

РЕНТГЕНОВСКИЕ СТРУИ SS 433 В ПЕРИОД ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЛЕТОМ 2018 ГОДА

© 2022 г. П. С. Медведев^{1*}, И. И. Хабибуллин^{2,3,1}, А. Н. Семена¹,
И. А. Мереминский¹, С. А. Трушкин⁴, А. В. Шевченко⁴, С. Ю. Сазонов¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Обсерватория Мюнхенского Университета им. Людвига и Максимилиана, Мюнхен, Германия

³Институт астрофизики Общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

⁴Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 13.05.2021 г.

После доработки 30.04.2022 г.; принята к публикации 05.05.2022 г.

Представлен анализ рентгеновских данных, полученных в период вспышечной активности SS 433 в июле и августе 2018 г., в течение которого были зарегистрированы ярчайшие за всю историю наблюдений системы вспышки радиоизлучения на частотах 2–5 ГГц по данным телескопа RATAN-600. Данные космических обсерваторий Swift/XRT и NICER были получены непосредственно во время радиовспышек в рамках программы срочных (ТоО) наблюдений. Наблюдения обсерваторией Chandra/HETGS и дополнительные квази-одновременные калибровочные наблюдения NICER были проведены в активной фазе системы между пиками интенсивности радиоизлучения. Показано, что во время пиковых значений радиопотока линии излучения релятивистских струй уверенно регистрируются в рентгеновском спектре, а их основные параметры остаются стабильными, что может служить указанием на отсутствие существенных нарушений в механизмах коллимации и ускорения струй. В то же время интенсивность рентгеновского излучения струй в эти моменты падает в 4–5 раз и восстанавливается до нормальных значений в течение ~10 дней. В период активности и во время радиовспышек обнаружены аномальные отклонения положений линий струй от предсказаний кинематической модели. Моделирование спектров Chandra при помощи модели излучения барионных струй SS 433 указывает на быстрые изменения в структуре ветра сверхкритического диска, частично блокирующего излучение от наиболее горячих областей джетов. Совокупность этих факторов указывает на возможную связь возникновения радиовспышек и активных состояний SS 433 с возмущениями темпа переноса и оттока вещества в системе.

Ключевые слова: черные дыры, нейтронные звезды, аккреция, джеты, SS 433.

DOI: 10.31857/S0320010822070051

ВВЕДЕНИЕ

SS 433 — это уникальная галактическая рентгеновская двойная звезда, в которой наблюдается удивительно стабильный и чрезвычайно высокий непрерывный сверхэддингтоновский темп переноса массы в системе, непосредственно проявляющий себя в виде мощных оттоков вещества, как в форме ветра аккреционного диска, так и в виде узких релятивистских струй газа (джетов) (Фабрика, 2004). Положение релятивистских струй в пространстве хорошо предсказывается при помощи “кинематической модели” SS 433 (см., например, Абелл, Маргон, 1979), описывающей движение двух антипараллельных струй газа, запускаемых симмет-

рично со скоростью $0.26c$ вдоль оси аккреционного диска, прецессирующего с периодом 163 дня. За более чем 40-летний период наблюдений системы в различных диапазонах энергий, параметры предложенной модели оказываются удивительно стабильными (Черепашук и др., 2021). Несмотря на долговременную стабильность, SS 433 демонстрирует многочисленные эпизоды активности, длительностью от 1 до 3 мес, сопровождаемые повышением интенсивности радиоизлучения, а также мощными вспышками в оптическом и радиодиапазонах длин волн (Фабрика, 2004). Некоторые свойства этих эпизодов имеют сходства с каноническим поведением других рентгеновских двойных с черными дырами и нейтронными звездами (например, Cyg X-3, Миллер-Джонс и др., 2004), что может служить

*Электронный адрес: tomedvedev@iki.rssi.ru

указанием на схожесть физических процессов протекающих в этих системах.

Эпизоды вспышечной активности оптического и радиоизлучения SS 433 зачастую сопровождаются кажущимся прекращением струйной активности в системе, при котором наблюдается уменьшение интенсивности спектральных линий струй в оптических спектрах, вплоть до полного исчезновения линий (см., например, Черепашук и др., 2018). На текущий момент нет ясного понимания, связаны ли напрямую активные состояния источника, хорошо выделяемые в мониторинговых компаниях наблюдений на радиочастотах, с процессами непосредственно связанными с центральной машиной SS 433 и приводящим к нарушениям в механизмах коллимации и ускорения струй, либо же видимое исчезновение линий связано с эффектами поглощения излучения в системе. С этой точки зрения, особый интерес представляет анализ рентгеновских наблюдений системы в моменты непосредственно во время вспышек и в активные периоды, так как в отличие от оптики, рентгеновское излучение системы определяется во многом именно релятивистскими струями, о чем свидетельствуют смещенные (подобно оптическим линиям) яркие линии излучения высокоионизованных атомов тяжелых элементов, наблюдаемые в рентгеновском спектре (см., например, Бринкманн и др., 1988; Котани и др., 1996; Маршалл и др., 2002, 2013; Медведев и др., 2019). К сожалению, о проявлениях радиовспышек в рентгеновском диапазоне известно мало, что связано со стохастическим характером вспышек и их относительно небольшой длительностью (~ 1 дня, см. Котани и др., 2006). В то же время наблюдения таких моментов в различных диапазонах длин волн представляют высокую ценность и дают уникальную возможность пролить свет на фундаментальные вопросы о механизмах коллимации и ускорения струй.

25 августа 2018 г. была зарегистрирована ярчайшая радиовспышка SS 433 за всю историю наблюдений системы, во время которой зарегистрировано более чем десятикратное увеличение потока относительно уровня в спокойном состоянии на частоте 2.3 ГГц (Трушкин и др., 2018). В период активного состояния системы, продолжавшегося более двух месяцев, в общей сложности было зарегистрированы четыре ярчайшие радиовспышки, также сопровождаемые вспышками оптического излучения (Горанский и др., 2018). Непосредственно во время и между радиовспышек были проведены срочные (ToO) наблюдения системы космическими рентгеновскими телескопами Swift/XRT и NICER (см. рис. 1). Во время активного состояния SS 433 в 2018 г., незадолго до ярчайшей радиовспышки, были выполнены длительные плановые наблюдения SS 433 (с суммарной экспозицией ≈ 120 кс)

рентгеновской обсерваторией Chandra/HETGS и квази-одновременные калибровочные наблюдения NICER (≈ 35 кс). В этой работе представлен систематический анализ всех рентгеновских данных, накопленных в период активности системы в 2018 г.

РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ SS 433

На радиотелескопе RATAN-600 программа долговременного мониторинга представляет собой почти ежедневные наблюдения ярких микрокварзов на частотах 2.3, 4.7, 8.2, 11.2 и 21.7 ГГц (Трушкин и др., 2017). Плотность потока в таких наблюдениях измеряется одновременно (в пределах 1–2 мин) на всех частотах. Таким образом, программа позволяет анализировать изменения спектральных индексов радиоизлучения день ото дня. Типичные относительные ошибки измерения потока лежат внутри пяти процентов для потоков выше 50 мЯн на 5–11 ГГц и около 5–10% для более слабых потоков. В рамках этой программы в июле и августе 2018 г. было зарегистрировано в общей сложности четыре мощных радиовспышки от SS 433, третья из которых оказалась самой мощной за всю историю наблюдений системы (см. рис. 1). В максимуме этой вспышки поток превышал уровень спокойного состояния почти в десять раз. Спектр хорошо аппроксимировался степенным законом со спектральным индексом -0.85 во всем диапазоне частот от 2.3 до 22 ГГц (Трушкин и др., 2018).

РЕНТГЕНОВСКИЕ ДАННЫЕ

В табл. 1 приведена общая информация для всех рентгеновских наблюдений SS 433, полученных в период активности системы в 2018 г. Таблица включает в себя идентификаторы (ObsID), даты и времена экспозиций наблюдений, орбитальные (ϕ) и прецессионные (ψ) фазы системы, а также соответствующие прецессионным фазам доплеровские смещения линий струй, z_w — для западной струи и z_e — для восточной струи. Отметим, что западная (восточная) струя большую часть прецессионного цикла системы летит в направлении на (от) наблюдателя, однако для большинства рассматриваемых прецессионных фаз в этой работе ситуация обратная.

Swift/XRT

Наблюдения SS 433 космической обсерваторией Swift/XRT в период активности в 2018 г. проходили в рамках программы срочных наблюдений (Target of Opportunity, ToO), триггером для которых служили вспышки в оптическом (для наблюдения XRT1, см. Хабибуллин и др., 2018) и

Таблица 1. Журнал рентгеновских наблюдений SS 433 в период активности в 2018 г.

Телескоп	ObsID	Дата	Эксп.	MJD	ϕ	ψ	z_{eph}^w	z_{eph}^e
NICER (N1)	1010090101	2018-07-19	1144	58318.6	0.095	0.277	-0.000	0.069
Swift/XRT (XRT1)	00035190036	2018-07-25	1031	58324.3	0.529	0.312	0.018	0.051
Chandra/HETGS (Ch1)	20132	2018-08-10	18617	58340.5	0.768	0.412	0.059	0.010
Chandra/HETGS (Ch2)	20131	2018-08-13	94292	58343.6	0.007	0.431	0.064	0.005
NICER (N2)	1010090102	2018-08-13	11660	58343.7	0.008	0.431	0.064	0.005
NICER (N3)	1010090103	2018-08-14	24159	58344.0	0.037	0.434	0.065	0.004
NICER (N4)	1010090104	2018-08-28	2196	58358.7	0.160	0.524	0.071	-0.002
NICER (N5)	1010090105	2018-08-29	3803	58359.0	0.185	0.526	0.071	-0.002
Swift/XRT (XRT2)	00035190037	2018-08-29	1189	58359.4	0.216	0.529	0.071	-0.002

Примечание. ObsID — идентификационный номер наблюдения. ϕ и ψ — орбитальная и прецессионная фазы SS 433, рассчитанные по эфемеридам (Горанский, 2011). z_{eph}^w и z_{eph}^e — предсказание доплеровского смещения линий западного и восточного джетов соответственно. В колонке Телескоп в скобках указаны условные обозначения наблюдений, далее используемые в работе. Экспозиция наблюдений приведена в секундах.

радиодиапазонах (для XRT2, см. Горанский и др., 2018).

Наблюдение XRT1 началось 25.07.2018 07:19:01 (MJD = 58324.30567, ObsID 00035190036), то есть через 7.534 дня после регистрации оптической вспышки (см. рис. 1). Наблюдение состояло из двух сегментов, разделенных временем 0.397 дня (34.3 ксек). Общее время экспозиции Swift/XRT для двух сегментов составило 1031 сек, накопленного в режиме подсчета фотонов (Photon Counting mode): 354 сек для первого сегмента и 677 сек для второго. Изображение, полученное Swift/UVOT в U-фильтре, во время однократной экспозиции длительностью 350 сек, началось через 87 сек после начала первого сегмента XRT. Источник детектировался Swift/XRT со средним темпом счета 0.48 ± 0.02 отсч/сек в диапазоне 0.3–10 кэВ и 3.01 ± 0.16 отсч/сек в УФ диапазоне Swift/UVOT. Последнее соответствует плотности потока $F_{\lambda} = 4.8 \pm 0.24$ эрг/сек/см²/Å = 180 ± 10 мкЯн (17.51 звездная величина в системе Vega) в полосе U, что согласуется с предыдущими наблюдениями (см., например, Долан и др., 1997, 2007; Соколовский и др., 2014).

Наблюдение XRT2 проведено подобным образом. Первый сегмент наблюдений начался 29.08.2018 10:44:20 (MJD = 58359.44826, т.е. через 2 дня после пика экстремальной радиовспышки, согласно кривой блеска PATAH-600, см. рис. 1)

и длился 395 сек. Второй сегмент последовал на 0.543 дня позже и длился еще 805 сек. Общее время чистой экспозиции Swift/XRT составило 1189 сек. Средняя скорость счета от источника составила 0.50 ± 0.02 отсч/сек в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ.

Кривые блеска и спектры центрального рентгеновского источника SS 433 были извлечены из кружка радиусом 50 угл. сек, а для оценки уровня фона использовалось кольцо вокруг источника с внутренним и внешним радиусами 96 и 480 угл. сек соответственно. Обработка и анализ данных выполнялись с использованием стандартных процедур Swift (XRTDAS) и инструмента XSELECT программного пакета `heasoft` (v. 6.24).

NICER

Телескоп NICER (Жендро и др., 2012) был изначально спроектирован для получения данных для временного анализа. Он отличается большой собирающей площадью, высоким временным разрешением и чрезвычайно коротким мертвым временем. В период вспышечной активности SS 433 было проведено 3 наблюдения NICER (N1, N4 и N5) в режиме срочных наблюдений (ToO) непосредственно во время вспышек. Помимо этого две длительные экспозиции (N2 и N3) были накоплены в одновременных наблюдениях с обсерваторией Chandra в рамках программы калибровочных наблюдений.

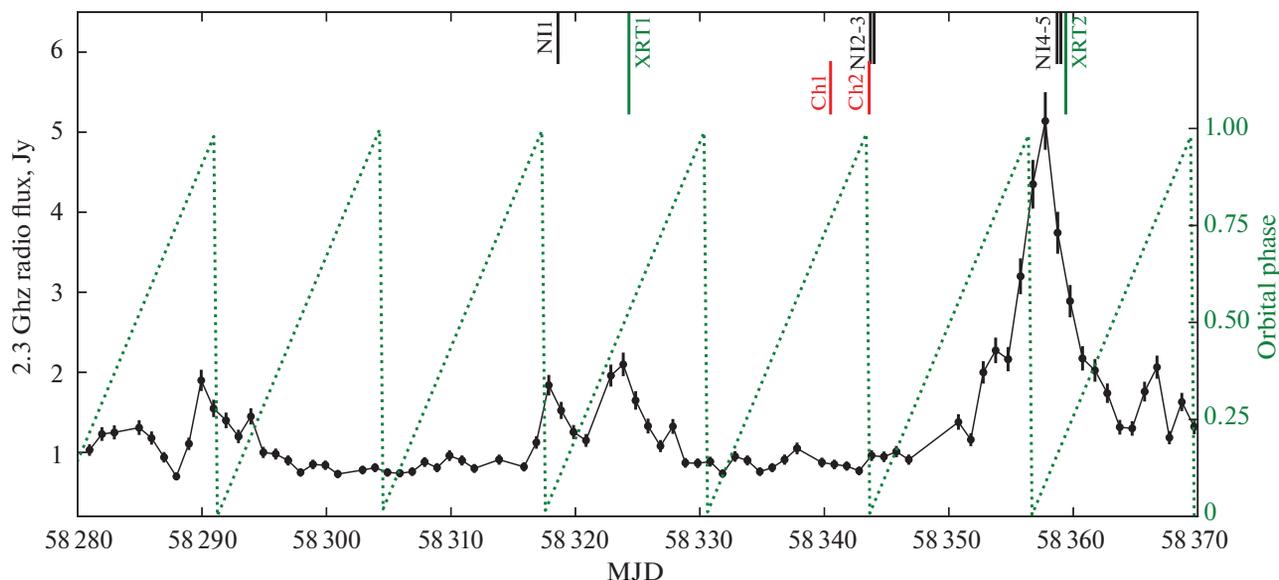


Рис. 1. Долговременная кривая блеска по данным ПАТАН-600 на частоте 2.3 ГГц. В верхней части рисунка черточками указано время наблюдений рентгеновских телескопов: черным — NICER, красными — Chandra, зелеными — Swift/XRT. По правой оси (зеленым пунктиром) отложена орбитальная фаза.

Данные были обработаны с использованием актуальной версии NICERDAS. Спектры детекторного фона для наблюдений были получены с использованием программы `nibackgen3C50` и базы данных наблюдений пустых площадок (Ремиллард и др., 2022).

Chandra

В августе 2018 г. были проведены плановые наблюдения (cycle 19, PI: Mairta) SS 433 космической обсерваторией Chandra с использованием прибора ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) в сочетании с высокоэффективной системой пропускающих дифракционных решеток для высокоэнергетичного излучения HETGS (High Energy Transmission Grating Spectrometer, Вайскопф и др., 2002; Канисарес и др., 2005). Программа состояла из двух последовательных наблюдений (Ch1 и Ch2 в табл. 1), первое из которых проведено вне орбитального затмения (≈ 18 ксек, $\phi \approx 0.75$) и последующее (Ch2), с более длительной экспозицией, в период глубокого орбитального затмения (≈ 94 ксек, $\phi \approx 0$). Наблюдения проведены, соответственно, за 17 и 14 дней до пика радиопотока во время ярчайшей из четырех зарегистрированных радиовспышек. Для каждого наблюдения мы использовали спектры, полученные в ± 1 -х порядках дифракции с дифракционных решеток высоких и средних энергий (HEG и MEG). Таким образом, для каждого наблюдения производилась одновременная аппроксимация четырех спектров. Данные телескопа Chandra/HETGS

были загружены, подготовлены и обработаны с помощью стандартных пакетов обработки TGCat (Хунемордер и др., 2011) и CIAO 4.9.

Метод анализа данных

Аппроксимация полученных спектров выполнялась с помощью стандартных инструментов программного пакета XSPEC (версия 12.11, Арно, 1996) с использованием С-статистики (Кэш, 1979). При работе с данными телескопов NICER и Swift/XRT использовалась модифицированная статистика для данных с пуассоновским фоном (W-статистика, см. подробнее документацию XSPEC¹). Для этого энергетические каналы спектров были предварительно сгруппированы так, чтобы число зарегистрированных отсчетов в каждом канале спектра фона было не меньше единицы. Эта процедура проводилась с помощью стандартного инструмента FTGROUPPH². Для анализа данных обсерватории Chandra группировка энергетических каналов не применялась, а фон — не учитывался, в виду его очень низкого уровня относительно сигнала источника, полученного дифракционными решетками HETGS.

Помимо феноменологической модели, используемой для определения положения линий и их потоков по жесткой части рентгеновских спектров, в этой работе используется спектральная модель излучения джетов SS 433, представленная в работе

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual>

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools>

Хабибуллин и др. (2016) (см. также Медведев и др., 2018, 2019). Модель основана на решении уравнения теплового баланса с самосогласованным учетом потерь энергии газом на излучение, что позволяет с высокой точностью воспроизводить распределение меры эмиссии в диапазоне температур, соответствующих как непрерывному излучению (наиболее горячие части джета, $T \approx 20$ кэВ), так и излучению спектральных линий (части джета с температурой $T < 10$ кэВ). Общий спектр модели определяется суммированием вкладов тонких однотемпературных поперечных слоев вдоль джета, излучение которых рассчитывается в режиме горячей оптически тонкой плазмы в столкновительном ионизационном равновесии (СІЕ) на основе базы данных *AtomDB/APPEC*³ (Фостер и др., 2012).

Мы будем использовать два варианта этой модели: модель *lbjet*, в которой учитывается излучение джета только в спектральных линиях (т.е. с вычтенным континуумом, см. описание модели в Медведев и др., 2018) и модель *bjet* — спектральная модель полного излучения джета с линиями и континуумом (Хабибуллин и др., 2016). Обе эти модели имеют одинаковые входные параметры, определяющие физическую модель струй. Параметры модели описаны ниже. В случае применения модели *lbjet* нами использовалась суммарная модель, которая читается в XSPEC как

$$M_1 = \text{phabs} * (\text{bremss} + \text{gsmooth} * (\text{zashift}_e * \text{lbjet}_e + \text{zashift}_w * \text{lbjet}_w)), \quad (1)$$

где *bremss* — модель континуума, заданная спектром теплового тормозного излучения, *phabs* — фотоэлектрическое поглощение, *gsmooth* — гауссово уширение линий джетов, *lbjet_{w,e}* — модель излучения линий западного и восточного джетов. Для краткости в тексте далее эта модель будет обозначена как *bremss+lbjet*. Аналогично, вторая модель читается в XSPEC как

$$M_2 = \text{phabs} * (\text{gsmooth} * (\text{zashift}_e * \text{bjet}_e + \text{zashift}_w * \text{bjet}_w)). \quad (2)$$

Эта модель в тексте будет обозначаться как *bjet+bjet*. Еще одна модель, используемая в работе:

$$M_3 = \text{phabs} * (\text{gsmooth} * (\text{zashift}_e * \text{lbjet}_e + \text{zashift}_w * \text{bjet}_w)), \quad (3)$$

обозначается далее *bjet+lbjet*.

Входными параметрами модели *bjet/lbjet* являются температура газа у основания джета $T_{w,e}$

(основанием называется ближайшая к компактно-му объекту область джета, непосредственно видимая для наблюдателя), обилие тяжелых элементов Z_i относительно солнечного химического состава (Андерс, Гревеза, 1989), обилие никеля Z_{Ni} в солнечных единицах. В этой работе мы будем везде фиксировать $Z_i = 1$, т.е. солнечный состав плазмы (кроме обилия никеля). Нормировка *bjet/lbjet* определяется следующим образом:

$$N_{e,w} = \tau_{e0} L_{38} \left(\frac{D}{5 \text{ кпк}} \right)^{-2}, \quad (4)$$

где τ_{e0} — поперечная оптическая толщина по электронному рассеянию в основании джета, $L_{38} = L_k / (10^{38} \text{ эрг/с})$ — полная кинетическая светимость джета (L_k). Параметры τ_{e0} и L_{38} могут быть пересчитаны в другие базовые физические параметры модели — концентрацию электронов в основании джета (n_{e0}) и расстояние до основания от вершины конуса вдоль оси симметрии джета (r_0 , см. подробности в Хабибуллин и др., 2016):

$$r_0 \approx 2.3 \times 10^9 \text{ см} \frac{L_{38}}{\tau_{e0}} \quad (5)$$

и

$$n_{e0} \approx 3.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} \frac{\tau_{e0}^2}{L_{38}}. \quad (6)$$

Входным параметром сверточной модели *gsmooth* является ширина спектральных линий (стандартное отклонение гауссовой функции) на энергии 6 кэВ — $\Sigma_{6 \text{ кэВ}}$ (эВ). Мы будем считать, что ширина линий на других энергиях определяется как $\Sigma(E) = \Sigma_{6 \text{ кэВ}}(E/6 \text{ кэВ})$ (т.е. $\alpha = 1$ в XSPEC). Входными параметрами моделей *zashift* являются доплеровские смещения линий z_w, z_e для западного и восточного джетов. Отметим, что эта сверточная модель также учитывает эффект доплеровского усиления сигнала. Параметром модели *phabs* является плотность нейтрального водорода на луче зрения, N_H . Обилие элементов для этой модели задано в соответствии с работой Вилмс и др. (2000).

РЕНТГЕНОВСКИЕ СТРУИ В МОМЕНТЫ ВСПЫШЕК

Эпизоды вспышек в июле 2018 г.

Рентгеновская кривая блеска в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ (см. рис. 2, левая панель), полученная для наблюдения XRT1, показывает значительные различия между двумя сегментами наблюдений. Первый сегмент в среднем в 1.5 раза ярче второго сегмента наблюдения. При этом не обнаружено значимого изменения относительных вкладов потоков более узких полос энергий, что указывает на отсутствие значительной переменности

³<http://www.atomdb.org>

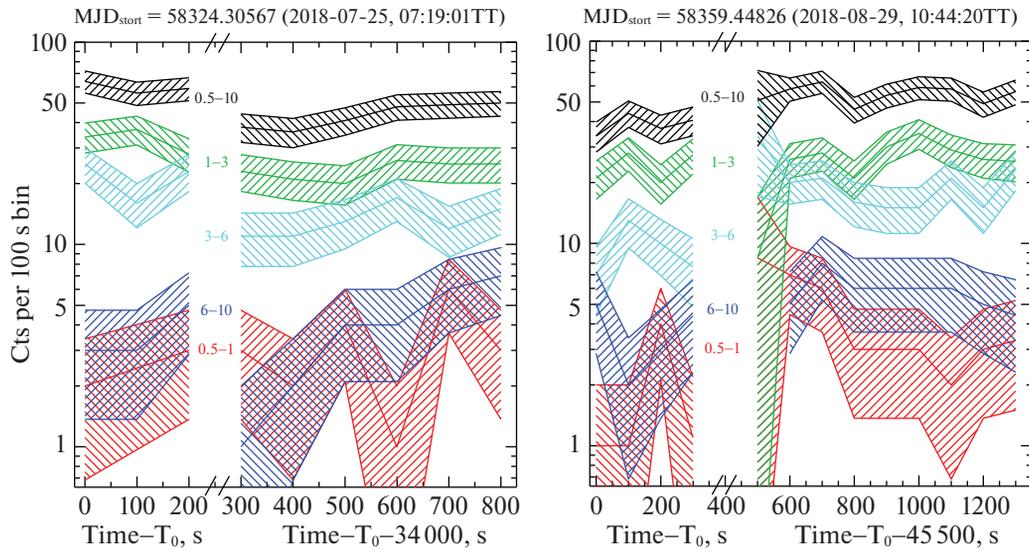


Рис. 2. Кривые блеска SS 433 для двух сегментов наблюдения Swift/XRT в июле 2018 г. (XRT1, левая панель) и двух сегментов наблюдений в августе 2018 г. (XRT2, правая панель). Разными цветами изображены различные диапазоны энергий, указанные на графике (кэВ). Закрашенные области соответствуют 68% доверительному интервалу.

плотности поглощающего газа на луче зрения или изменения относительного вклада струй и жесткого компонента (вероятно, связанного с отражением от холодного вещества, см. Медведев и др., 2019, а также Медведев, Фабрика, 2010). Единственным исключением может быть значительное увеличение скорости счета в диапазоне 6–10 кэВ во время второго сегмента наблюдений. Этот вывод подтверждается из анализа спектров, извлеченных из полного наблюдения и отдельных сегментов.

Полученные данные аппроксимировались с помощью модели *bremss+ljet* (см. раздел Метод анализа данных). Форма спектра всех трех наборов данных (отдельных сегментов и суммарного наблюдения) хорошо согласуется с ближайшим наблюдениям обсерваторией XMM-Newton (ObsID 694870201). Мы использовали результаты аппроксимации этого наблюдения из работы Медведев и др. (2018) для того, чтобы уменьшить число свободных параметров модели, вводя при этом дополнительную нормировочную поправку 0.23 ± 0.03 , найденную из аппроксимации данных. Поглощение на луче зрения найдено на уровне $N_H = (1.25 \pm 0.15) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, доплеровское смещение западного джета составило $z_w = -0.034 \pm 0.026$ (90% уровень достоверности). В то же время смещение линий восточного джета ограничить из данных не удалось (см. рис. 3). Найденное доплеровское смещение линий западного джета не согласуется в пределах ошибок с предсказаниями по эфемеридам для момента наблюдений (см. табл. 1), однако качество данных не позволяет говорить уверенно о значительном

противоречии с кинематической моделью. Стоит отметить, что аппроксимация спектра с помощью более простых моделей (например, поглощенного степенного закона или тормозного излучения) приводит к значительно более низким значениям N_H ввиду преобладающего вклада излучения спектральных линий струй на энергиях ниже 2 кэВ. Континуум тормозного излучения имеет температуру ≈ 30 кэВ и непоглощенный поток $4.0 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ. В то же время излучение линий струй дает оценку $2.6 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ для непоглощенного потока в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ (или $1.8 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ ниже 2 кэВ). Полученные параметры рентгеновского излучения соответствуют классу “низких” (или “выключенных”) рентгеновских состояний SS 433 и наблюдаются с потоками в 3–5 раз меньше, чем для более распространенных “нормальных” состояний системы вне затмений (Маршалл и др., 2002, 2013; Медведев и др., 2019). Мы проиллюстрировали этот факт на рис. 4, где приведено сравнение текущего наблюдения с архивным наблюдением Chandra/HETGS в низком состоянии (ObsID 1020, Лопез и др., 2006).

Экстремальная радиовспышка в августе 2018 г.

Кривая блеска в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ по данным обсерватории Swift/XRT (XRT2), полученная во время экстремально яркой радиовспышки, указывает лишь на небольшое изменение скорости счета в течение экспозиции, причем второй сегмент наблюдений в среднем ярче на 20%

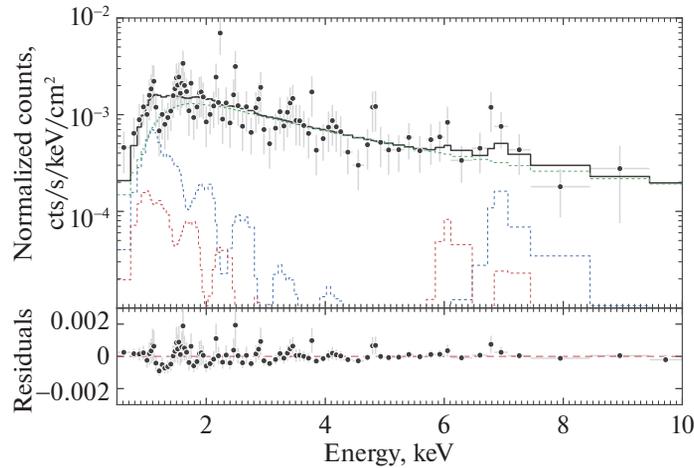


Рис. 3. Модель наилучшей аппроксимации спектра SS 433, полученного обсерваторией Swift/XRT во время радио-вспышки в июле 2018 г. Красным и синим пунктирами показаны компоненты приближающегося (синий) и удаляющегося (красный) от наблюдателя джетов (модель *l*bjet), зеленым пунктиром показана модель континуума (brems). На нижней панели показаны невязки модели и данных.

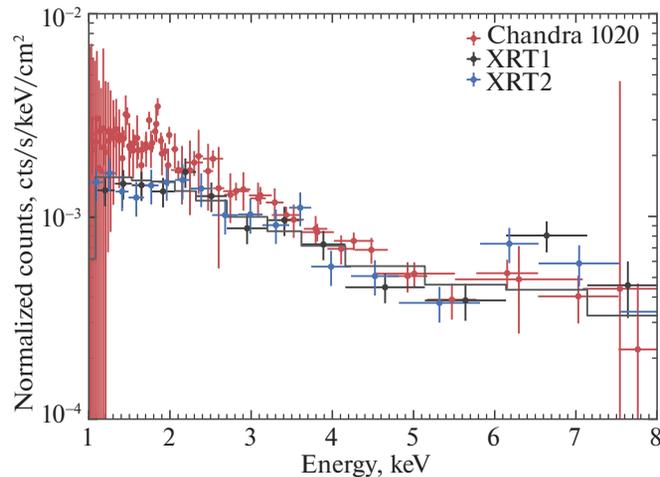


Рис. 4. Сравнение спектров SS 433, полученных в двух наблюдениях Swift/XRT во время вспышек в июле (черный цвет) и августе (синий) 2018 г., а также архивного наблюдения Chandra/HETGS (ObsID 1020, красный), когда источник наблюдался в “выключенном” состоянии. Черной сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации первого наблюдения Swift/XRT.

(см. рис. 2, правая панель). Наблюдаемое увеличение обусловлено, в основном, изменением потока на энергиях выше 3 кэВ. Таким образом, спектр второго сегмента заметно жестче в сравнении с первой частью наблюдений.

Наблюдаемый рентгеновский спектр удивительно похож на спектр, полученный во время предыдущей вспышки в июле 2018 г. Для анализа данных этого наблюдения мы использовали аналогичный подход, фиксируя основные параметры модели *l*bjet по данным наблюдения XMM-Newton (Медведев и др., 2018). Мы определили следующие параметры наилучшей аппроксимации данных: поправочный коэффициент нормировки

спектра 0.23 ± 0.03 , $N_H = (1.1 \pm 0.15) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и доплеровским смещением восточной струи $z_e = 0.072 \pm 0.024$ (положение западной струи не удастся ограничить из данных). Положение линий восточной струи согласуется в пределах ошибок с ожидаемыми эфемеридными значениями. Подобно прошлому наблюдению, тормозное излучение континуум имеет температуру ≈ 30 кэВ и непоглощенный поток $3.9 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ в 0.5–10 кэВ. Поток излучения струй для модели наилучшей аппроксимации составил $2.4 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ (или $1.8 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ ниже 2 кэВ).

Таким образом, проведенный анализ показал,

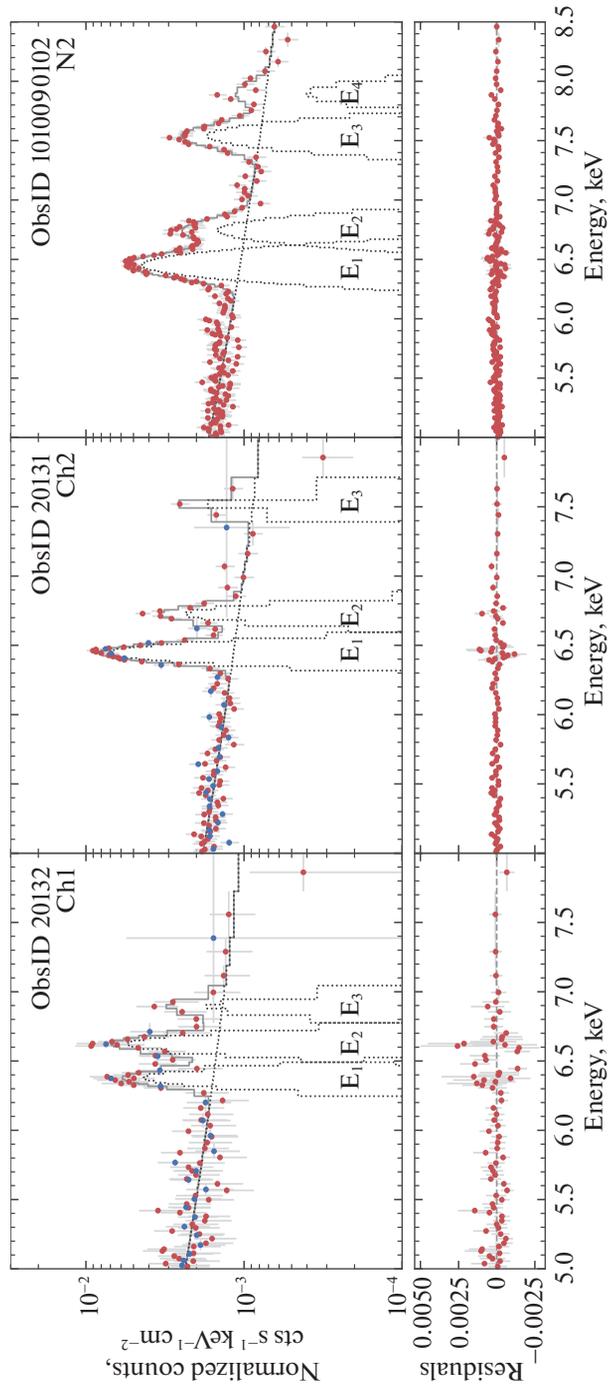


Рис. 5. Линии железа и никеля в рентгеновском спектре струй SS 433 по данным Chandra/HETGS (левая и средняя панели) и NICER (правая панель). Для наблюдений Chandra красными и синими точками изображены данные HEG и MEG соответственно (± 1 порядки дифракции). Пунктирными линиями показаны компоненты феноменологической модели, сплошной серой линией — суммарная наилучшая модель.

что рентгеновские спектры SS 433 во время двух радиовспышек с интервалом ~ 1 месяца, практически не отличались между собой. При этом форма спектра была близка к спектрам в “спокойных” внезатменных состояниях, но с потоком примерно в 5 раз меньше в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СТРУЙ ПО ДАННЫМ Chandra/HETGS И NICER

Наблюдения Chandra/HETGS и NICER были проведены за 10 дней до ярчайшей радиовспышки в период активности в 2018 г. и попадают на прецессионные фазы системы близкие к кроссоверам, когда джеты SS 433 пересекают картинную плоскость наблюдателя. В силу релятивистского эффекта доплера, линии двух струй в моменты наблюдений смещены в красную сторону, при этом западная струя, большую часть прецессионного периода летящая в сторону наблюдателя, летит от наблюдателя.

Жесткая часть рентгеновских спектров

На рис. 5 показан спектр SS 433 в диапазоне энергий 5–8 (8.5) кэВ по данным обсерваторий Chandra и NICER. Панели рисунка расположены в хронологическом порядке слева направо. В качестве первого шага анализа данных полезно получить не зависящие от какой-либо физической модели параметры видимых линий в спектре. Для этих целей мы будем использовать феноменологическую модель, представляющую собой сумму степенной модели и 4 гауссовых функций для описания видимых линий. В этой модели мы не будем учитывать блендирование линий двух джетов между собой и их блендирование с флуоресцентными линиями. При аппроксимации данных мы связываем между собой параметры ширины линий, а их центроиды и потоки, а также наклон и поток континуума оставляем свободными параметрами модели. Полученные модели наилучшей аппроксимации изображены серыми сплошными линиями на рис. 5, пунктиром показаны компоненты модели. Полученные параметры приведены в табл. 2.

Крайняя левая панель соответствует внезатменному наблюдению Chandra/HETGS (Ch1). Мы можем следующим образом интерпретировать наблюдаемые линии в спектре. Первая линия слева (E_1) на энергии 6.38 кэВ соответствует линии излучения гелиеподобных ионов железа Fe XXV K_α удаляющейся от наблюдателя (западной) струи. В результате доплеровского смещения в сторону меньших энергий, Fe XXV K_α блендирует с флуоресцентной линией нейтрального железа Fe I K_α на энергии 6.4 кэВ. Типичный уровень потока вне

Таблица 2. Параметры наилучшего описания данных Chandra/HETGS (Ch1, Ch2) и NICER (N2) феноменологической моделью в диапазоне энергий 5–8 кэВ (Ch1, Ch2) и 5–10 кэВ (N2)

Параметр	Ch1	Ch2	N2
Γ	$1.74^{+0.27}_{-0.23}$	$1.81^{+0.18}_{-0.18}$	$1.84^{+0.12}_{-0.12}$
$\lg F_{3-6}$	$-10.19^{+0.04}_{-0.03}$	$-10.30^{+0.02}_{-0.02}$	$-10.33^{+0.02}_{-0.02}$
Σ , эВ	$46.7^{+5.7}_{-5.5}$	$44.9^{+2.4}_{-2.2}$	$51.2^{+4.9}_{-4.9}$
E_1 , кэВ	$6.378^{+0.005}_{-0.015}$	$6.446^{+0.003}_{-0.002}$	$6.448^{+0.005}_{-0.003}$
F_1	$5.49^{+0.48}_{-0.60}$	$8.81^{+0.41}_{-0.39}$	$9.01^{+0.40}_{-0.37}$
E_2 , кэВ	$6.623^{+0.007}_{-0.009}$	$6.726^{+0.006}_{-0.005}$	$6.738^{+0.011}_{-0.009}$
F_2	$6.97^{+0.75}_{-0.71}$	$2.91^{+0.30}_{-0.29}$	$3.04^{+0.27}_{-0.29}$
E_3 , кэВ	$6.894^{+0.021}_{-0.020}$	$7.514^{+0.014}_{-0.008}$	$7.533^{+0.008}_{-0.011}$
F_3	$2.26^{+0.64}_{-0.61}$	$2.33^{+0.42}_{-0.39}$	$3.62^{+0.35}_{-0.34}$
E_4 , кэВ	—	—	$7.889^{+0.034}_{-0.037}$
F_4	—	—	$0.87^{+0.29}_{-0.27}$
c/dof	1301.2/1103	1245.6/1102	495.5/487

Примечание. Γ — фотонный индекс степенной модели континуума; $\lg F_{3-6}$ — логарифм потока континуума в 3–6 кэВ, эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$; Σ — ширина линий, эВ (стандартное отклонение); E_{1-4} — энергия линий 1–4, кэВ; F_{1-4} — поток в линиях 1–4, 10^{-4} фот. $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$; c/dof — полученная величина статистики/количество степеней свободы.

орбитального затмения в линии Fe I K_α составляет $\sim 10^{-4}$ фот. $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, однако на прецессионных фазах, близких к кроссоверу, поток Fe I K_α может быть заметно меньше (см., например, Медведев и др., 2019). Следующая линия в спектре (E_2) представляет бленду Fe XXVI Ly_α удаляющегося (западного) и Fe XXV K_α приближающегося (восточного) джетов. Линия E_3 является линией излучения Fe XXVI Ly_α восточного джета. Линия E_4 не добавлялась к модели для анализа этого наблюдения. Полученные энергии линий дают следующие значения доплеровских смещений джетов: $z_w = 0.050 \pm 0.001$, $z_e = 0.011 \pm 0.002$.

Второе наблюдение Chandra (Ch2, средняя панель на рис. 5) состоялось на фазе глубокого орбитального затмения в системе через три дня после предыдущего наблюдения. Мы можем отметить существенные изменения в линиях струй: в спектре практически полностью отсутствует линия Fe XXVI Ly_α приближающегося джета. В данном случае, линия E_3 нашей модели соответствует линии Ni XXVII K_α удаляющегося джета, а линия

Таблица 3. Параметры наилучшей аппроксимации для модели **bremss+ljet** по данным двух наблюдений Chandra/HETGS

Параметр	Ch1	Ch2
N_H	$1.82^{+0.10}_{-0.08}$	$1.95^{+0.05}_{-0.05}$
T_{br} , кэВ	200*	$25.78^{+3.11}_{-2.55}$
N_{br}	$4.81^{+0.08}_{-0.05}$	$2.73^{+0.03}_{-0.03}$
$\Sigma_{6 \text{ кэВ}}$, эВ	$22.0^{+2.4}_{-2.1}$	$25.8^{+1.0}_{-1.0}$
z_w	$0.05^{+0.00}_{-0.00}$	$0.03^{+0.00}_{-0.00}$
z_e	$0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$
T_w , кэВ	$27.51^{\dagger}_{-11.47}$	$14.70^{+0.83}_{-1.18}$
T_e , кэВ	$10.29^{+3.19}_{-2.59}$	$1.72^{+0.10}_{-0.13}$
N_w	$10.18^{+2.73}_{-2.57}$	$17.27^{+0.64}_{-0.65}$
N_e	$9.15^{+1.33}_{-1.35}$	$4.94^{+0.59}_{-0.49}$
Z_{Ni}	$8.91^{+1.54}_{-1.43}$	$10.48^{+0.84}_{-0.72}$
c/dof	12638.3/13005	13810.1/13005

Примечание. N_H — колонка плотности поглощающего вещества в ед. 10^{22} ат. см $^{-2}$; T_{br} — температура **bremss** в ед. кэВ; N_{br} — нормировка **bremss** (см. описание в XSPEC), $\Sigma_{6 \text{ кэВ}}$ — ширина линий джетов, эВ; $z_{w,e}$ — доплеровские смещения линий западного и восточного джетов; $T_{w,e}$ — температура основания джетов, кэВ; Z_{Ni} — обилие никеля в солнечных ед.; $N_{w,e}$ — нормировка **ljet**; c/dof — си-статистика/количество степеней свободы. Подробное описание параметров см. в разделе Метод анализа данных.

E_4 не использовалась при моделировании. В рамках феноменологической модели мы не можем с уверенностью говорить о каких-либо проявлениях восточного джета в жесткой части спектра наблюдения Ch2, так как ярчайшая линия Fe XXV K_{α} восточного джета перекрывается с линией Fe XXVI Ly_{α} западного джета. При этом наблюдаемое соотношение потоков в линиях E_1 и E_2 (≈ 0.33) соответствует вполне типичному соотношению линий Fe XXV K_{α} /Fe XXVI Ly_{α} для температуры основания ~ 15 кэВ (см., например, Хабибуллин и др., 2016). Важно также отметить, что во время орбитальных затмений поток в линии Fe I K_{α} , как правило, заметно уменьшается (Медведев и др., 2019).

Наблюдение NICER (N2, правая панель) было проведено практически одновременно с наблюдением Chandra ObsID 20131. Линии E_1 – E_3 согласуются с наблюдением Chandra. За счет большей эффективной площади на энергиях >7 кэВ в спектре NICER отчетливо видна еще одна линия,

E_4 , которая является суммой линий Ni XXVIII Ly_{α} западного и Ni XXVII K_{α} приближающегося джетов. Однако наблюдаемое отношение потоков линий E_3 и E_4 согласуется с предсказаниями модели излучения западного джета, поэтому оценить вклад восточного джета в поток линии E_4 не удается в рамках феноменологической модели.

Широкополосный рентгеновский спектр

Для анализа широкополосных спектров Chandra мы будем использовать модель из суммы тормозного теплового континуума и излучения линий струй, модель **bremss+ljet**. Такая модель позволяет определять физические параметры струй без дополнительного моделирования вклада жесткого компонента, доминирующего в излучении континуума на энергиях выше 3 кэВ (Медведев и др., 2019). Полученные модели наилучшего описания данных показаны на рис. 6 и 7, параметры моделей приведены в табл. 3.

В первом наблюдении вне орбитального затмения (Ch1, рис. 6) доминирует излучение летящего на наблюдателя (восточного) джета. При этом совершенно нетипичным выглядит соотношение потоков в линиях триплета кремния Si XIII K_{α} и соответствующего дуплета Si XIV Ly_{α} : наблюдаемый поток в линии триплета выше. Наблюдаемое отношение Si XIII K_{α} /Si XIV Ly_{α} не описывается полученной нами моделью, так как для этого необходима низкая температура основания джета (~ 1 кэВ), но при таких температурах не удастся воспроизвести видимые в жесткой части спектра линии железа восточного джета. Другим возможным сценарием может быть существенно иное распределение дифференциальной меры эмиссии вдоль джета, при котором более холодные части джета имеют больший относительный вклад в суммарный спектр. Однако рассмотрение таких моделей выходит за рамки данной работы. Полученные доплеровские смещения линий джетов близки к эфемеридным значениям.

По данным мягкого диапазона следующего наблюдения Chandra (Ch2, рис. 7), мы видим существенное уменьшение потока в линиях восточного джета, сопровождаемое увеличением потока в линиях западного джета. Как и в предыдущем наблюдении, мы видим аномально высокое отношение Si XIII K_{α} /Si XIV Ly_{α} для восточного джета, при этом для западного джета это отношение <1 , как это обычно наблюдается в спектрах SS 433 в спокойных состояниях. Этот наблюдаемый факт должен, по всей видимости, указывать на значительные различия в температурах основания восточного и западного джетов во время наблюдения Ch2. Получаемый из нормировок моделей коэффициент подавления восточного джета составляет

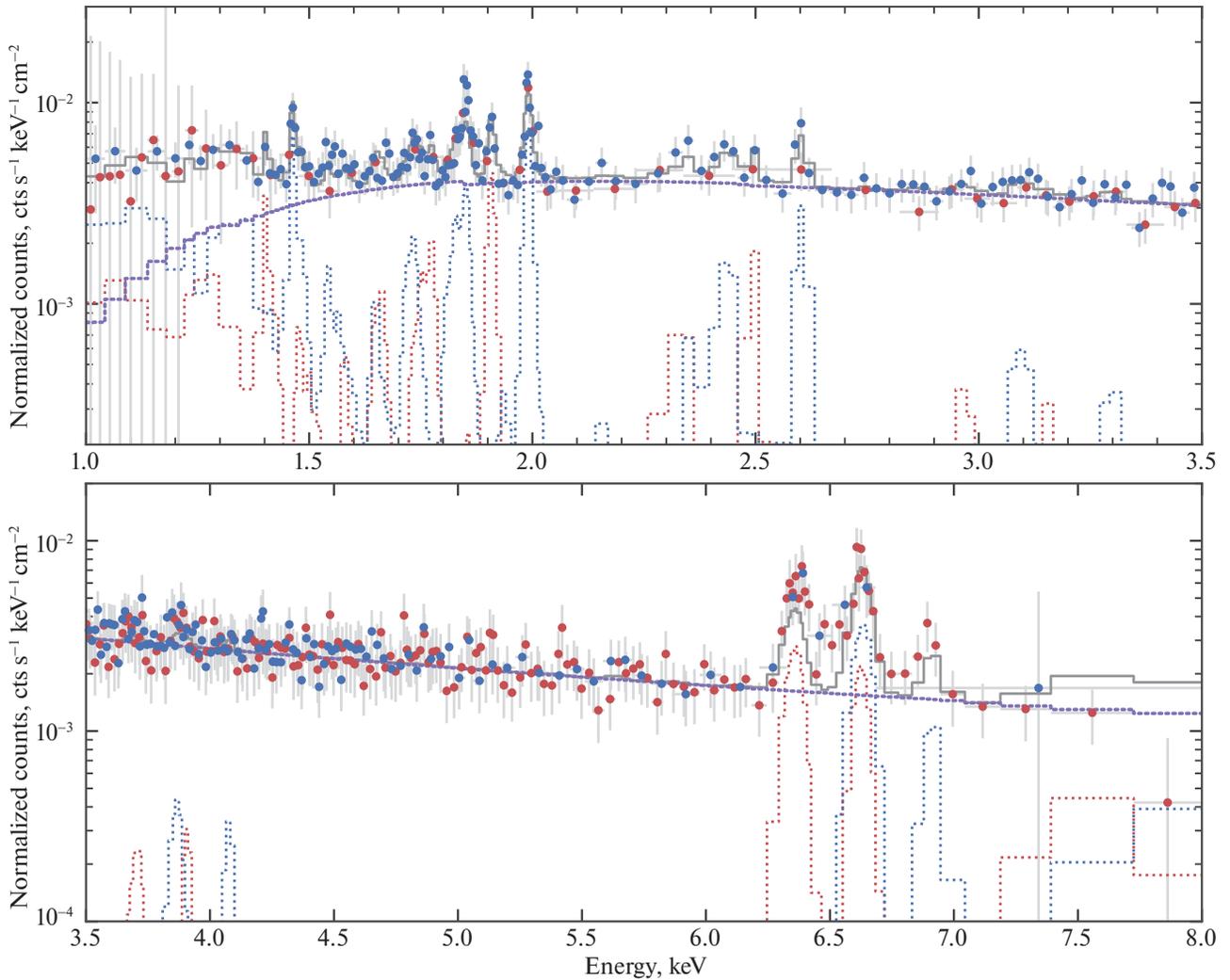


Рис. 6. Широкополосный рентгеновский спектр SS 433 по данным первого наблюдения Chandra/HETGS (Ch1). На верхней панели показана мягкая часть спектра 1–3 кэВ; на нижней панели — жесткая часть, 5–8 кэВ. Красными и синими точками изображены данные HEG и MEG соответственно. Синим пунктиром показана модель излучения линий летящего в сторону наблюдателя джета. Красным пунктиром — удаляющегося от наблюдателя джета. Фиолетовым пунктиром показана модель континуума.

≈ 3.5 . Однако температура основания восточного джета найдена на уровне ≈ 1.7 кэВ, при которой вклад восточного джета в жесткую часть спектра становится пренебрежимо мал. Тем не менее мы видим, что модель излучения западного джета хорошо воспроизводит как мягкую, так и жесткую части наблюдаемого спектра.

Другим важным результатом, по данным наблюдения Ch2, оказывается anomальное относительное положение линий джетов. В то время как мы не видим существенных отклонений от эфемеридных значений смещений линий восточного джета, линии западного джета заметно сместились по отношению к эфемеридам и наблюдению Ch1. Предполагая идеальную симметрию и одинаковую скорость струй, наблюдаемое относительное положение линий струй означало бы следующую оценку

их скорости: $\beta = 0.193 \pm 0.001$, что существенно ниже среднего наблюдаемого $\beta = 0.26$ (Медведев и др., 2019).

Самосогласованная модель линий и континуума

Мы также провели анализ широкополосных спектров Chandra при помощи модели *bjet*, самосогласованно предсказывающей линии излучения и континуум от джетов SS 433 (*bjet* + *bjet*). Для этого мы использовали параметры модели *lbjet*, полученные в предыдущей секции, не выполняя повторную подгонку модели к данным. Результаты этого эксперимента показаны на рис. 8, где зеленой сплошной линией показана модель *bjet*+*bjet*, а желтой сплошной линией — модель *bjet*+*lbjet*, в которой для удаляющегося (западного) джета

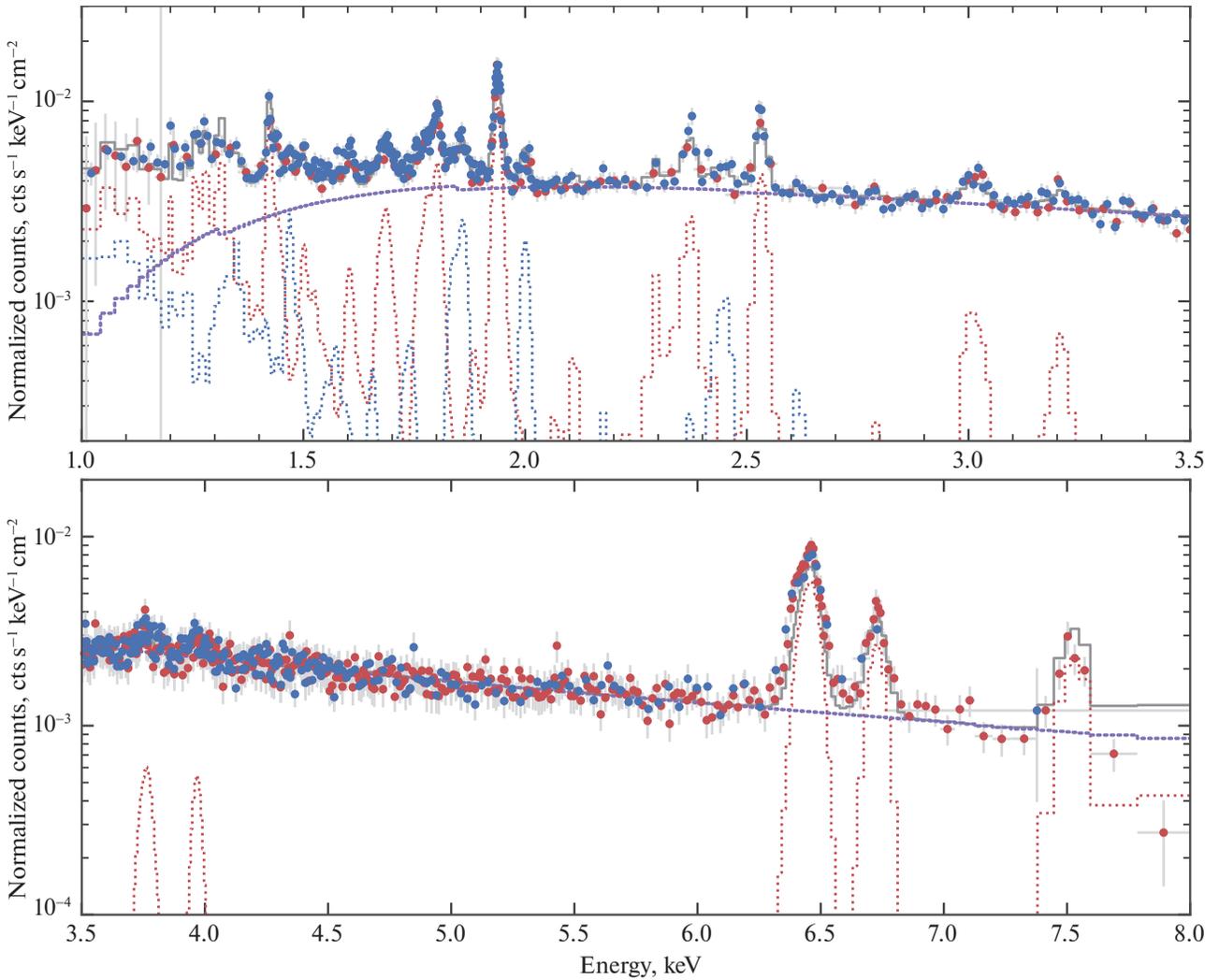


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для второго наблюдения Chandra (Ch2).

учтено только излучение в линиях. Из рисунка видно (две верхние панели), что для наблюдения вне орбитального затмения (Ch1) мягкая часть спектра описывается моделью $\text{bjet}+\text{lbjet}$, в то время как жесткая часть — моделью $\text{bjet}+\text{bjet}$. Этот результат хорошо согласуется со сценарием частичного поглощения излучения от наиболее горячих областей западного джета в холодном газе ветра в системы, предложенным в работах Медведев и др. (2018, 2019) для самосогласованного описания широкополосного рентгеновского спектра SS 433. Наблюдаемый переизбыток потока в континууме, полученный в модели $\text{bjet} + \text{bjet}$ для мягкой части спектра, в основном обусловлен вкладом тормозного излучения горячей области западного джета, видимость которой, однако, необходима для воспроизведения жесткой части наблюдаемого спектра. В предложенной модели частичного поглощения излучение этой области джета может быть заблокировано на энергиях <3 кэВ

в оптически толстом по фотопоглощению холодном газе системы (вероятно, в ветре сверхкритического аккреционного диска SS 433, см. Медведев и др., 2013; Миддлтон и др., 2018). В то же время оптическая толщина этого газа по электронному рассеянию должна составлять $\tau_T \sim 0.1$, в результате чего на энергиях >5 кэВ излучение западного джета оказывается лишь слегка подавленным, а суммарная модель близка к $\text{bjet} + \text{bjet}$.

Во втором наблюдении Chandra (Ch2, две нижние панели рис. 8) жесткая часть спектра согласуется с моделью $\text{bjet}+\text{bjet}$, однако мягкая часть не согласуется с обеими предложенными моделями. Полученный результат для восточного джета согласуется с затмением его наиболее горячей области звездой-донором, так как наблюдение Ch2 соответствует орбитальной фазе системы $\phi \approx 0$. В этом случае видимым для наблюдателя остается лишь относительно холодный участок джета, с температурой основания ≈ 2 кэВ,

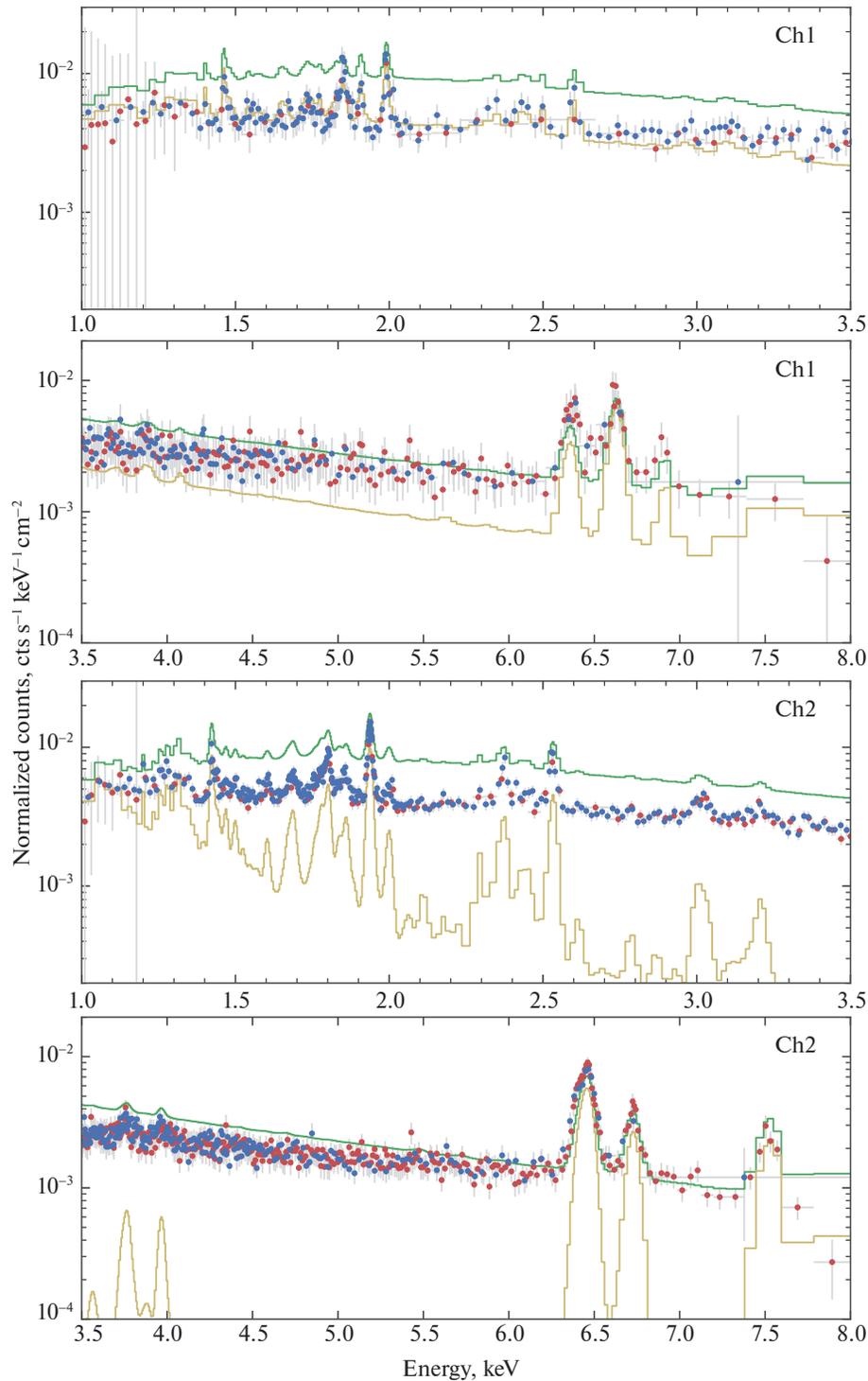


Рис. 8. Моделирование мягкой и жесткой части спектров SS 433 по данным обсерватории Chandra/NETGS (Ch1, Ch2). Зеленым показана модель **bjet+bjet**. Желтым показана модель **bjet+lbjet**, где для западного (удаляющегося от наблюдателя) джета учтено только излучение в линиях.

в результате чего наблюдается нетипично высокое отношение потоков $\text{Si XIII K}_\alpha / \text{Si XIV Ly}_\alpha > 1$. Такой холодный “хвост” восточного джета вносит относительно небольшой вклад в суммарный континуум в мягкой области спектра, в результате

чего модель **bjet+lbjet** лежит значительно ниже наблюдаемого спектра. В мягкой области спектра Ch2 существенная переоценка уровня континуума в модели **bjet+bjet** может означать значительное уменьшение колонки плотности поглощающего ве-

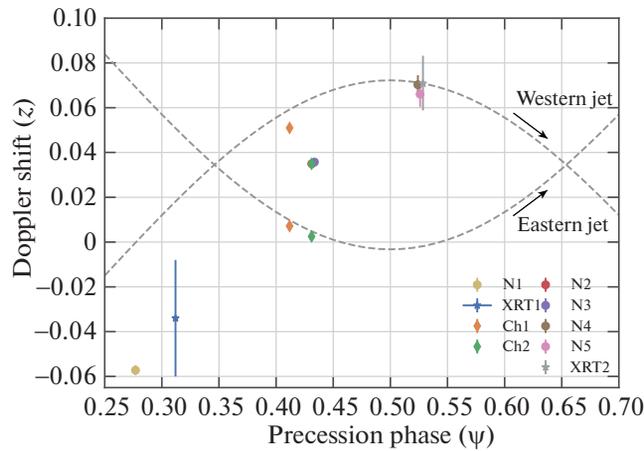


Рис. 9. Доплеровские смещения линий джетов (z) в зависимости от прецессионной фазы SS 433 (ψ), найденные по данным из табл. 1. Предсказание положения линий согласно кинематической модели и эфемеридам Горанский (2011) изображено в виде двух пунктирных линий.

шества на луче зрения, в результате чего тормозное излучение от горячей области западного джета дает значительно больший вклад в континуум в мягкой области спектра, чем это требуется для описания наблюдаемого спектра.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Параметры релятивистских струйных выбросов SS 433 изучены с очень хорошей точностью, в первую очередь благодаря рентгеновской спектроскопии высокого разрешения в линиях высокоионизованных атомов тяжелых элементов (Медведев и др., 2019). Исключительная стабильность измеряемых параметров указывает на долговременную стабильность механизмов запуска и коллимации струй вне зависимости от орбитальной или прецессионной фазы системы. В этой связи интересно попытаться выявить возможные отклонения в период катаклизмической активности системы, проявляющей себя в первую очередь в виде вспышек излучения в радио- и оптическом диапазоне.

Представленный нами анализ широкого массива рентгеновских данных, полученных в период повышенной активности системы летом 2018 г., включавшей радиовспышки рекордной амплитуды, показал наличие релятивистски-смещенных линий во всех доступных наблюдениях. Таким образом, запуск барийных релятивистских струй в эти периоды не прекращался.

Одним из наиболее стабильных параметров релятивистских струй SS 433 является скорость их направленного движения $v \approx 0.26c$, измеряемая по доплеровскому смещению линий. На рис. 9 представлено измерение доплеровских смещений линий джетов по всем рентгеновским наблюдениям в период активности SS 433 в 2018 г. (см. табл. 1). В течение почти всех наблюдений, изученных в

этой работе, вклад западного джета оказался доминирующим в наблюдаемом спектре. Ввиду прецессионных фаз наблюдений, близких к кроссоверу, спектральное разрешение и качество данных NICER и Swift/XRT не достаточны для надежного определения положения восточного джета. Тем не менее высокое энергетическое разрешение прибора HETGS и длительные экспозиции двух наблюдений Chandra позволяют с уверенностью идентифицировать линии двух джетов в каждом из двух наблюдений. Видно, что положение линий восточного джета в целом хорошо согласуется с предсказаниями кинематической модели по эфемеридам Горанский (2011). Однако положение западного джета существенно смещается от предсказаний моделей. Наибольшее отклонение наблюдается в течение первых наблюдений N1 и XRT1, полученных во время радиовспышки. В двух последовательных наблюдениях Chandra виден резкий скачок в положении линий западного джета, который полностью подтверждается в одновременных наблюдениях N2 и N3. В последующих наблюдениях (N4, N5 и XRT2) положение линий западного джета оказывается совместимым с предсказанием кинематической модели. Ошибки измерения (в некоторых случаях меньше размера маркера на рис. 9), а также неопределенность в идентификации линий минимизированы, благодаря использованию наборов линий разных элементов и степеней ионизации и их самосогласованного описания при помощи модели излучения многотемпературных джетов.

Традиционно отклонения от кинематической модели объясняются либо изменением ориентации по отношению к лучу зрения, либо изменением направленной скорости струй. Для разделения этих двух возможностей требуются измерение

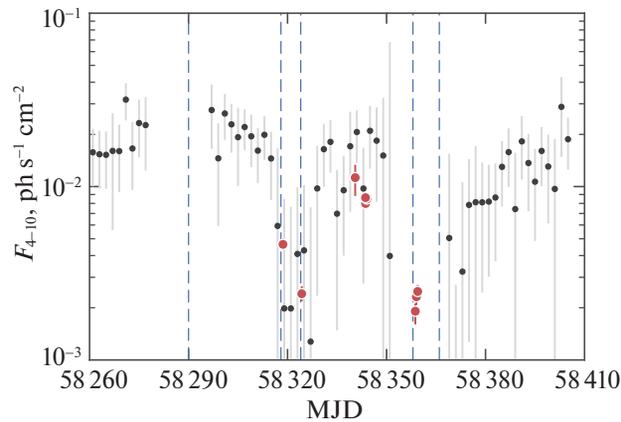


Рис. 10. Рентгеновская кривая блеска SS 433 в диапазоне энергий 4–10 кэВ в период активности в 2018 г. Черными точками с серыми усами ошибок показаны измерения рентгеновского монитора неба MAXI с временным разрешением 2 дня, красными кружками (ошибка меньше размера кружка) показаны потоки, полученные по моделям наилучшей аппроксимации для наблюдений из табл. 1. Синие вертикальные пунктирные линии указывают на моменты пиков радиовспышек.

положения линий от обоих джетов и некоторые предположения об их взаимной ориентации. В качестве последнего наиболее естественным выглядит предположением об антинправленности струй, отражающее симметричность в области запуска и коллимации струй.

Предполагая идеальную симметрию и одинаковую скорость струй, наблюдаемое относительное положение линий струй в наблюдениях Ch2, N2 и N3 означало бы следующую оценку их скорости: $\beta = 0.193 \pm 0.001$, что существенно ниже среднего наблюдаемого $\beta = 0.26$ (см., например, Медведев и др., 2019).

Общая картина в период орбитального затмения звездой-донором согласуется с представлением о полном блокировании излучения горячей части одного из джетов, при этом область с температурой ниже ~ 1.5 кэВ остается видимой наблюдателю. Тем не менее мы наблюдаем заметные нерегулярные изменения в параметрах модели излучения на масштабе всего нескольких дней. В частности, мы видим существенное увеличение потока в линиях западного джета в наблюдении Ch2, несмотря на орбитальное затмение. В то же время переоценка континуума в модели $bjet+bjet$ по отношению к мягкой области спектра Ch2 указывает на значительные изменения в структуре ветра сверхкритического диска в сравнении с наблюдением Ch1 (т.е. на масштабе ≈ 2 дней), в результате чего плотность поглощающего вещества на луче зрения падает. Другой вероятной возможностью может быть инжекция свежей порции газа в западном джете, однако температура основания западного джета согласуется в пределах ошибок в двух наблюдениях Chandra. Отметим, что при температурах основания выше ~ 10 кэВ, непосредственно

чувствительными к температуре основания остаются только линии в жесткой части рентгеновского спектра, анализ которых усложняется взаимным перекрытием с линиями противоположного джета.

Измеряемые физические параметры струй оказываются близки к значениям, полученным ранее на основе систематического спектроскопического анализа данных рентгеновских наблюдений обсерваториями Chandra и XMM-Newton (Медведев и др., 2018, 2019). В частности, спектры, наблюдаемые во время радиовспышек, близки к спектрам, полученным ранее обсерваторией Chandra в так называемом “низком” состоянии системы. Такие состояния не имеют отношения к орбитальной или прецессионной переменности в системе, что демонстрируется при помощи долговременной кривой блеска SS 433, полученной орбитальной обсерваторией MAXI (Мацуока и др., 2009) и дополненной представленными нами измерениями Swift, Chandra и NICER (см. рис. 10). Интенсивность рентгеновского излучения в эти периоды падает в 4–5 раз по сравнению с обычными состояниями, при этом его спектральная форма продолжает описываться моделью излучения остывающих барионных джетов. Учитывая общую стабильность физических параметров рентгеновских джетов, наблюдаемое падение рентгеновского потока согласуется со сценарием увеличения темпа оттока вещества в виде ветра, частично блокирующего излучение от горячих областей джетов. В частности, такой механизм возникновения радиовспышек был предложен в работе Бланделл и др. (2011). Важно отметить, что полетное время до области радиоизлучения джетов составляет несколько дней, а радионаблюдения РАТАН-600 не разрешают область центрального рентгеновского источника. Ввиду этого причинная связь между наблюдаемым падением

интенсивности излучения рентгеновских струй или увеличением плотности ветра в этой области со вспышками радиоизлучения остается невыясненной.

Открытым в физике релятивистских струй, запускаемых компактными объектами в микрокварах и активных ядрах галактик, остается вопрос о так называемой барионной загрузке, т.е. доле барионов в общем числе частиц вещества джетов. В случае галактических микрокварах, например Cyg X-1, Cir X-1 или GRS 1915+105, струи напрямую проявляют себя только по радио- и инфракрасному излучению релятивистских электронов (см. Ромеро и др., 2017, в качестве обзора), в то время как оценки для барионной загрузки получают из анализа влияния этих объектов на окружающую среду, в частности, оценок полной требуемой энергии (см., например, Галло и др., 2005). В случае SS 433 ситуация в некотором смысле обратная, так как именно доминирующая по энергии барионная компонента с близким к солнечному обилию тяжелых элементов обуславливает наиболее важные наблюдательные свойства, при этом механизм формирования радиоизлучения до конца не ясен (см., например, Бродерик и др., 2018).

Наблюдения радиоджетов SS 433 с высоким угловым разрешением подтверждают, что индивидуальные узлы перемещаются со скоростью, близкой к $0.26c$, т.е. радиоизлучающие области совпадают (по крайней мере кинематически) с областями рентгеновского и оптического излучения в линиях (Маршалл и др., 2013). При этом есть указание на возможное существование также и более быстрого, с направленной скоростью более $0.5c$, оттока энергии, который мог бы объяснить кратковременные поярчания радио- и рентгеновского излучения на масштабах порядка угловой секунды (т.е. на расстоянии около десятой доли парсека от центрального источника, см. для обсуждения Мильяри и др., 2005). Однако существуют также сценарии, позволяющие объяснить переменность протяженного излучения и без необходимости дополнительного высокоскоростного оттока (Хабибуллин, Саонов, 2017).

Представленные нами рентгеновские данные в период повышенной активности SS 433 показывают, что спектр излучения продолжает неплохо описываться моделью излучения остывающих барионных джетов с обилием тяжелых элементов, близким к солнечному. Таким образом, возможный вклад синхротронного излучения релятивистских электронов в рентгеновском диапазоне должен оставаться невелик. Очевидно, что текущее качество данных в “низких” состояниях системы не позволяет получить более строгий количественный

вывод, и требуются длительные рентгеновские наблюдения непосредственно в периоды радиовспышек для прояснения данного вопроса (см. Канцас и др., 2021, как пример широкополосных данных высокого качества). Другой интересной возможностью может быть измерение поляризации рентгеновского излучения системы в эти периоды, в частности при помощи обсерватории IXPE (Вайскопф и др., 2016, 2021).

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука”. И.Х. благодарит за поддержку проект COMPLEX Европейского исследовательского совета (ERC) в рамках программы исследований и инноваций European Union’s Horizon 2020 (ERC-2019-AdG 882679). Мы благодарим команды Swift и NICER за оперативное планирование наших наблюдений. В этом исследовании использовались данные MAXI, предоставленные RIKEN, JAXA и командой MAXI.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абелл, Маргон (G.O. Abell and B. Margon), *Nature* **279**, 701 (1979).
2. Андерс, Гревеза (E. Anders and N. Grevesse), *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197 (1989).
3. Арно (K. Arnaud), *ASP Conf.* **101**, 17 (1996).
4. Бланделл и др. (K.M. Blundell, L. Schmidtobreick, and S. Trushkin), *MNRAS* **417**, 2401 (2011).
5. Бринкманн и др. (W. Brinkmann, H.H. Fink, S. Massaglia, G. Bodo, and A. Ferrari), *Astron. Astrophys.* **196**, 313 (1988).
6. Бродерик и др. (Broderick, J. W., and 30 colleagues), *MNRAS* **475**, 5360 (2018).
7. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, B. Brinkman, C. Canizares, G. Garmire, S. Murray, and L.P. Van Speybroeck), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **114**, 1 (2002).
8. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, and 13 colleagues), *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray* **9905**, 990517 (2016).
9. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, and 157 colleagues), *arXiv e-prints arXiv:2112.01269* (2021).
10. Вилмс и др. (A. Wilms and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
11. Галло и др. (E. Gallo, R. Fender, C. Kaiser, D. Russell, R. Morganti, T. Oosterloo, and S. Heinz), *Nature* **436**, 819 (2005).
12. Горанский (V. Goranskij), *Peremennye Zvezdy* **31**, 5 (2011).
13. Горанский и др. (V.P. Goranskij, E.A. Barsukova, A.N. Burenkov, and S.A. Trushkin), *Astron. Telegram.* 11870 (2018).

14. Долан и др. (J.F. Dolan, P.T. Boyd, S. Fabrika, S. Taria, V. Bychkov, A.A. Panferov, M.J. Nelson, J.W. Percival, G.W. van Citters, D.C. Taylor, and M.J. Taylor), *Astron. Astrophys.* **327**, 648 (1997).
15. Долан и др. (J.F. Dolan, P.T. Boyd, and J.K. Cannizzo), *Nasa Goddard Space Flight Center* (2007).
16. Жандро и др. (K.C. Gendreau, Z. Arzoumanian, and T. Okajima), *SPIE* **8443**, 844313 (2012)
<https://doi.org/10.1117/12.926396>
17. Канисарес и др. (C.R. Canizares, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **117**, 1144 (2005).
18. Канцас и др. (D. Kantzas, and 12 colleagues), *MNRAS* **500**, 2112 (2021).
19. Котани и др. (T. Kotani, N. Kawai, M. Matsuoka, and W. Brinkmann), *Publ. Astron. Soc. Japan* **48**, 619 (1996).
20. Котани и др. (T. Kotani, S.A. Trushkin, R. Valiullin, K. Kinugasa, S. Safi-Harb, N. Kawai, and M. Namiki), *Astrophys. J.* **637**, 486 (2006).
21. Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
22. Лопез и др. (L.A. Lopez, H.L. Marshall, C.R. Canizares, N.S. Schulz, and J.F. Kane), *Astrophys. J.* **650**, 338 (2006).
23. Маршалл и др. (H.L. Marshall, C.R. Canizares, and N.S. Schulz), *Astrophys. J.* **564**, 941 (2002).
24. Маршалл и др. (H.L. Marshall, C.R. Canizares, T. Hillwig, A. Mioduszewski, M. Rupen, N.S. Schulz, M. Nowak, and S. Heinz), *Astrophys. J.* **775**, 75 (2013).
25. Мацуока и др. (M. Matsuoka, K. Kawasaki, S. Ueno, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **61**, 999 (2009).
26. Мильяри и др. (S. Migliari, R.P. Fender, K.M. Blundell, M. Méndez, and M. van der Klis), *MNRAS* **358**, 860 (2005).
27. Миллер-Джонс и др. (J.C.A. Miller-Jones, K.M. Blundell, M.P. Rupen, A.J. Mioduszewski, P. Duffy, and A.J. Beasley), *Astrophys. J.* **600**, 368 (2004).
28. Медведев, Фабрика А. (Medvedev and S. Fabrika), *MNRAS* **402**, 479 (2010).
29. Медведев П.С., Фабрика С.Н., Васильев В.В., Горанский В.П., Барсукова Е.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 916 (2013) [P.S. Medvedev, S.N. Fabrika, V.V. Vasiliev, V.P. Goranskij, and E.A. Barsukova, *Astron. Lett.* **39**, 826 (2013)].
30. Медведев П.С., Хабибуллин И.И., Сазонов С.Ю., Чуразов Е.М., Цыганков С.С., Письма в Астрон. журн. **44**, 426 (2018) [P.S. Medvedev, I.I. Khabibullin, S.Yu. Sazonov, E.M. Churazov, and S.S. Tsygankov, *Astron. Lett.* **44**, 390 (2018)].
31. Медведев П.С., Хабибуллин И.И., Сазонов С.Ю., Письма в Астрон. журн. **45**, 344 (2019) [P.S. Medvedev, I.I. Khabibullin, and S.Yu. Sazonov), *Astron. Lett.* **45**, 299 (2019)].
<https://doi.org/10.1134/S1063773719050049>
32. Миддлтон и др. (M.J. Middleton, D.J. Walton, W. Alston, T. Dauser, S. Eikenberry, Y.-F. Jiang, A.C. Fabian, F. Fuerst, M. Brightman, H. Marshall, M. Parker, C. Pinto, F.A. Harrison, M. Bachetti, D. Altamirano, A.J. Bird, G. Perez, J. Miller-Jones, P.A. Charles, S. Boggs, F. Christensen, W. Craig, K. Forster, B. Grefenstette, C. Hailey, K. Madsen, D. Stern, and W. Zhang), arXiv:1810.10518 (2018).
33. Ремиллард и др. (R.A. Remillard, M. Loewenstein, J.F. Steiner, et al.), *Astron. J.* **163**, 130 (2022).
34. Ромеро и др. (G.E. Romero, M. Boettcher, S. Markoff, and F. Tavecchio), *SSRv* **207**, 5 (2017).
35. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, V.P. Goranskij, S.A. Trushkin, S.N. Fabrika, and A. Mescheryakov), *Astron. Telegram.* 6364 (2014).
36. Трушкин и др. (S. Trushkin, N. Nizhelskij, P. Tsybulev, and G. Zhekanis), *Galaxies* **5**, 84 (2017).
<https://doi.org/10.3390/galaxies5040084>
37. Трушкин и др. (S.A. Trushkin, N.A. Nizhelskij, P.G. Tsybulev, and A. Erkenov), *Astron. Telegram.* 11989 (2018).
38. Фабрика (S. Fabrika), *ASP Rev.* **12**, 1 (2004).
39. Фостер и др. (A.R. Foster, L. Ji, R.K. Smith, and N.S. Brickhouse), *Astrophys. J.* **756**, 128 (2012).
40. Хабибуллин и др. (I. Khabibullin, P. Medvedev, S. Sazonov), *MNRAS* **455**, 1414 (2016).
41. Хабибуллин И.И., Сазонов С.Ю., Письма в Астрон. журн. **43**, 431 (2017) [I.I. Khabibullin and S.Y. Sazonov, *Astron. Lett.* **43**, 388 (2017)].
42. Хабибуллин и др. (I. Khabibullin, A. Semena, P. Medvedev, and I. Mereminskiy), *Astron. Telegram.* 11975 (2018).
43. Хунемордер и др. (D.P. Huenemoerder, et al.), *Astron. J.* **141**, 129 (2011).
44. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, V.F. Esipov, A.V. Dodin, V.V. Davydov, and A.A. Belinskii), *Astron. Rep.* **52**, 487 (2018).
45. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, A.A. Belinski, A.V. Dodin, et al.), *MNRAS* **507**, L19 (2021).