

ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ РЕНТГЕНОВСКИХ СТРУЙ SS 433 ПО ДАННЫМ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ОБСЕРВАТОРИИ CHANDRA

© 2019 г. П. С. Медведев^{1*}, И. И. Хабибуллин^{2,1}, С. Ю. Сазонов¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 26.10.2018 г.; после доработки 16.02.2019 г.; принята к публикации 17.02.2019 г.

Рентгеновский спектр Галактического микроквара SS 433 содержит богатый набор линий излучения высокоионизованных атомов тяжелых элементов, значительное доплеровское смещение которых не оставляет сомнений в том, что они производятся в коллимированных релятивистских струях оттекающего вещества. Мы провели систематический анализ рентгеновских спектров высокого разрешения, полученных обсерваторией Chandra, с целью определения параметров струй в рамках многотемпературной модели их излучения, самосогласованно предсказывающей линейчатый и непрерывный спектр источника. Показано, что спектр SS 433 на энергиях ниже 3 кэВ статистически удовлетворительно описывается моделью излучения струй, в то время как выше 3 кэВ требуется введение дополнительного жесткого компонента. Мы суммируем полученные из аппроксимации данных ниже 3 кэВ значения параметров струй (скорость, угол раствора, кинетическая светимость, температура основания, относительное обилие элементов) и описываем выявленные вырождения и систематические эффекты, вызванные наличием дополнительного компонента. Используя полученные параметры, показано, что жесткий компонент совместим с излучением горячего (до 40 кэВ) продолжения видимой части струй, умеренно поглощенного ($N_H \sim 2 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$) в веществе холодного ветра. Построенная таким образом комбинированная модель рентгеновского излучения позволяет самосогласованно описать широкополосный спектр SS 433.

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

DOI: 10.1134/S0320010819050048

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших предсказаний теории аккреции вещества на компактные объекты (Шакура и Сюняев, 1973) является запуск интенсивных газовых оттоков в виде массивных ветров и релятивистских струй в случае, когда темп передачи массы оказывается близок или превышает критический уровень. Такие потоки помогают обеспечить саморегуляцию процесса аккреции в этом режиме, так что темп притока вещества в самые внутренние области диска, где происходит основное энерговыделение, остается близок к критическому, при этом значительная часть выделяемой энергии трансформируется в кинетическую энергию ветра и струй. Результаты недавних численных симуляций (Охсуга и Майншиге, 2011; Фендер и Галло, 2014; Садовский и др., 2014; Цзян и др., 2017) в целом подтверждают эту картину, однако, справедливость различных количественных предсказаний,

таких как общая излучательная эффективность аккреции, степень коллимации излучения и его спектр, доля энергии, уносимой релятивистскими струями, может быть выяснена только при помощи наблюдений источников, в которых, как считается, реализуется режим сверхкритической аккреции.

Класс таких источников достаточно широк — например, экстремально яркие состояния рентгеновских двойных в Галактике, ультраяркие и сверхмягкие ультраяркие рентгеновские источники в близких галактиках (Фенг и Сориа, 2011; Уркварт и Сориа, 2015; Лю и др., 2015), события приливного разрушения звезд сверхмассивными черными дырами в центрах галактик (см. Миддлтон и др., 2018, и ссылки в статье) и, возможно, растущие массивные черные дыры в ранней Вселенной. При этом, в силу своей экстремальной яркости, такие источники могут оказывать заметное влияние на окружающую их среду, будь то молекулярные облака в центрах галактик, около- и межгалактический газ или галактическая среда первых галак-

*Электронный адрес: tomedvedev@iki.rssi.ru

тик (см., например, Сазонов и Хабибуллин, 2018). Достаточно точное описание такого влияния также требует знаний количественных характеристик их излучения, ветров и релятивистских джетов.

Особенно важным классом сверхкритических аккректоров являются, по-видимому, ультраяркие рентгеновские источники (УРИ) — компактные внегалактические источники с рентгеновской светимостью $10^{39}–10^{41}$ эрг/с (см. для обзора Фенг и Сория, 2011). Такие источники доминируют в полной рентгеновской светимости звездобразующих галактик в местном объеме Вселенной (Минео и др., 2012; Сазонов и Хабибуллин, 2017) и, возможно, играли заметную роль в нагреве ранней Вселенной до эпохи реионизации (Сазонов и Хабибуллин, 2017; Мадау и Фрагос, 2017).

Прототипом ультраярких рентгеновских источников в нашей Галактике считается уникальный микроквazar SS 433 (Фабрика и Мещеряков, 2001; Бегельман и др., 2006; Поутанен и др., 2007; Фабрика и др., 2015), стабильно запускающий прецессирующие релятивистские струи вещества (близкого по составу к обычному звездному газу) как минимум на протяжении более 40 лет непосредственных наблюдений (см. обзор Фабрика, 2004). Темп передачи массы звездой-донором оценивается на уровне $10^{-4} M_{\odot}$ в год на основе наблюдаемого потока в линии $H\alpha$ (Шкловский, 1981; ван ден Хойвель, 1981), что как минимум в несколько сотен раз превышает критический уровень для любой разумной массы компактного объекта (оцениваемой в диапазоне от 1 до $15 M_{\odot}$, Фабрика и Бычкова 1990; Хиллвиг и др. 2004; Бланделл и др. 2008; Кубота и др. 2010; Горанский 2011; Черепашук и др. 2018), оставляя открытым вопрос о его природе.

Помимо яркого ультрафиолетового излучения, светимость которого оценивается на уровне 10^{40} эрг/с (Долан и др., 1997; Вайсберг и др., 2018), именно релятивистские джеты являются основным наблюдаемым проявлением работы сверхкритической “центральной машины”, поскольку рождаемое ею излучение (со светимостью близкой к эддингтоновской) должно эффективно экранироваться от нас толстым аккреционным диском и его ветром. Наблюдатель, расположенный в направлении, близком к оси диска, возможно, мог бы видеть это излучение, и SS 433 был бы для него действительно похож на УРИ, однако ограничения, полученные на основе поиска отражения коллимированного излучения SS 433 на атомарном и молекулярном газе в плоскости Галактики, не подтверждают такой картины (Хабибуллин и Сазонов, 2016) и указывают на то, что SS 433 может быть похож скорее на сверхмягкие УРИ, практически все излучение которых приходится на

энергии ниже 1 кэВ (Уркварт и Сория, 2015; Лю и др., 2015).

Значительное ($z \sim 0.1$) и периодически меняющееся во времени (из-за прецессии струй с амплитудой 21 градус и периодом 162 дня) доплеровское смещение позволяет эффективно выделять линии излучения струи в оптическом спектре источника и с хорошей точностью определять их параметры, в первую очередь скорость и кинетическую светимость, которые, при этом показывают исключительную стабильность на протяжении всего периода доступных наблюдений (Черепашук и др., 2018), за исключением, по-видимому, периодов “выключения” струй, отмечаемых в моменты повышенной вспышечной активности радио- и оптического излучения источника (Котани и др., 2006). Следует при этом учитывать, что область оптического излучения соответствует $\approx 0.5–1$ дня полета газа струй, т.е. находится на расстояниях $\approx 3–6 \times 10^{14}$ см от центрального источника (Фабрика и Борисов, 1987; Панферов и Фабрика, 1993; Вайсберг и др., 2018), существенно превышающих характерные размеры системы $\sim 10^{12}$ см (например, Хиллвиг и др., 2004).

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 (неона, кремния, серы, железа и никеля), наблюдаемые в рентгеновском спектре (Абелл и Маргон, 1979; Бринкманн и др., 1996; Котани и др., 1996; Маршалл и др., 2002; Лопез и др., 2006; Маршалл и др., 2013). Рентгеновское излучение струй хорошо описывается стандартной моделью близкого к баллистическому, умеренно-релятивистского потока вещества, который становится видимым удаленному наблюдателю в момент, когда его температура имеет характерную величину $T_0 \sim 30$ кэВ (Хабибуллин и др., 2016; Медведев и др., 2018). По мере удаления от основания, вещество охлаждается за счет адиабатического расширения и потерь энергии на излучение до тех пор, пока температура не достигнет $T \sim 0.1$ кэВ. После этого, по-видимому, в газе развивается тепловая неустойчивость, и происходит фрагментация струй (Бринкманн и др., 1996). Анализ орбитально-прецессионной переменности рентгеновского излучения позволяет сделать вывод о непосредственной близости области высвечивания рентгеновских струй к центральному источнику, на расстояниях $\sim 10^{12}$ см (Филиппова и др., 2006; Маршалл и др., 2013). Поэтому определение количественных характеристик рентгеновских струй важно также и для понимания физических условий в более компактных областях системы, в

которых происходит формирование, коллимация и ускорение джетов ($<10^9$ см).

Спектр рентгеновского излучения джетов представляет собой комбинацию непрерывного теплового тормозного излучения, приходящего от наиболее горячих частей, и набора линий излучения вышеупомянутых тяжелых элементов, формирующихся преимущественно в областях с температурами, обеспечивающими максимальную излучательную способность плазмы в заданной линии (Хабибуллин и Сазонов, 2012). Такая “стандартная модель” многотемпературного теплового излучения (Бринкманн и др, 1988; Котани и др., 1996; Хабибуллин и др., 2016) оказалась способна достаточно хорошо описать мягкую часть (до 3 кэВ) рентгеновского спектра SS 433, однако вскоре стало ясно, что на больших энергиях наблюдаемый спектр имеет заметный избыток излучения. Дополнительный компонент в рентгеновских спектрах SS 433, не воспроизводимый в стандартной модели излучения, был выделен Бринкманн и др. (2005) при анализе данных обсерватории XMM-Newton. Было показано, что рентгеновский континуум на энергиях выше 3 кэВ является слишком жестким в сравнении с тепловым тормозным излучением вещества в джетах, в то время как линии излучения водородо- и гелиоподобного железа указывали на температуру плазмы ~ 10 –15 кэВ. Для объяснения природы дополнительного компонента был предложен сценарий, согласно которому жесткое излучение формируется в результате отражения излучения гипотетического центрального источника от непрозрачных стенок “канала” сверхкритического диска (Медведев и Фабрика, 2010), что должно объяснять, помимо избытка жесткого излучения, также и наблюдаемую флуоресцентную линию нейтрального железа Fe I на энергии 6.4 кэВ. В таком случае дополнительный компонент и наблюдаемая флуоресценция не связаны напрямую с излучением джетов, а требуемая светимость скрытого источника оказывается на уровне $\sim 10^{40}$ эрг/с, что, впрочем, вполне может иметь место в случае, если SS 433 является ультраярким рентгеновским источником, наблюдаемым с ребра (см. также Миддлтон и др., 2018). В недавней работе Медведев и др. (2018) был предложен альтернативный сценарий, в котором, напротив, жесткий компонент объясняется излучением горячего продолжения видимой части струй, частично поглощенным в результате прохождения через плотный ветер сверхкритического диска.

Неопределенность в механизмах формирования жесткого излучения создает большие сложности для анализа рентгеновского излучения джетов, так как неизвестная спектральная форма дополнительного компонента не позволяет надежно определять параметры струй из моделирования широ-

кополосного спектра. Вместе с тем для лучшего понимания природы жесткого компонента представляется необходимым более точно выделить его излучение из полного наблюдаемого спектра источника, определяя вклад излучения струй по мягкой области спектра. В этой работе мы проводим систематический анализ рентгеновских спектров высокого разрешения, полученных обсерваторией Chandra, с целью определения параметров струй в рамках многотемпературной модели их излучения, самосогласованно предсказывающей линейчатый и непрерывный спектр (Хабибуллин и др., 2016). Используя мягкий диапазон энергий 1–3 кэВ, где относительная интенсивность жесткого компонента невелика, а энергетическое разрешение и чувствительность дифракционных решеток для высоких энергий NETGS достигают наилучших показателей, мы извлекаем вклад дополнительного компонента из совокупного широкополосного спектра и делаем выводы относительно справедливости предложенной модели излучения горячего продолжения джетов (Медведев и др., 2018).

Работа имеет следующую структуру. В разделе 2 описан набор исследуемых наблюдательных данных рентгеновской спектроскопии высокого разрешения. В разделе 3 дается краткое описание модели рентгеновского излучения струй *bjet*, подробно описанной в Хабибуллин и др. (2016). В разделе 4 проводятся анализ упрощенных характеристик спектров и их сравнение с предсказаниями модели излучения струй и показывается, что спектральная форма наблюдаемого излучения во всем доступном диапазоне не может быть описана исключительно моделью излучения струй. В разделе 5 проводится детальный анализ спектра в области ниже 3 кэВ, где общие характеристики излучения согласуются с предсказаниями модели излучения струй и для которой доступно наилучшее качество спектральных данных. В разделе 6 проводится сравнение полученных по мягкой области спектра результатов с широкополосным спектром. В разделе 7 предлагается физическая модель наблюдаемого избытка излучения и проводится аппроксимация широкополосного спектра комбинированной моделью. В разделе 8 формулируем основные выводы работы.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В табл. 1 приведена общая информация, включающая идентификаторы, даты, времена экспозиций, темп счета, орбитальные и прецессионные фазы, для наблюдений системы SS 433 обсерваторией Chandra, проанализированных в этой работе. В последнем столбце таблицы указаны ссылки на предыдущие работы, где проводился анализ соответствующих наблюдений. Все наблюдения были получены с использованием прибора

Таблица 1. Журнал спектральных наблюдений SS 433 прибором HETGS обсерватории Chandra. В столбцах представлены идентификаторы и даты наблюдений, экспозиции, темп счета, орбитальные и прецессионные фазы, а также библиографические ссылки на предыдущие работы, где использовались соответствующие наблюдения

ObsID	Дата	JD 2'450'000+	Экспозиция, ксек	Темп счета, отсч/сек (MEG)	ϕ	ψ	Библиография
106	1999-09-23	1445.01	28.7	1.59	0.64	0.92	Маршалл и др. (2002)
1020	2000-11-28	1877.06	22.7	0.58	0.67	0.58	Лопез и др. (2006)
1019	2001-03-16	1985.43	23.4	1.58	0.95	0.25	Лопез и др. (2006), Хабибуллин и др. (2016)
1940	2001-05-08	2038.07	19.6	0.35	0.97	0.57	Маршалл и др. (2013)
1941	2001-05-10	2039.93	18.5	0.22	0.12	0.58	Маршалл и др. (2013)
1942	2001-05-12	2041.94	19.7	0.88	0.27	0.60	Намики и др. (2003), Маршалл и др. (2013)
5512	2005-08-06	3588.97	19.7	2.31	0.52	0.13	Маршалл и др. (2013)
5513	2005-08-12	3594.83	48.1	1.75	0.97	0.16	Маршалл и др. (2013)
5514	2005-08-15	3597.93	73.1	2.08	0.21	0.18	Маршалл и др. (2013)
6360	2005-08-17	3600.45	57.3	2.07	0.40	0.20	Маршалл и др. (2013)
15781	2014-08-09	6878.98	138.2	0.33	0.01	0.40	

ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) в сочетании с высокоэффективной системой пропускающих дифракционных решеток для высокоэнергетического излучения HETGS (High Energy Transmission Grating Spectrometer, Вайскопф и др., 2002; Канисарес и др., 2005). Для каждого наблюдения мы объединяли спектры, полученные в ± 1 -х порядках дифракции, но при этом данные с дифракционных решеток высоких и средних энергий (HEG и MEG) анализировались отдельно, из-за значительной разницы в их функциях отклика.

Данные были загружены, подготовлены и обработаны с помощью стандартных пакетов обработки TGCat (Хунемордер и др., 2011) и CIAO 4.9. На рис. 1 показана рентгеновская светимость SS 433, пересчитанная из потоков, представленных в таблице свойств потоков TGCat (см. Хунемордер и др., 2011) для энергетического диапазона прибора MEG и расстояния до источника принятого равным 5 кпк. Так как стандартная процедура определения потоков TGCat не предполагает моделирование спектра источника, представленные на рис. 1 величины предназначены только для качественного описания состояний SS 433.

Аппроксимация полученных спектров выполнялась с помощью стандартных инструментов программного пакета XSPEC (версия 12.10.1, Арно,

1996) и Python-интерфейса к нему PyXSPEC (версия 2.0.2) для организации конвейерного анализа данных. Некоторая доля спектральных каналов имеет низкое отношение сигнал-шум, в этом случае применение стандартной χ^2 -статистики может приводить к смещенным оценкам наилучших параметров модели (Хамфрей и др., 2009). Учитывая, что нас интересует анализ спектральных линий струй, мы предпочитаем избегать дополнительного бинирования данных из-за потери информации, присущей такой процедуре. Принимая во внимание низкий фоновый уровень шума дифракционных приборов HETGS, вместо этого будем использовать статистику Кэш (1979) (си-статистика), применяемую для данных имеющих пуассоновскую статистику и в то же время асимптотически переходящую в χ^2 -статистику в пределах большого количества отсчетов. Отметим, что спектры с малым количеством отсчетов можно также анализировать, используя статистическое взвешивание Чуразов и др. (1996), как это было продемонстрировано, например, в работе Хабибуллин и др. (2016). Достоверность полученного результата и степень вырождения отдельных параметров моделей определялись с помощью метода Монте-Карло по схеме марковских цепей. В качестве схемы марковской цепи был выбран алгоритм Метрополиса—

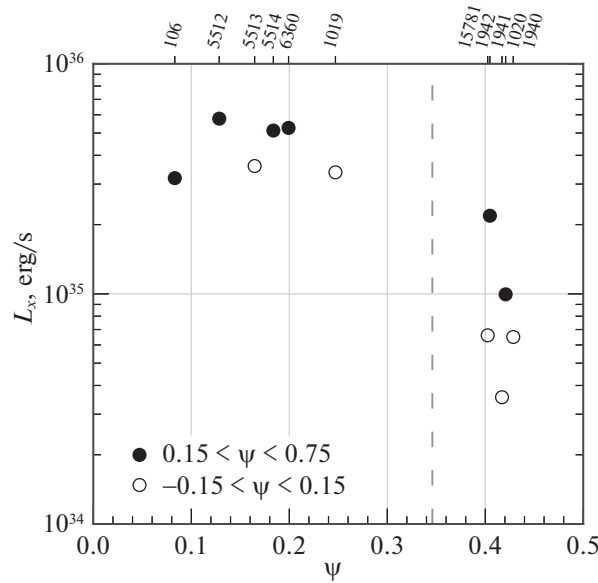


Рис. 1. Рентгеновская светимость SS 433, регистрируемая прибором MEG (0.4–5.0 кэВ) обсерватории Chandra во время наблюдений, представленных в табл. 1 в зависимости от фазы прецессии системы ψ . Фаза прецессии рассчитана по эфемеридам Горанский (2011), для наблюдений с $\psi > 0.5$ фаза прецессии зеркально отражена по формуле: $\psi = 1 - \psi$. Рентгеновская светимость рассчитана для расстояния до SS 433, принятого равным 5 кпк. Цифрами сверху указаны идентификаторы ObsID для каждого наблюдения. Ошибки измерений сравнимы с размером символов. Внезапные наблюдения (орбитальные фазы $0.15 < \phi < 0.85$) изображены закрашенными символами. Вертикальная штриховая линия обозначает моменты пересечения оси джетов картинной плоскости наблюдателя (моменты кроссовера).

Гастингса (Гастингс, 1970). Ошибки на параметры аппроксимации, приводимые в настоящей работе, соответствуют интервалам между 5% и 95% квантилями (90% уровень значимости).

3. МНОГОТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СТРУЙ

Многотемпературная модель излучения джетов с учетом адиабатического расширения и потерь энергии газа на излучение была рассчитана численно в работе Бринкманн и др. (1988) и аналитически в Коваль и Шакура (1989) (без учета излучения в линиях при расчете спектра и функции охлаждения газа). В дальнейших работах (Медведев и Фабрика, 2010; Хабибуллин и Сазонов, 2012; Хабибуллин и др., 2016) расчеты производились уже на основе современных атомных баз данных, позволяющих учитывать излучение в линиях и в континууме. В особенности удобной для анализа наблюдательных данных выглядит модель из работы Хабибуллин и др. (2016), благодаря табличному представлению рассчитанных моделей на сетке параметров, максимально эффективно охватывающих возможную область их значений, в том числе за счет физически мотивированной параметризации модели (далее в тексте — модель *bjet*). В этой работе модель *bjet* будет использована в качестве основного инструмента анализа наблюдательных данных, ниже приведено описание основных принципов модели (описание в деталях см. в Хабибуллин и др., 2016).

Релятивистская струя (джет) рассматривается в виде осесимметричного баллистического потока барионного вещества (газа), летящего с постоянной умеренно-релятивистской скоростью $\beta = v/c$ перпендикулярно плоскости аккреционного диска. Степень коллимации газа задается углом полураскрытия конуса потока $\Theta \sim 0.01$ радиан. Для такой постановки задачи физические условия вдоль всего джета являются функциями лишь одной координаты вдоль оси симметрии. Основным уравнением, определяющим ход температуры газа вдоль джета, является уравнение теплового баланса:

$$\frac{dT}{dr} = -2(\gamma - 1) \frac{T}{r} - \frac{2n_e n_i}{3(n_e + n_i)} \frac{\Lambda_Z(T)}{\beta c}, \quad (1)$$

где r — расстояние, отсчитываемое от вершины конуса вдоль оси джета, $n_e(r)$, $n_i(r)$ — концентрация электронов и ионов, $T(r)$ — температура газа, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Первый и второй члены с правой стороны уравнения соответствуют охлаждению из-за адиабатического расширения и потерям энергии газа на излучение соответственно. Интегральная излучательная способность газа $\Lambda_Z(T) = \int \epsilon_Z(E, T) dE$ рассчитывается в режиме горячей оптически тонкой плазмы в столкновительном, ионизационном равновесии (CIE) на основе базы данных AtomDB/ APEC¹ (версия 3.0.9,

¹<http://www.atomdb.org>

Фостер и др., 2012). Таким образом, потери энергии газа на излучение рассчитываются самосогласованно, что позволяет с высокой точностью воспроизводить распределение меры эмиссии в диапазоне температур, соответствующих как непрерывному излучению, так и излучению в спектральных линиях (Хабибуллин и др., 2016). Общий спектр модели определяется суммированием вкладов тонких однотемпературных поперечных слоев вдоль джета. Входными параметрами модели *bjet*² являются кинетическая светимость L_k , температура газа в основании джета T_0 (основанием называется ближайшая к компактному объекту область джета, непосредственно видимая наблюдателю), поперечная оптическая толщина по электронному рассеянию в основании джета τ_{e0} , обилие тяжелых элементов Z_i относительно солнечного химического состава (Андерс и Гревеза, 1989) (в этой работе мы будем развязывать обилия различных элементов во время аппроксимации данных, поэтому нами была подготовлена аналогичная модель со свободными параметрами обилий³). Форма получаемого в модели спектра определяется распределением дифференциальной меры эмиссии вдоль джета и зависит в основном от параметра α (но также и от T_0 и Z_i), представляющего собой отношение потерь энергии на излучение к адиабатическому охлаждению в основании джета:

$$\alpha = \frac{2 \tau_{e0} \Lambda_Z(T_0) X}{3 \Theta \beta \sigma_e c T_0 (1 + X)}, \quad (2)$$

где $\Lambda_Z(T_0)$ — излучательная способность плазмы, $X = n_i/n_e \approx 0.91$ — отношение концентраций ионов и электронов, $\sigma_e = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$ — томсоновское сечение. Если считать, что потери на излучение обусловлены лишь тормозным излучением водорода и гелия, то можно получить простую оценку $\alpha \approx 4.42 \tau_{e0} \times \left(\frac{10 \text{ кэВ}}{T_0}\right)^{1/2}$.

При малых $\alpha \ll 1$ охлаждение газа определяется адиабатическим расширением джета, при $\alpha \gg 1$ — потерями энергии газа на излучение (см. подробнее Хабибуллин и др., 2016).

4. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СПЕКТРОВ

Модель многотемпературных джетов предсказывает степенной спектр в диапазоне энергий 3–6 кэВ, который складывается из тормозного излучения плазмы с разными температурами. На-

клон спектра при этом оказывается чувствительным к температуре видимого основания струй в силу убывания дифференциальной меры эмиссии с уменьшением температуры газа вдоль джета и слабо зависит от других параметров модели ввиду отсутствия ярких линий излучения в этом диапазоне энергий. Поток в рентгеновском диапазоне 6–9 кэВ, напротив, во многом зависит от потока в линиях железа и никеля, что делает отношения потоков 6–9 к 3–6 кэВ чувствительным к металличности газа в струях, так как предсказываемый в модели континуум в этом диапазоне энергий формируется в основном за счет тормозного излучения водорода и гелия. Другим инструментом диагностики температуры основания джетов служат измерения потоков в линиях водородо- и гелиоподобного железа, наиболее ярких линий джетов в рентгеновских диапазонах длин волн (см. описание метода оценки параметров струй, показанного на примере ObsID 1019, в работе Хабибуллин и др., 2016).

В качестве предварительной оценки параметров джетов получим описанные спектральные характеристики для выборки наблюдений, представленных в табл. 1. Для этого опишем наблюдаемые спектры в диапазоне энергий 3–6 кэВ степенным законом с поглощением. Результаты аппроксимации показаны на верхней панели рис. 2. Далее, увеличивая диапазон энергий до 9 кэВ, опишем основные наблюдаемые линии суммой гауссиан со связанными доплеровскими смещениями, соответствующими лучевым скоростям двух джетов. В этом диапазоне энергий наиболее яркими линиями джетов являются линии железа и никеля Fe XXV K_α , Fe XXVI Ly_α Ni XXVII K_α . Центроид несмещенной линии Ni XXVII K_α ($E_0 \sim 7.8$ кэВ, средневзвешенный центроид триплета) лежит на краю чувствительности первого порядка дифракции прибора HEG, поэтому линия уверенно регистрируется только для джета с положительной лучевой скоростью. Помимо релятивистских линий, надежно регистрируется флуоресцентная линия нейтрального железа Fe I K_α на энергии 6.4 кэВ с эквивалентной шириной ≈ 50 –60 эВ, опишем эту линию при помощи гауссианы с фиксированным центроидом. Найденные из аппроксимации отношения потоков в диапазонах 6–9 и 3–6 кэВ и отношения потоков в линиях Fe XXVI Ly_α и Fe XXV K_α показаны на средней и нижней панелях рис. 2 соответственно.

По своим спектральным характеристикам рассматриваемые наблюдения можно разбить на три группы. Первая группа наблюдений — ObsID 5512, 5514 и 6360, характеризуется жестким континуумом с фотонным индексом $\Gamma \sim 1$ и наибольшим относительным вкладом линий излучения. Для второй группы наблюдений, ObsID 1940, 1941, 1942, 1020, 15781, напротив,

²В работе используется версия, адаптированная для анализа спектров SS 433, см. подробнее Хабибуллин и др. (2016).

³Модель доступна для общего пользования и может быть загружена с веб-адреса: <http://hea133.iki.rssi.ru/public/bjet/>

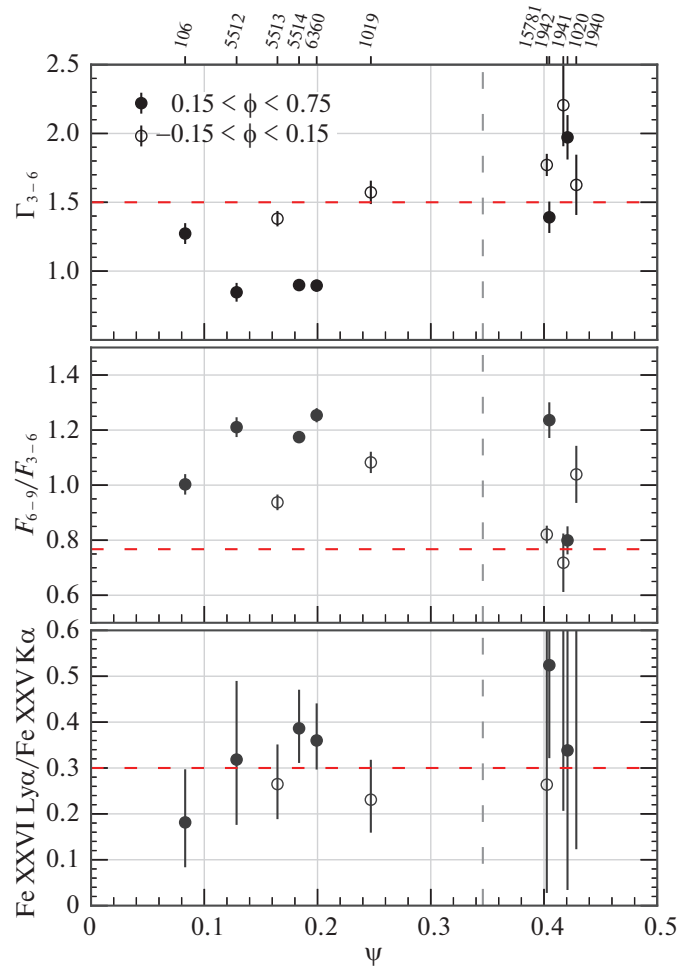


Рис. 2. Основные характеристики спектров SS 433 для наблюдений Chandra/HETGS в зависимости от фазы прецессии системы ψ , для наблюдений с фазами $\psi > 0.5$ фаза прецессии зеркально отражена. На верхней панели изображен спектральный индекс степенного закона в диапазоне энергий 3–6 кэВ. Горизонтальная штриховая линия показывает значение $\Gamma = 1.5$. На средней панели показано отношение потоков в энергетических диапазонах 6–9 и 3–6 кэВ, найденное с помощью описания спектров степенным законом и суммой из 6 гауссиан в диапазоне 3–9 кэВ. Горизонтальной штриховой линией указано отношение потоков ≈ 0.75 для степенного спектра с $\Gamma = 1.5$. На нижней панели показано отношение потоков в линиях Fe XXVI Ly α и Fe XXV K α . Горизонтальная штриховая линия показывает величину 0.3, соответствующую температуре основания джетов ≈ 12 кэВ (см. рис. 7 в Хабибуллин и др. 2016). Все величины поправлены за поглощение для эквивалентной плотности водорода на луче зрения 1.2×10^{22} атомов/см 2 . Вертикальной линией обозначены моменты пересечения оси джетов картинной плоскости наблюдателя (кроссовер).

континуум описывается степенным наклоном $\Gamma \sim 2$, а линии струй в диапазоне 6–9 кэВ плохо детектируются. Наблюдения из второй группы соответствуют фазам прецессии, когда аккреционный диск SS 433 виден практически “с ребра”, что может указывать на обширную структуру ветра аккреционного диска, затмевающую горячее основание струй. Третья, “промежуточная”, группа — ObsID 106, 5513, 1019, в основном наблюдалась во время орбитальных фаз системы $\phi < 0.15$ и $\phi > 0.85$, во время которых излучение от горячих областей аккреционного диска и джетов вблизи компактного объекта может быть частично закрыто от наблюдателя звездой-компаньоном. В то же время спектральные характеристики наблюдений

ObsID 106 и 1020 явно указывают на собственную переменность центрального рентгеновского источника в SS 433: для первого наблюдения континуум в диапазоне 3–6 кэВ заметно “мягче” в сравнении с другими внезатменными наблюдениями в этом диапазоне фаз прецессии, а во время второго наблюдения линии излучения струй практически полностью отсутствовали как в мягкой части спектра 1–3 кэВ (Лопез и др., 2006), так и в диапазоне энергий 6–9 кэВ (см. среднюю панель рис. 2). Сравнивая рис. 1 и 2, можно отметить обратную корреляцию между рентгеновским потоком, регистрируемым прибором MEG и степенным наклоном в диапазоне энергий 3–6 кэВ.

Из рис. 2 видно, что степенной наклон спектров

первой группы наблюдений значительно меньше $\Gamma = 1.5$, предельного значения в модели излучения джетов для температуры основания ≈ 40 кэВ. В то же время отношения потоков в линиях Fe XXVI $L\gamma_\alpha$ и Fe XXV K_α указывают на умеренную температуру газа вблизи основания струй ≈ 10 кэВ (сравните с рис. 7 из работы Хабибуллин и др. 2016). Подобное противоречие было отмечено и по данным наблюдений обсерваторией XMM-Newton с прибором EPIC-PN (Бринкманн и др., 2005). Отметим, что для наблюдений из второй группы линии железа Fe XXVI $L\gamma_\alpha$ и Fe XXV K_α едва детектируются, поэтому найденные для них отношения потоков оказываются плохо ограниченными.

5. ДИАГНОСТИКА СТРУЙ ПО МЯГКОЙ ЧАСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ

Неизвестная спектральная форма излучения дополнительного компонента вносит большие неопределенности при описании широкополосных спектров SS 433, полученных обсерваторией Chandra, моделью излучения струй. Поэтому представляется важным попытаться отделить рентгеновское излучение, производимое в струях, от излучения дополнительного компонента, что должно позволить более точно определить как параметры струй, так и механизмы формирования наблюдаемого жесткого континуума. Для этой цели наиболее подходящим выглядит диапазон энергий 1–3 кэВ, где излучается основная часть рентгеновских линий, а вклад дополнительного компонента ожидается сравнительно небольшим. Высокая эффективность дифракционных решеток HETGS в этом диапазоне энергий (наилучшее энергетическое разрешение и наибольшая чувствительность) позволяет раздельно измерять интенсивности и положения линий приближающейся и удаляющейся струй, что делает возможным исследование их характеристик движения, геометрии и распределения меры эмиссии в газе вдоль струй.

Для определения параметров струй по мягкой части рентгеновских спектров наиболее оптимальными выглядят фазы прецессии вблизи экстремума $\psi = 0$, когда линии двух струй лучше разделяются и угол наклона струй к лучу зрения меняется медленно. Наиболее “стабильными” выглядят наблюдения ObsID 5512 и 6360, во время которых не наблюдалось резких изменений рентгеновского потока и положения линий. Во время наблюдений обсерваторий VLBA и Chandra (Маршалл и др., 2013), соответствующих идентификаторам ObsID 5513 и 5514, было обнаружено резкое смещение положения линий излучения струй за время экспозиции наблюдений, сопровождавшееся выбросом порции газа в радиоджетах. Подобное “дрожание” рентгеновских струй детектировалось

также во время других наблюдений: во время совместной наблюдательной компании 2006 г. в рентгеновском (обсерватория *Suzaku*) и оптическом (6-м телескоп БТА) диапазонах длин волн (Кубота и др., 2010), а также во время недавних наблюдений обсерваторией XMM-Newton с суммарной экспозицией ≈ 120 ксек (Медведев и др., 2018). В этой работе мы исследуем влияние подобной спектральной переменности рентгеновского источника в SS 433 на результаты анализа данных с помощью разбиения каждого наблюдения на две равные части, после чего каждая часть анализируется таким же методом, как и данные полной экспозиции.

Анализ данных проводился с помощью стандартных инструментов программного пакета XSPEC (версия 12.10.1, Арно, 1996). Следуя работе Хабибуллин и др. (2016), вклад двух противоположно направленных струй рассчитывался при помощи суперпозиции двух моделей *bjet* (модель *bjet* описана в Разделе 3). Доплеровский сдвиг спектральных линий струй задавался с помощью сверточной модели *zshift* (в модели также учитывается эффект релятивистского усиления яркости). Профиль и ширина линий задавались путем сглаживания модельного спектра функцией Гаусса при помощи инструмента *gsmooth* со степенным индексом 1, в соответствии с моделью уширения линий в результате баллистического разлета газа струй. Межзвездное и внутреннее фотопоглощение рентгеновского излучения SS 433 учитывалось при помощи мультипликативной модели *phabs* с обилием поглощающего вещества заданным в соответствии с работой Асплунд и др. (2009)⁴. Мы провели тесты, используя другие модели поглощения, а именно модели *wabs*, *TBgas* и *TBabs*, и также тесты этих моделей в сочетании с обилием (Вилмс и др., 2000). Величины эквивалентной плотности водорода на луче зрения (N_H), найденные из анализа данных с моделями поглощения *phabs*, *TBabs* и *TBgas* для двух наборов химического состава поглощающего вещества, согласуются между собой в пределах 5%, в то время как величина N_H для модели *wabs* оказывается существенно ниже, в среднем на 25%. Суммарная модель, использованная для описания наблюдаемых спектров в диапазоне энергий до 3 кэВ, может быть условно записана следующим образом:

$$\text{Model} = \text{phabs} * (\text{gsmooth} * (\text{zshift}_b * \text{jet}_b + \text{constant} * \text{zshift}_r * \text{jet}_r)), \quad (3)$$

⁴Мы предполагаем, что поглощение рентгеновского излучения SS 433 может быть частично обусловлено фотопоглощением в газе внутри системы, поэтому набор обилий для межзвездного вещества из работы Вилмс и др. (2000) не использовался.

где множитель *constant* позволяет учитывать дополнительное ослабление излучения красного джета на постоянный фактор во всем диапазоне энергий. Мы будем считать обе струи идентичными как в плане геометрических характеристик, так и физических свойств газа в них. Поэтому число свободных параметров модели сокращается путем связывания параметров кинетической светимости, температуры основания, обилия элементов и ширины спектральных линий для двух струй.

Результаты аппроксимации

Начальные параметры доплеровских смещений и фактор подавления красной струи *constant* задавались в соответствии с найденными величинами из анализа спектральных характеристик в диапазоне 6–9 кэВ (см. Раздел 4). В качестве начальной оценки ширины линий (гауссовой среднеквадратичной ширины) использовалось значение $\Sigma(E) \approx 25 \text{ эВ} \times (E/6 \text{ кэВ})$, соответствующее углу раствора и скорости струй, заданных в модели *bjet*. Начальный состав струй задавался равным солнечному химическому составу (Андерс и Гревеза, 1989; см. обсуждение ниже), за исключением обилия никеля, избыток которого неоднократно подтверждался как по мягкой части спектра, так и в диапазоне энергий 6–9 кэВ, мы задаем начальное обилие никеля $Z_{Ni} = 8$ (Бринкманн и др., 2005; Медведев и Фабрика, 2010; Хабибуллин и др., 2016; Медведев и др., 2018). На первом шаге аппроксимации производился поиск положения линий струй в спектре. Для этого фиксируются все параметры, кроме доплеровских смещений линий, нормировки спектра и температуры. Спектр аппроксимируется в диапазоне энергий 0.8–3 кэВ для прибора MEG и 1–3 кэВ для прибора HEG. На втором шаге положение линий фиксируется, из данных определяется величина межзвездного поглощения. Далее определяется модель наилучшей аппроксимации для параметров обилия элементов Ne, Na, Al, Mg, S, Fe и Ni, ширины линий джетов и множителя *constant*, при фиксированном солнечном обилии Si.

На рис. 10–11 представлены найденные модели наилучшей аппроксимации по мягкой части рентгеновских спектров для наблюдений ObsID 6360, 5512, 5513 и 1019. Наблюдения ObsID 6360 и 5512 относятся к “жесткой”, внезатменной группе спектров (см. раздел 4). Наблюдения ObsID 5513 и ObsID 1019 соответствуют орбитальным фазам системы вблизи максимальной глубины затмения (см. табл. 1). Из сравнения наблюдений ObsID 6360, 5512 и 5513 хорошо видно, что мягкая часть спектров практически не затмевается (см.

также Маршалл и др. 2013) в моменты минимального наклона оси диска и струй к лучу зрения (прецессионные фазы $\psi < 0.2$). Наблюдение ObsID 1019 показывает сложность аппроксимации спектров во время прецессионных фаз, близких к кроссоверу, когда линии двух струй расположены близко относительно друг друга. Видно, что многочисленные линии Ne, Na, Fe и Ni на энергиях <1.5 кэВ сливаются между собой, что создает трудности для определения обилия этих элементов, ширины и положения центроидов линий. Более того, для других наблюдений вблизи кроссовера (“мягкая” группа спектров), помимо сложности разделения линий джетов, возникают проблемы, связанные с плохим качеством данных (низким отношением сигнал/шум), что в свою очередь является следствием низкого темпа счета во время соответствующих наблюдений (см. табл. 1). Для “жесткой” группы спектров модель, заданная уравнением (3), дает хорошее описание формы и уровня континуума до энергии ≈ 2.5 кэВ, на более высоких энергиях наблюдается избыток потока относительно предсказываемого в модели, что, вероятно, связано с увеличением относительного вклада дополнительного компонента. Представленные модели наилучшей аппроксимации имеют следующие значения статистики, отнесенной к количеству степеней свободы: $12083/11147 = 1.08$, $11063.48/11147 = 0.99$, $11890/11147 = 1.07$ и $11390.85/11147 = 1.02$.

В рассматриваемой части спектра хорошо детектируется множество линий, формирующихся в струях, в том числе линии неона, натрия, магния, алюминия, кремния, серы, железа и никеля. Высокое разрешение спектра позволяет разделять линии разных ионизационных состояний элементов. Все линии, детектируемые с хорошей значимостью, принадлежат релятивистским струям. Исключение составляет лишь слабая линия с центроидом на энергии 2 кэВ ($E_0 \approx 1.92$ кэВ для $z = -0.044$) между линиями Si XIII K_α и Si XIV Ly_α , хорошо видимая во время наблюдения ObsID 6360. Подобной линии не обнаружено для других наблюдений, что может быть результатом блендирования с более яркими линиями джетов попадающих на энергию 2 кэВ. Наибольшее отклонение от предсказаний модели наблюдается для линий дуплета водородоподобного кремния Si XIV Ly_α по данным ObsID 6360, в то время как другие линии кремния описываются достаточно хорошо. Анализ данных не выявил подобных проблем для аналогичных линий серы и магния (см. рис. 10–11).

Температура и состав рентгеновских струй

Линии излучения, наблюдаемые в мягкой части стандартного рентгеновского диапазона, формируются преимущественно в областях джетов с

температурами < 3 кэВ, при которых достигается максимальная излучательная способность плазмы в заданной линии. Так, например, для линии S XVI $Ly\alpha$ ($E_0 = 2.62$ кэВ) пик излучательной способности достигается при температуре плазмы ≈ 2.2 кэВ. В то же время наблюдаемое отношение потоков в линиях железа Fe XXVI $Ly\alpha$ и Fe XXV $K\alpha$ (рис. 2) явно указывает на температуры основания джетов $T_0 \gtrsim 10$ кэВ. В таком случае горячий газ вблизи основания джетов высвечивает свою энергию преимущественно за счет тормозного излучения водорода и гелия, и тем самым вносит существенный вклад в поток непрерывного излучения в мягкой части спектра, в то время как излучение в линиях формируется в значительно более холодных частях джетов. Поэтому получить наблюдаемую эквивалентную ширину заданной линии произвольного элемента можно для различных комбинаций его обилия и температуры основания джетов, путем изменения которой можно регулировать вклад излучения горячего основания в диапазоне энергий рассматриваемой линии. Температура основания T_0 , наряду с другими параметрами модели, задает ход дифференциальной меры эмиссии плазмы вдоль джета, тем самым изменяя относительный вклад линий различных элементов. В случае же квазиadiaбатического режима охлаждения газа вблизи основания ($\alpha \ll 1$), который предполагается из соображений размеров рентгеновских джетов SS 433 и их наблюдаемой рентгеновской светимости (см. Хабибуллин и др. 2016), распределение дифференциальной меры эмиссии принимает инвариантную форму относительно вариации параметров модели:

$$DEM(T/T_0) = \frac{dEM}{d\ln(T/T_0)} = \quad (4)$$

$$= \frac{n_e n_i dV}{d\ln T/T_0} \propto \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/4}.$$

В таком случае каждый поперечный однотемпературный газовый слой джета вносит постоянный относительный вклад в суммарный выходящий спектр модели. Поэтому в рамках рассматриваемого формализма параметр температуры основания оказывается вырожденным относительно абсолютной нормировки обилия элементов при аппроксимации данных в диапазоне энергий 1–3 кэВ. Заметим, что помимо уровня континуума температура основания, очевидно, влияет на наклон спектра многотемпературного тормозного излучения джетов, что, однако, оказывает слабый эффект на спектр в узком диапазоне энергий 1–3 кэВ. На практике такой эффект почувствовать сложно, так как вблизи энергии 3 кэВ ситуация усложняется существенным вкладом жесткого

компонента, который к тому же значительно меняется от наблюдения к наблюдению.

Тем не менее температуру основания джетов можно определить, предполагая состав газа в струях близким к солнечному химическому составу, что позволяет рассчитать модельный поток в линиях излучения. Мы используем такое предположение, фиксируя на последнем этапе аппроксимации данных обилие кремния в соответствии с солнечным значением Андерс и Гревеза (1989). Обилия остальных элементов при этом остаются свободными параметрами модели, что позволяет рассчитать “относительные” обилия элементов и температуру основания струй, соответствующие наблюдаемым эквивалентным ширинам линий при условии солнечного обилия кремния. В качестве нормировки выбрано обилие кремния ввиду наибольшего вклада линий этого элемента в поток в диапазоне 1–3 кэВ (≈ 5 –7%). Помимо этого, поток в линиях кремния хорошо детектируется благодаря ярким линиям Si XIV $Ly\alpha$ и Si XIII $K\alpha$, редко перекрывающимся с линиями противоположного джета.

На рис. 3 показаны найденные по линиям излучения в 1–3 кэВ обилия элементов в газе струй в единицах солнечного обилия (Андерс и Гревеза, 1989). Пунктирной линией показан набор солнечных обилий элементов из работы Асплунд и др. (2009). Для наблюдений ObsID 5513 и 5514 измерения были произведены по спектрам, полученным после разбиения полной экспозиции на две части, приведены усредненные по двум частям значения. Мы не приводим измерения для наблюдений ObsID 1020, 1940, 1941, 1942 и 15781 по причине плохого качества детектирования линий излучения струй. Среди измерений состава газа выделяется наблюдение ObsID 106, для которого спектр на энергиях < 1.5 кэВ оказывается сильно поглощен и имеет плохую статистику, в результате обилия многих элементов оказываются смещены в сторону меньших значений.

Чувствительность модели к обилию железа в основном определяется большим количеством линий на энергиях < 1.5 кэВ, соответствующих переходам в ионах Fe XVII–XXIV, общий вклад линий железа в поток в полосе энергий 1–3 кэВ сопоставим с вкладом линий кремния. Отметим, что обилия элементов с линиями преимущественно в мягкой части спектра < 1.5 кэВ больше всего подвержены зависимости от принятой плотности водорода на луче зрения в модели поглощения. Как видно из рис. 3, низкое относительное обилие железа в сравнении с Андерс и Гревеза (1989) гораздо лучше согласуется с более новыми измерениями железа в фотосфере Солнца из работы Асплунд и др. (2009). Обилие неона надежно измеряется по линиям иона

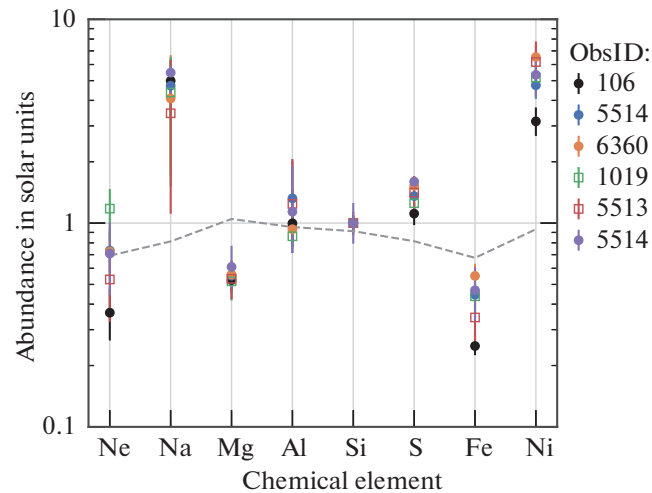


Рис. 3. Состав газа в струях SS 433, найденный по мягкой части 1–3 кэВ рентгеновских спектров HETGS/Chandra. Обилие кремния принято равным солнечному значению (Андерс и Гревеза, 1989). Показаны найденные обилия неона (Ne), натрия (Na), магния (Mg), кремния (Si), серы (S), железа (Fe) и никеля (Ni) для выборки наблюдений из табл. 1. Пунктирной линией показан набор обилий элементов, соответствующий солнечному химическому составу из работы Асплунд и др. (2009).

Ne X, в частности наиболее яркая из них, соответствующая K_{α} переходу и формирующаяся в наиболее холодных областях рентгеновских джетов (температура пиковой светимости ≈ 0.5 кэВ), надежно детектируется в рассматриваемых спектрах. Найденное значение также соответствует солнечному химическому составу. Несколько хуже определяется обилие серы, так как в области наиболее ярких линий этого элемента вклад дополнительного компонента становится существенным, в результате чего определяемое обилие смещается в сторону больших значений. Учитывая это обстоятельство, мы также приходим к выводу о близком к солнечному обилию S. Относительное обилие магния надежно определяется по яркой линии Mg XII Ly_{α} . В спектрах наилучшего качества (ObsID 6360 и 5512) также детектируется триплет Mg XI K_{α} , найденное обилие оказывается примерно в два раза меньше солнечного значения. Хуже всего определяется обилие натрия, линии излучения которого дают наименьший вклад в поток в рассматриваемом диапазоне энергий ($< 1\%$). Найденное высокое обилие натрия в основном вызвано невязками в области несмещенной энергии $E_0 \approx 1.275$ кэВ, где помимо линии Na X K_{α} , излучается большое количество более ярких линий Fe XXI, Ne X, Ni XIX–Ni XXV, поэтому полученное значение может быть сильно завышенным. Примечательно, что подобная невязка модели и данных наблюдается для всей рассматриваемой выборки наблюдений, в том числе и для наблюдения вблизи кроссовера ObsID 1019. Наибольшее отклонение от солнечного химического состава найдено для никеля. Яркие линии никеля надежно детектируются на энергиях

ниже 1.5 кэВ. Полученный избыток обилия никеля в пересчете к $Z_{Ni}/Z_{Fe} \sim 10$ в целом согласуется с измерениями потоков в линиях Ni XXVII K_{α} , Ni XXVIII Ly_{α} относительно линий железа Fe XXV K_{α} , Fe XXVI Ly_{α} в диапазоне энергий 6–9 кэВ по данным обсерватории XMM-Newton (Бринкманн и др., 2005; Медведев и Фабрика, 2010; Медведев и др., 2018).

На рис. 4 показана найденная температура основания джетов, обеспечивающая наблюдаемые эквивалентные ширины линий для обилий элементов, описанных выше. Видно, что температура основания струй практически не зависит от орбитальных затмений, что также ясно из сравнения линий в мягкой части спектра на рис. 10–11. Для большинства наблюдений вблизи кроссовера линии струй плохо детектируются, поэтому, как и в случае обилия элементов, температура основания плохо ограничивается из данных. Наиболее точно параметры модели ограничиваются по данным наблюдений ObsID 106, 5512, 5513, 5514, 6360, 1019. На рис. 5 приведены распределения плотности вероятностей параметров модели для ObsID 6360. Из двумерных распределений видно, что увеличение температуры основания соответствует уменьшению плотности водорода на луче зрения. Тем не менее при условии близкого к солнечному химическому составу струй все параметры модели достаточно хорошо ограничиваются из данных.

Угол раствора и скорость струй

Движение линий джетов в спектре SS 433 является результатом сочетания продольного и поперечного эффектов Доплера. Поперечный эффект

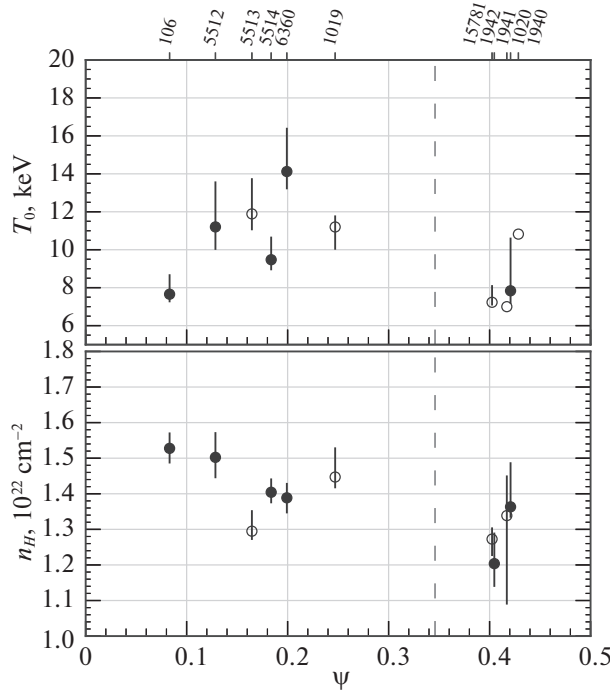


Рис. 4. Параметры наилучшей аппроксимации данных HETGS/Chandra в диапазоне энергий 1–3 кэВ моделью теплового излучения барионных джетов *bjet*, при фиксированном солнечном обилии кремния и свободными параметрами обилия других элементов: Ne, Na, Mg, Al, S, Fe и Ni (см. рис. 3). По оси абсцисс отложена фаза прецессии системы ψ , для наблюдений с фазами $\psi > 0.5$ фаза прецессии зеркально отражена. На верхней панели показана температура основания джетов для наблюдений из табл. 1, на нижней панели — плотность водорода на луче зрения для модели поглощения *phabs*. Вертикальная штриховая линия показывает положение кроссоверов.

Доплера явно наблюдается в моменты пересечения струй картинной плоскости (моменты кроссоверов, $\psi = 0.35$ и $\psi = 0.65$), когда доплеровские смещения линий струй совпадают и равны $v_r^{\pm}/c = \gamma - 1$, где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — Лоренц-фактор, $\beta = v/c$ — скорость газа в джетах в единицах скорости света. Измерения смещения линий позволяют непосредственно определять скорость струй и их геометрию, угол наклона к лучу зрения и угол раствора струй. Обозначим доплеровское смещение струи, которая большую часть периода прецессии приближается к наблюдателю символом z_b , смещение противоположной струи — z_r , а их среднее значение — $z_0 = (z_r + z_b)/2$. Тогда, предполагая идеальную симметрию и одинаковую скорость струй, получим (Хабибуллин и др., 2016):

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + z_0)^2}} = \sqrt{2z_0} \left(1 - \frac{3}{4}z_0 + \mathcal{O}(z_0^2) \right). \quad (5)$$

Аналогичным образом может быть найден угол ϕ между осью джетов и лучом зрения:

$$\begin{aligned} z_b &= \gamma (1 - \beta \cos \phi) - 1, \\ z_r &= \gamma (1 + \beta \cos \phi) - 1, \end{aligned} \quad (6)$$

то есть

$$\begin{aligned} \cos \phi &= \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1 + z_b}{\gamma} \right) = \\ &= \frac{1}{\beta} \left(\frac{1 + z_r}{\gamma} - 1 \right) = \frac{z_r - z_b}{2\gamma\beta}. \end{aligned} \quad (7)$$

Наконец, описывая профиль линий гауссианной со среднеквадратичной шириной $\Sigma(E_0)$ (E_0 — положение несмещенного центроида линии), угол полурастворения конуса газового потока в джете может быть найден из уравнения:

$$\Theta = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{3}} \frac{2}{\beta \gamma \sin \phi} \frac{\Sigma(E_0)}{E_0}. \quad (8)$$

Как было отмечено выше, во время наблюдений ObsID 5513 и 5514 была обнаружена спектральная переменность SS 433 (Маршалл и др., 2013). Мы проверяем влияние такой переменности на полученные параметры, разбивая экспозицию каждого наблюдения на две части и повторяя процедуру аппроксимации для каждой части отдельно. На рис. 6 показаны результаты измерений для скорости струй β и угла раствора Θ , кружками показан результат анализа полной экспозиции, треугольниками — для двух частей каждого наблюдения.

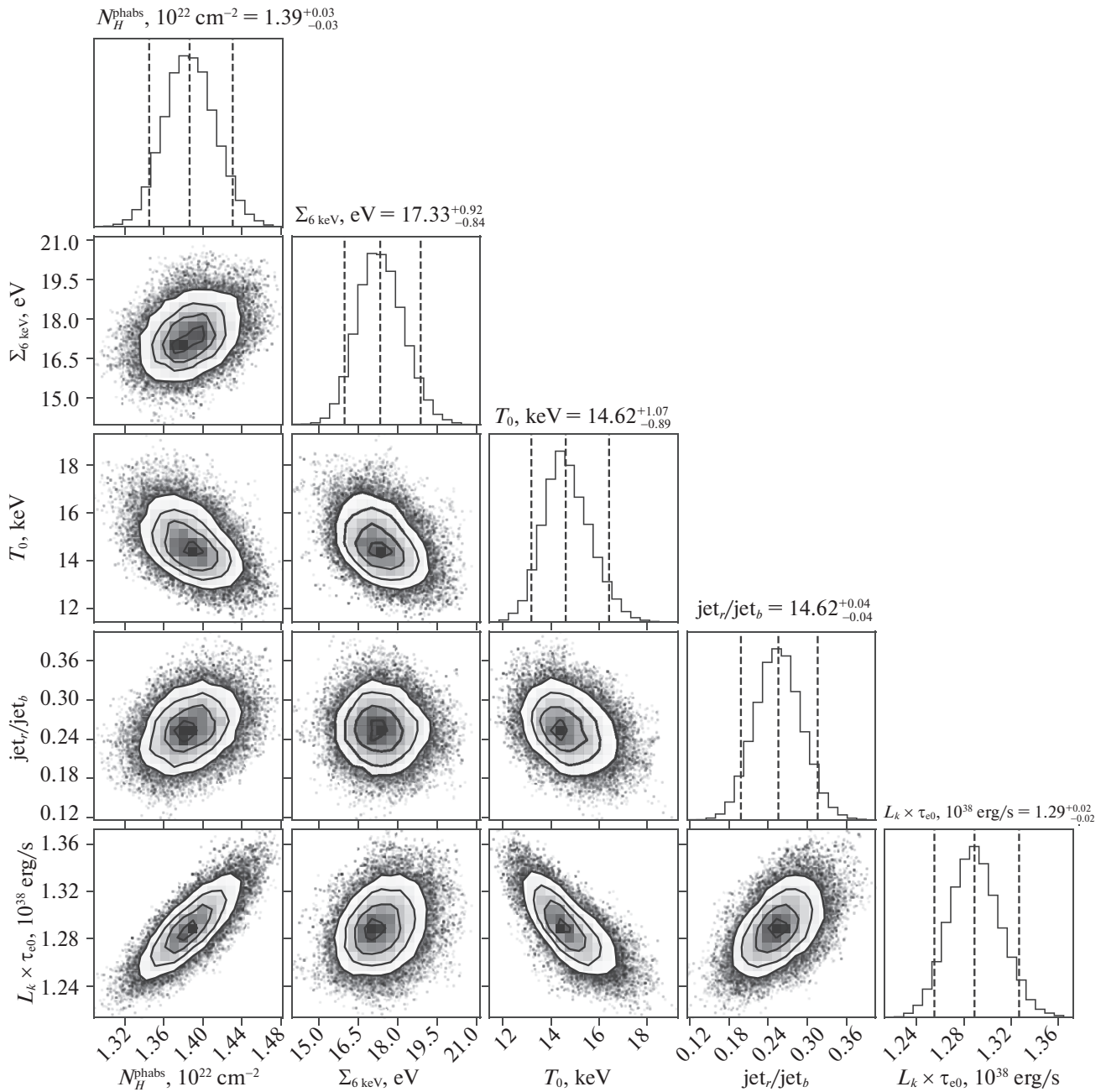


Рис. 5. Одно- и двумерные маргинализованные апостериорные распределения параметров модели излучения барионных джетов (см. уравнение (3)) для аппроксимации данных ObsID 6360 в диапазоне энергий 1–3 кэВ. Распределения показаны для следующих параметров: N_H^{phabs} — плотность водорода на луче зрения в модели фотопоглощения **phabs**, T_0 — температура основания джетов (температуры фиксировались равными для двух джетов), $\Sigma_{6\text{ keV}}$ — среднеквадратичная ширина гауссова профиля линий джетов на энергии 6 кэВ, $L_k \times \tau_{e0}$ — произведение кинетической светимости на оптическую толщину по электронному рассеянию в основании джетов. Величина $L_k \times \tau$ рассчитана в предположении расстояния до SS 433, равного 5 кпк. $\text{jet}_r/\text{jet}_b$ соответствует параметру подавления красного джета *constant*. Обилие кремния фиксировалось равным солнечному, в то время как обилия остальных элементов, излучающих яркие линии в рассматриваемом диапазоне энергий, определялись из аппроксимации. 5%-ный, 50%-ный и 95%-ный квантили показаны вертикальными штриховыми линиями.

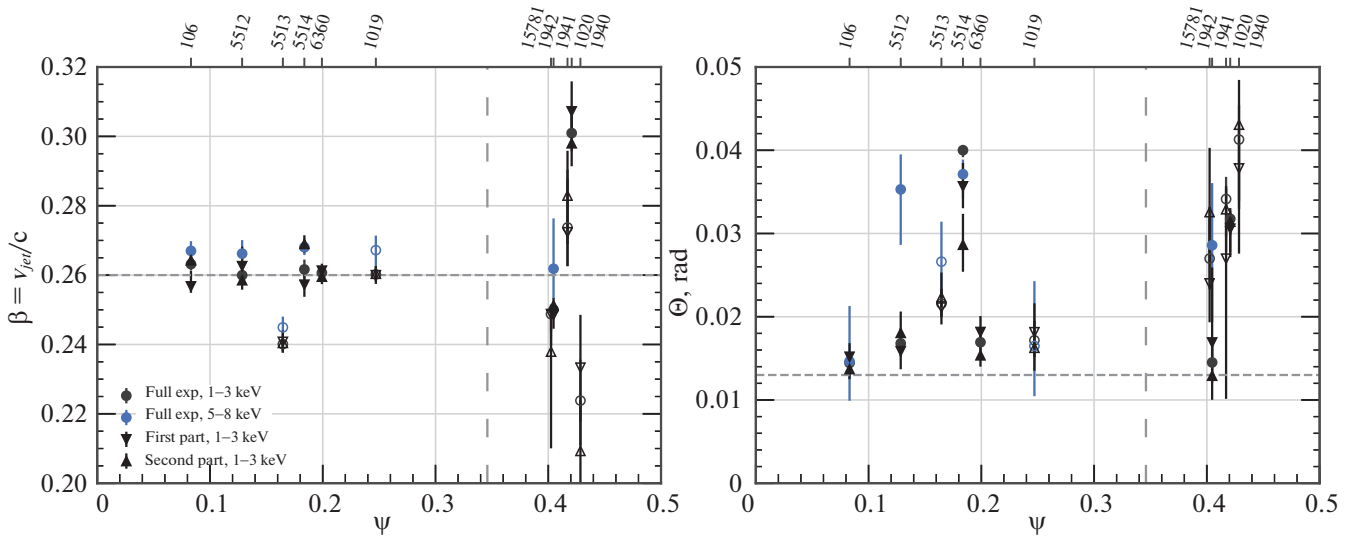


Рис. 6. Скорость (β , левая панель) и угол полураскрытия конуса (Θ , правая панель) струй SS 433, полученные по измерениям положения и ширины линий в мягкой (1–3 кэВ черные символы) и жесткой (6–9 кэВ, синие символы) частях рентгеновских спектров по данным обсерватории Chandra в зависимости от фазы прецессии системы ψ , для наблюдений с фазами $\psi > 0.5$ фаза прецессии зеркально отражена. Треугольниками показаны измерения по мягкой части спектра при разбиении экспозиции наблюдений на две части (первая часть — треугольники, направленные вниз). Горизонтальная штриховая линия на левой панели показывает величину $\beta = 0.26$, на правой панели — $\Theta = 0.013$. Вертикальные штриховые линии показывают положение кроссовера.

Синие маркеры соответствуют измерениям параметров по линиям в жесткой части спектра 6–9 кэВ методом, описанным в разделе 6.

6. ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 5–8 кэВ

Найденные из анализа данных в диапазоне энергий 1–3 кэВ параметры модели излучения джетов, а именно их полная рентгеновская светимость, температура основания и обилие химических элементов, позволяют предсказывать потоки в линиях, излучаемых в спектре на энергиях выше 3 кэВ. В этом разделе мы проверяем, согласуются ли найденные параметры струй с наблюдаемыми линиями излучения железа и никеля в диапазоне энергий 5–8 кэВ. Для этой цели мы используем подход, описанный в работе Медведев и др. (2018), извлекая из совокупного спектра модели *bjet* отдельный компонент непрерывного излучения. После этого непрерывный компонент вычитается из полного излучения модели, таким образом определяется модель излучения спектральных линий без континуума (модель *ljet*). В качестве модели континуума мы используем спектр однотемпературного тормозного излучения плазмы. Флуоресцентная линия железа Fe I K_{α} описывается стандартным образом, при помощи добавления к модели гауссианы с фиксированным центроидом на энергии 6.4 кэВ. Помимо флуоресцентной линии

железа, необходимо добавить еще одну стационарную линию, с центроидом в диапазоне энергий 6.6–6.65 кэВ, которая также была зарегистрирована по данным XMM-Newton (Медведев и др., 2018).

На первом шаге параметры модели *ljet* фиксировались в соответствии с найденными по мягкому диапазону энергий, из аппроксимации данных определялись параметры модели континуума. Полученная таким способом оценка потока в линиях железа в диапазоне энергий 5–8 кэВ оказывается в два-три раза меньше наблюдаемых потоков в линиях “жесткой” группы спектров. Для того чтобы получить приемлемое качество аппроксимации, нормировку линий в модели *ljet* можно изменять двумя способами: за счет изменения величины $L_k \times \tau$, т.е. полной рентгеновской светимости джетов или путем изменения обилия соответствующих элементов. Мы остановимся на втором способе, чтобы формально определить разницу требуемого обилия железа по линиям в мягком и жестком диапазонах спектров обсерватории Chandra. Для этого мы аппроксимируем данные, отпуская в модели основные параметры линий — ширину и доплеровские смещения, обилия элементов и температуру основания, но при этом фиксируя рентгеновскую светимость джетов, найденную из анализа данных в диапазоне 1–3 кэВ. Отметим, что в рассматриваемом случае параметры обилия и температуры теперь уже не вырождены, так как отношение потоков в линиях Fe XXV K_{α} и Fe XXVI Ly_{α} чувствительно к температуре основания струй

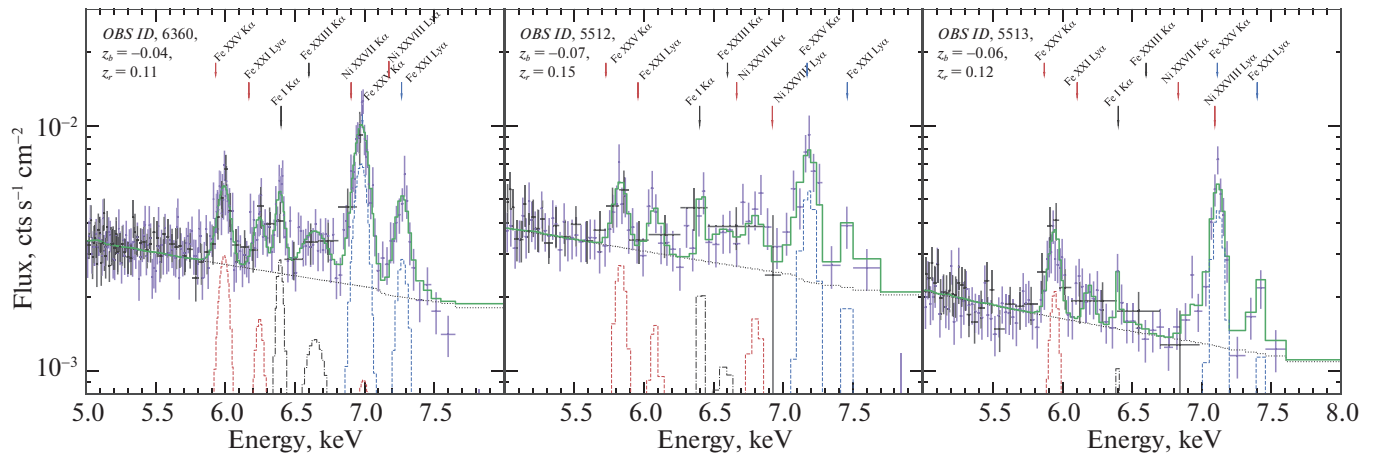


Рис. 7. Моделирование наблюдений ObsID 6360, 5512 и 5513 в диапазоне энергий 5–8 кэВ при помощи модели излучения линий джетов **1bjet** (голубые и красные линии для приближающегося и удаляющегося джетов соответственно) в сумме с моделью тормозного излучения континуума (черный пунктир) и двумя гауссианами (черные пунктиры) с центроидами на энергиях 6.4 и 6.6 кэВ. На рисунке изображены данные с прибора HEG (синие точки) и MEG (черные точки), сгруппированные для лучшей визуализации со значимостью детектирования не менее 5σ . Сверху голубыми стрелками указаны линии приближающегося джета, красными — удаляющегося, черными — стационарные линии.

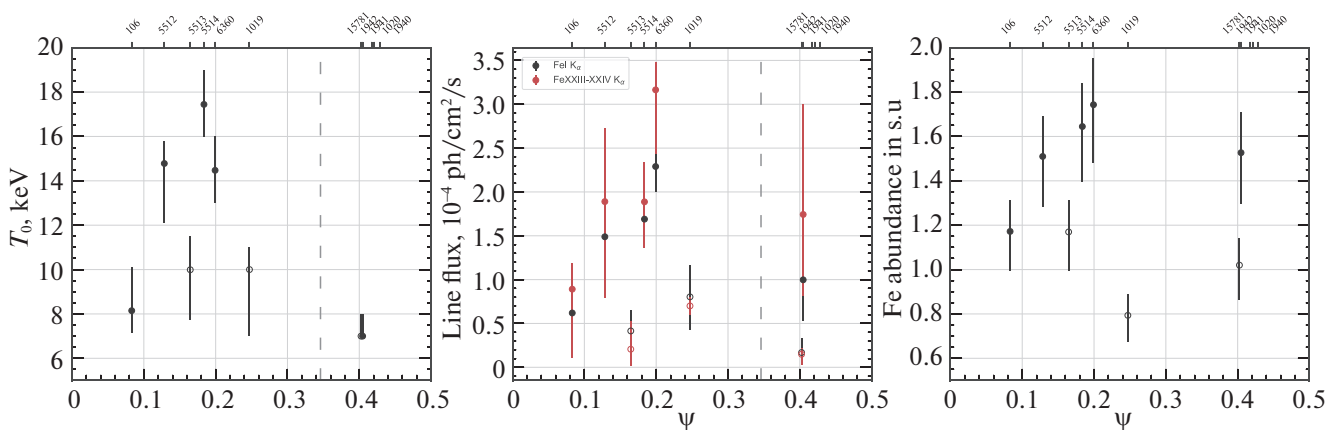


Рис. 8. Найденные из анализа данных в диапазоне 5–8 кэВ параметры модели **1bjet** в зависимости от фазы прецессии системы ψ , для наблюдений с фазами $\psi > 0.5$ фаза прецессии зеркально отражена. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты положения кроссоверов. На левой панели показана температура основания джетов, определяющая соотношение потоков в линиях Fe XXV K_{α} и Fe XXVI Ly_{α} , на средней панели приведены потоки во флуоресцентной линии железа Fe I K_{α} на энергии 6.4 кэВ (черные кружки) и в стационарной линии на энергии 6.6 кэВ (красные кружки), предположительно формирующейся в результате флуоресценции на ионах Fe XXII–XXIII в горячих областях ветра. На правой панели показано обилие железа в солнечных единицах (Андерс и Гревеза, 1989), необходимое для описания линий железа при фиксированных параметрах модели излучения джетов, найденных по мягкой части спектра (см. Раздел 5).

(см. раздел 4). Полученные таким способом модели наилучшей аппроксимации изображены на рис. 7, найденные параметры показаны на рис. 8.

Анализ данных показал, что температура основания джетов, необходимая для описания линий в диапазоне энергий 5–8 кэВ, немного выше, чем найденная из моделирования линий в мягком диапазоне энергий 1–3 кэВ (левая панель на рис. 8). Однако для того чтобы получить наблюдаемый

поток в линиях железа, необходимо формально увеличить его обилие до величины ≈ 1.3 (с большим разбросом), в то время как по мягкой части спектров обилие железа соответствует ≈ 0.5 в солнечных единицах. Из этого можно сделать вывод, что более горячая часть джетов, с температурой выше температуры основания T_0 , обеспечивающей наблюдаемое соотношение между потоками в линиях и в континууме в мягкой части спектра, должна вносить существенный вклад в излучение джетов

на энергиях $\gtrsim 3$ кэВ, но быть при этом практически полностью подавленной в мягкой части спектра. Вклад излучения таких горячих и более компактных областей джетов подтверждается наблюдаемым уменьшением температуры формирования линий железа в моменты орбитальных затмений в системе, в то время как в мягкой части спектра существенные изменения не наблюдаются. Как следует из сравнения скорости и угла разлета по линиям в мягком и жестком диапазонах энергий на рис. 6, предполагаемое горячее продолжение джетов должно быть полностью идентично по своим кинематическим и геометрическим характеристикам с незатменными частями джетов, доминирующими в мягкой части спектра (некоторые отклонения обнаружены только для моментов “дрожания” струй во время наблюдений ObsID 5513 и 5514).

Помимо линий джетов, большой интерес представляет флуоресцентная линия железа Fe I K_{α} . Существует несколько версий относительно механизмов формирования флуоресцентного излучения в SS 433. В работе (Медведев и др., 2018) была предложена модель, согласно которой флуоресцентное излучение может формироваться в оптически тонких областях ветра сверхкритического диска, которые частично блокируют и рассеивают излучение от наиболее горячих частей джетов. На рис. 8 представлены потоки в линии Fe I K_{α} и в стационарной линии на энергии ≈ 6.6 кэВ. Относительно большая ошибка измерений связана с модельной зависимостью вклада линий никеля и железа удаляющегося джета в наблюдаемый поток в области рассматриваемых линий. Хорошо видно, что потоки в линиях меняются схожим образом. Видно также, что потоки в линиях зависят от степени “жесткости” спектров (см. Раздел 4), иными словами при увеличении вклада дополнительного компонента поток во флуоресцентной линии растет. Хорошо видно, что обе линии, как и дополнительный компонент, существенно слабеют в моменты орбитальных затмений в системе. Флуоресцентная линия железа описывается узкой гауссианой с шириной 10–20 эВ, в то время как линия на энергии 6.6 кэВ существенно шире: для внезатменных наблюдений получена ширина линии на уровне ~ 60 эВ, в моменты затмений ширина линии уменьшается до ~ 40 эВ. Измеренные характеристики линий в целом согласуются с моделью формирования линий в результате флуоресценции на железе в ветре сверхкритического диска. В этом случае линия на энергии 6.6 кэВ должна излучаться во внутренних, сильно ионизованных частях ветра, скорость которых должна быть весьма большой, ~ 3000 км/с. Тем не менее возможно, что разлет вещества в ветре может происходить и с большими скоростями, в результате чего в профиле оптических стационарных эмиссионных

линий формируется наблюдаемая низкоконтрастная широкая подложка (Медведев и др., 2013). Положение центроида линии лежит в диапазоне 6.55–6.64 кэВ, что может соответствовать степени ионизации железа XXII–XXIII.

7. МОДЕЛЬ ЖЕСТКОГО КОМПОНЕНТА

Высокий темп переноса массы в ветре сверхкритического диска ($\sim \dot{M}$) приводит к образованию плотных структур газа вокруг центральной машины SS 433. Очевидно, что такой ветер полностью блокирует излучение джетов в области их формирования, коллимации и ускорения, размер которой можно сопоставить с радиусом сферизации сверхкритического диска R_{sph} (Поутанен и др., 2007):

$$R_{sph} = \frac{5}{3} \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} R_{in} = 1.8 \times 10^9 \text{ см}, \quad (9)$$

где $R_{in} = 6GM_X/c^2 = 2.7 \times 10^6$ см — внутренний радиус аккреционного диска и $\dot{M}/\dot{M}_{Edd} \sim 400$ — темп переноса массы со звезды-донора в единицах эдингтоновского темпа аккреции $\dot{M}_{Edd} = 3 \times 10^{-8} \left(\frac{M_X}{M_{\odot}}\right) M_{\odot}/\text{год}$, для массы компактного объекта в системе $M_X = 3 M_{\odot}$ (см. Фабрика, 2004). В то же время на расстояниях вдоль оси джета, где температура газа приближается к температуре основания $T_0 \approx 15$ кэВ, ветер должен иметь достаточно низкую плотность, соответствующую оптической толщине по электронному рассеянию $\lesssim 10^{-2}$, как это видно из оценок плотности водорода на луче зрения (рис. 4). При этом геометрический размер такой области должен быть сопоставим с эффективным радиусом полости Роша звезды-донора в SS 433, то есть $R_{T0} \gtrsim 2 \times 10^{12}$ см (Хиллвиг и Гисс, 2008; Лопез и др., 2006; Маршалл и др., 2013), для того чтобы обеспечить отсутствие изменений в мягкой части спектра в моменты орбитальных затмений. В работе Медведев и др. (2018) был предложен сценарий, согласно которому избыток жесткого излучения формируется в горячем продолжении джетов, максимальная температура газа которого может значительно превышать температуру видимого основания $T_0 \approx 15$ кэВ. Такая ситуация возможна, если существует область ветра вокруг джетов, плотность которой обеспечивает заметную оптическую толщину по фотопоглощению, блокируя излучение джетов на энергиях ниже 3 кэВ, но при этом оптически тонкая по электронному рассеянию, в результате чего жесткое излучение наиболее горячих частей джетов проходит насквозь и лишь частично рассеивается. В такой ситуации флуоресцентная линия излучения Fe I K_{α} формируется вместе с рассеянным непрерывным излучением, вклад которого в

полный наблюдаемый спектр ожидается на уровне $\tau_T \sim 0.1$. В этой работе мы продолжаем развивать идею, предложенную в работе Медведев и др. (2018), рассчитывая модель излучения горячего продолжения барионных джетов (модель **hbjet**), призванную стать связующим звеном между характеристиками излучения джетов, дополнительного жесткого компонента и флуоресцентного излучения в рентгеновских спектрах SS 433.

Горячее продолжение джетов и рассеянный компонент излучения

В рамках предложенного формализма формирования жесткого излучения широкополосный спектр SS 433 может быть описан сочетанием трех спектральных моделей (см. схему на рис. 9)⁵:

i) модель **bjjet**: вклад излучения непоглощенной части джетов, доминирующий на энергиях ниже 3 кэВ. Максимальная температура газа $T_0 \approx 15$ кэВ достигается в точке, называемой основанием джетов. Модель была предложена в работе Хабибуллин и др. (2016);

ii) модель **hbjet**: фотопоглощенное излучение горячего продолжения джетов. Вклад компонента доминирует на энергиях выше 3 кэВ. Модель описывает излучение части джета с температурами от T_0 до максимальной видимой температуры газа T_{\max} , после которой излучение джета полностью блокируется плотным ветром.

iii) модель **cwind**: рассеянный в оптически тонком ветре компонент излучения горячего продолжения джетов с учетом флуоресценции нейтральных атомов. Компонент воспроизводит наблюдаемый поток во флуоресцентных линиях, однако интегральный вклад компонента относительно мал, $\sim \tau_T \sim 0.1$. Модель предложена в работе Медведев и др. (2018).

Спектральная модель **hbjet** рассчитывалась по аналогии с моделью **bjjet** (Хабибуллин и др., 2016). Краевые (начальные) условия для решения уравнения теплового баланса (см. уравнение (1)) по-прежнему задаются в точке вдоль оси джета, называемой основанием (r_0), где джет становится непосредственно виден для наблюдателя. После этого уравнение теплового баланса решается в “обратном” направлении, в сторону увеличения температуры газа. Расчет прекращается в точке r_{\min} , когда температура газа достигает величины T_{\max} . Будем считать, что излучение порции джета с координатами $r < r_{\min}$ полностью блокируется ветром аккреционного диска. Модель рассчитана

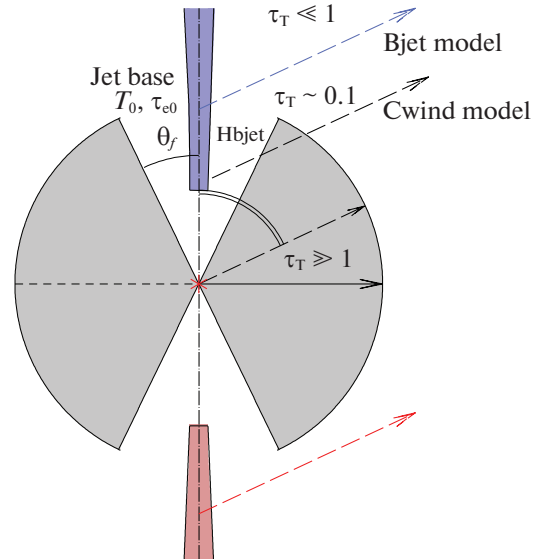


Рис. 9. Схема модели формирования широкополосного рентгеновского спектра SS 433 в рамках теплового излучения джетов. Приближающийся и удаляющийся от наблюдателя джеты изображены голубой и красной областями соответственно. Ветер сверхкритического аккреционного диска представлен в виде однородного сферического облака нейтрального газа с радиальной томсоновской оптической толщиной τ_T , в котором “вырезаны” симметричные конические полости с углом раствора $\Theta_d = \arccos \mu_d$ вдоль оси, проходящей через центр облака и образующей угол $i = \arccos \mu$ по отношению к лучу зрения наблюдателя.

для аналогичного набора параметров, что и модель **bjjet**, но имеет дополнительный параметр для максимальной видимой температуры газа T_{\max} .

Описание спектральной модели **cwind** представлено в работе Медведев и др. (2018). В модели источник излучения помещен в центр однородного сферического облака нейтрального газа с радиальной томсоновской оптической толщиной τ_T и обилием тяжелых элементов Z , в котором вырезаны симметричные конические полости с углом раствора $\Theta_d = \arccos \mu_d$ вдоль оси, проходящей через центр облака и образующей угол $i = \arccos \mu$ с лучом зрения наблюдателя (см. рис. 9). Предполагается, что точечный источник соответствует части джета с наибольшей температурой T_{\max} , спектр которого задается моделью однотемпературного тормозного излучения.

Результаты аппроксимации

Параметры модели **bjjet** фиксируются в соответствии с найденными из анализа мягкой части спектра (см. раздел 5). Получение точных параметров модели жесткого компонента выходит за рамки настоящей работы, поэтому для качественного описания спектра мы используем модель **hbjet** только для летящего в сторону наблюдателя джета,

⁵Все три модели доступны для общего пользования и могут быть загружены с веб-адреса: <http://hea133.iki.rssi.ru/public/bjjet/>

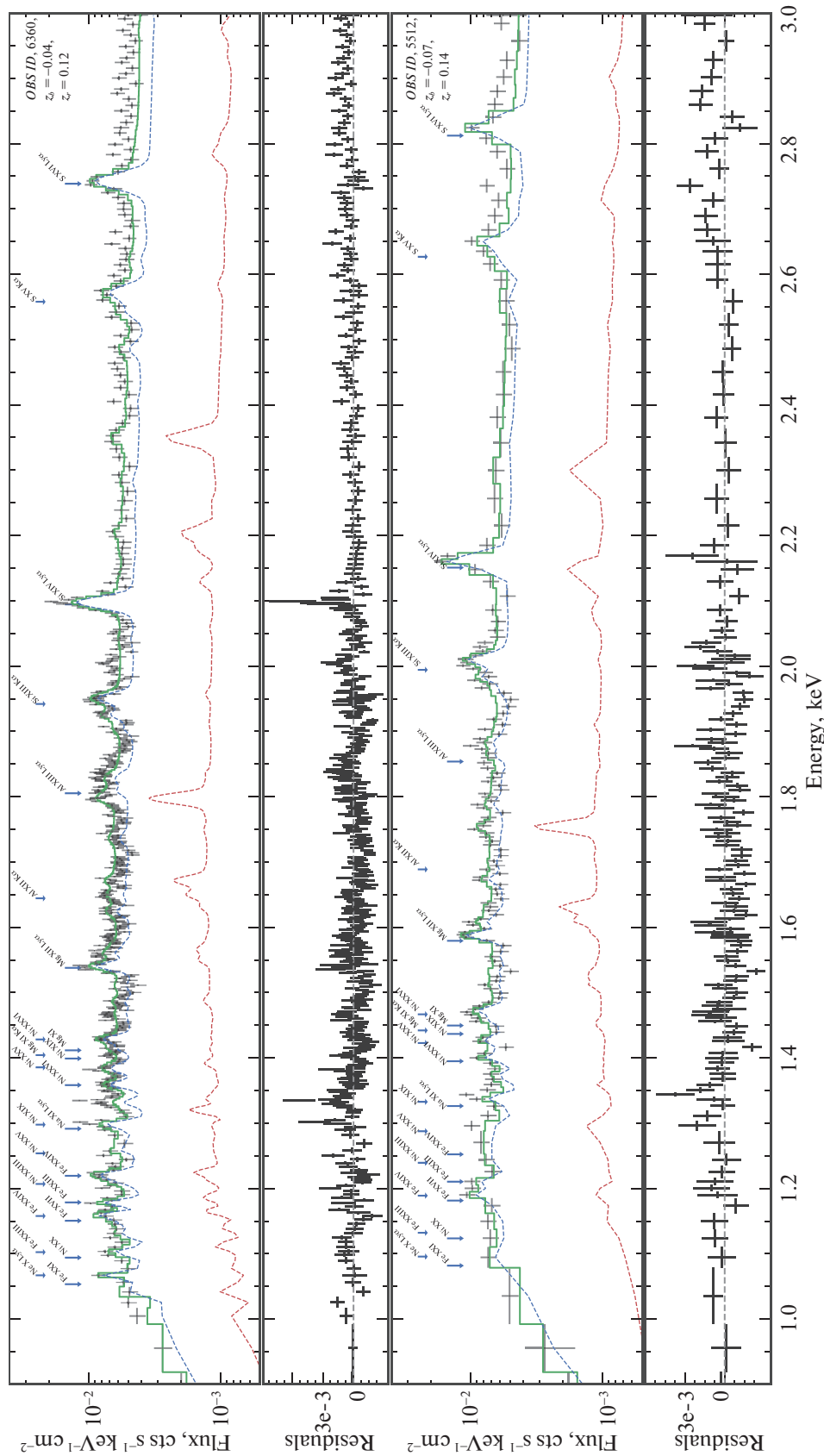


Рис. 10. Результаты аппроксимации данных приборов HEГ и МEG для наблюдения ObsID 6360 (две верхние панели) и ObsID 5512 (две нижние панели) моделью теплового излучения джетов в диапазоне энергий 1–3 кэВ. На рисунке изображены данные только с прибора МEG, каналы спектров сгруппированы для лучшего визуального представления, каждый бин имеет значимость детектирования не менее 7σ . Суммарная модель изображена зеленой сплошной кривой, излучение приближающегося джета — голубым пунктиром, удаляющегося — красным пунктиром. Найденные доплеровские смещения струй: ObsID 6360: $z_b = -4.40 \pm 0.02 \times 10^{-2}$, $z_r = 11.57 \pm 0.09 \times 10^{-2}$ и ObsID 5512: $z_b = -7.21 \pm 0.03 \times 10^{-2}$, $z_r = 14.32 \pm 0.14 \times 10^{-2}$. Сверху указаны линии K_α и $L\gamma_\alpha$ излучения водородо- и гелиоподобных ионов Ne, Na, Mg, Al, Si и S, а также наиболее яркие линии железа и никеля в диапазоне 1–1.5 кэВ летящего в сторону наблюдателя джета.

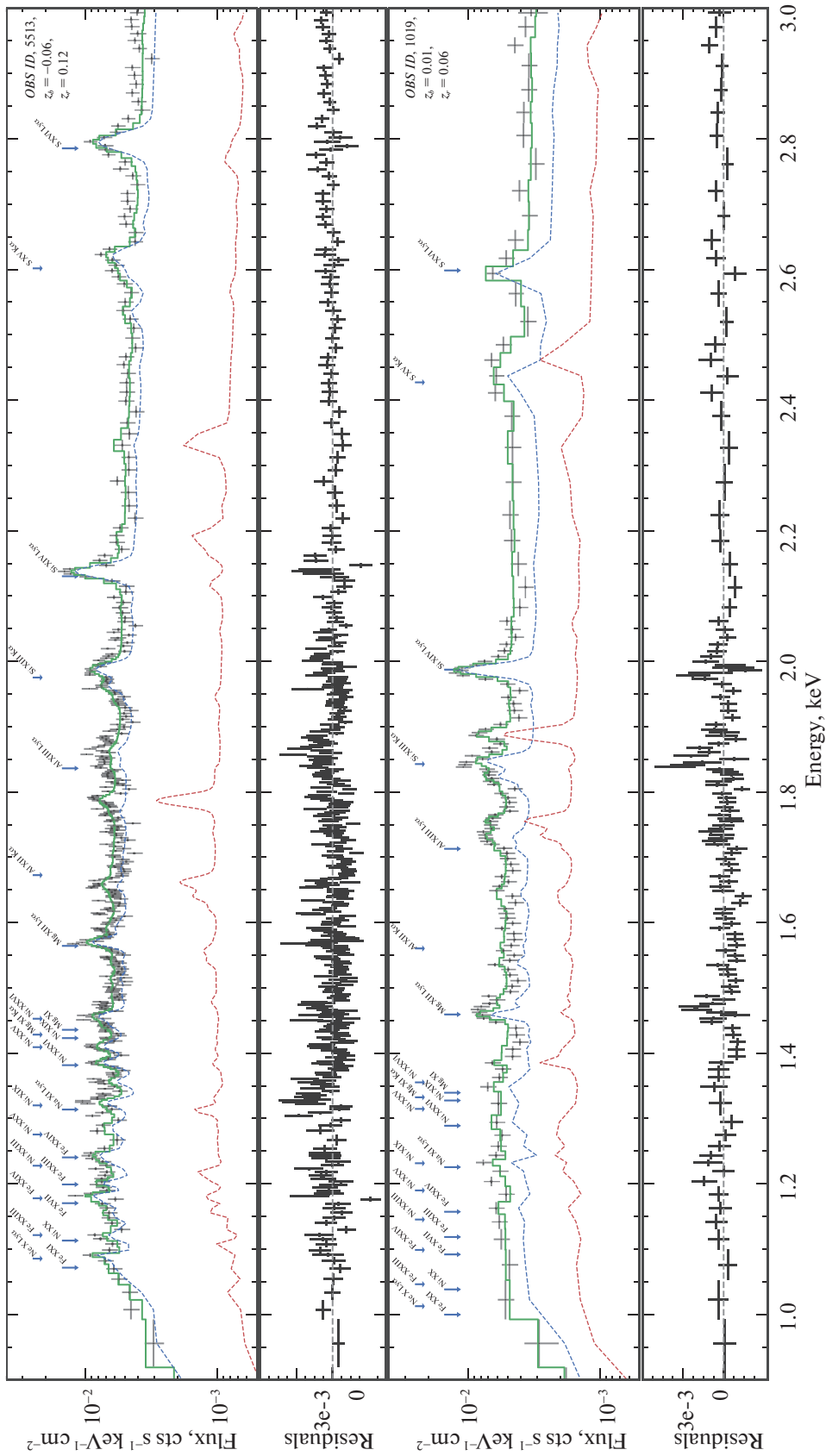


Рис. 11. То же, что и на рис. 10 для наблюдений ObsID 5513 и ObsID 1019. Наблюдения соответствуют моментам глубоких орбитальных затмений (орбитальная фаза $\phi \approx 0$), но разным прецессионным фазам системы: $\psi = 0.16$ для ObsID 5513 — фаза почти полного раскрытия аккреционного диска к наблюдателю и $\psi = 0.26$ для ObsID 1019 — фаза, близкая к кроссоверу, когда наблюдатель видит аккреционный диск “с ребра”. Найденные доплеровские смещения струй: ObsID 5513: $z_b = -6.20 \pm 0.05 \times 10^{-2}$, $z_r = 13.39 \pm 0.17 \times 10^{-2}$ и ObsID 1019: $z_b = 0.93 \pm 0.05 \times 10^{-2}$, $z_r = 6.2 \pm 0.07 \times 10^{-2}$.

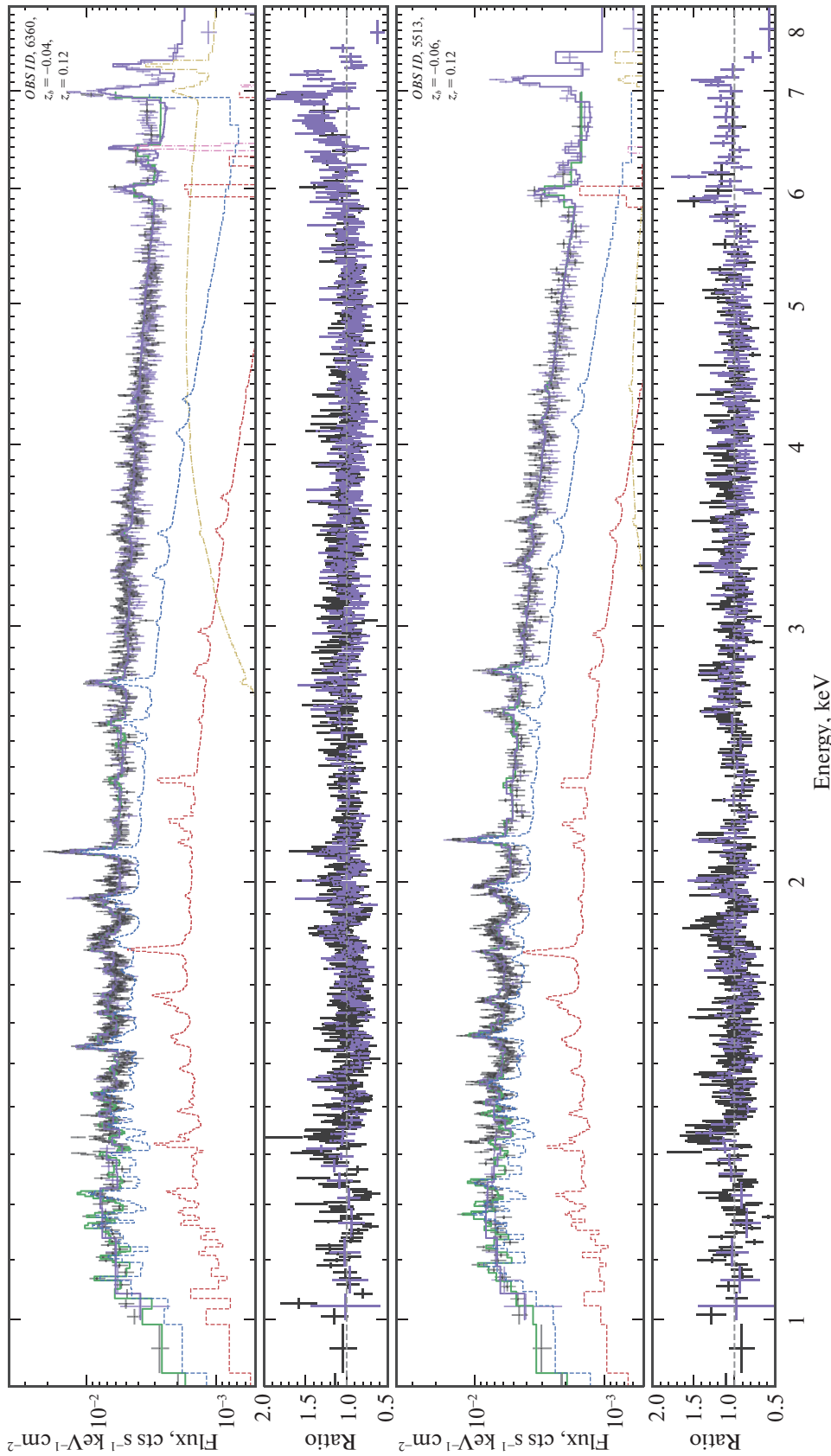


Рис. 12. Моделирование дополнительного жесткого компонента в спектрах SS 433, полученных обсерваторией Chandra (ObsID 6360 и 5513). На рисунке изображены данные с прибора HEG (фиолетовые точки) и MEG (черные точки), сгруппированные для лучшей визуализации со значимостью детектирования не менее 7σ . Суммарная модель показана сплошной зеленой и фиолетовой кривой (для данных MEG и HEG соответственно), компоненты приближающегося и удаляющегося джетов (модель **bjet**) изображены синим и красным пунктирами соответственно. Вклад излучения поглощенного горячего продолжения приближающегося джета (модель **hbjet**) показан желтой пунктирной линией. Компонент рассеянного излучения от наиболее горячих частей джета (модель **cwind**) показан розовым пунктиром (флуоресцентная линия железа).

который вносит основной вклад в наблюдаемый спектр. Такое приближение кажется разумным, так как для наблюдений на фазах прецессии $\psi < 0.2$ найденный из аппроксимации фактор подавления противоположного джета *constant* указывает на весьма существенное дополнительное поглощение, вероятно обусловленное газом в экваториальной плоскости системы. Фотопоглощение излучения *hbjet*, как и до этого, задается моделью *phabs*. Все параметры модели, кроме максимальной температуры газа T_{\max} , “сшиваются” в точке r_0 , соответствующей в модели *bjet* положению основания джетов. Для модели рассеянного компонента излучения *cwind* параметр температуры тормозного излучения источника связывается с температурой T_{\max} , оптическая толщина — с параметром N_H мультипликативной модели *phabs* для горячей части джета *hbjet*. Полученная модель может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} \text{Model} = & \textit{phabs} * (\textit{gsmooth} * (\textit{zshift}_b * \textit{bjet}_b + \\ & + \textit{constant} * \textit{zshift}_r * \textit{bjet}_r) + \\ & + \textit{phabs} * \textit{gsmooth} * \textit{zshift}_b * \textit{hbjet}_b + \\ & + \textit{cwind}). \end{aligned}$$

Полученные модели наилучшей аппроксимации для наблюдений ObsID 6360 и 5513 показаны на рис. 12. Видно, что наблюдается недостаток потока в линиях железа в диапазоне энергий 5–8 кэВ, мы считаем, что это может быть связано с очевидной упрощенностью используемой модели. В частности, мы не учитываем изменение плотности вещества ветра вдоль луча зрения для разных точек вдоль оси джета, фиксируя параметр N_H для всего выходящего излучения модели *hbjet*. Помимо этого, в модели *cwind* рассматривается нейтральный и однородный газ в ветре с простой сферически-симметричной геометрией, что очевидно является грубым приближением. Центральная часть ветра может иметь высокую степень ионизации газа, на что указывает наблюдаемая стационарная линия на энергии 6.6 кэВ, описанная в разделе 5. Ожидается также, что ветер должен иметь существенно неоднородную структуру (см., например, Охсуга и Майншиге, 2011). Тем не менее мы видим, что предложенная модель способна качественно воспроизводить как жесткий континуум на энергиях > 3 кэВ, так и почти полностью скомпенсировать избыток потока в линиях железа.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неизвестная спектральная форма излучения дополнительного компонента вносит большие неопределенности при описании широкополосного спектра обсерватории Chandra при помощи модели излучения струй. В работе путем систематического анализа данных предпринята попытка отделить

рентгеновское излучение, производимое в струях, от излучения дополнительного компонента. Для этой цели были использованы данные в мягком рентгеновском диапазоне энергий 1–3 кэВ, где излучается основная часть рентгеновских линий, а вклад дополнительного компонента ожидается сравнительно небольшим. В этой части спектра энергетическое разрешение и чувствительность дифракционных решеток HETGS достигают наилучших показателей, что позволяет отдельно измерять интенсивности и положения линий приближающейся и удаляющейся струй. Такие измерения дают ценную количественную информацию относительно температуры и химического состава газа в джетах. Однако определяемое обилие элементов оказывается напрямую связано с предполагаемой температурой видимого основания джетов, что приводит к вырождению модельных параметров при прямой аппроксимации данных. Получить ограничение на температуру основания струй можно исходя из анализа относительных интенсивностей линий, формирующихся в областях джетов с различной температурой, обеспечивающей максимальную излучательную способность плазмы в заданной линии. На практике, к сожалению, такой способ оказывается непригодным при анализе линий в мягкой части спектра, потому как распределение меры эмиссии в холодном “хвосте” рентгеновских джетов оказывается не чувствительным к температуре основания струй. С другой стороны, такая ситуация позволяет точно измерять относительные обилия элементов, линии которых высвечиваются в мягком диапазоне энергий. Анализ данных показал, что относительные обилия всех элементов, за исключением никеля, близки к солнечным значениям. Это позволило определить температуру основания джетов $T_0 \approx 15$ кэВ, при которой уровень континуума в мягкой части обеспечивает наблюдаемые эквивалентные ширины линий при условии близкого к солнечному химического состава струй.

Найденные параметры модели по мягкой части спектра позволяют предсказывать потоки в линиях излучения джетов во всем диапазоне энергий обсерватории Chandra. Оказалось, что наблюдаемые потоки и требуемая температура основания струй для линий железа в диапазоне энергий 5–8 кэВ заметно выше предсказываемых в модели по линиям в мягкой части спектра. В отличие от линий в мягкой части спектра, наблюдаемые потоки в линиях железа указывают на уменьшение температуры основания струй в моменты орбитальных затмений в системе.

В качестве объяснения дополнительного компонента мы развиваем формализм предложений в работе Медведев и др. (2018). Согласно предложенному в этой работе сценарию, избыток жесткого излучения формируется в горячем продолжении

джетов, максимальная температура газа в которых может значительно превышать температуру видимого основания $T_0 \approx 10$ кэВ. Такая ситуация возможна, если существует область ветра вокруг джетов, плотность которой обеспечивает заметную оптическую толщину по фотопоглощению, блокируя излучение джетов на энергиях ниже 3 кэВ, но при этом оптически тонкая по электронному рассеянию, в результате чего жесткое излучение наиболее горячих частей джетов проходит насквозь и лишь частично рассеивается. В этой работе мы рассчитали модель излучения горячего продолжения барионных джетов (модель **hbjet**), призванную стать связующим звеном между характеристиками излучения джетов, дополнительного жесткого компонента и флуоресцентного излучения в рентгеновских спектрах SS 433. Параметры моделей поглощенной и непоглощенной частей джетов связываются между собой краевыми условиями в точке основания джетов, непосредственно видимой для наблюдателя без поглощения в ветре. Сочетание модели излучения непоглощенных рентгеновских джетов вместе с частично рассеянным и фотопоглощенным излучением горячего продолжения джетов дает полную самосогласованную картину формирования широкополосного рентгеновского спектра SS 433 в рамках теплого излучения барионных джетов в системе. Требуемая эквивалентная плотность водорода на луче зрения для фотопоглощенной части джетов оказывается в разумных пределах $N_H = 15-20 \times 10^{22}$ атомов/см² с максимальной температурой газа до 40 кэВ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-12-01315). Мы благодарим Е.М. Чуразова за предоставленную спектральную модель рассеяния в холодном ветре **cwind**.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абелл, Маргон (G.O. Abell and B. Margon), *Nature* **279**, 701 (1979).
2. Асплунд и др. (M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, and P. Scott), *Am. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 481 (2009).
3. Андерс, Гревеза (E. Anders and N. Grevesse), *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197 (1989).
4. Арно (K. Arnaud), *ASP Conf.* **101**, 17 (1996).
5. Бегельман и др. (M.C. Begelman, A.R. King, and J.E. Pringle), *MNRAS* **370**, 399 (2006).
6. Бланделл и др. (K. Blundell, M. Bowler, and L. Schmidtobreick), *Astrophys. J.* **678**, L47 (2008).
7. Бринкманн и др. (W. Brinkmann, H.H. Fink, S. Massaglia, G. Bodo, and A. Ferrari), *Astron. Astrophys.* **196**, 313 (1988).
8. Бринкманн и др. (W. Brinkmann, B. Aschenbach, and N. Kawai), *Astron. Astrophys.* **312**, 306 (1996).
9. Бринкманн и др. (W. Brinkmann, T. Kotani, and N. Kawai), *Astron. Astrophys.* **431**, 575 (2005).
10. Вайсберг и др. (I. Waisberg, J. Dexter, P. Olivier-Petrucci, G. Dubus, and K. Perraut), arXiv:1811.12564 (2018).
11. ван ден Хойвель (E.P.J. van den Heuvel), *VA* **25**, 95 (1981).
12. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, B. Brinkman, C. Canizares, G. Garmire, S. Murray, and L.P. Van Speybroeck), *Publ. Astron. Soc. Pasific* **114**, 1 (2002).
13. Вилмс, Маккрай (A. Wilms McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
14. Гастингс (W.K. Hastings), *Biometrika* **57** (1), 97, 109 (1970).
15. Горанский (V. Goranskij), *Peremennye Zvezdy* **31**, 5 (2011).
16. Долан и др. (J.F. Dolan, P.T. Boyd, S. Fabrika, S. Tapia, 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).
17. Канисапес и др. (C.R. Canizares, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pasific* **117**, 1144 (2005).
18. Коваль, Шакура (E.V. Koval and N.I. Shakura), *ESASP* **296**, 479 (1989).
19. Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
20. Котани и др. (T. Kotani, N. Kawai, M. Matsuoka, and W. Brinkmann), *Publ. Astron. Soc. Japan* **48**, 619 (1996).
21. 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).
22. Кубота и др. (K. Kubota, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **62**, 323 (2010).
23. Лопез и др. (L.A. Lopez, H.L. Marshall, C.R. Canizares, N.S. Schulz, and J.F. Kane), *Astrophys. J.* **650**, 338 (2006).
24. Лю и др. (J.-F. Liu, Y. Bai, S. Wang, S. Justham, Y. J. Lu, W.-M. Gu, Q.-Z. Liu, R. di Stefano, J.-C. Guo, A. Cabrera-Lavers, P. Álvarez, Y. Cao, and S. Kulkarni), *Nature* **528**, 108 (2015).
25. Маршалл и др. (H.L. Marshall, C.R. Canizares, and N.S. Schulz), *Astrophys. J.* **564**, 941 (2000).
26. 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).
27. Мадау, Фрагос (P. Madau and T. Fragos), *Astrophys. J.* **840**, 13 (2017).
28. Медведев, Фабрика (A. Medvedev and S. Fabrika), *MNRAS* **402**, 479 (2010).
29. Медведев и др. (P.S. Medvedev, S.N. Fabrika, V.V. Vasiliev, V.P. Goranskij, and E.A. Barsukova), *Astron. Lett.* **39**, 826 (2013).
30. Медведев и др. (P.S. Medvedev, I.I. Khabibullin, and S.Yu. Sazonov), *Astron. Lett.* **44**, 390 (2018).
31. 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).
32. Милгром (M. Milgrom), *Astron. Astrophys.* **76**, L3 (1979).
 33. Минео и др. (S. Mineo, M. Gilfanov, and R. Sunyaev), *MNRAS* **418**, 2095 (2012).
 34. Намики и др. (M. Namiki, N. Kawai, T. Kotani, and K. Makishima), *Publ. Astron. Soc. Japan* **55**, 281 (2003).
 35. Охсуга, Майнешиге (K. Ohsuga and S. Mineshige), *Astrophys. J.* **736**, 2 (2011).
 36. Панферов, Фабрика (A.A. Panferov and S.N. Fabrika), *Astron. Lett.* **19**, 41 (1993).
 37. Поутанен и др. (J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, A.G. Butkevich, and P. Abolmasov), *MNRAS* **377**, 1187 (2007).
 38. Садовский и др. (A. Sadowski, R. Narayan, J.C. McKinney, and A. Tchekhovskoy), *Astrophys. J.* **543**, 28 (2000).
 39. Сазонов, Хабибуллин (S. Sazonov and I. Khabibullin), *MNRAS* **468**, 2249 (2017).
 40. Сазонов, Хабибуллин (S. Sazonov and I. Khabibullin), *MNRAS* **476**, 2530 (2018).
 41. Уркварт, Сория (R. Urquhart and R. Soria), *MNRAS* **456**, 1859 (2016).
 42. Фабрика, Борисов (S.N. Fabrika and N.V. Borisov), *Sov. Astron. Lett.* **13**, 279 (1987).
 43. Фабрика, Бычкова (S. Fabrika and L. Bychkova), *Astron. Astrophys.* **240**, L5 (1990).
 44. Фабрика, Мещеряков (S. Fabrika and A. Mescheryakov), *IAU Simp.* **205**, 268 (2001).
 45. Фабрика (S. Fabrika), *ASPRv* **12**, 1 (2004).
 46. Фабрика и др. (S. Fabrika, Y. Ueda, A. Vinokurov, O. Sholukhova, and M. Shidatsu), *Nature Phys.* **11**, 551 (2015).
 47. Фендер, Галло (H. Feng and R. Soria), *NewAR* **55**, 166 (2011).
 48. Фендер, Галло (R. Fender and E. Gallo), *SSRv* **183**, 323 (2014).
 49. Филиппова и др. (E. Filippova, M. Revnivtsev, S. Fabrika, K. Postnov, and E. Seifina), *Astron. Astrophys.* **460**, 125 (2006).
 50. Фостер и др. (A.R. Foster, L. Ji, R.K. Smith, and N.S. Brickhouse), *Astrophys. J.* **756**, 128 (2012).
 51. Хабибуллин, Сазонов (I.I. Khabibullin and S.Y. Sazonov), *Astron. Lett.* **38**, 443 (2012).
 52. Хабибуллин и др. (I. Khabibullin, P. Medvedev, and S. Sazonov), *MNRAS* **455**, 1414 (2012).
 53. Хабибуллин, Сазонов (I. Khabibullin and S. Sazonov), *MNRAS* **457**, 3963 (2016).
 54. Хамфрей и др. (P.J. Humphrey, W. Liu, and D.A. Buote), *Astrophys. J.* **693**, 822 (2009).
 55. Хиллвиг и др. (T.C. Hillwig, D.R. Gies, W. Huang, M.V. McSwain, M.A. Stark, A. van der Meer, and L. Kaper), *Astrophys. J.* **615**, 422 (2004).
 56. Хиллвиг, Гиес (T. Hillwig and D. Gies), *Astrophys. J.* **676**, L37 (2008).
 57. Хунемордер и др. (D.P. Huenemoerder et al.), *Astron. J.* **141**, 129 (2011).
 58. Цзян и др. (Y.-F. Jiang, J. Stone, and S.W. Davis), arXiv: 1709.02845 (2017).
 59. Чуразов и др. (E. Churazov, M. Gilfanov, W. Forman, and C. Jones), *Astrophys. J.* **471**, 673 (1996).
 60. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, V.F. Esipov, A.V. Dodin, V.V. Davydov, and A.A. Belinskii), *Astron. Rep.* **52**, 487 (2018).
 61. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, and A.A. Belinski), *MNRAS* **479**, 4844 (2018).
 62. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
 63. Шкловский (I.S. Shklovskii), *Sov. Astron.* **25**, 315 (1981).