

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ АНАЛИЗ ВЕТРОВОЙ СИСТЕМЫ X1908+075 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ NuSTAR

© 2022 г. А. Е. Штыковский^{1*}, В. А. Арефьев¹, А. А. Лутовинов¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10.08.2021 г.

После доработки 30.03.2022 г.; принята к публикации 30.03.2022 г.

Представлены результаты исследования спектральных и временных свойств излучения рентгеновского пульсара X1908+075 по данным обсерватории NuSTAR в широком рентгеновском диапазоне энергий 3–79 кэВ. Наряду с детальным анализом усредненного спектра излучения источника впервые получены высокоточные спектры, соответствующие разным фазам цикла собственного вращения нейтронной звезды. Показано, что модель комптонизированного излучения хорошо описывает спектр источника, и прослежена эволюция его параметров в зависимости от фазы импульса. Для всех спектров (усредненных и фазовых) в диапазоне энергий 5–55 кэВ был проведен поиск циклотронной линии поглощения. Полученный верхний предел на оптическую глубину циклотронной линии $\tau \sim 0.16$ (1σ) указывает на отсутствие такой особенности в указанном диапазоне энергий, что позволяет получить ограничение на величину магнитного поля на поверхности нейтронной звезды: $B < 5.6 \times 10^{11}$ Гс или $B > 6.2 \times 10^{12}$ Гс. В работе впервые проведен анализ изменения профиля импульса X1908+075 при изменении интенсивности источника. В частности, показано, что основная эволюция профиля импульса происходит в области энергий ниже 10 кэВ. При этом наблюдаемая эволюция профиля импульса указывает на наличие нескольких излучающих зон.

Ключевые слова: рентгеновские пульсары, нейтронные звезды, X1908+075 (4U1909+07).

DOI: 10.31857/S0320010822060067

ВВЕДЕНИЕ

Массивная рентгеновская двойная система X1908+075 (также известная как 4U 1909+07) была открыта космической обсерваторией UNURU (Джиаккони и др., 1972). Система представляет собой сильно поглощенный ($N_{\text{H}} \sim 4.6 \times 10^{22}$ см⁻²) рентгеновский пульсар умеренной светимости ($L_x \sim (1-4) \times 10^{36}$ эрг с⁻¹ в диапазоне энергий 2–30 кэВ) (Левайн и др., 2004). Мартинез-Нуньес и др. (2015) определили, что оптическим компаньоном в двойной системе является звезда раннего спектрального класса В (В0–В3) с массой $M \sim 15M_{\odot}$, и получили оценку расстояния до системы $d \simeq 5$ кпк. Левайн и др. (2004), а впоследствии и Мартинез-Нуньес и др. (2015) идентифицировали X1908+075 как двойную систему, в которой аккреция на нейтронную звезду идет из звездного ветра со звезды-компаньона (см. также Корбет, 1986).

Орбитальный период в системе X1908+075 составляет $P_{\text{orb}} \sim 4.4$ дня (Вен и др., 2000). В работе

Левайн и др. (2004) было отмечено, что на орбитальных фазах $\Psi_{\text{orb}} \sim [0.88; 0.12]$ значение колонки поглощения возрастает в $\sim 30-40$ раз. Торрехон и др. (2010) показали наличие комптоновского плеча во флуоресцентной линии железа K_{α} , что может являться свидетельством того, что пульсар погружен в оптически толстую комптонизирующую среду. Это согласуется с наблюдаемыми высокими значениями колонки поглощения.

По данным монитора RXTE/ASM было показано наличие в системе еще одного вида переменности — так называемой суперорбитальной переменности — с периодом $P_{\text{sup}} \sim 15.2$ дня (Корбет, Кримм, 2013). Профиль кривой блеска, полученный методом свертки с этим значением периода, обладает многопиковой структурой (см. рис. 10 в Корбет, Кримм, 2013), при этом максимум и минимум светимости разнесены на ~ 0.35 фазы. Причины возникновения суперорбитальной переменности в системе X1908+075 на настоящий момент неизвестны.

Левайн и др. (2004) получили значение периода собственных пульсаций $P \sim 605$ с. По результатам анализа долговременного изменения периода

*Электронный адрес: a.shtykovsky@iki.rssi.ru

Таблица 1. Наблюдения X1908+075

ObsID	Экспозиция, кс	Дата начала наблюдения (MJD)	Ψ_{orb}	Ψ_{sup}
30101050002	43.3	2015-07-01 15:31:08 (57204.64662037)	0.51–0.73	0.09
30402026002	18.8	2019-04-22 00:11:09 (58595.00774306)	0.45–0.55	0.69
30402026004	23.3	2019-04-26 13:41:09 (58599.57024306)	0.48–0.60	0.99

X1908+075 было отмечено его уменьшение до величины $P \sim 603.6$ с на интервале 2001–2017 гг. (Джаисвал и др., 2020). В этой же работе было показано, что профиль импульса X1908+075 существенно зависит от энергии — его структура меняется от сложной в мягком рентгеновском диапазоне до сравнительно простой в диапазоне выше 20 кэВ.

В настоящей работе, используя данные наблюдений обсерватории NuSTAR, впервые был проведен детальный анализ излучения источника X1908+075 в широком диапазоне энергий (включая фазово-разрешенную спектроскопию), получены ограничения на значение магнитного поля в системе. Отдельное внимание было уделено эволюции профилей импульса в различных диапазонах энергий при изменении интенсивности источника.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В работе анализируются данные, полученные обсерваторией NuSTAR (Харрисон и др., 2013) во время наблюдений пульсара X1908+075 в июле 2015 г. и апреле 2019 г. Полный список наблюдений приведен в табл. 1.

Все наблюдения проводились при примерно одной орбитальной фазе $\Psi_{\text{orb}} \sim 0.5$ (с минимальным внутренним поглощением) и различных суперорбитальных фазах. Наблюдение в июле 2015 г. было направлено на исследование спектральных характеристик источника и поиск циклотронной особенности рассеяния в его спектре. Целью наблюдений в апреле 2019 г. было сравнительное исследование характеристик системы во время различных фаз суперорбитального цикла X1908+075, наблюдения проводились во время состояний с минимальной и максимальной светимостью. Значения фаз орбитального Ψ_{orb} (значение нулевой фазы $T_{0\text{orb}} = 52643.3$ MJD, см. Левайн и др., 2004) и суперорбитального Ψ_{sup} (значение нулевой фазы $T_{0\text{sup}} = 56004.0$ MJD, см. Корбет, Кримм, 2013) циклов для всех наблюдений приведены в табл. 1.

Первичная обработка данных осуществлялась с применением стандартного пакета NuSTAR (NUSTARDAS, версии 1.5.1). В процессе обработки данных использовалась калибровочная

база CALDB версии 20200626. Обработка и анализ данных высокого уровня осуществлялись с помощью программ пакета HEASOFT версии 6.18.

Коррекция времен прихода фотонов на барицентр Солнечной системы проводилась стандартными средствами NUSTARDAS. Коррекция смещений времен прихода фотонов, обусловленных движением компактного объекта в двойной системе, проводилась с использованием орбитальных параметров, полученных в работе Левайна и др. (2004).

Для построения кривых блеска данные каждого из модулей FРМА и FРМВ объединялись в единую кривую блеска, к которой применялась коррекция за орбитальное движение (Кривонос и др., 2015). Для объединения кривых блеска модулей NuSTAR использовалась стандартная процедура LCMATH из состава программ пакета HEASOFT.

Поиск периода пульсаций осуществлялся при помощи метода наложения эпох (процедура EFSEARCH в пакете HEASOFT, подробнее о применяемом методе см. в подразделе “Период пульсаций и профили импульсов”). Профили импульсов в разных диапазонах энергий были получены путем свертки соответствующих кривых блеска источника с найденным значением периода. Анализ энергетических спектров источника проводился при помощи пакета XSPEC версии 12.8.

Данные для спектрального анализа группировались таким образом, чтобы в каждом интервале было не менее 25 отсчетов. Группировка осуществлялась с помощью стандартной процедуры GRPPHA из состава программ пакета HEASOFT. Качество аппроксимации спектров оценивалось по критерию χ^2 , отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Период пульсаций и профили импульсов

Кривые блеска пульсара в диапазоне энергий 3–79 кэВ в каждом из наблюдений представлены на рис. 1. Из представленных рисунков видно, что рентгеновская светимость источника меняется на

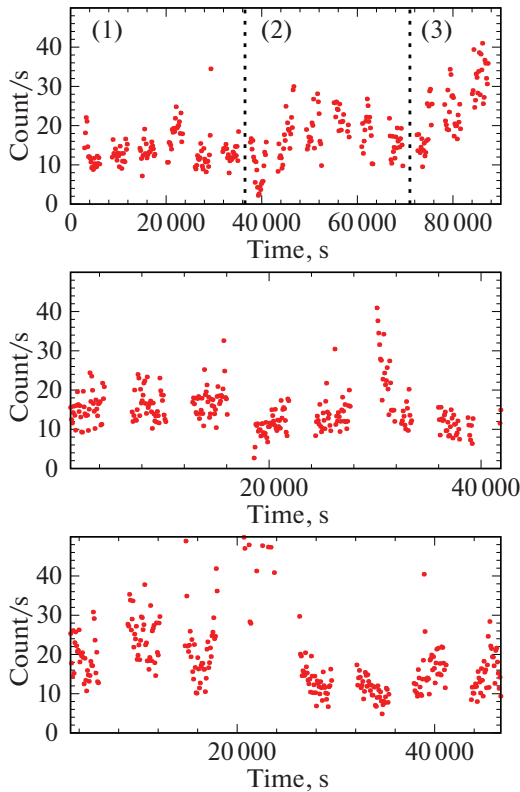


Рис. 1. Кривые блеска X1908+075 в диапазоне энергий 3–79 кэВ: наблюдение 30101050002 (июль 2015 г., верхняя панель), 30402026002 (апрель 2019 г., центральная панель), 30402026004 (апрель 2019 г., нижняя панель).

временных масштабах порядка $\sim 10\text{--}20$ кс. Такие флуктуации характерны для двойных систем с аккрецией из ветра (см., например, Шакура и др., 2012).

Для определения периода собственных пульсаций X1908+075 были использованы кривые блеска источника, полученные по объединенным данным обоих модулей обсерватории NuSTAR. Значения периода и ошибки определялись методом многократной ($N = 10\,000$) генерации тестовых выборок методом Монте-Карло на основе имеющейся кривой блеска (подробнее о применяемом методе см. Болдин и др., 2013). Полученные в результате значения периода вращения нейтронной звезды приведены в табл. 2. Эти значения использовались в дальнейшем анализе.

Профили импульса для всех трех наблюдений в полном диапазоне энергий 3–79 кэВ, а также в диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ показаны на рис. 2 и 3 соответственно. В полном диапазоне энергий профили имеют выраженную двухпиковую форму, согласующуюся с другими наблюдениями (Левайн и др., 2004; Джаисвал и

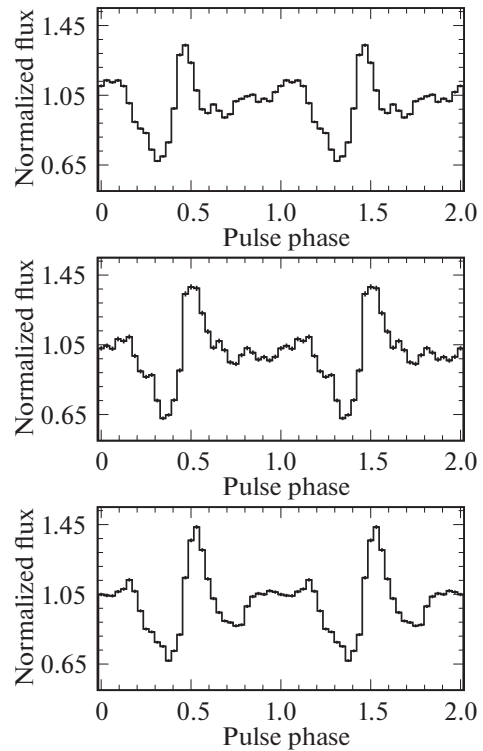


Рис. 2. Усредненные профили импульса X1908+075 в энергетическом диапазоне 3–79 кэВ: наблюдение 30101050002 (верхняя панель), 30402026002 (центральная панель), 30402026004 (нижняя панель).

др., 2020). Форма профиля сохраняется во всех наблюдениях. В частности, в диапазоне 3–10 кэВ профиль имеет выраженную двухпиковую форму, а на более высоких энергиях вторичный пик заметно слабее, либо совсем отсутствует.

На рис. 4 показана зависимость доли пульсирующего излучения (ДПИ) от энергии. Доля пульсирующего излучения определяется как

$$PF = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}),$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальная и минимальная интенсивности профиля импульса в соответствующем энергетическом диапазоне. Поскольку профили импульса обладают сложной структурой, в

Таблица 2. Периоды собственного вращения X1908+075

ObsID	$P_{\text{spin}}, \text{c}$
30101050002	604.074 ± 0.005
30402026002	602.974 ± 0.014
30402026004	603.304 ± 0.013

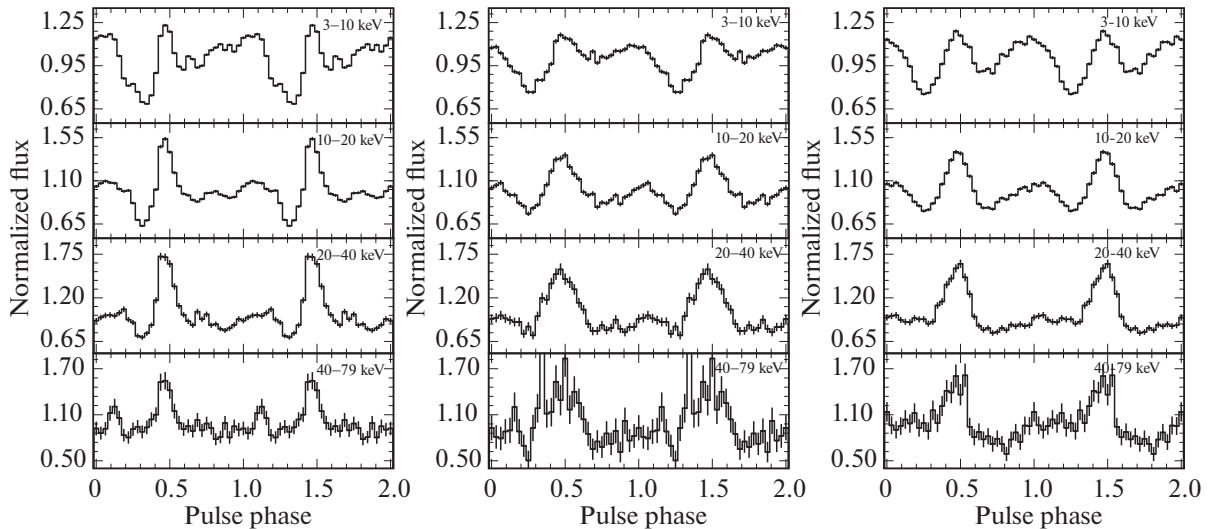


Рис. 3. Усредненные профили импульса X1908+075 в энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ: наблюдение 30101050002 (слева), 30402026002 (в середине), 30402026004 (справа).

дополнение к стандартной оценке мы используем также ДПИ, основанную на оценке с использованием среднеквадратичного отклонения, которое может быть выражено как

$$\text{RMS} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_i - \bar{P})^2 \right)^{1/2} / \bar{P},$$

где P_i — значение интенсивности в i -м бине профиля импульса, а \bar{P} — среднее значение интенсивности в соответствующем энергетическом диапазоне.

Из рисунков следует, что ДПИ X1908+075 возрастает с энергией, примерно, от 20–25% в диапазоне энергий 3–10 кэВ до 50–60% на более высоких энергиях. Отметим, что такое поведение, а также столь высокие значения ДПИ, являются характерными для ярких рентгеновских пульсаров (Лутовинов, Цыганков, 2009), но в то же время наблюдаются и для объектов с умеренными светимостями, подобных X1908+075 (см., например, Лутовинов и др., 2017).

Следует отметить небольшие различия профиля пульсирующего излучения в наблюдениях 2015 и 2019 г. Подобный характер изменений отмечался и в работе Джаисвал и др. (2020) по данным обсерваторий NuSTAR и Astrosat.

Эволюция профиля импульса

В наблюдении 30101050002 прослеживаются выраженные флуктуации интенсивности источника (рис. 1, верхняя панель). Для анализа эволюции профиля импульса кривая блеска была разделена

на три части, которые были отмечены цифрами (1), (2) и (3). Для каждой из частей были построены профили импульса, которые представлены на рис. 5. Анализ изменений профиля показывает, что основной пик меняется слабо, а основная эволюция формы импульса происходит в области вторичного пика в диапазоне энергий 3–10 кэВ.

Для подробного анализа изменения формы импульсов во всех наблюдениях были построены графики эволюции профилей импульсов, совмещенные с кривой блеска (рис. 6). Графики строились с использованием метода скользящего окна шириной 15 периодов собственного вращения в энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ. Извлекаемые в окне профили импульсов совмещались с кривыми блеска. Анализ графиков показывает различный характер изменений профилей импульса в областях низких (<10 кэВ) и высоких (>10 кэВ) энергий. При этом отметим, что при изменении интенсивности источника наибольшие изменения в профилях импульса происходят в области низких энергий, в то время как на высоких энергиях изменений нет.

Спектральный анализ

Спектры X1908+075 (рис. 7) имеют характерную для рентгеновских пульсаров форму с завалом в области высоких энергий (см., например, Кобурн и др., 2002; Филиппова и др., 2005). Для аппроксимации континуума мы использовали стандартные модели из пакета XSPEC, обычно применяемые при моделировании спектров рентгеновских

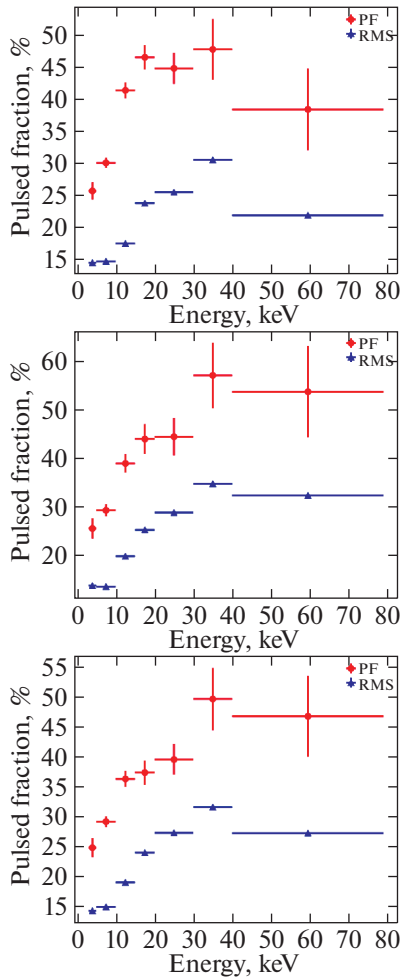


Рис. 4. Зависимость доли пульсирующего излучения от энергии в наблюдениях 30101050002 (верхняя панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (нижняя панель).

пульсаров: (I) степенную модель с экспоненциальным завалом на высоких энергиях $\text{powerlaw} \times \text{highcut}$ (Уайт и др., 1983) и (II) модель комптонизации comptb (Титарчук, 1994; Фаринелли, Титарчук, 2011). В модели comptb форма спектра источника определяется температурой затравочных фотонов kT_s , энергетическим индексом комптонизационного спектра ($\alpha = \Gamma - 1$) и температурой облака плазмы kT_e . При аппроксимации мы фиксировали параметр $\delta = 0$ для учета только тепловой составляющей комптонизации.

Для учета поглощения, которое может возникнуть как в межзвездной среде в направлении на источник, так и в двойной системе, в модель была добавлена компонента tbabs . В спектре пульсара регистрируется флуоресцентная K_α -линия железа на энергии ~ 6.4 кэВ, для учета которой в мо-

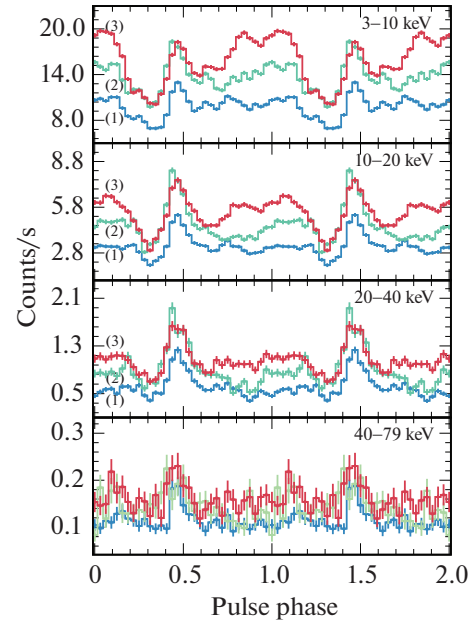


Рис. 5. Профили импульсов X1908+075, извлеченные из интервалов (1), (2) и (3) в энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ наблюдения 30101050002 (подробнее см. текст).

дель была добавлена компонента в виде гауссианы gauss .

Спектры по данным обоих модулей обсерватории аппроксимировались совместно, для учета разности калибровок модулей в модель был введен нормировочный коэффициент C . Все прочие параметры фиксировались между наборами данных. Качество аппроксимации оценивалось по критерию χ^2 , отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.).

Параметры наилучшей аппроксимации спектра X1908+075 моделями I и II представлены в табл. 3 и 4 соответственно. Из приведенных данных видно, что и степенная модель с экспоненциальным завалом на высоких энергиях (I), и модель тепловой комптонизации (II) дают приемлемое качество аппроксимации. Для проведения анализа далее будем использовать модель II, так как она удовлетворительно описывает спектр и имеет физическое обоснование.

На рис. 7 приведены усредненные энергетические спектры X1908+075 в наблюдениях 30101050002, 30402026002 и 30402026004 и их аппроксимация моделью тепловой комптонизации. Значение рентгеновских потоков источника в различных наблюдениях приведены в табл. 4.

Фазированная спектроскопия

Фазово-разрешенные спектры X1908+075 извлекались в четырех равномерно распределенных

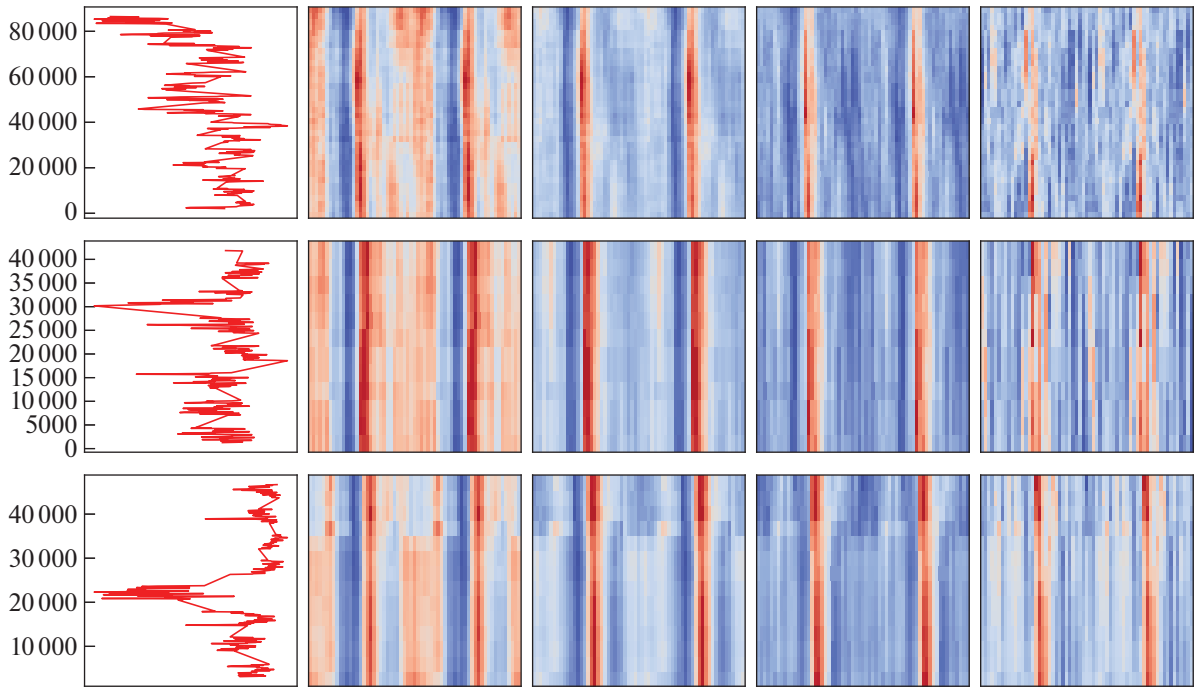


Рис. 6. Совмещенные кривая блеска и графики эволюции профилей импульсов X1908+075 в энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ в наблюдениях 30101050002 (верхние панели), 30402026002 (центральные панели) и 30402026006 (нижние панели).

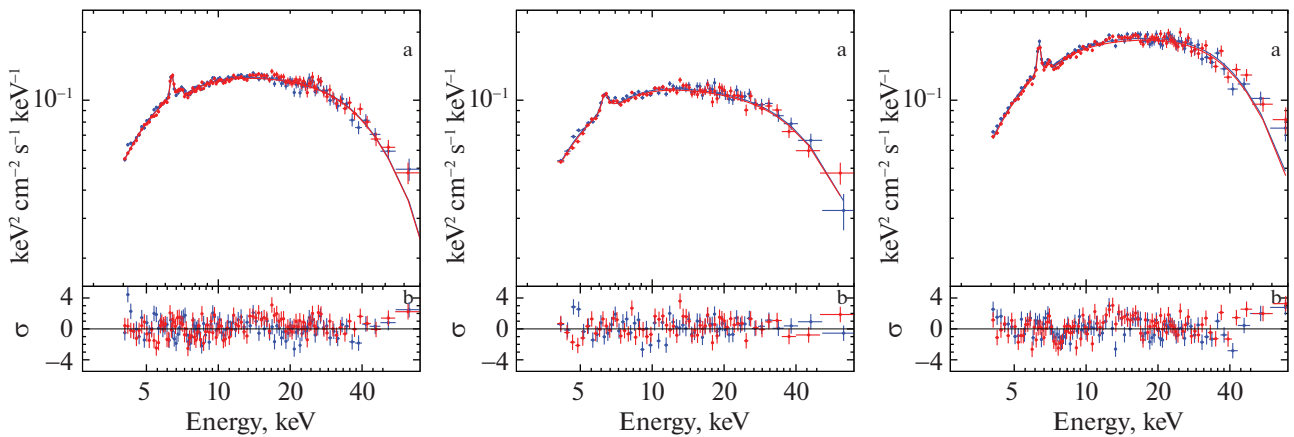


Рис. 7. Панели (а) — энергетические спектры X1908+075 в наблюдениях 30101050002 (левая панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (правая панель); панели (б) — аппроксимации спектров моделью тепловой комптонизации.

фазовых бинах (рис. 8, панели (а)). Список событий для каждой из фаз формировался на основе исходного списка путем их отбора во временных интервалах, соответствующих выбранным фазам собственного вращения. Процедура повторялась для модулей FRMA и FRMB. Для аппроксимации спектра и оценки ее качества использовались модели и процедуры, аналогичные использованным для среднего спектра.

Значение $\chi^2/\text{d.o.f.}$ менялось в диапазоне от 0.99 до 1.12 для ~ 1000 степеней свободы, что свидетельствует о приемлемом качестве аппроксимации. На рис. 8 показано изменение параметров спектральной модели в зависимости от фазы, совмещенное с профилем импульса в диапазоне 3–79 кэВ.

Из приведенных графиков видно, что значение

Таблица 3. Параметры наилучшей аппроксимации средних энергетических спектров X1908+075 степенной моделью с завалом (I, *powerlaw* × *highcut*)

ObsID	$N_h \times 10^{22}$, атомы/см ²	α	E_{cut} , кэВ	E_{fold} , кэВ	E_{Fe} , кэВ	σ_{Fe} , кэВ	EW_{Fe} , эВ	$f_x \times 10^{-10}$, эрг/см ² /с	$\chi^2/d.o.f$
**0002	$9.87^{+0.37}_{-0.35}$	1.49 ± 0.02	$7.97^{+0.23}_{-0.29}$	$24.31^{+0.60}_{-0.59}$	6.37 ± 0.03	0.1*	73^{+5}_{-5}	4.66 ± 0.02	1.15 (1435)
**6002	$10.92^{+0.44}_{-0.44}$	1.52 ± 0.03	$7.66^{+0.19}_{-0.18}$	$24.34^{+0.93}_{-0.88}$	6.32 ± 0.03	$0.16^{+0.06}_{-0.05}$	77^{+11}_{-13}	4.10 ± 0.04	1.09 (1107)
**6004	$10.16^{+0.38}_{-0.37}$	1.32 ± 0.03	$7.35^{+0.35}_{-0.24}$	$23.18^{+0.91}_{-0.78}$	6.35 ± 0.01	$0.09^{+0.04}_{-0.04}$	93^{+7}_{-9}	6.80 ± 0.04	1.02 (1368)

* Параметр плохо ограничивался и был зафиксирован.

Таблица 4. Параметры наилучшей аппроксимации средних энергетических спектров X1908+075 моделью тепловой комптонизации (II, *comptb*)

ObsID	$N_h \times 10^{22}$, атомы/см ²	kT_s , кэВ	kT_e , кэВ	α	E_{Fe} , кэВ	σ_{Fe} , кэВ	EW_{Fe} , эВ	$f_x \times 10^{-10}$, эрг/см ² /с	$\chi^2/d.o.f$
**0002	$7.62^{+0.65}_{-0.64}$	1.27 ± 0.02	$10.37^{+0.24}_{-0.23}$	1.03 ± 0.01	6.38 ± 0.02	0.10*	62^{+6}_{-5}	4.46 ± 0.02	1.13 (1386)
**6002	$4.16^{+1.24}_{-1.39}$	1.39 ± 0.04	$11.11^{+0.48}_{-0.43}$	1.07 ± 0.02	6.33 ± 0.03	$0.17^{+0.07}_{-0.06}$	81^{+15}_{-14}	3.97 ± 0.02	1.03 (1057)
**6004	$6.85^{+0.79}_{-0.77}$	1.39 ± 0.03	$10.27^{+0.25}_{-0.23}$	0.94 ± 0.01	6.35 ± 0.01	0.10*	86^{+6}_{-5}	6.56 ± 0.03	1.05 (1319)

* Параметр плохо ограничивался и был зафиксирован.

температуры плазмы (kT_e) изменяется в противофазе с основным профилем импульса, а значение эквивалентной ширины линии железа (EW_{Fe}) — в фазе; при этом максимальное значение эквивалентной ширины совпадает с минимумом профиля импульса. Спектральный индекс (α) меняется в противофазе к основному импульсу.

Сравнительный анализ изменения спектральных параметров в минимуме и максимуме суперорбитального цикла (рис. 8, центральная и левая панели соответственно) показывает, что меняются характеры изменения температуры затравочных фотонов (kT_s) и эквивалентной ширины линии железа (EW_{Fe}). Другие параметры существенно не меняются.

Поиск циклотронной линии

Непосредственным способом измерения магнитных полей пульсаров является метод оценки величины магнитного поля по циклотронным особенностям, регистрируемым в их энергетических спектрах (Штауберт и др., 2019). Для проверки гипотезы о возможном присутствии циклотронной линии поглощения в спектре X1908+075 спектральная модель была модифицирована добавлением компоненты *gabs* из пакета XSPEC. Следуя процедуре, изложенной в работе Цыганкова, Лутвинова (2005), энергия центра предполагаемой

циклотронной линии E_{cyc} менялась с шагом 3 кэВ в диапазоне энергий 5–55 кэВ, соответствующая ширина линии менялась с шагом 0.5 кэВ в диапазоне 2–8 кэВ (но не более половины E_{cyc}). Для каждой пары проверяемых значений положение и ширина линии фиксировались в рамках модели *gabs*, и получившейся моделью аппроксимировался спектр источника.

Полученное значение верхнего предела на оптическую толщину циклотронной линии составило ~ 0.16 (1σ), что указывает на отсутствие циклотронной особенности в исследуемом диапазоне энергий. Таким образом, возможное значение величины напряженности магнитного поля B на поверхности нейтронной звезды в системе X1908+075 может принимать значение либо менее 5.6×10^{11} Гс, либо более 6.2×10^{12} Гс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе по данным обсерватории NuSTAR был получен широкополосный спектр рентгеновского пульсара X1908+075 в диапазоне энергий 3–79 кэВ с высокой статистической значимостью и хорошим энергетическим разрешением, что позволило проверить несколько спектральных моделей и определить их параметры. Полученный спектр удовлетворительно описывается как феноменологической (*powerlaw*highcut*), так и

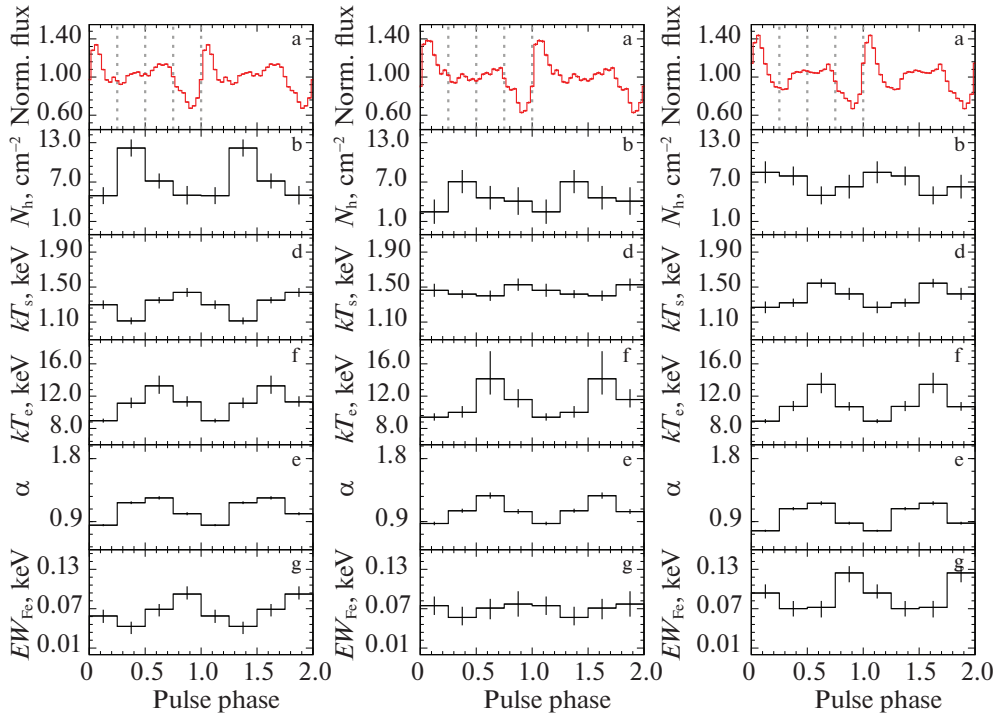


Рис. 8. Изменения спектральных параметров X1908+075 в наблюдениях 30101050002 (левая панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (правая панель), построенные в четырех равномерно распределенных фазовых бинах (подробнее см. текст).

комptonизационной (`comptb`) моделями с учетом межзвездного поглощения и вклада K_{α} -линии железа.

Впервые для пульсара X1908+075 в широком рентгеновском диапазоне энергий была проведена фазированная спектроскопия с высоким временным и спектральным разрешениями. Фазово-разрешенные спектры аппроксимировались той же моделью, что и усредненный.

Был проведен поиск циклотронной линии поглощения в диапазоне энергий 5–55 кэВ, который показал отсутствие циклотронной особенности в исследуемом диапазоне энергий. Это позволило установить ограничения на возможную величину магнитного поля в системе X1908+075: $B < 5.6 \times 10^{11}$ Гс или $B > 6.2 \times 10^{12}$ Гс.

Впервые был проведен подробный анализ эволюции профилей импульса в различных диапазонах, в том числе, в зависимости от интенсивности источника. Профили импульса в полном диапазоне энергий 3–79 кэВ имеют выраженную двухпиковую форму, которая повторяется на энергиях менее 10 кэВ. При этом на энергиях свыше 10 кэВ вторичный пик заметно слабее, либо совсем отсутствует. Форма профиля сохраняется во всех наблюдениях, что означает также ее неизменность и в различных суперорбитальных фазах.

По итогам анализа широкополосных данных X1908+075 было показано, что:

1) эволюция светимости источника связана с эволюцией профиля импульса в области энергий 3–10 кэВ, на энергиях >10 кэВ форма профиля изменяется слабо;

2) кратковременные увеличения светимости X1908+075, регистрируемые в кривых блеска, приводят к появлению вторичного пика в противофазе к основному (на энергиях <10 кэВ);

3) максимумы температуры плазмы (модель `comptb`) совпадают с положением неосновного пика импульса.

В результате можно сделать вывод о неоднородности распределения вещества в системе X1908+075 и наличии нескольких зон излучения. Основной пик профиля импульса связан, по всей видимости, с излучением от полярных шапок пульсара, а неосновной пик связан с другой областью излучения, точная локализация которой требует дополнительных наблюдений и исследований. При этом в области, связанной с основным профилем импульса, формируется слабо эволюционирующий во времени достаточно жесткий рентгеновский спектр (что, возможно, обусловлено комptonизацией). В другой области — мягкий спектр, показывающий существенную эволюцию на масштабах времени периода наблюдения (~ 10 кс).

Для более подробного изучения геометрии и локализации излучающих зон эволюции излучения пульсара необходимы дальнейшие наблюдения системы X1908+075 в различных орбитальных и суперорбитальных фазах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-32-90242).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болдин П.А., Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 375 (2013) [P.A. Boldin, S.S. Tsygankov, and A.A. Lutovinov), *Astron. Lett.* **39**, 375 (2013)].
2. Вен и др. (L. Wen, R.A. Remillard, and H.V. Bradt), *Astrophys. J.* **532**, 1119 (2000).
3. Джаисвал и др. (G.K. Jaisawal, S. Naik, C.G. Но Вунп, N. Kumari, P. Epili, and G. Vasilopoulos), *MNRAS* **498**, 4830 (2020).
4. Джаикони и др. (R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, and H. Tananbaum), *Astrophys. J.* **178**, 281 (1972).
5. Кобёрн и др. (W. Coburn, W.A. Heindl, R.E. Rothschild, D.E. Gruber, I. Kreykenbohm, J. Wilms, P. Kretschmar, and R. Staubert), *Astrophys. J.* **580**, 394 (2002).
6. Корбет (R.H.D. Corbet), *MNRAS* **220**, 1047 (1986).
7. Корбет, Кримм (R.H.D. Corbet and H.A. Krimm), *Astrophys. J.* **778**, 45 (2013).
8. Кривонос и др. (R.A. Krivonos, S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, J.A. Tomsick, D. Chakrabarty, M. Bachetti, et al.), *Astrophys. J.* **809**, 140 (2015).
9. Левайн и др. (A.M. Levine, S. Rappaport, R. Remillard, and A. Savcheva), *Astrophys. J.* **617**, 1284 (2004).
10. Лутовинов А.А., Цыганков С.С., Письма в Астрон. журн. **35**, (2009) [A.A. Lutovinov and S.S. Tsygankov, *Astron. Lett.* **35**, 433 (2009)].
11. Лутовинов и др. (A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, K.A. Postnov, R.A. Krivonos, S.V. Molkov, and J.A. Tomsick), *MNRAS* **466**, 593 (2017).
12. Маринез-Нуньез и др. (S. Martínez-Núñez, A. Sander, Á. Gimenez-García, A. González-Galán, J.M. Torrejón, C. González-Fernández, and W.R. Hamann), *Astron. Astrophys.* **578**, A107 (2015).
13. Титарчук (L. Titarchuk), *Astrophys. J.* **434**, 570 (1994).
14. Торрехон и др. (J.M. Torrejón, N.S. Schulz, M.A. Nowak, and T.R. Kallman), *Astrophys. J.* **715**, 947 (2010).
15. Уайт и др. (N.E. White, J.H. Swank, and S.S. Holt), *Astrophys. J.* **270**, 711 (1983).
16. Фаринелли, Титарчук (R. Farinelli and L. Titarchuk), *Astrophys. J.* **525**, A102 (2011).
17. Филиппова Е.В., Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Сюняев Р.А. **31**, 819 (2005) [E.V. Filippova, S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, and R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **31**, 729 (2005)].
18. Харрисон и др. (F.A. Harrison, W.W. Craig, F.E. Christensen, Ch.J. Hailey, W.W. Zhang, et al.), *Astrophys. J.* **770**, 103 (2013).
19. Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Письма в Астрон. журн. **31**, (2005) [S.S. Tsygankov and A.A. Lutovinov), *Astron. Lett.* **31**, 99 (2005)].
20. Шакура и др. (N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, and L. Hjalmarsdotter), *MNRAS* **420**, 216 (2012).
21. Штауберт и др. (R. Staubert, J. Trumper, E. Kendziorra, D. Klochkov, K. Postnov, P. Kretschmar, K. Pottschmidt, F. Haberl, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, A61 (2019).