру попадает, в среднем, только 80% всех зарегистрированных фотонов. Используя методику из этой работы, можно показать, что за суммарное время экспозиции $t_{\text{exp}} = 1627$ с на eROSITA можно будет обнаруживать объекты с аппаратной яркостью $F_{X,\text{min}} = 8.7 \times 10^{-3}$ отсчетов за секунду в интервале энергий 0.5–10 кэВ на уровне значимости 2.87×10^{-7} . Что соответствует уровню 5σ для нормального распределения.

Однако в [12] считалось, что уровень темнового сигнала eROSITA равен $f_{\text{bkg}} \approx 3 \times 10^{-3}$ отсчетов в секунду с квадратной минуты поля зрения. Тогда как реальные полетные испытания 2019–2020 гг. показали, что уровень фона на детекторах телескопа в интервале 0.2–8 кэВ почти в 2 раза больше и составляет $f_{\text{bkg, fly}} = 5.8 \times 10^{-3}$ отсчетов за секунду с квадратной минуты [16]³.

Поэтому, следуя [12] и предполагая Пуассоновское распределение темновых отсчетов на телескопе, мы получили уточненную оценку минимального потока. А именно, для того, чтобы говорить о статистически значимом детектировании источника, количество зарегистрированных отсчетов внутри апертуры должно быть больше такого минимального целого N , что

$$\sum_{n=0}^N \frac{\mu_{\text{bkg}}^n}{n!} \exp(-\mu_{\text{bkg}}) \geq 1 - \alpha, \quad (1)$$

³ Отметим, что в интервале 8–10 кэВ темновой сигнал детекторов eROSITA очень мал, поэтому приведенная оценка видится применимой и к интервалу 0.2–10 кэВ.

где $\alpha = 2.87 \times 10^{-7}$ – уровень значимости обнаружения, а

$$\mu_{\text{bkg}} = \frac{5\pi}{16} f_{\text{bkg, fly}} t_{\text{exp}}. \quad (2)$$

В предыдущей формуле время экспозиции $t_{\text{exp}} = 1627$ с, а коэффициент $5\pi/16 = \pi/4/0.8$ отражает тот факт, что область интегрирования мы считаем кругом и что 20% всех фотонов от источника оказываются за ее пределами.

При этом минимальный обнаружимый поток будет выражаться как

$$F_{X,\text{min}} = \frac{N - \mu_{\text{bkg}}}{t_{\text{exp}}}, \quad (3)$$

где t_{exp} – время экспозиции. В результате было получено

$$F_{X,\text{min}} \approx 11.5 \times 10^{-3} \text{ отс./с}, \quad (4)$$

что ненамного больше оценки, полученной в [12].

Однако стоит отметить, что возможность обнаружения (известных) точечных источников определяется не только аппаратными характеристиками телескопа и детектора. В немалой степени на это влияет и алгоритм обработки данных. Так, например, достаточно изменить размер апертуры интегрирования или сделать ее динамической (коль скоро размер изображения меняется по мере продвижения в поле зрения телескопа), и оценка (4) также изменится.

Вероятно, что конкретный алгоритм работы с данными не будет оставаться неизменным в течение всего времени функционирования аппарата и последующей обработки. Однако простая оценка чувствительности, приведенная выше, вполне может рассматриваться как разумное консервативное приближение и вряд ли будет существенно отличаться от того, что будет получено при окончательной работе с данными. В частности, сами авторы проекта использовали ее при планировании наблюдений [12].

С учетом всего сказанного выше для дальнейших оценок в нашей работе мы используем нижнюю оценку потока по порядку величины, а именно $F_{X,\text{min}} = 0.01$ отсчета за секунду.

4. ПУЛЬСАРЫ

4.1. Радиопульсары

В этом разделе мы исследуем возможность регистрации рентгеновского излучения от пульсаров. Для этого мы строим спектральную модель такого излучения. Мы предполагаем, что спектр является суммой теплового и степенного.

Пульсары (классические и миллисекундные) и вращающиеся радиотранзиенты (Rotating Radio

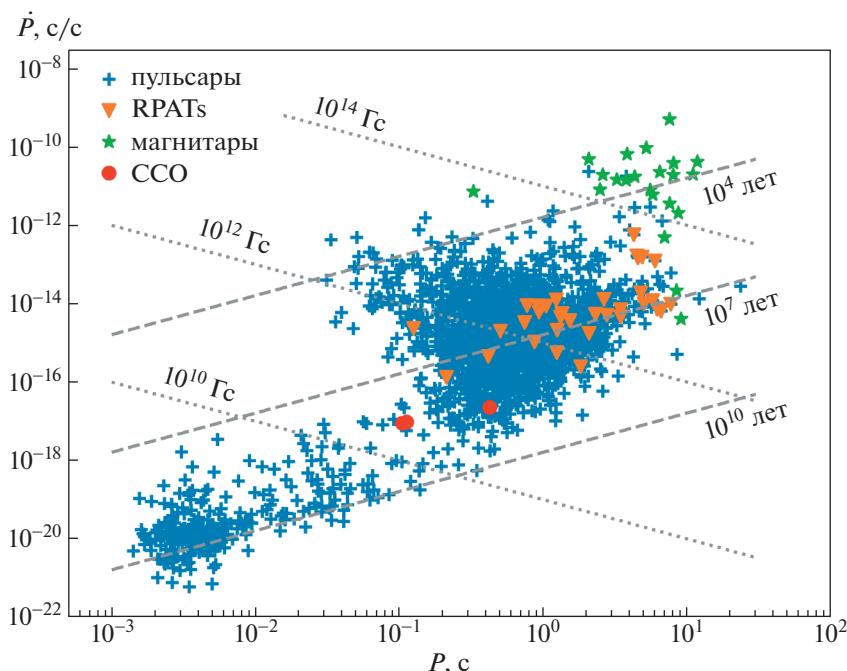


Рис. 2. Диаграмма “ $P-\dot{P}$ ” для пульсаров, вращающихся радиотранзиентов (RRATs), магнитаров и центральных компактных объектов (ССО). Штриховые линии соответствуют постоянным характеристическим возрастам (см. ф-лу (7)), пунктирные – постоянным магнитным полям (см. ф-лу (6) в разделе 4).

Transients, RRATs) составляют основную часть популяции известных нейтронных звезд. Всего в каталоге ATNF [6] на момент написания этой работы содержится >2720 радиопульсаров (включая RRATs).

Для начала рассмотрим основные характеристики нейтронных звезд вообще и пульсаров в частности. Это энергетические потери, магнитное поле и характеристический возраст (см. ниже). В первом приближении для нейтронных звезд справедливо следующее выражение для энергетических потерь:

$$\dot{E}_{\text{rot}} = -I\dot{\Omega}\dot{\Omega} \sim \frac{B^2\Omega^4 R^6}{c^3}, \quad (5)$$

где I – момент инерции нейтронной звезды, примерно равный 10^{45} г см², Ω – угловая скорость ее вращения, $\dot{\Omega}$ – темп замедления вращения, B – магнитное поле на экваторе, c – скорость света. Это выражение близко к результату, полученному в результате численного моделирования [17].

Для типичной нейтронной звезды магнитное поле на экваторе часто оценивается по магнито-дипольной формуле для ортогонального ротатора:

$$B \approx 3.2 \times 10^{19} (P\dot{P})^{1/2} \text{ Гс}, \quad (6)$$

следующей из выражения (5). Здесь $P = 2\pi/\Omega$ – период вращения звезды в секундах, \dot{P} – темп замедления в секундах за секунду.

Типичное время жизни нормального радиопульсара составляет $\sim 10^7$ лет [9, 18]. Если известен период вращения нейтронной звезды (P) и темп его изменения (\dot{P} , см. рис. 2), то ее возраст можно оценить по так называемому характеристическому возрасту:

$$\tau_{\text{ch}} = \frac{P}{2\dot{P}}. \quad (7)$$

Эта величина может сильно отличаться от реального возраста, поскольку здесь сделано несколько предположений: замедление вращения происходит в соответствии с магнито-дипольной формулой при постоянном магнитном поле и угле между осью диполя и осью вращения, а начальный период пренебрежимо мал по сравнению с современным значением (см. дискуссию в [18]). Однако в среднем такая оценка неплохо отражает реальное положение дел.

Точное значение возраста можно установить только для пульсаров, связанных с так называемыми историческими сверхновыми, т.е. речь идет о единичных и достаточно молодых (обычно лишь сотни лет) объектах. Однако существует ряд подходов, позволяющих получать неплохие оцен-

ки возраста для большого числа более старых нейтронных звезд: кинематический возраст, возраст по остаткам сверхновых и т.д. (см., напр., [19, 20] и ссылки там).

Перейдем к оценке теплового излучения. Для оценки температуры в недрах (рассчитанной с учетом красного смещения) мы использовали выражение из [21], являющееся аналитическим приближением результатов моделирования из работы [22] для звезды массой $1.32 M_{\odot}$:

$$T_{\text{in}} = b \left(\frac{t}{1 \text{ yr}} \right)^a \exp(-t/\tau_c), \quad (8)$$

где параметры $b = 6.56 \times 10^8 \text{ K}$, $a = -0.185$, $\tau_c = 8.58 \times 10^5 \text{ лет}$. Здесь в качестве возраста t мы брали характеристический (см. формулу 7).

Далее температуру поверхности (соответственно, уже с учетом красного смещения) мы оценивали как

$$T_{\text{surf}} = 83.67 \text{ K} \left(\frac{T_{\text{in}}}{1 \text{ K}} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Это примерная оценка, которая тем не менее неплохо фиксирует более точные расчетные данные [23]. Связь T_{surf} с T_{in} также зависит от химического состава внешних слоев нейтронной звезды и величины магнитного поля [24]. Заметим, что использованные параметры фита в уравнении (8) соответствуют некоторому конкретному уравнению состояния вещества недр нейтронной звезды и умеренной массе, при которой основные теплотери связаны с модифицированными УРКА-процессами. Таким образом, мы по сути используем верхнюю оценку температуры для радиопульсаров. С другой стороны, здесь мы пренебрегаем возможным дополнительным нагревом, например за счет затухания магнитного поля. Так что для некоторых НЗ с большими магнитными полями наша оценка может быть занижена.

Для нормировки степенной части спектра, связанной с нетепловым магнитосферным излучением, зависящим от \dot{E}_{rot} , мы использовали рентгеновскую светимость, являющуюся суммой двух слагаемых. В жестком диапазоне (2–10 кэВ) мы рассчитывали светимость, следуя работе [25]:

$$L_{\text{X}}[2-10] = 3.8 \times 10^{35} \text{ эрг с}^{-1} \left(\frac{\dot{E}_{\text{rot}}}{10^{38} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{1.34}, \quad (10)$$

и в мягком диапазоне (0.1–2 кэВ), согласно [9]:

$$\begin{aligned} L_{\text{X}}[0.1-2] &= \\ &= 4.4 \times 10^{34} \text{ эрг с}^{-1} \left(\frac{\dot{E}_{\text{rot}}}{10^{38} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{0.997}. \end{aligned} \quad (11)$$

Полная светимость в диапазоне 0.1–10 кэВ равна их сумме.

Эмпирическое соотношение (10) получено в работе [25] для 39 пульсаров по данным ASCA, RXTE, BeppoSAX, Chandra и XMM-Newton. При этом в [25] рассчитывали светимости, экстраполируя в некоторых случаях спектры, полученные в мягком рентгеновском диапазоне ROSAT, на более жесткий диапазон. В работе [9] используются светимости из различных независимых источников.

Приведенная выше светимость складывается из теплового и степенного спектров. Для степенной части мы приняли фотонный индекс $\Gamma = 1.7$ [9].

Важно отметить: мы считали, что указанные выше формулы применимы и для обычных, и для миллисекундных пульсаров, поскольку в работах [25] и [9] одновременно использовали данные по обоим группам источников.

Для расчета темпа регистрации фотонов на eROSITA мы используем методику, подробно описанную в [26]. Количество регистрируемых фотонов в секунду:

$$\begin{aligned} \dot{N}_{\text{detected}} &= \\ &= \int_{E_1}^{E_2} \frac{(4\pi R^2 \pi B_E(T, E) E^{-1} + C E^{-\Gamma}) e^{-\sigma N_{\text{H}}} S_{\text{eff}}(E) dE}{4\pi d^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где E – энергия фотона (кэВ), E_1, E_2 – границы чувствительности телескопа, $S_{\text{eff}}(E)$ – зависимость эффективной площади eROSITA от энергии фотона (см. рис. 1), C – константа нормировки, $B_E(T, E)$ – функция Планка, d – расстояние до источника, N_{H} – колонковая плотность атомов водорода, при которой поток ослабевает в $e^{-\sigma N_{\text{H}}}$ раз. Для расчета величины σ мы использовали данные из статьи [27]:

$$\sigma = \frac{1}{E} C_2 + \frac{1}{E^2} C_1 + \frac{1}{E^3} C_0, \quad (13)$$

где E – энергия фотона, коэффициенты C_0, C_1, C_2 приведены в [27].

Количество пульсаров с ожидаемым темпом счета фотонов больше порогового значения $F_{\text{X}} = 0.01 \text{ с}^{-1}$ оказалось 162 (см. рис. 3). В это число входят как классические, так и миллисекундные пульсары (см. рис. 4).

На данный момент у некоторых пульсаров уже обнаружено рентгеновское излучение [7]. Мы использовали данные об их рентгеновских спектрах из литературы для того, чтобы протестировать нашу модель рентгеновского излучения пульсаров, а также для того, чтобы узнать, какие из них смогут наблюдаться на eROSITA. В табл. 1 мы приводим спектральные параметры этих пульсаров (однокомпонентный/двухкомпонентный планков-

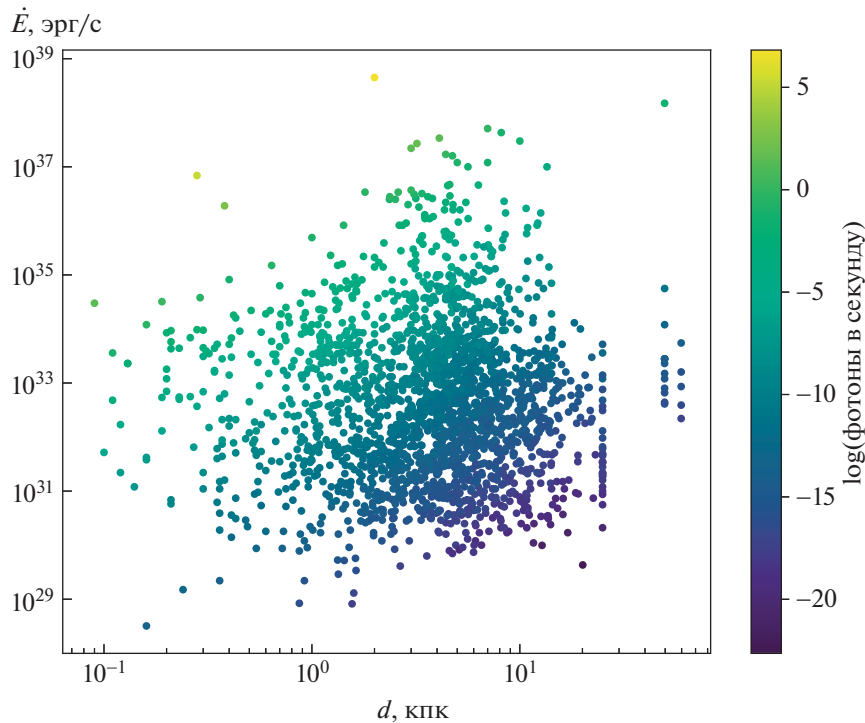


Рис. 3. Диаграмма “ $\dot{E}-d$ ” для пульсаров из ATNF с известными мерами дисперсии. Логарифм темпа счета фотонов показан цветом. Количество пульсаров с потоком больше порогового значения $F_X = 0.01 \text{ c}^{-1}$ равно 162.

ский спектр с температурой, выраженной в энергетических единицах, указанной во второй и четвертой колонках; также для некоторых пульсаров спектр включает степенной компонент с фотонным индексом Γ , указанным при наличии в четвертом столбце; в третьем и пятом столбцах приведены отношение радиуса излучающей области к расстоянию до источника). Результат расчета количества отсчетов в секунду для eROSITA, проведенного нами по данным спектральным моделям, приведен в седьмом столбце. В нем же для сравнения в скобках указано количество отсчетов в секунду, рассчитанное на основе описанной выше нашей модели рентгеновского излучения пульсаров. При этом прочерк означает, что у пульсара в каталоге ATNF не приведена мера дисперсии и расстояние, т.е. мы не могли получить для таких источников значение в рамках нашей модели.

Видно, что в основном наша модель дает хорошее представление об уровне сигнала для eROSITA. Отличия в предсказываемом потоке связаны в первую очередь с тем, что для наших оценок тепловой светимости мы используем лишь одну конкретную кривую остывания из работы [22]. Это приводит к тому, что для части объектов, приведенных в таблице, мы несколько недооцениваем тепловую светимость для данного возраста (масса НЗ в наших расчетах меньше мас-

сы конкретного объекта), а для каких-то, наоборот, переоцениваем (поскольку используем меньшую массу). В случаях некоторых индивидуальных объектов это хорошо видно из данных, приведенных в [22, рис. 2]. Статистически более точные оценки могут быть получены путем более детального популяционного синтеза. Однако здесь необходимо учесть, что распределение НЗ по массам известно плохо, а кроме того, остается много неясностей с тепловыми свойствами нейтронных звезд (в дополнение к неопределенностям в собственно модели остывания недр надо учесть возможность дополнительного нагрева, детали состава внешней термоизолирующей оболочки, свойства атмосферы и т.д.). Учитывая оценочный характер нашей работы, мы пренебрегаем этим. Погружение в детали привело бы лишь к сильной модельной зависимости результатов расчетов.

4.2. RRATs

Вращающиеся радиотранзиенты (RRATs) — относительно новый класс нейтронных звезд, открытый в 2006 г. [43]. В отличие от пульсаров, они являются источниками спорадических коротких радиопульсов на определенной фазе собственного вращения. Их периоды в среднем немного больше, чем у обычных радиопульсаров. Соответ-

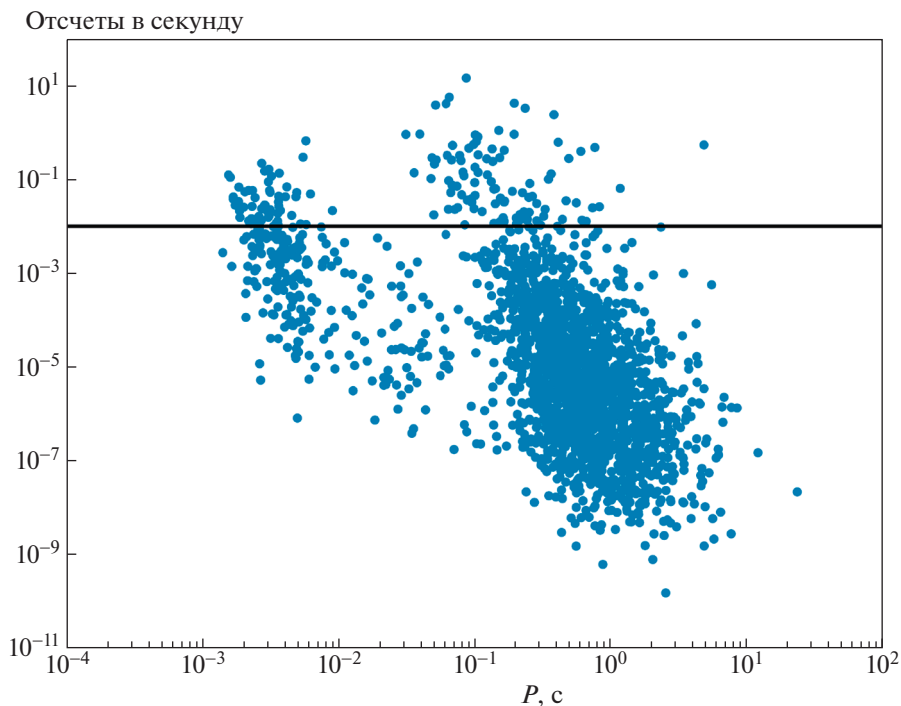


Рис. 4. Темп счета фотонов в зависимости от периода пульсара P . Горизонтальная линия отделяет пульсары, поток фотонов от которых больше необходимого для регистрации значения $F_{\chi} = 0.01 \text{ с}^{-1}$.

ственно, предположительно, некоторые из них обладают сильным магнитным полем. На момент написания работы всего в каталоге ATNF имеется 105 объектов, отнесенных к этому классу.

Для оценки наблюдаемости на eROSITA мы использовали тот же подход, что и для радиопульсаров (см. ф-лы (10)–(12)). То есть, для тех RRATs, для которых известна величина \dot{E}_{rot} , мы рассчитывали светимость в рентгеновском диапазоне. К сожалению, у большинства объектов этого класса нет данных о темпе потери вращательной энергии. С известным \dot{E}_{rot} в каталоге приведено всего 34 источника (из них 20 на российской половине).

Наши расчеты показывают, что темп счета фотонов у всех объектов, кроме двух на южной половине, составляет менее 10^{-4} за секунду. Впрочем, и от оставшихся двух самых ярких источников (J0736–6304 и J1554–5209) можно ожидать лишь несколько фотонов за 4 года обзора, что может быть недостаточно для надежной регистрации. Таким образом, маловероятно, что они будут надежно зарегистрированы.

До сих пор в рентгеновском диапазоне удалось обнаружить излучение лишь от одного вращающегося радиотранзиента – J1819–1458 (наблюдения проводились на телескопе Chandra). Рентгеновское излучение от этого RRAT, обладающего

сильным магнитным полем, описано в работе [44]. Важно отметить, что это тепловое излучение, а согласно нашим расчетам, у всех RRAT тепловое излучение пренебрежимо мало по сравнению с излучением со степенным спектром. Объект J1819–1458 обладает наименьшим характеристическим возрастом среди всех RRATs, у которых его удалось определить. Новых наблюдений RRATs в рентгеновском диапазоне нет, поэтому обзор eROSITA может представлять интерес.

5. МАГНИТАРЫ

Магнитары – это молодые нейтронные звезды с сильным магнитным полем ($\sim 10^{14}$ – 10^{15} Гс), причем их наблюдательные проявления связаны с диссипацией энергии магнитного поля. С точки зрения феноменологии они разделяются на SGR (Soft Gamma-ray Repeaters, источники мягких повторяющихся гамма-всплесков) и AXP (Anomalous X-ray Pulsars, аномальные рентгеновские пульсары).

Магнитары имеют типичные периоды около 5–10 с и типичные магнитные поля $\geq 10^{14}$ Гс. Более полную информацию о магнитарах см. в обзоре [45].

Таблица 1. Пульсары с обнаруженным тепловым рентгеновским излучением

| Имя | kT_1 , эВ | R_1/d , км/кпк | kT_2 , эВ или Г | R_2/d , км/кпк | N_H , 10^{20} см $^{-2}$ | Отсчеты в секунду | Ссылки |
|-----------------------|-------------|------------------|-------------------|------------------|------------------------------|-------------------|--------|
| PSR J0357+3205 | 93 | 1 | 2.2 | | 14 | 0.02 (–) | [28] |
| PSR J0538+2817 | 181.8 | 1.5 | – | | 24.7 | 0.6 (0.03) | [29] |
| CXOU J061705.3+222127 | 132 | 1.1 | 2 | | 61 | 0.02 (–) | [30] |
| PSR J0633+0632 | 120 | 1 | 1.9 | | 15 | 0.05 (–) | [31] |
| PSR J0633+1746 | 43 | 54.8 | 164 + 1.7 | 0.25 | 1.07 | 1.1 (3.3) | [32] |
| PSR B0656+14 | 56 | 73 | 108 + 2.1 | 6.25 | 4.3 | 6.3 (2.4) | [32] |
| PSR B0833–45 | 128 | 8.4 | 2.7 | | 2.2 | 32 (195) | [33] |
| PSR B1055–52 | 68 | 16.4 | 154 + 1.7 | 0.6 | 2.7 | 1.3 (4.2) | [32] |
| PSR J1357–6429 | 146 | 1 | 1.3 | | 49 | 0.04 (0.4) | [34] |
| PSR B1706–44 | 173 | 0.79 | 1.49 | | 45 | 0.5 (0.9) | [35] |
| PSR J1740+1000 | 71 | 5.4 | 148 + 1.6 | 0.46 | 9.7 | 0.1 (0.3) | [36] |
| PSR J1741–2054 | 60 | 17 | 2.66 | | 13.8 | 0.2 (0.6) | [37] |
| PSR B1822–09 | 83 | 2.039 | 187 | 0.098 | 24 | 0.01 (0.5) | [38] |
| PSR J1836+5925 | 45 | 7.9 | 2.1 | | 4 | 0.01 (–) | [39] |
| PSR B1951+32 | 130 | 1.1 | 1.63 | | 30 | 0.4 (0.9) | [40] |
| PSR J2021+3651 | 155 | 0.7 | 1.8 | | 58 | 0.02 (0.6) | [41] |
| PSR B2334+61 | 140 | 0.5 | – | | 0.26 | 0.02 (0.3) | [42] |

Примечание. Спектральные параметры kT_1 , kT_2 , Г и N_H взяты из литературы, указанной в столбце “Ссылки”.

В списке McGill Online Magnetar Catalog⁴ имеется информация о 30 магнитарах и кандидатах [46]. На российской половине неба находится 19 источников.

Светимость и спектр магнитара зависят от фазы активности. В каталоге приведены спектральные характеристики, относящиеся к спокойному состоянию. Для всех них темпы счета оказались достаточно высоки, от $\sim 10^{-3}$ до ~ 30 отсчетов в секунду. То есть, можно ожидать, что даже в спокойном состоянии источников eROSITA сможет зарегистрировать 21 известный магнитар согласно нашему критерию регистрируемости $F_X > 0.01$ с $^{-1}$.

В табл. 2 мы приводим спектральные модели из литературы и темп счета фотонов, соответствующий этим моделям. Нижние 3 объекта в таблице являются кандидатами согласно McGill Online Magnetar Catalog.

6. ЦЕНТРАЛЬНЫЕ КОМПАКТНЫЕ ОБЪЕКТЫ

Центральные компактные объекты (Central Compact Objects, CCO) – это источники мягкого теплового рентгеновского излучения, располо-

женные близко к геометрическому центру молодых (0.3–7 тысяч лет) остатков сверхновых [47].

Мы исследовали возможность наблюдения CCO на eROSITA, используя метод, описанный выше. К большинству объектов мы применили чернотельную (BB) модель спектра с поглощением. Для двух CCO (1E 0102.2–7219 и 1WGA J1713.4–3949) использовалась модель BB + BB, а для XMMU J172054.5–372652 – сумма чернотельного и степенного (BB + PL). Для последнего в табл. 3 в столбце “ kT ” приведен также фотонный индекс Г. Параметры спектров и результаты расчетов см. в табл. 3. Согласно нашему критерию регистрируемости $F_X > 0.01$ с $^{-1}$, eROSITA сможет зарегистрировать семь из числа известных центральных компактных объектов.

7. ВЕЛИКОЛЕПНАЯ СЕМЕРКА

Великолепная семерка – это близкие одиночные нейтронные звезды с тепловым излучением.

Их возраст примерно 10^5 – 10^6 лет. Температуры поверхности, ответственной за наблюдаемое рентгеновское излучение, составляют от ~ 40 до ~ 100 эВ. Все эти объекты были открыты спутником ROSAT.

⁴ См. онлайн-каталог <http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>

Таблица 2. Магнитары

| Имя | kT , кэВ | Γ | N_H , 10^{22} см $^{-2}$ | Отсчеты в секунду |
|-----------------------|-------------|----------|------------------------------|-------------------|
| CXOU J010043.1–721134 | 0.30 + 0.68 | – | 0.063 | 0.21 |
| 4U 0142+61 | 0.41 | 3.88 | 1 | 27.7 |
| SGR 0418+5729 | 0.32 | | 0.115 | 0.0071 |
| SGR 0501+4516 | 0.5 | 3.84 | 0.88 | 2.0 |
| SGR 0526–66 | 0.44 | 2.5 | 0.604 | 0.14 |
| 1E 1048.1–5937 | 0.7 | 2.3 | 0.97 | 5.7 |
| 1E 1547.0–5408 | 0.54 | 1.9 | 3.46 | 1.38 |
| PSR J1622–4950 | 0.5 | | 5.4 | 0.0015 |
| SGR 1627–41 | | 2.9 | 10 | 0.0025 |
| CXOU J164710.2–455216 | 0.59 | 3.86 | 2.39 | 0.035 |
| 1RXS J170849.0–400910 | 0.456 | 2.792 | 1.36 | 4.8 |
| CXOU J171405.7–381031 | | 3.45 | 3.95 | 0.15 |
| SGR J1745–2900 | 0.64 | | 18.7 | 0.0039 |
| SGR 1806–20 | 0.55 | 1.6 | 6.9 | 0.27 |
| XTE J1810–197 | 0.18 | | 0.63 | 0.51 |
| Swift J1822.3–1606 | 0.12 | | 0.453 | 0.086 |
| SGR 1833–0832 | 1.2 | | 10.4 | 0.057 |
| Swift J1834.9–0846 | 0.96 | | 12.9 | 0.022 |
| 1E 1841–045 | 0.45 | 1.9 | 2.2 | 1.6 |
| 3XMM J185246.6+003317 | 0.65 | | 1.36 | 0.055 |
| SGR 1900+14 | 0.47 | 1.9 | 2.12 | 0.42 |
| SGR 1935+2154 | 0.48 | 2.1 | 1.6 | 0.18 |
| 1E 2259+586 | 0.37 | 3.75 | 1.012 | 10.8 |
| AX J1818.8–1559 | | 1.53 | 6.3 | 0.021 |
| AX J1845.0–0258 | | 1 | 7.8 | 0.0031 |
| PSR J1846–0258 | | 1.1 | 4 | 0.074 |

Примечание. Спектральные параметры kT , N_H , Γ взяты из каталога McGill Online Magnetar Catalog. Магнитары, для которых в каталоге не приведены спектральные параметры, не приведены. Объекты под чертой являются кандидатами в магнитары согласно каталогу McGill.

Как и для других типов нейтронных звезд, мы исследовали наблюдаемость этих объектов, используя спектральные параметры из литературы.

Для всех объектов этого типа мы использовали тепловые спектры с поглощением с параметрами, приведенными в табл. 4. В этой же таблице приведены результаты моделирования, из которых следует, что все звезды Великолепной семерки смогут наблюдаться на eROSITA.

Помимо Великолепной семерки, популяция известных рентгеновских радиотихих одиночных нейтронных звезд (XDINS) включают в себя еще два источника: J141256.0+792204 (Calvera) [60] и 2XMM J104608.7–594306 (одиночная нейтронная звезда, предположительно находящаяся в туманности Киля) [61]. Параметры их спектров и темп счета фотонов мы приводим в табл. 5.

Важно отметить, что в этом разделе мы сделали упрощения, считая спектры всех объектов чисто тепловыми. Некоторые объекты обладают разными спектральными особенностями. Однако такое приближение оправдано, поскольку наши расчеты носят оценочный характер.

В недавней работе [62] с помощью популяционного синтеза остывающих нейтронных звезд был сделан прогноз наблюдаемости таких источников в рамках четырехлетнего обзора eROSITA. В зависимости от конфигурации фильтров, моделирование дает от 85 до 95 одиночных нейтронных звезд с тепловым излучением. Таким образом, можно ожидать, что eROSITA обнаружит десятки новых объектов данного типа.

Отбор одиночных нейтронных звезд среди множества кандидатов может быть затруднительным и потребует дополнительных наблюдений в

Таблица 3. Центральные компактные объекты (ССО)

| Имя | kT , эВ | R/d , км/кпк | N_H , 10^{20} см $^{-2}$ | Отсчеты в секунду | Ссылки |
|-----------------------|-----------|----------------|------------------------------|-------------------|--------|
| 1E 0102.2–7219 | 155 + 517 | 0.24 + 0.005 | 100 | 0.001 | [48] |
| RX J0822.0–4300 | 155 | 3.8 | 10 | 3.1 | [49] |
| 1E 1207.4–5209 | 110 | 4.6 | 3 | 1.3 | [49] |
| CXOU J160103.1–513353 | 483 | 0.09 | 246 | 0.02 | [50] |
| 1WGA J1713.4–3949 | 570 + 320 | 0.59 + 0.32 | 47 | 7.15 | [51] |
| XMMU J172054.5–372652 | 420 и 3* | 0.6 | 410 | 0.3 | [52] |
| CXOU J181852.0–150213 | 474 | 0.06 | 3.4 | 0.005 | [53] |
| CXOU J185238.6+004020 | 220 | 0.5 | 20 | 0.2 | [49] |
| CXO J232327.9+584842 | 219 | 1.1 | 40 | 0.5 | [49] |

Примечание. * Фотонный индекс.

Таблица 4. Великолепная семерка

| Имя | kT , эВ | R/d , км/кпк | N_H , 10^{20} см $^{-2}$ | Отсчеты в секунду | Ссылки |
|------------|-----------|----------------|------------------------------|-------------------|--------|
| J1856–3754 | 63 | 36.7 | 0 | 6.6 | [54] |
| J0720–3125 | 85.2 | 19.3 | 1.38 | 7.1 | [55] |
| J1605+3249 | 98 | 9.1 | 0 | 4.1 | [56] |
| J1308+2127 | 95.1 | 12.35 | 7.1 | 2.8 | [57] |
| J2143+0654 | 101.4 | 7.42 | 3.65 | 2 | [58] |
| J0806–4123 | 95.6 | 6.29 | 0.4 | 1.6 | [59] |
| J0420–5022 | 44.8 | 20 | 1.01 | 0.16 | [59] |

Примечание. Спектральные параметры kT , N_H , R/d взяты из источников, указанных в столбце “Ссылки”.

Таблица 5. Другие XDINSa

| Имя | kT_1 , эВ | R_1 , км | kT_2 , эВ или Г | R_2 , км | N_H , 10^{20} см $^{-2}$ | Отсчеты в секунду |
|------------|-------------|------------|-------------------|------------|------------------------------|-------------------|
| 2XMM J1046 | 28.6 | 1739 | 117.8 | 2.96 | 53 | 0.05 |
| Calvera | 215 | 0.72 | | | 3 | 0.7 |

других диапазонах. В работе [62] предполагается, что для нейтронных звезд отношение потоков в рентгеновском и оптическом диапазонах должно быть $>10^{3.5}$, чтобы исключить поляры и активные ядра галактик. Это соответствует в среднем звездной величине в полосе V $m_V = 27.4$ с учетом межзвездного поглощения. Таким образом, для выявления самых слабых кандидатов в нейтронные звезды придется ждать следующего поколения чрезвычайно больших телескопов. Исходя из этого, авторы [62] предсказывают, что в первые годы обзора будет сделано до 25 идентификаций новых объектов, относящихся к остывающим нейтронным звездам.

8. ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе мы обсуждаем два вопроса, связанных с возможностью обнаружения с помощью

eROSITA новых одиночных нейтронных звезд (преимущественно с тепловым спектром). Во-первых, мы приводим краткой обзор ожиданий, касающихся одиночных аккрецирующих нейтронных звезд, а во-вторых, рассматриваем ряд проблем, связанных с отождествлением ранее неизвестных нейтронных звезд среди множества других объектов, в первую очередь – активных ядер галактик (ожидается, что eROSITA зарегистрирует 3 миллиона таких источников [63, 64]).

8.1. Аккрецирующие нейтронные звезды

Выше мы обсуждали перспективы регистрации уже известных нейтронных звезд (радиопульсары, магнитары и т.д.), или, по крайней мере, объектов, принадлежащих к наблюдаемым типам источников. Однако потенциал eROSITA позво-

ляет надеяться на обнаружение новых классов объектов.

Идея аккреции на компактные объекты как источника энергии начала развиваться в 1960-е годы. В первую очередь, речь идет об аккреции в тесных двойных системах, где источником вещества является звезда-компаньон. В самом начале 1970-х годов началось обсуждение аккреции на нейтронные звезды и черные дыры вещества межзвездной среды. В работах [10, 11] сделаны первые оценки и предсказания относительно аккрецирующих одиночных нейтронных звезд.

Молодая нейтронная звезда, как правило, обладает сильным магнитным полем и быстрым вращением, что препятствует аккреции. С возрастом вращение замедляется, а магнитное поле затухает, и звезда может перейти на стадию аккретора [65]. Если исходить из того, что большинство старых нейтронных звезд начинает аккрецировать вещество межзвездной среды, то в нашей Галактике число таких источников должно превосходить количество активных пульсаров. В связи с созданием спутника ROSAT были сделаны оценки количества таких объектов, которые он мог бы открыть [66]. В этой работе предсказали, что ROSAT должен задетектировать около ~5000 одиночных аккреторов! Однако до сих пор, ни с помощью ROSAT, ни с помощью других аппаратов, надежные кандидаты в одиночные аккрецирующие нейтронные звезды не обнаружены.

Столь сильное несоответствие теоретических предсказаний и наблюдений нуждалось в интерпретации. В середине 90-х в работе [67] было показано, что ранее скорости нейтронных звезд сильно недооценивались. Возникло предположение о том, что это связано с очень высокой пространственной скоростью нейтронных звезд, поскольку согласно формуле Бонди аккреционная светимость получается очень низкой при скоростях $\geq 100 \text{ км с}^{-1}$ [8]. Однако дальнейшие более детальные исследования продемонстрировали, что основная причина отсутствия наблюдений аккрецирующих нейтронных звезд заключается не в низкой светимости, а в том, что при высокой скорости нейтронные звезды вообще не успевают выйти на стадию аккреции за время жизни Галактики [68]. С другой стороны, учет более реалистичного распределения магнитного поля нейтронных звезд в популяционных расчетах аккреторов показал, что, например, магнитары и объекты Великолепной семерки в процессе дальнейшей эволюции успевают выйти на стадию аккретора, и были сделаны оптимистичные предсказания для будущих наблюдений на eROSITA [69].

В работе [70] была исследована наблюдаемость нейтронных звезд с учетом нового режима аккреции (settling accretion). Эти расчеты показывают,

что при реалистичных параметрах одиночные аккрецирующие нейтронные звезды могут наблюдаться как транзиентные источники, доступные для регистрации с помощью eROSITA.

Суммируя цитированные выше исследования, можно сказать, что существует большая вероятность, что обзор eROSITA позволит зарегистрировать излучение одиночных аккрецирующих нейтронных звезд. Однако технически сложной задачей будет их идентификация среди множества слабых источников, поскольку ожидаемые сигналы будут слишком слабы для получения хороших спектров или исследования временных вариаций.

8.2. Критерии поиска новых источников

В этом разделе мы кратко обсуждаем критерии поиска ранее ненаблюдавшихся одиночных остывающих нейтронных звезд, пульсаров и аккрецирующих нейтронных звезд с помощью телескопа eROSITA. Основная задача состоит в том, чтобы отличить одиночные нейтронные звезды от других похожих рентгеновских источников, в частности, активных ядер галактик (АЯГ), М-карликов и, возможно, белых карликов. Здесь мы в первую очередь рассматриваем компактные объекты с тепловым спектром (остывающие и, возможно, аккрецирующие одиночные нейтронные звезды), поскольку практически невероятно, что рентгеновские наблюдения позволят обнаружить новый источник с магнитосферным происхождением рентгеновского излучения.

Можно выделить два основных подхода к выявлению новых одиночных нейтронных звезд. Первый подразумевает кросс-корреляцию, т.е. использование данных различных инструментов в разных диапазонах спектра. В частности, нейтронные звезды отличает высокое отношение потоков в мягком рентгеновском и в оптическом диапазонах, f_X/f_{opt} . Второй, в целом менее эффективный подход, основан исключительно на рентгеновских данных.

С аналогичными проблемами идентификации новых одиночных нейтронных звезд уже сталкивались при работе с данными ROSAT [71]. В статье [72] авторы приводят данные источников яркого обзора ROSAT (ROSAT Bright Survey, RBS) на плоскости f_X/f_{opt} – жесткость [72, рис. 3]. Из этого рисунка видно, что хорошим критерием отделения одиночных остывающих нейтронных звезд с тепловым спектром (типа Великолепной семерки) от объектов типа BL Lac является отношение $\log(f_X/f_{\text{opt}})$. Для объектов Семерки оно больше 3, в то время как для лацертид $-1 < \log(f_X/f_{\text{opt}}) < 2$. В видимом диапазоне объекты Великолепной семерки имеют оптические

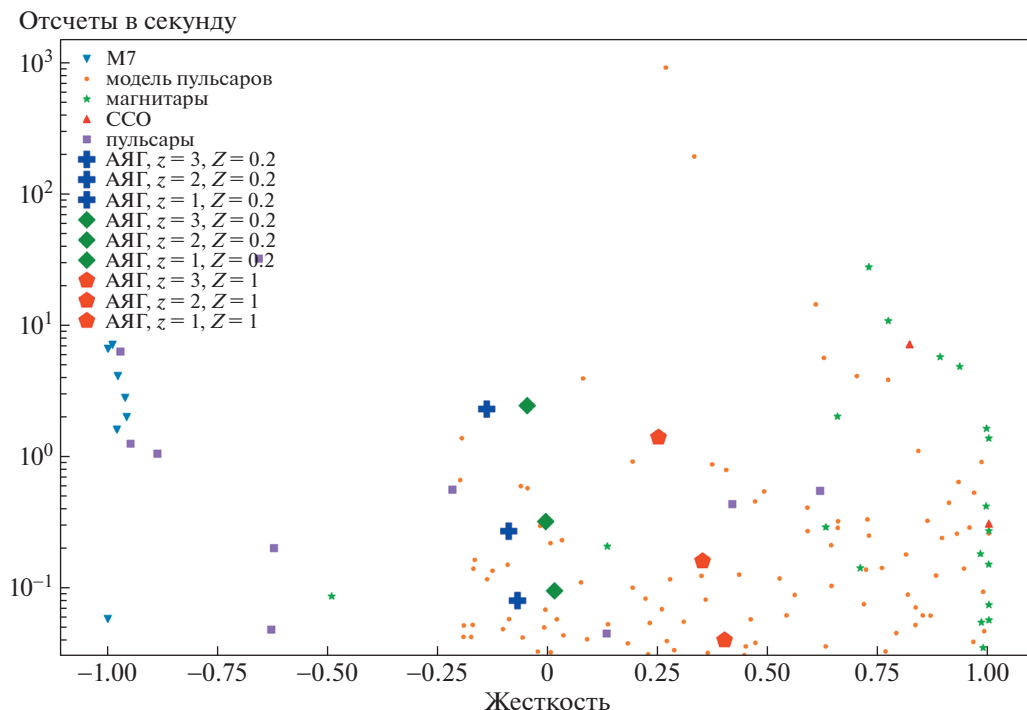


Рис. 5. Диаграмма “Жесткость—Отсчеты в секунду” для различных типов нейтронных звезд, которые может зарегистрировать eROSITA. Оранжевые точки — пульсары из каталога ATNF, рентгеновское излучение которых было смоделировано с помощью модели, описанной в разделе 1. Фиолетовыми квадратами обозначены пульсары с известным тепловым рентгеновским излучением. Зеленые ромбы обозначают АЯГ с фотонным индексом $\Gamma = 1.7$, а синие плюсы и красные пятиугольники — АЯГ с $\Gamma = 1.9$.

звездные величины ≥ 25 [73]. Можно ожидать, что новые объекты будут слабее как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах.

Другим критерием является жесткость. Авторы [72] используют величину жесткости HR2 для ROSAT. Она рассчитывается как отношение разности и суммы потоков в мягкой и жесткой частях рентгеновского спектра:

$$HR2 = \frac{(0.9-2 \text{ кэВ}) - (0.5-0.9 \text{ кэВ})}{(0.9-2 \text{ кэВ}) + (0.5-0.9 \text{ кэВ})}. \quad (14)$$

Здесь скобками обозначены потоки в соответствующих диапазонах энергий. У остывающих нейтронных звезд эта величина < -0.5 , а для лацертид типичны значения > -0.4 . Таким образом, двумерная классификация “ $\log(f_X/f_{opt})$ — жесткость” позволяет достаточно эффективно разделить остывающие нейтронные звезды и АЯГ.

Нормальные звезды обычно имеют отношение $f_X/f_{bol} \leq 10^{-3}$ [74], где f_{bol} — болометрический поток. В некоторых случаях для красных карликов отношение f_X/f_{opt} может быть несколько выше, вплоть до 0.1 [75], тем не менее рентгеновская светимость всегда существенно меньше оптической [76]. Таким образом, кросс-корреляция рентгеновских данных с оптическими каталогами

должна позволить с легкостью отделить красные карлики от кандидатов в одиночные нейтронные звезды. Молодые одиночные белые карлики также легко могут быть отсеяны кросс-корреляцией с оптическими каталогами (например, SDSS и Gaia).

Однако не всегда возможно быстро провести кросс-корреляцию. Поэтому далее мы сосредотачиваемся только на данных eROSITA, соответственно, рассматривается второй подход. Его применимость связана с тем, что обсуждаемые нейтронные звезды имеют тепловые спектры с максимумом на нескольких сотнях эВ, а АЯГ в рентгеновской области имеют степенные спектры с типичным показателем фотонного спектра $\Gamma \sim 1.9$ [63].

По аналогии с HR2 мы ввели жесткость для eROSITA:

$$HR_{eR} = \frac{(1-10 \text{ кэВ}) - (0.1-1 \text{ кэВ})}{(1-10 \text{ кэВ}) + (0.1-1 \text{ кэВ})}. \quad (15)$$

Эту величину можно достаточно просто получить из наблюдений. При этом она позволяет отделить различные классы объектов. На рис. 5 сравниваем HR_{eR} для разных типов одиночных нейтронных звезд и АЯГ.

Для основного класса объектов, с которыми можно перепутать одиночные нейтронные звезды (АЯГ), мы провели оценки жесткости для различных значений красного смещения z в предположении, что спектр является степенным с показателями фотонного спектра $\Gamma = 1.9$ и 1.7 . Это является значительным упрощением, однако оно оправдано тем, что нас не интересует детальный спектр, а лишь примерное положение на диаграмме “Жесткость – Отсчеты в секунду”.

Светимость АЯГ не является параметром, влияющим на оценки жесткости. Важны лишь спектр и поглощение, т.е. колонковая плотность N_H . Заметим, что при степенном спектре, продолжаясь за пределы диапазона наблюдений, красное смещение само по себе не приводит к изменению жесткости. Но ситуация меняется с учетом взаимодействия излучения со средой.

Расчет влияния вещества на луче зрения на вид спектра и поток в случае космологических источников имеют свои особенности, поскольку, во-первых, вещество может быть распределено неравномерно (и вообще, его плотность меняется с красным смещением за счет расширения), а во-вторых, зависимость сечения от энергии фотонов приводит к сложной зависимости оптической толщи от красного смещения источника (см., напр., [77, 78]). Кроме того, химический состав вещества не только отличается от галактического, но также может быть различным в разных участках на луче зрения.

Тем не менее начнем с расчетов колонковой плотности, чтобы сравнить наши предположения с данными других работ. Выражение для колонковой плотности в случае внегалактических источников несложно вывести (итоговые выражения можно найти, например, в [79]). По определению колонковая плотность равна:

$$N_H = \int n dl,$$

где n – плотность частиц, а dl – элемент длины вдоль луча зрения. Перейдем к интегрированию по времени от момента испускания сигнала (t_{em}) до приема (t_{obs}):

$$N_H = \int_{t_{\text{em}}}^{t_{\text{obs}}} n(t) c dt. \quad (16)$$

Отметим, что dt – это интервал времени по часам локального наблюдателя, в точке, где находится распространяющийся сигнал. Теперь нам необходимо перейти к интегрированию по красному смещению. Вывод итогового выражения приведен в Приложении. В итоге получаем:

$$N_H = -\frac{n_0 c}{H_0} \int_z^0 \frac{(1+z)^2}{[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{0.5}} dz. \quad (17)$$

Значение n_0 принимается равным $1.7 \times 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ [77]. Мы используем космологическую модель Λ CDM с параметрами Planck2018 [80]: $H_0 = 67.4 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.315$, $\Omega_\Lambda = 0.685$. Для значений $z = 1$ и $z = 2$ мы получили N_H соответственно $0.38 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и $0.98 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, что находится в соответствии с другими данными (см., напр., [78] и ссылки там).

Для вычисления полного поглощения необходимо еще учесть вклад нашей Галактики. Мы принимаем соответствующую колонковую плотность равной $9 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ пк, следуя результатам работы [81]. Эта величина гораздо меньше N_H в межгалактической среде. Вкладом среды материнской галактики активного ядра (включая среду непосредственно вокруг источника) мы пренебрегаем, что, конечно, является сильным упрощением, но в наших иллюстративных оценках этим трудно учитываемым вкладом можно пренебречь.

Теперь перейдем собственно к расчетам темпа регистрации фотонов разной энергии для реалистичной ситуации. Темп регистрации фотонов (аналогично уравнению (12)) будет равен:

$$\dot{N}_{\text{detected}} = \int_{E_1}^{E_2} \int_z^0 \frac{CE^{-\Gamma} e^{-\sigma(E)N_H(z)} S_{\text{eff}}(E)}{4\pi D_L^2} dz dE, \quad (18)$$

где D_L – фотометрическое расстояние, $\sigma(E) = Z\sigma_0$, Z – химический состав (значение параметра, равное единице, соответствует солнечной металличности).

Численное интегрирование проводилось следующим образом. В фиксированном интервале энергий фотона рассчитывалась энергия, излучаемая в единицу времени в данном интервале:

$$L_0 = CE_0^{1-\Gamma} dE_0.$$

Эта удельная светимость относится к красному смещению z . Далее рассчитывалось, как меняется эта удельная светимость при прохождении света от z до 0 с шагом dz . На каждом шаге светимость ослабевает по двум причинам: поглощение и уменьшение энергии фотонов из-за красного смещения. Поэтому на каждом шаге проводились следующие операции:

$$z[i+1] = z[i] - dz,$$

$$E[i+1] = E[i] \frac{1 + z[i]}{1 + z[i] + dz},$$

$$L[i+1] = L[i] e^{-\sigma(E[i]) \left(\frac{dN_H(z[i])}{dz} \right) dz} \frac{1 + z[i]}{1 + z[i] + dz}.$$

Когда значение z достигало нуля, мы рассматривали следующий интервал энергий фотона и про-

Таблица 6. Ожидаемое число известных нейтронных звезд разных типов по результатам 4 лет обзора eROSITA

| Тип | Количество |
|--------------------------------|------------|
| Пульсары | 162 |
| Вращающиеся радиотранзиенты | 0 |
| Магнитары | 21 |
| Центральные компактные объекты | 7 |
| Великолепная семерка | 7 |
| Другие XDINS | 2 |

водили с ним те же операции. В конце мы суммировали поток энергии, попадающий на детектор,

$$F(E) = \frac{L(E)S_{\text{eff}}(E)e^{-\sigma_0 N_{\text{HGal}}}}{4\pi D_L^2},$$

а также количество регистрируемых фотонов в секунду,

$$\dot{N}_{\text{detected}}(E) = \frac{F(E)}{E},$$

по всем энергиям фотонов в диапазоне eROSITA.

Для расчета жесткости используется эта же формула, но потоки фотонов отдельно рассчитываются в диапазонах 0.1–1 и 1–10 кэВ. Нормировочный параметр C выбирался таким образом, чтобы светимость АЯГ была равна 10^{47} эрг/с.

Для проверки нашего подхода мы провели расчеты оптической толщи источников на разных красных смещениях. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами, приведенными в работе [78, рис. 4].

Для характерных значений красных смещений $z = 1, 2$ и 3 мы рассчитали жесткости и количество отсчетов в секунду для двух вариантов спектров АЯГ ($\Gamma = 1.9$ и 1.7), а также для различных химических составов $Z = 0.2 Z_{\odot}$ и $Z = 1 Z_{\odot}$, которые приведены на рис. 5.

Из рисунка видно, что в соответствии с выводами [72] НЗ с тепловым излучением хорошо отделяются от фоновых АЯГ (в пренебрежении заметным поглощением непосредственно вблизи АЯГ). В то время как обычные радиопульсары и магнитары, имеющие степенные спектры, оказываются “перемешанными” с АЯГ, и здесь для выделения источников необходимы дополнительные критерии.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение нейтронных звезд — бурно развивающаяся область астрофизики. Однако сейчас известно не так уж много одиночных нейтронных звезд, излучающих в рентгеновском диапазоне.

Поэтому их изучение и обнаружение новых объектов такого типа очень важны.

Мы провели исследование наблюдаемости различных типов одиночных нейтронных звезд на инструменте eROSITA на борту спутника Спектр-РГ. Было проведено моделирование и расчет спектров радиопульсаров, вращающихся радиотранзиентов, магнитаров, центральных компактных объектов, Великолепной семерки. Основные результаты: среди уже известных объектов eROSITA сможет зарегистрировать за четырехлетнюю миссию ~162 пульсара, 21 магнитар, 7 компактных центральных объектов, Великолепную семерку и 2 другие рентгеновские одиночные нейтронные звезды. Результаты суммированы в табл. 6.

Кроме того, мы ожидаем, что eROSITA сможет зарегистрировать аккрецирующие нейтронные звезды, а также открыть новые остывающие нейтронные звезды и магнитары.

Приложение

Для перехода от уравнения (16) к (17) используем связь между красным смещением z и масштабным фактором a :

$$a = 1/(1 + z).$$

Дифференцируя масштабный фактор по времени, получим:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{1}{(1 + z)^2} \frac{dz}{dt}.$$

Отсюда:

$$\frac{dz}{dt} = -(1 + z)^2 \frac{da}{dt}.$$

По определению постоянная Хаббла H равна:

$$H = \dot{a}/a.$$

Подставим это выражение в формулу для \dot{z} :

$$\frac{dz}{dt} = -(1 + z)^2 \frac{da}{dt} = -(1 + z)^2 H(z)a = -H(z)(1 + z).$$

Постоянная Хаббла зависит от времени, и ее можно записать с помощью известного выражения:

$$H(z) = H_0[\Omega_r(1 + z)^4 + \Omega_m(1 + z)^3 + \Omega_c(1 + z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}.$$

Здесь H_0 — постоянная Хаббла в настоящий момент времени, а в квадратных скобках стоят слабые, связанные с вкладом в полную плотность различных составляющих: излучения (Ω_r), веще-

ства (Ω_m), кривизны (Ω_c) и космологической постоянной (Ω_Λ).

$$\frac{dz}{dt} = -H(z)(1+z) - H_0(1+z)[\Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_c(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}.$$

Теперь получаем:

$$\frac{dz}{dt} = -H_0(1+z)[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2},$$

где принято $\Omega_r = \Omega_c = 0$. Теперь выразим интервал локального времени через интервал красного смещения:

$$dt = -dz \frac{1}{H_0(1+z)[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}}.$$

Подставив это в формулу для колонковой плотности, получим:

$$N_H = -\int_z^0 n_0 a^{-3} \frac{c}{H_0} [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} (1+z)^{-1} dz.$$

Здесь n_0 — средняя плотность межгалактической среды в настоящее время. Отметим, что поглощающее вещество распределено неравномерно (см. обзоры [82, 83]). Теперь заменим в уравнении масштабный фактор на $a = 1/(1+z)$ и получим итоговую формулу зависимости колонковой плотности в межгалактической среде от красного смещения z :

$$N_H = -\frac{n_0 c}{H_0} \int_z^0 \frac{(1+z)^2}{[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}} dz. \quad (19)$$

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа А.Д.Х. выполнена при поддержке гранта Программы развития МГУ “Ведущая научная школа”. Работа А.В.Б. выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа С.Б.П. поддержана Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука”, грант номер 13.1902.21.0005. Работа была поддержана фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 20-2-1-77-1).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Е.В. Филипповой за полезные комментарии, а также анонимному рецензенту, чьи замечания существенно способствовали улучшению качества статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. Truemper*, *Science* **260**, 1769 (1993).
2. *J. Chadwick*, *Nature* **129**, 312 (1932).
3. *W. Baade and F. Zwicky*, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **20**, 259 (1934).
4. *A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins*, *Nature* **217**, 709 (1968).
5. *A. K. Harding*, in *Astrophysics of Compact Objects*, Intern. Conference on Astrophysics of Compact Objects, edited by Y.-F. Yuan, X.-D. Li, and D. Lai, AIP Conf. Proc. **968**, 104 (2008).
6. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005), arXiv:astro-ph/0412641.
7. *A. Y. Potekhin, D. A. Zyuzin, D. G. Yakovlev, M. V. Beznogov, and Y. A. Shibano*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **496**, 5052 (2020), arXiv:2006.15004 [astro-ph.HE].
8. *A. Treves, R. Turolla, S. Zane, and M. Colpi*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **112**, 297 (2000), arXiv:astro-ph/9911430.
9. *W. Becker*, *Astrophys. Space Sci. Library* **357**, 91 (2009).
10. *J. P. Ostriker, M. J. Rees, and J. Silk*, *Astrophys. Lett.* **6**, 179 (1970).
11. *V. G. Shvartsman*, *Soviet Astron.* **14**, 662 (1971).
12. *A. Merloni, P. Predehl, W. Becker, H. Böhringer, et al.*, arXiv:1209.3114 [astro-ph.HE] (2012).
13. *J. Trümper*, *Adv. Space Research* **2**, 241 (1982).
14. *R. D. Saxton, A. M. Read, P. Esquej, M. J. Freyberg, B. Altieri, and D. Bermejo*, *Astron. and Astrophys.* **480**, 611 (2008), arXiv:0801.3732 [astro-ph].
15. *N. Clerc, M. E. Ramos-Ceja, J. Ridl, G. Lamer, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **617**, id. A92 (2018), arXiv:1806.08652 [astro-ph.CO].
16. *P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babushkin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **647**, id. A1 (2021), arXiv:2010.03477 [astro-ph.HE].
17. *A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J. G. Li*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **441**, 1879 (2014), arXiv:1311.1513 [astro-ph.HE].
18. *V. S. Beskin*, *Physics Uspekhi* **61**, 353 (2018), arXiv:1807.08528 [astro-ph.HE].
19. *S. B. Popov and R. Turolla*, *Astrophys. Space Sci.* **341**, 457 (2012), arXiv:1204.0632 [astro-ph.HE].
20. *A. Noutsos, D. H. F. M. Schnitzeler, E. F. Keane, M. Kramer, and S. Johnston*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **430**, 2281 (2013), arXiv:1301.1265 [astro-ph.GA].
21. *A. P. Igoshev and S. B. Popov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 3204 (2018), arXiv:1709.10385 [astro-ph.HE].
22. *P. S. Shternin, D. G. Yakovlev, C. O. Heinke, W. C. G. Ho, and D. J. Patnaude*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **412**, L108 (2011), arXiv:1012.0045 [astro-ph.SR].
23. *A. Y. Potekhin, G. Chabrier, and D. G. Yakovlev*, *Astron. and Astrophys.* **323**, 415 (1997), arXiv:astro-ph/9706148 [astro-ph].
24. *A. Y. Potekhin, V. Urpin, and G. Chabrier*, *Astron. and Astrophys.* **443**, 1025 (2005), arXiv:astro-ph/0508415 [astro-ph].

25. *A. Possenti, R. Cerutti, M. Colpi, and S. Mereghetti*, *Astron. and Astrophys.* **387**, 993 (2002), arXiv:astro-ph/0109452 [astro-ph].
26. *A. D. Khokhryakova, D. A. Lyapina, and S. B. Popov*, *Astron. Letters* **45**, 120 (2019).
27. *R. Morrison and D. McCammon*, *Astrophys. J.* **270**, 119 (1983).
28. *M. Marelli, A. De Luca, D. Salvetti, N. Sartore, et al.*, *Astrophys. J.* **765**, id. 36 (2013), arXiv:1212.6664 [astro-ph.HE].
29. *C.-Y. Ng, R. W. Romani, W. F. Brisken, S. Chatterjee, and M. Kramer*, *Astrophys. J.* **654**, 487 (2007), arXiv:astro-ph/0611068 [astro-ph].
30. *D. A. Swartz, G. G. Pavlov, T. Clarke, G. Castelletti, et al.*, *Astrophys. J.* **808**, id. 84 (2015), arXiv:1506.05507 [astro-ph.HE].
31. *A. Danilenko, A. Karpova, D. Ofengeim, Y. Shibano, and D. Zyuzin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 1874 (2020), arXiv:2001.10968 [astro-ph.HE].
32. *A. De Luca, P. A. Caraveo, S. Mereghetti, M. Negroni, and G. F. Bignami*, *Astrophys. J.* **623**, 1051 (2005), arXiv:astro-ph/0412662 [astro-ph].
33. *G. G. Pavlov, V. E. Zavlin, D. Sanwal, V. Burwitz, and G. P. Garmire*, *Astrophys. J.* **552**, L129 (2001).
34. *V. E. Zavlin*, *Astrophys. J.* **665**, L143 (2007), arXiv:astro-ph/0703802 [astro-ph].
35. *K. E. McGowan, S. Zane, M. Cropper, J. A. Kennea, F. A. Crordova, C. Ho, T. Sasseen, and W. T. Vestrand*, *Astrophys. J.* **600**, 343 (2004), arXiv:astro-ph/0309445 [astro-ph].
36. *O. Kargaltsev, M. Durant, Z. Misanovic, and G. G. Pavlov*, *Science* **337**, 946 (2012), arXiv:1208.5400 [astro-ph.HE].
37. *A. Karpova, A. Danilenko, Y. Shibano, P. Shternin, and D. Zyuzin*, *Astrophys. J.* **789**, id. 97 (2014), arXiv:1405.5041 [astro-ph.SR].
38. *W. Hermsen, L. Kuiper, J. W. T. Hessels, D. Mitra, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **466**, 1688 (2017), arXiv:1612.04392 [astro-ph.HE].
39. *L. C. C. Lin, C. Y. Hui, K. T. Li, J. Takata, C. P. Hu, A. K. H. Kong, D. C. C. Yen, and Y. Chou*, *Astrophys. J. Letters* **793**, id. L8 (2014), arXiv:1408.4741 [astro-ph.HE].
40. *X. H. Li, F. J. Lu, and T. P. Li*, *Astrophys. J.* **628**, 931 (2005), arXiv:astro-ph/0504293 [astro-ph].
41. *A. Kirichenko, A. Danilenko, P. Shternin, Y. Shibano, et al.*, *Astrophys. J.* **802**, 17 (2015), arXiv:1501.04594 [astro-ph.SR].
42. *K. E. McGowan, S. Zane, M. Cropper, W. T. Vestrand, and C. Ho*, *Astrophys. J.* **639**, 377 (2006), arXiv:astro-ph/0508439 [astro-ph].
43. *M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, M. Kramer, et al.*, *Nature* **439**, 817 (2006), arXiv:astro-ph/0511587 [astro-ph].
44. *N. Rea, M. A. McLaughlin, B. M. Gaensler, P. O. Slane, et al.*, *Astrophys. J.* **703**, L41 (2009), arXiv:0906.1394 [astro-ph.HE].
45. *R. Turolla, S. Zane, and A. L. Watts*, *Rep. Prog. Phys.* **78**, 116901 (2015), arXiv:1507.02924 [astro-ph.HE].
46. *S. A. Olausen and V. M. Kaspi*, *Astrophys. J. Suppl.* **212**, id. 6 (2014), arXiv:1309.4167 [astro-ph.HE].
47. *A. De Luca*, *J. Physics: Conference Series*, **932**, 012006 (2017), arXiv:1711.07210 [astro-ph.HE].
48. *P. R. Hebbar, C. O. Heinke, and W. C. G. Ho*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 1585 (2020), arXiv:1909.04744 [astro-ph.HE].
49. *D. Vigan'ò, N. Rea, J. A. Pons, R. Perna, D. N. Aguilera, and J. A. Miralles*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **434**, 123 (2013), arXiv:1306.2156 [astro-ph.SR].
50. *S. Park, O. Kargaltsev, G. G. Pavlov, K. Mori, P. O. Slane, J. P. Hughes, D. N. Burrows, and G. P. Garmire*, *Astrophys. J.* **695**, 431 (2009), arXiv:0809.4281 [astro-ph].
51. *G. Cassam-Chenaï, A. Decourchelle, J. Ballet, J. L. Sauvageot, G. Dubner, and E. Giacani*, *Astron. and Astrophys.* **427**, 199 (2004), arXiv:astro-ph/0407333 [astro-ph].
52. *I. Lovchinsky, P. Slane, B. M. Gaensler, J. P. Hughes, C.-Y. Ng, J. S. Lazendic, J. D. Gelfand, and C. L. Brogan*, *Astrophys. J.* **731**, id. 70 (2011), arXiv:1102.5333 [astro-ph.HE].
53. *D. Klochkov, V. Suleimanov, M. Sasaki, and A. Santangelo*, *Astron. and Astrophys.* **592**, id. L12 (2016), arXiv:1607.08021 [astro-ph.HE].
54. *V. Burwitz, F. Haberl, R. Neuhäuser, P. Predehl, J. Trümper, and V. E. Zavlin*, *Astron. and Astrophys.* **399**, 1109 (2003), arXiv:astro-ph/0211536 [astro-ph].
55. *F. Haberl, V. E. Zavlin, J. Trümper, and V. Burwitz*, *Astron. and Astrophys.* **419**, 1077 (2004), arXiv:astro-ph/0312413 [astro-ph].
56. *M. H. van Kerkwijk, D. L. Kaplan, M. Durant, S. R. Kul-karni, and F. Paerels*, *Astrophys. J.* **608**, 432 (2004), arXiv:astro-ph/0402418 [astro-ph].
57. *F. Haberl, A. D. Schwöpe, V. Hambaryan, G. Hasinger, and C. Motch*, *Astron. and Astrophys.* **403**, L19 (2003), arXiv:astro-ph/0304088 [astro-ph].
58. *S. Zane, M. Cropper, R. Turolla, L. Zampieri, M. Chierigato, J. J. Drake, and A. Treves*, *Astrophys. J.* **627**, 397 (2005), arXiv:astro-ph/0503239 [astro-ph].
59. *F. Haberl, C. Motch, V. E. Zavlin, K. Reinsch, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **424**, 635 (2004), arXiv:astro-ph/0405485 [astro-ph].
60. *R. E. Rutledge, D. B. Fox, and A. H. Shevchuk*, *Astrophys. J.* **672**, 1137 (2008), arXiv:0705.1011 [astro-ph].
61. *A. M. Pires, C. Motch, R. Turolla, S. B. Popov, A. D. Schwöpe, and A. Treves*, *Astron. and Astrophys.* **583**, id. A117 (2015), arXiv:1508.05246 [astro-ph.HE].
62. *A. M. Pires, A. D. Schwöpe, and C. Motch*, *Astron. Nachricht.* **338**, 213 (2017), arXiv:1611.07723 [astro-ph.HE].
63. *A. Kolodzig, M. Gilfanov, R. Sunyaev, S. Sazonov, and M. Brusa*, *Astron. and Astrophys.* **558**, id. A89 (2013), arXiv:1212.2151 [astro-ph.CO].
64. *J. Comparat, A. Merloni, M. Salvato, K. Nandra, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 2005 (2019), arXiv:1901.10866 [astro-ph.GA].
65. *V. M. Lipunov*, *Astrophysics of Neutron Stars* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992).
66. *A. Treves and M. Colpi*, *Astron. and Astrophys.* **241**, 107 (1991).
67. *A. G. Lyne and D. R. Lorimer*, *Nature* **369**, 127 (1994).

68. *S. B. Popov, M. Colpi, A. Treves, R. Turolla, V. M. Lipunov, and M. E. Prokhorov*, *Astrophys. J.* **530**, 896 (2000), arXiv:astro-ph/9910114 [astro-ph].
69. *P. A. Boldin and S. B. Popov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **407**, 1090 (2010), arXiv:1004.4805 [astro-ph.HE].
70. *S. B. Popov, K. A. Postnov, and N. I. Shakura*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **447**, 2817 (2015), arXiv:1412.4066 [astro-ph.HE].
71. *M. A. Agueros, S. F. Anderson, B. Margon, B. Posselt, et al.*, *Astron. J.* **131**, 1740 (2006), arXiv:astro-ph/0511659 [astro-ph].
72. *A. D. Schwope, G. Hasinger, R. Schwarz, F. Haberl, and M. Schmidt*, *Astron. and Astrophys.* **341**, L51 (1999), arXiv:astro-ph/9811326 [astro-ph].
73. *D. L. Kaplan*, in *Astrophysics of Compact Objects*, Intern. Conference on Astrophysics of Compact Objects, edited by Y.-F. Yuan, X.-D. Li, and D. Lai, *AIP Conf. Proc.* **968**, 129 (2008), arXiv:0801.1143 [astro-ph].
74. *J. Robrade and J. H. M. M. Schmitt*, *Astron. and Astrophys.* **435**, 1073 (2005), arXiv:astro-ph/0504145 [astro-ph].
75. *M. A. Agueros, S. F. Anderson, K. R. Covey, S. L. Hawley, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **181**, 444 (2009), arXiv:0903.4202 [astro-ph.SR].
76. *J. H. M. M. Schmitt and C. Liefke*, *Astron. and Astrophys.* **417**, 651 (2004), arXiv:astro-ph/0308510 [astro-ph].
77. *E. Behar, S. Dado, A. Dar, and A. Laor*, *Astrophys. J.* **734**, id. 26 (2011), arXiv:1101.4662 [astro-ph.CO].
78. *R. L. C. Starling, R. Willingale, N. R. Tanvir, A. E. Scott, K. Wiersema, P. T. O'Brien, A. J. Levan, and G. C. Stewart*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **431**, 3159 (2013), arXiv:1303.0844 [astro-ph.HE].
79. *W. Deng and B. Zhang*, *Astrophys. J. Letters* **783**, id. L35 (2014), arXiv:1401.0059 [astro-ph.HE].
80. *N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **641**, id. A6 (2020), arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].
81. *R. Willingale, R. L. C. Starling, A. P. Beardmore, N. R. Tanvir, and P. T. O'Brien*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **431**, 394 (2013), arXiv:1303.0843 [astro-ph.HE].
82. *A. A. Meiksin*, *Rev. Modern Physics* **81**, 1405 (2009), arXiv:0711.3358 [astro-ph].
83. *M. McQuinn*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 313 (2016), arXiv:1512.00086 [astro-ph.CO].