

# ОЦЕНКА НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ТРАНЗИЕНТНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА 4U 1901+03 ПО ПЕРЕМЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОТОКА НА РАЗЛИЧНЫХ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБАХ

© 2024 г. И. А. Мереминский<sup>1\*</sup>, А. Н. Семена<sup>1</sup>, А. А. Лутовинов<sup>1</sup>,  
С. С. Цыганков<sup>2</sup>, С. В. Мольков<sup>1</sup>, Д. И. Карасёв<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Университет Турку, Отделение Физики и Астрономии, Турку, Финляндия

Поступила в редакцию 17.10.2024 г.

После доработки 08.11.2024 г.; принята к публикации 12.11.2024 г.

По данным наблюдений нескольких рентгеновских телескопов (Swift/XRT, NICER, Chandra) был восстановлен профиль вспышки 2019 г. аккрецирующего рентгеновского пульсара 4U 1901+03 от пика вспышки до возвращения источника в “низкое” состояние. Умягчение спектра и исчезновение пульсаций на поздних стадиях позволяет предположить, что источник перешел в состояние “пропеллера” при светимости около  $10^{36}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что соответствует напряженности магнитного поля нейтронной звезды  $B \lesssim 10^{12}$  Гс. Также показано, что на частотах выше 2 Пц форма спектра мощности быстрой рентгеновской переменности, полученного в максимуме вспышки 2003 г., хорошо описывается степенным законом со сломом на характерной частоте 7.5 Пц. Если эта частота соответствует вязкой частоте на границе магнитосферы, то можно оценить магнитное поле  $B \approx 7 \times 10^{11}$  Гс, что согласуется с оценкой, полученной по переходу в режим “пропеллера”.

*Ключевые слова:* рентгеновские пульсары, нейтронные звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824100027, EDN: NAWKWN

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее важных характеристик, во многом определяющей наблюдательные проявления аккрецирующих рентгеновских пульсаров, является магнитное поле нейтронной звезды (НЗ), напряженность которого для систем с маломассивными компаньонами ( $\lesssim 1M_{\odot}$ ) обычно лежит в диапазоне  $B = 10^8 - 10^{10}$  Гс (Патруно, Уоттс, 2021), в то время как в системах с молодыми массивными звездами составляет  $B = 10^{11} - 10^{13}$  Гс (Муштуков, Цыганков, 2023). Прямым способом измерения напряженности магнитного поля  $B$  является поиск линий поглощения (так называемых циклотронных линий) в рентгеновских спектрах, связанных с резонансным рассеянием рентгеновских фотонов на электронах в сильном магнитном поле (Штауберт и др., 2019). Однако интерпретация наблюдаемых спектров является модельно-зависимой и не всегда позволяет однозначно судить о присутствии подобной линии поглощения (см., например, Ди Сальво и др., 1998; Дорошенко и др., 2012; Лутовинов и др., 2012; Цыганков и др., 2019а). Из-за этого для измерения магнитного поля в некоторых системах приходится применять косвенные методы, например, основанные на переменности рентгеновского потока на различных временных масштабах.

В настоящей работе мы применили две ранее проверенные и откалиброванные методики для измерения напряженности магнитного поля НЗ в рентгеновском пульсаре 4U 1901+03 по данным, накопленным во время гигантских вспышек 2003 и 2019 гг.

## 1. 4U 1901+03

Рентгеновский транзиент 4U 1901+03 был открыт обсерваторией Uhuru во время яркой вспышки 1970–1971 гг. (форман и др., 1976). После этого в течение более 30 лет источник был неактивен вплоть до 2003 г., когда была зарегистрирована гигантская вспышка (тип II по классификации Оказаки, Негуруэла, 2001). Благодаря большому количеству наблюдений, проведенных обсерваторией RXTE в ходе этой вспышки, удалось уточнить локализацию источника (с точностью  $\sim 1'$ , Гэлловэй и др., 2005), измерить период вращения нейтронной звезды (2.763 с) и орбитальный период (22.58 д). Таким образом, было показано, что 4U 1901+03 является аккрецирующим рентгеновским пульсаром. На диаграмме Корбета (Корбет, 1986) источник попадает в область рентгеновских двойных с Ве-звездами (ВеXRB).

Недостаточная точность локализации не позволяла однозначно отождествить рентгеновский источник с оптической звездой в поле. Тем не менее Рейг и Ми-

\*Электронный адрес: i.a.mereminskiy@gmail.com

лонаки (2016) отобрали несколько возможных компаньонов в области локализации рентгеновского источника на основе многоцветной фотометрии в оптическом и ближнем инфракрасном (NIR) диапазонах.

Новая гигантская вспышка 4U 1901+03 была обнаружена телескопом BAT обсерватории Swift им. Нила Герельса (Герельс и др., 2004) 9 февраля 2019 г. (Кеннеа и др., 2019) и позже подтверждена (Накажима и др., 2019) монитором всего неба MAXI (Мацуока и др., 2009). С помощью наблюдений Swift/XRT, выполненных в начале вспышки, удалось значительно улучшить локализацию источника (Мереминский и др., 2019), уменьшив размер области ошибок до  $2.3''$  (90%), в которой оказалась только одна подходящая звезда из каталога 2MASS (Скрутски и др., 2006) – 2MASS 19033940+0312158, расположенная в  $0.5''$  от рентгеновского источника. Полученные позже данные телескопа Chandra (Хемфил и др., 2019) подтвердили эту ассоциацию. Следует заметить, что оптический компаньон источника был среди списка кандидатов, предложенных в работе Рейг и Милонаки (2016). Оптическая спектроскопия, выполненная на 4м телескопе SOAR, указала на наличие в спектре уширенной линии H $\alpha$  в эмиссии (Страдер и др., 2019), что вместе с широкополосным спектральным распределением энергии (spectral energy distribution, SED) позволило классифицировать звезду-компаньона 4U 1901+03 как сильнопоглощенный ( $A_V \approx 9$ ) Ве 8/9 IV субгигант (МакКолум, Лэйн, 2019). Сравнение наблюдаемого покраснения с картами поглощения (Грин и др., 2018) указывает на то, что источник расположен на расстоянии  $\gtrsim 12$  кпк (Страдер и др., 2019). На такое же расстояние указывает и наблюдаемая зависимость между потоком от источника и темпом ускорения вращения НЗ в ходе вспышки 2019 г. В работе Туо и др. (2020) на основе модели Гоша–Лэмба (Гош, Лэмб, 1979) было получено  $D = 12.4 \pm 0.2$  кпк в предположении, что наблюдаемое изменение формы профиля импульса соответствует переходу через критическую светимость (Беккер и др., 2012; Муштуков и др., 2015).

Энергетический спектр 4U 1901+03 типичен для рентгеновских пульсаров (см., например, Филлипова и др., 2005) и может быть описан феноменологической моделью степенного закона с экспоненциальным завалом на больших энергиях или более физическими моделями с комптонизацией затравочных фотонов (Мольков и др., 2003; Гэлловэй и др., 2005). Кроме того, в спектре наблюдается излучение ионизованного железа. В тоже время в работе Рейг и Милонаки (2016) было показано, что в рентгеновском спектре присутствует широкая абсорбционная особенность на энергии  $\sim 10$  кэВ. Если предположить, что эта особенность является циклотронной линией, то можно оценить величину магнитного поля нейтронной звезды в 4U 1901+03 как  $B \sim 10^{12}$  Гс. Однако следует отметить, что в спектрах рентгеновских пульсаров вбли-

зи 10 кэВ часто наблюдаются особенности (Кобурн и др., 2002), не связанные с резонансным рассеянием в сильном магнитном поле. С другой стороны, в ходе вспышки 2019 г. 4U 1901+03 наблюдался рядом современных рентгеновских телескопов, что позволило получить широкополосные рентгеновские спектры и детально их исследовать (Коули и др., 2019; Бери и др., 2021). Было показано, что кроме особенности на  $\approx 10$  кэВ в спектре имеется также особенность на энергии  $\approx 30$  кэВ, сохраняющаяся при аппроксимации спектров различными моделями (Набизаде и др., 2020), в том числе двухкомпонентной комптонизацией (Цыганков и др., 2019b). Таким образом, анализ энергетических спектров указывает на то, что напряженность магнитного поля НЗ в этой системе должна быть или  $B \approx 10^{12}$  Гс, или  $B \approx 3 \times 10^{12}$  Гс. На сильное магнитное поле ( $\approx 4 \times 10^{12}$  Гс) указывает также скорость изменения периода вращения НЗ в течение вспышки (Туо и др., 2020).

С другой стороны, в работе Гэлловэй и др. (2005) была приведена оценка  $B = 0.3 \times 10^{12} (D/10)^{-6/7}$ , полученная в предположении, что период вращения НЗ равен равновесному. В спектре мощности переменности 4U 1901+03, полученном в конце вспышки 2003 г. обсерваторией RXTE, был обнаружен пик квазипериодических осцилляций (QPO) (Джеймс и др., 2011) на частоте  $\nu_{\text{QPO}} \approx 0.135$  Гц. Предполагая, что частота QPO соответствует частоте биений между Кеплеровской частотой на внутренней границе аккреционного диска ( $\nu_K$ ) и частотой вращения НЗ ( $\nu_s$ ),  $\nu_{\text{QPO}} = \nu_K - \nu_s$  (Алпар, Шахам, 1985), Джеймс и др. (2011) также получили оценку на напряженность магнитного поля  $B \approx 0.3 \times 10^{12}$  Гс. Таким образом, налицо противоречие между измерениями  $B$ , полученными различными методами.

В настоящей работе мы использовали два косвенных метода измерения магнитного поля НЗ, которые основаны на исследовании особенностей в переменности рентгеновского потока от источника, возникающих из-за взаимодействия между магнитосферой НЗ и аккреционным диском на различных временных масштабах. Первый метод связан с так называемым эффектом пропеллера (Илларионов, Сюняев, 1975) – при низких темпах аккреции магнитное поле НЗ за счет центробежных сил подавляет проникновение вещества в магнитосферу и его перетекание на поверхность НЗ (Кампана и др., 2002, 2018; Цыганков и др., 2016b,a; Лутовинов и др., 2017). С другой стороны, при больших темпах аккреции магнитное поле разрушает аккреционный диск на характерном радиусе (называемом магнитосферным,  $r_m$ ), величина которого зависит от напряженности магнитного поля НЗ и темпа аккреции (Прингл, Рис, 1972; Лэмб и др., 1973; Гош, Лэмб, 1979), при этом в спектре мощности переменности рентгеновского потока будет наблюдаться резкий завал на частоте, соответствующей Кеплеровской частоте на  $r_m$  (Ревнивцев и др., 2009) (или близкой к

ней, см. Муштуков и др., 2019).

Целью настоящей работы является получение независимых оценок магнитного поля НЗ в 4U 1901+03 по данным о переменности рентгеновского потока на различных временных масштабах, полученным различными рентгеновскими телескопами во время гигантских вспышек 2003 и 2019 гг.

## 2. ОТБОР И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В первую очередь нас интересовала долговременная переменность источника во время вспышки 2019 г. Для построения кривой блеска вспышки мы использовали мониторинговые наблюдения, выполненные телескопами Swift/XRT (Барроус и др., 2005) и NICER (Жендро и др., 2016). На поздней стадии вспышки мы запросили специальное срочное наблюдение Chandra (Вайскопф и др., 2000), для того чтобы надежно зарегистрировать источник на низкой светимости.

Данные XRT были обработаны с помощью онлайн-сервиса<sup>1</sup> (Эванс и др., 2007, 2009), предоставленного Институтом Лестера. Были получены кривые блеска в диапазоне энергий 1–10 кэВ и спектры наблюдений, выполненных на стадии затухания вспышки в Photon Counting режиме (после MJD58660).

Данные NICER были обработаны с использованием стандартного ПО из пакета HEASOFT 6.32. Поскольку NICER не позволяет строить прямые изображения, для оценки фона при построении спектров и кривых блеска использовалась модель, основанная на данных о космической погоде. Для всех наблюдений были извлечены кривые блеска в диапазонах 0.5–10 и 1–10 кэВ с высоким временным разрешением (0.05 с). В наблюдениях NICER, полученных в конце вспышки (наблюдения 2200570142–150), темп счета событий от источника становится существенно меньше оценки темпа счета фона. Кроме того, в них перестают детектироваться пульсации. Эти наблюдения не использовались для построения долговременной кривой блеска вспышки.

Данные телескопа Chandra (ObsID: 22285) были обработаны с помощью пакета CIAO 4.12. Спектр источника был извлечен из кружка радиусом  $R = 3''$ , спектр фона набирался в кольце, центрированном на положении источника, покрывающем область  $4'' \leq R \leq 60''$ .

Для исследования быстрой переменности лучше всего подходят наблюдения, выполненные прибором PCA обсерватории RXTE (Яхода, 1996), поскольку он обладал значительной собирающей площадью ( $\sim 6500 \text{ см}^2$ ) на энергиях выше 3 кэВ. Были произведены барицентрированные кривые блеска в диапазоне 3–40 кэВ с разрешением в 0.01 с, полученные из небинированных исходных данных (режим GoodXenon), набранных вблизи максимума гигантской вспышки

2003 г. (с 14 по 19 февраля, наблюдения 70068-22-01-00–04).

## 3. ЭВОЛЮЦИЯ СВИТИМОСТИ В ХОДЕ ВСПЫШКИ 2019 ГОДА

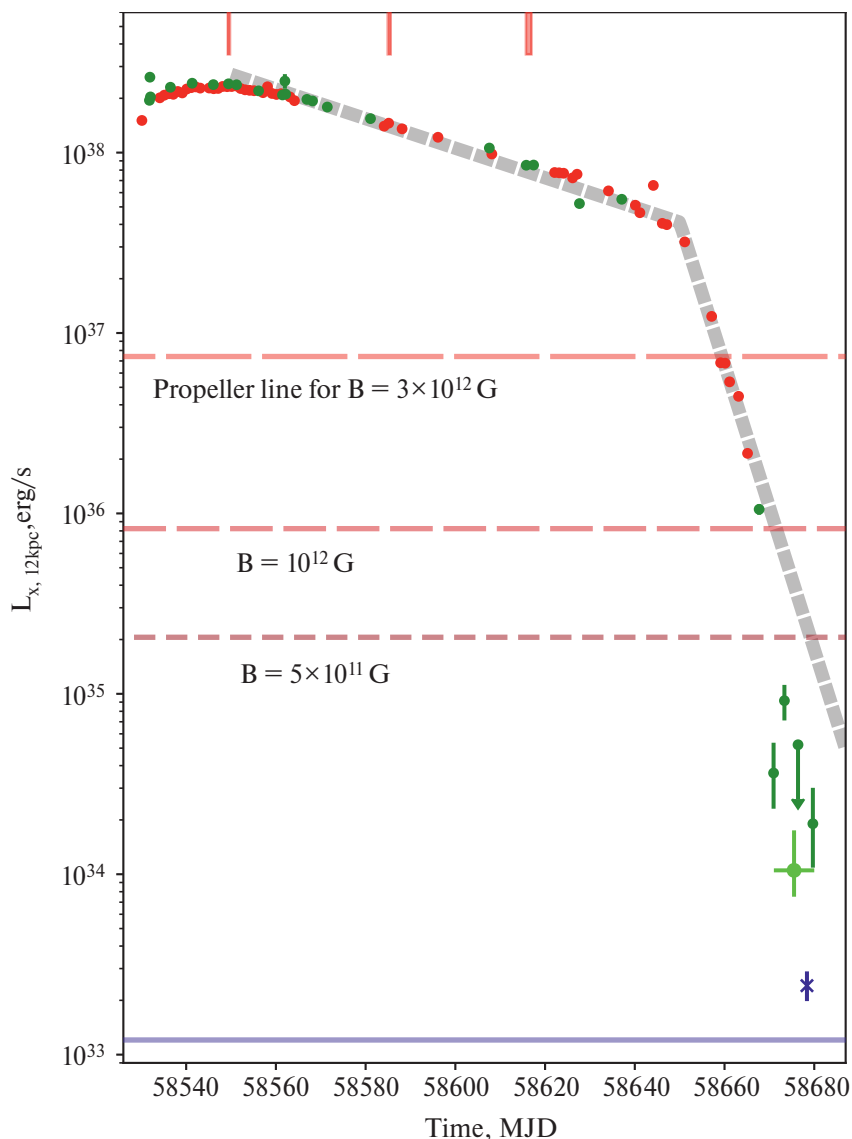
Чтобы восстановить эволюцию светимости 4U 1901+03, необходимо учесть, что большая доля энергии выделяется на энергиях выше 10 кэВ. Мы использовали результаты спектрального моделирования трех наблюдений, выполненных телескопом NuSTAR, из работы Набизаде и др. (2020) (табл. 3, наблюдения 90502307002, 90502307004, 90501324002). Для данных NICER и Swift/XRT мы рассчитывали болометрические поправки, равные отношению болометрического потока  $F_{1-79 \text{ keV}}$ , измеренного Набизаде и др. (2020), к темпу счета в диапазоне 1–10 кэВ в ближайшем наблюдении. Для каждого из телескопов все три отношения близки между собой (характерный разброс 10%), что позволяет использовать единый коэффициент для расчета болометрической светимости на протяжении большей части вспышки. Мониторинговые наблюдения плотно покрывают пик и стадию затухания вспышки, единичные отклонения от гладкого профиля эволюции вспышки могут быть вызваны вспышками (Джеймс и др., 2011; Жи и др., 2020), характерная продолжительность которых близка к типичной продолжительности единичных мониторинговых наблюдений. Полученный профиль гигантской вспышки 4U 1901+03 приведен на рис. 1. Также на рис. 1 приведены уровни светимости, при которых ожидается переход в состояние пропеллера для различных напряженностей магнитного поля пульсара —  $B = 5 \times 10^{11} \dots 3 \times 10^{12} \text{ Гс}$ , в соответствии с формулой (2) из работы Цыганкова (2016а):

$$L_{\text{lim}} \simeq (4 \times 10^{37}) \xi^{7/2} B_{12}^2 P^{-7/3} M_{1.4}^{-2/3} R_6^5 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (1)$$

где  $B_{12}$  — напряженность магнитного поля в единицах  $10^{12} \text{ Гс}$ ,  $P$  — период вращения в секундах,  $M$  — масса нейтронной звезды, выраженная в единицах  $1.4 M_{\odot}$ ,  $R_6$  — радиус НЗ в  $10^6 \text{ см}$ , а  $\xi$  — безразмерный коэффициент, обычно принимаемый равным 0.5 (Филлипова и др., 2017). В настоящей работе мы полагали  $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$ ,  $R_{\text{NS}} = 12 \text{ км}$ .

После достижения пиковой светимости  $\approx 2 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$  (здесь и далее расстояние до источника принято равным 12 кпк, Страдер и др., 2019; Туо и др., 2020) начинается медленный спад светимости, соответствующий экспоненциальному затуханию  $L(t) \sim e^{-t/\tau}$  с  $\tau \approx 53 \text{ д}$ . Примерно через три месяца медленный спад светимости сменяется более быстрым, с характерным масштабом  $\tau \approx 5 \text{ д}$ . Похожая картина наблюдалась также во время гигантской вспышки 2003 г. (Рейг, Милонаки, 2016). Переход от медленно к быстрому затуханию происходит на светимости  $4 \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$ .

<sup>1</sup>[https://www.swift.ac.uk/user\\_objects](https://www.swift.ac.uk/user_objects)

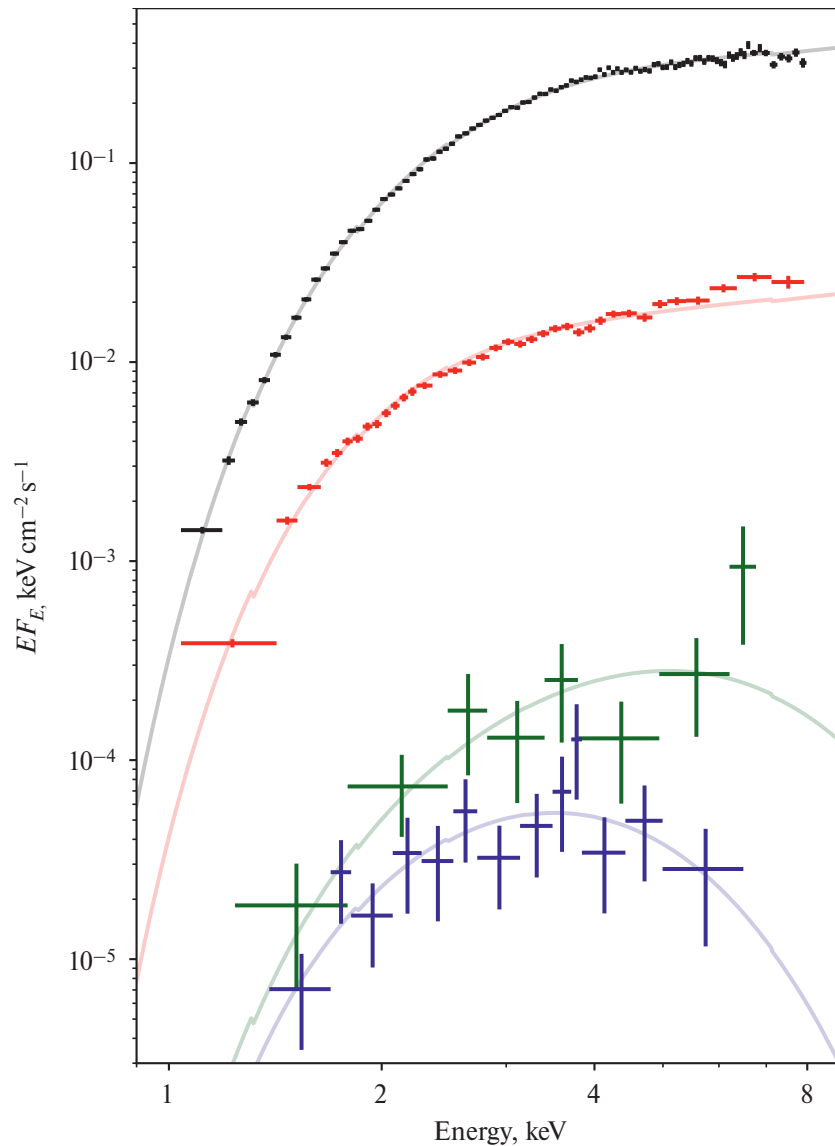


**Рис. 1.** Профиль вспышки 2019 г. Измерения Swift/XRT (NICER) показаны зелеными (красными) точками. Красные вертикальные линии соответствуют наблюдениям NuSTAR, которые были использованы для определения болометрической поправки. Светло-зеленая (синяя) точка – светимость в конце вспышки, измеренная в предположении чернотельного спектра по данным Swift/XRT (Chandra). Синяя горизонтальная линия соответствует детектированию источника в “выключенном” состоянии. Горизонтальные пунктирные линии указывают на светимости, при которых источник должен переходить в режим “пропеллера” при различных напряженностях магнитного поля НЗ. Серой прерывистой линией показаны экспоненциальные законы с характерными временами затухания  $\tau \approx 53$  и  $\tau \approx 5$  д.

Можно было бы предположить, что этот слом в кривой блеска соответствует моменту перехода источника в режим “пропеллера”. Однако это не подтверждается: в течение двух недель после начала быстрого затухания, вплоть до MJD58665, NICER уверенно детектирует пульсации от источника, что однозначно указывает на продолжающуюся аккрецию на магнитные полюса НЗ.

Это же подтверждается отсутствием значительной спектральной эволюции, которая наблюдается при переходе в режим “пропеллера” (Цыганков и др., 2016a) – на рис. 2 приведены спектры NICER, полученные до и после слома в кривой блеска (MJD58641

и MJD58662-58665 соответственно). Для описания спектров была использована модель комптонизованного излучения (tbabs(comptt\*gabs)), аналогичная использованной в статье Набизаде и др. (2020). Все параметры, кроме поглощения, нормировки и температуры затравочных фотонов  $T_0$ , были зафиксированы на значениях, измеренных Набизаде и др. (2020) в ближайшем наблюдении NuSTAR  $kT_e = 4.9$  кэВ,  $\tau = 5.3$ ,  $E_{gabs} = 9.0$  кэВ,  $\sigma_{gabs} = 4.4$  кэВ,  $\tau_{gabs} = 0.14$  – для надежного определения этих параметров необходим более широкий энергетический диапазон. Толща колонки нейтрального водорода была зафиксирована на значении  $N_H = 2.5 \times 10^{22}$  см $^{-2}$ , которое пример-



**Рис. 2.** Рентгеновские спектры 4U 1901+03, полученные телескопом NICER до (MJD58641, черные точки) и после (MJD58662-58665, красные точки) слома в кривой блеска. Зеленым показан спектр, набранный Swift/XRT в течении MJD58670-58680, синим – спектр из глубокого наблюдения Chandra. Тонкими линиями соответствующих цветов показаны модели наилучшей аппроксимации.

но соответствует наблюдаемому в оптическом спектре покраснению,  $E(B - V) = 3.5$  (Страдер и др., 2019) (предполагая  $A_V = 3.1E(B - V)$  и  $N_H = 2.2 \times 10^{21} A_V \text{ см}^{-2}$ , Говер, Озил, 2009). Измеренные температуры затравочных фотонов  $T_0$   $0.72 \pm 0.01$  и  $0.52 \pm 0.01$  кэВ (для наблюдения до и после слома соответственно) следуют общей зависимости, полученной по данным НХМТ (см. рис. 7 в Набизаде и др., 2020) – со снижением потока  $T_0$  также снижается.

Второе резкое снижение потока от источника произошло между MJD58667.5 и 58671, по данным Swift/XRT темп счета от источника упал более чем на порядок. После MJD58667.7 источник наблюдался Swift/XRT четыре раза, из которых один раз не был значимо зарегистрирован. Чтобы точно измерить све-

тимость источника и определить форму его спектра после резкого падения светимости, мы заказали срочное наблюдение Chandra.

На рис. 2 приведены спектры 4U 1901+03, набранные после MJD58667.5, – зелеными точками показан средний спектр по данным Swift/XRT, а синими – по данным Chandra, накопленным во время длительного наблюдения. Оба спектра удовлетворительно описываются моделью поглощенного черного тела с температурами  $1.25_{-0.34}^{+0.78}$  кэВ и  $0.8_{-0.12}^{+0.18}$  кэВ соответственно. Поглощение также было зафиксировано на уровне  $N_H = 2.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ . Характерный размер излучающей области в обоих случаях порядка  $R_{bb} \approx 200$  м. Следует отметить, что недостаток статистики (в спектре Chandra всего около 60 фо-

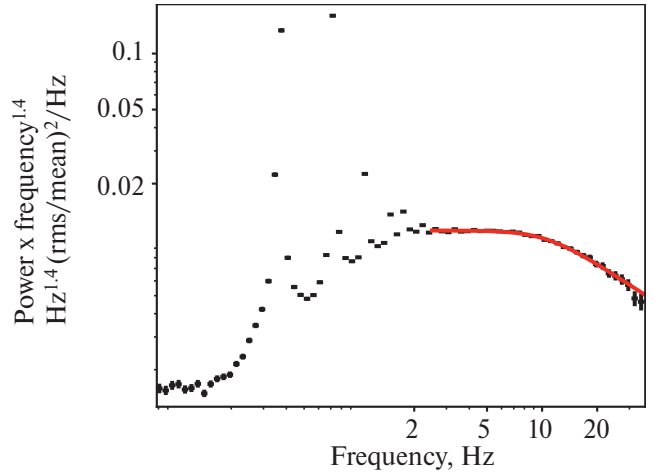
тонов от источника) не позволяет надежно ограничить форму континуума. Вместо модели черного тела можно использовать, например, простой степенной закон с наклоном  $\Gamma = 1.9 \pm 0.6$ , который также приемлемо описывает данные. Для определения того, какая модель лучше воспроизводит форму спектра, мы воспользовались тестом Андресона–Дарлинга (Андерсон, Дарлинг, 1954). На основании каждой модели разыгрывалось  $10^4$  спектров и рассчитывалась доля спектров, для которых проверочная статистика лучше, чем для полученного Chandra спектра. Для модели черного тела эта доля составила 9%, а для степенного закона – 58%. Это указывает на то, что модель чернотельного излучения лучше описывает форму континуума. Боллометрические светимости, рассчитанные на основании аппроксимации спектров моделью черного тела, показаны на рис. 1 светло-зеленым (Swift/XRT) и синим цветами (Chandra). Во время наблюдения Chandra светимость источника составила  $2.4_{-0.4}^{+0.5} \times 10^{33}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что близко к светимости  $L_q \approx 10^{33}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , наблюдавшейся в “выключенном” состоянии в 2009 г. (Гальперн, Левин, 2019), через шесть лет после гигантской вспышки.

Таким образом, предполагая, что наблюдавшийся около MJD58667.5 резкий спад светимости соответствует переходу в состояние “пропеллера” на светимости  $L_{\text{lim}} \approx 10^{36}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  можно оценить величину магнитного поля НЗ в 4U 1901+03 как  $B \lesssim 10^{12}$  Гс.

#### 4. БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

Аккрецирующие рентгеновские пульсары демонстрируют сильную переменность рентгеновского потока на всем диапазоне наблюдаемых временных масштабов – от месяцев-лет до долей секунды, эта переменность проявляется в качестве разнообразных особенностей в спектрах мощности (см., например, Беллони, Хасингер, 1990; Рейг, 2008). В соответствии с современными представлениями большая часть переменности в темпе аккреции рождается в аккреционном диске в результате локальных вариаций вязкости (см. Любарский, 1997). Такая переменность темпа аккреции в итоге определяет форму спектра мощности переменности рентгеновского излучения – он описывается степенным законом вплоть до некоторой максимальной частоты  $f_{\text{br}}$ , после которой наклон степенного закона увеличивается. В аккрецирующих рентгеновских пульсарах эту частоту можно сопоставить или с Кеплеровской частотой  $f_K$  на внутренней границе аккреционного диска (Ревнивцев и др., 2009), или с характерной магнитогидродинамической частотой  $f_d$  (см. работу Муштукова и др., 2019, и ссылки в ней), причем  $f_k$  больше чем  $f_d$  в несколько раз.

Для того чтобы оценить внутренний радиус аккреционного диска (и радиус магнитосферы соответственно), нами были использованы данные RXTE,



**Рис. 3.** Спектр мощности 4U 1901+03 в пике вспышки 2003 г. по данным RXTE. Красная линия – наилучшая аппроксимация данных в диапазоне 2.5–50 Гц моделью степенного закона со сломом. Чтобы лучше подчеркнуть наличие слома на высоких частотах, мощность домножена на частоту в степени 1.4, что соответствует наклону спектра до слома.

набранные вблизи максимума гигантской вспышки 2003 г. Полученный спектр мощности с вычтенным Пуассоновским шумом (оцененным как средняя мощность переменности в диапазоне 40–50 Гц) в диапазоне  $10^{-2}$ –50 Гц приведен на рис. 3. Хорошо видно, что кроме пиков в спектре присутствует особенность на частоте  $\approx 10$  Гц. Мы аппроксимировали спектр мощности на частотах выше 2.5 Гц моделью степенного закона со сломом:

$$P(f) = n f^\alpha (1 + (f/f_{\text{br}})^\alpha)^{\beta/4}, \quad (2)$$

где  $P(f)$  – мощность переменности на данной частоте  $f$ ,  $f_{\text{br}}$  – частота слома в спектре мощности, а  $\alpha$  и  $\alpha + \beta$  – показатели степенного закона до и после слома соответственно,  $n$  – нормировочный коэффициент. Наилучшее соответствие наблюдаемому спектру мощности при показателях  $\alpha = 1.39 \pm 0.03$ ,  $\alpha + \beta = 1.95 \pm 0.05$  и частоте слома, равной  $f_{\text{br}} = 7.5_{-1.4}^{+1.7}$  Гц.

Мы также аппроксимировали данные более простой моделью степенного закона без слома:

$$P(f) = n f^\alpha. \quad (3)$$

Для сравнения моделей были получены постериорные распределения вероятностей их параметров при помощи Монте-Карло расчета Марковской цепи. Полученные постериорные вероятности использовались для сравнения качества моделей на основе информационного критерия Ватанабе–Акаике WAIC (Ватанабе, 2012). Модель со сломом является предпочтительной с  $P = 0.9998$ . Было бы интересно проследить за эволюцией спектра мощности в ходе вспышки, но, к сожалению, на фазе спада светимости RXTE выполнял только короткие (3–4 кс) и редкие (раз

в 3–4 дня) наблюдения, данных в которых недостаточно для надежного измерения положения высокочастотного слома.

Поскольку вязкое время пропорционально Кеплеровскому, по положению слома в спектре мощности можно оценить внутренний радиус аккреционного диска  $r_m$  (см. Ревнивцев и др., 2009):

$$r_m = \left( \frac{GM_{NS}}{(k_\tau f_{br})^2} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная,  $k_\tau$  – коэффициент указывающий на то, соответствует частота слома Кеплеровской ( $k_\tau = 1$ ) или вязкой ( $k_\tau \approx 0.1 - 0.2$ ). С другой стороны, радиус магнитосферы зависит от магнитного момента НЗ  $\mu$  и темпа аккреции  $\dot{M}$  как

$$r_m = \xi r_a = \xi \left( \frac{\mu^4}{2GM_{NS}\dot{M}^2} \right)^{1/7}. \quad (5)$$

Теперь, предполагая  $\xi = 0.5$  и принимая максимальную светимость во вспышке в  $L_X = 3.1 \times 10^{38}$  эрг  $s^{-1}$  (Рейг, Милонаки, 2016), мы можем оценить напряженность магнитного поля НЗ в 4U 1901+03 как  $B = 4.8 \times 10^{12} k_\tau^{14/12}$  Гц. Если частота слома соответствует Кеплеровской частоте на границе магнитосферы (Ревнивцев и др., 2009), то магнитное поле  $B \simeq 4.8 \times 10^{12}$  Гс. С другой стороны, если частота слома соответствует вязкой частоте  $k_\tau \approx 0.2$  (Муштуков и др., 2019), то  $B \simeq 7.4 \times 10^{11}$  Гс. Это значение совместимо с переходом источника в режим “пропеллера” при светимости  $\lesssim 10^{36}$  эрг  $s^{-1}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы использовали две методики для оценки напряженности магнитного поля НЗ в 4U 1901+03. По резкому спаду светимости и умягчению спектра можно предположить, что на поздних стадиях вспышки 2019 г. 4U 1901+03 перешла в состояние “пропеллера” при светимости около  $10^{36}$  эрг  $s^{-1}$ . Такая критическая светимость соответствует напряженности поля в  $10^{12}$  Гс или меньше. Вплоть до светимостей  $\approx 2 \times 10^{36}$  эрг  $s^{-1}$  наблюдаются пульсации, что несовместимо с напряженностями магнитного поля больше  $\approx 1.5 \times 10^{12}$  Гс.

В спектре мощности переменности рентгеновского потока в максимуме вспышки 2003 г. наблюдался характерный слом на частоте  $f_{br} = 7.5_{-1.4}^{+1.7}$  Гц. Предполагая, что эта характерная частота связана с вязкой частотой на границе магнитосферы, можно получить соответствующую оценку напряженности магнитного поля в  $7 \times 10^{11}$  Гс.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов благодарит команду телескопа Chandra за оперативно выполненные наблюдения.

В работе были использованы данные, подготовленные центром данных Swift Соединенного Королевства при Университете Лестера. Авторы признательны рецензенту за внимательное прочтение статьи.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ № 075-15-2024-647.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алпар, Шахам (M.A. Alpar and J. Shaham), *Nature* **316(6025)**, 239 (1985).
2. Андерсон, Дарлинг (T.W. Ander and D.A. Darling), *J. Am. Statistical Association* **49(268)**, 765 (1954).
3. Барроус и др. (D.N. Burrows, J.E. Hill, J.A. Nousek, J.A. Kennea, A. Wells, J.P. Osborne, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 165 (2005).
4. Беккер и др. (P.A. Becker, D. Klochkov, G. Schönherr, O. Nishimura, C. Ferrigno, I. Caballero, et al.), *Astron. Astrophys.* **544**, A123 (2012).
5. Беллони, Хасингер (T. Belloni and G. Hasinger), *Astron. Astrophys.* **230**, 103 (1990).
6. Бери и др. (A. Beri, T. Girdhar, N.K. Iyer, and C. Maitra), *MNRAS* **500(1)**, 1350 (2021).
7. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, H.D. Tananbaum, L.P. Van Speybroeck, and S.L. O’Dell), *Chandra X-ray Observatory (CXO): overview*, Vol. 4012 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Ser., p. 2–16 (2000).
8. Ваганабе (S. Watanabe), *J. Machine Learn. Res.* **14** (2012).
9. Гальперн, Левайн (J.P. Halpern and A.M. Levine), *Astron. Telegram* 12519 (2019).
10. Герельс и др. (N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K.O. Mason, J.A. Nousek, A.A. Wells, et al.), *Astrophys. J.* **611**, 1005 (2004).
11. Гош, Лэмб (P. Ghosh and F.K. Lamb), *Astrophys. J.* **234**, 296 (1979).
12. Грин и др. (G.M. Green, E.F. Schlafly, D. Finkbeiner, H.-W. Rix, N. Martin, W. Burgett, et al.), *MNRAS* **478**, 651 (2018).
13. Гэлловэй и др. (D.K. Galloway, Z. Wang, and E.H. Morgan), *Astrophys. J.* **635**, 1217 (2005).
14. Гювер, Озил (T. Güver and F. Özel), *MNRAS* **400(4)**, 2050 (2009).
15. Джеймс и др. (M. James, B. Paul, J. Devasia, and K. Indulekha), *MNRAS* **410(3)**, 1489 (2011).
16. Джи и др. (L. Ji, L. Ducci, A. Santangelo, S. Zhang, V. Suleimanov, S. Tsygankov, et al.), *MNRAS* **493(4)**, 5680 (2020).
17. Ди Сальво и др. (T. Di Salvo, L. Burderi, N.R. Robba, and M. Guainazzi), *Astrophys. J.* **509(2)**, 897 (1998).
18. Дорошенко и др. (V. Doroshenko, A. Santangelo, I. Kreykenbohm, and R. Doroshenko), *Astron. Astrophys.* **540**, L1 (2012).

19. Жендро и др. (K.C. Gendreau, Z. Arzoumanian, P.W. Adkins, C.L. Albert, J.F. Anders, A.T. Aylward, et al.), *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*, Vol. 9905 of Proc. of the SPIE, p. 99051H (2016).
20. Илларионов, Сюняев (A.F. Illarionov and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **39**, 185 (1975).
21. Кампана и др. (S. Campana, L. Stella, G.L. Israel, A. Moretti, A.N. Parmar, and M. Orlandini), *Astrophys. J.* **580**, 389 (2002).
22. Кампана и др. (S. Campana, L. Stella, S. Mereghetti, and D. de Martino), *Astron. Astrophys.* **610**, A46 (2018).
23. Кеннеа и др. (J.A. Kennea, H.A. Krimm, K.L. Page, and A. Tohuvaohu), *GRB Coordinates Network* **23882**, 1 (2019).
24. Кобурн и др. (W. Coburn, W.A. Heindl, R.E. Rothschild, D.E. Gruber, I. Kreykenbohm, J. Wilms, et al.), *Astrophys. J.* **580(1)**, 394 (2002).
25. Корбет (R.H.D. Corbet), *MNRAS* **220**, 1047 (1986).
26. и и др. (J.B. Coley, F. Fuerst, P. Hemphill, P. Kretschmar, K. Pottschmidt, G.K. Jaisawal, et al.), *Astron. Telegram* **12684**, 1 (2019).
27. Лутовинов и др. (A. Lutovinov, S. Tsygankov, and M. Chernyakova), *MNRAS* **423**, 1978 (2012).
28. Лутовинов и др. (A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, R.A. Krivonos, S.V. Molkov, and J. Poutanen), *Astrophys. J.* **834**, 209 (2017).
29. Лэмб и др. (F.K. Lamb, C.J. Pethick, and D. Pines), *Astrophys. J.* **184**, 271 (1973).
30. Любарский (Y.E. Lyubarskii), *MNRAS* **292**, 679 (1997).
31. МакКолум, Лэйн (B. McCollum and S. Laine), *Astron. Telegram* 12560 (2019).
32. Мацуока и др. (M. Matsuoka, K. Kawasaki, S. Ueno, H. Tomida, M. Kohama, M. Suzuki, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **61**, 999 (2009).
33. Мереминский и др. (I.A. Mereminskiy, A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, A.N. Semena, and A.E. Shtykovskiy), *Astron. Telegram* **12514**, 1 (2019).
34. Мольков и др. (S. Molkov, A. Lutovinov, and S. Grebenev), *Astron. Astrophys.* **411**, L357 (2003).
35. Муштуков, Цыганков (A. Mushtukov and S. Tsygankov), *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*, p. 138 (2023).
36. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and J. Poutanen), *MNRAS* **447(2)**, 1847 (2015).
37. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, G.V. Lipunova, A. Ingram, S.S. Tsygankov, J. Mönkkönen, and M. van der Klis), *MNRAS* **486(3)**, 4061 (2019).
38. Набизаде и др. (A. Nabizadeh, S.S. Tsygankov, L. Ji, V. Doroshenko, S.V. Molkov, Y. Tuo, et al.), *arXiv e-prints* p. arXiv:2005.14555 (2020).
39. Накажима и др. (M. Nakajima, H. Negoro, T. Mihara, M. Serino, A. Sakamaki, W. Maruyama, et al.), *Astron. Telegram* 12498 (2019).
40. Оказаки, Негуруэла (A.T. Okazaki and I. Negueruela), *Astron. Astrophys.* **377**, 161 (2001).
41. Патруно, Уоттс (A. Patruno and A.L. Watts), T.M. Belloni, M. M'endez, and C. Zhang (eds.), *Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions*, Vol. 461 of *Astrophysics and Space Science Library*, p. 143–208 (2021).
42. Прингл, Рис (J.E. Pringle and M.J. Rees), *Astron. Astrophys.* **21**, 1 (1972).
43. Ревнивцев и др. (M. Revnivtsev, E. Churazov, K. Postnov, and S. Tsygankov), *Astron. Astrophys.* **507**, 1211 (2009).
44. Рейг, Милонаки (P. Reig and F. Milonaki), *Astron. Astrophys.* **594**, A45 (2016).
45. Рейг (P. Reig), *Astron. Astrophys.* **489**, 725 (2008).
46. Скрутски и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
47. Страдер и др. (J. Strader, L. Chomiuk, S. Swihart, and E. Aуди), *Astron. Telegram* 12554 (2019).
48. Тую и др. (Y.L. Tuo, L. Ji, S.S. Tsygankov, T. Mihara, L.M. Song, M.Y. Ge, et al.), *J. High Energy Astrophys.* **27**, 38 (2020).
49. Филиппова и др. (E.V. Filippova, S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, and R.A. Sunyaev), *Astron. Lett.* **31**, 729 (2005).
50. Филиппова и др. (E.V. Filippova, I.A. Mereminskiy, A.A. Lutovinov, S.V. Molkov, and S.S. Tsygankov), *Astron. Lett.* **43(11)**, 706 (2017).
51. Форман и др. (W. Forman, C. Jones, and H. Tananbaum), *Astrophys. J. (Lett.)* **206**, L29 (1976).
52. Хемфил и др. (P. Hemphill, J. Coley, F. Fuerst, P. Kretschmar, M. Kuehnel, C. Malacaria, et al.), *Astron. Telegram* 12556 (2019).
53. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, V. Doroshenko, A.A. Mushtukov, V. Suleimanov, and J. Poutanen), *Astron. Astrophys.* **593**, A16 (2016a).
54. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, and J. Poutanen), *MNRAS* **457**, 1101 (2016b).
55. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, V. Doroshenko, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, A.A. Lutovinov, and J. Poutanen), *MNRAS* **487(1)**, L30 (2019a).
56. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, V. Doroshenko, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, A.A. Lutovinov, and J. Poutanen), *MNRAS* **487(1)**, L30 (2019b).
57. Штауберт и др. (R. Staubert, J. Trümper, E. Kendziorra, D. Klochkov, K. Postnov, P. Kretschmar, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, A61 (2019).
58. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, L.G. Tyler, J.P. Osborne, M. R. Goad, et al.), *Astron. Astrophys.* **469(1)**, 379 (2007).
59. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).
60. Яхода (K. Jahoda, J.H. Swank, A.B. Giles, M.J. Stark, T. Strohmayer, W.W. Zhang, et al.), *EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII*, Vol. 2808, p. 59–70, *Inter. Soc. for Optics and Photonics* (1996).