

ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЯРКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА VII Zw 403 ULX В РЕНТГЕНОВСКОМ И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ

© 2023 г. А. С. Винокуров^{1*}, К. Е. Атапин², А. Е. Костенков¹, Ю. Н. Соловьева¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 24.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Представлены результаты анализа рядов рентгеновских наблюдений, фотометрического и спектрального мониторинга ультраяркого рентгеновского источника VII Zw 403 ULX (UGC 6456 ULX). На основе ряда косвенных признаков выдвинуто предположение, что аккректором в данной двойной системе является нейтронная звезда. В рамках модели ветра сверхкритических дисков получены оценки темпа оттока массы $\approx 4.0 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ в активном состоянии объекта.

Ключевые слова: нейтронные звезды, рентгеновская и оптическая астрономия.

DOI: 10.31857/S0320010823120082, EDN: RWMGZK

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно, что как минимум часть ультраярких рентгеновских источников (Ultraluminous X-ray sources, ULX) — объектов, чья светимость может на порядки величины превышать светимости рентгеновских двойных нашей Галактики, — являются двойными системами с нейтронными звездами, аккрецирующими в сверхэддингтоновском режиме. Это стало очевидно после открытия когерентных пульсаций в рентгеновском диапазоне у ряда источников, на тот момент уже известных как ULX (см. обзоры Фабрика и др., 2021; Кинг и др., 2023). Тем не менее у большинства ULX пульсаций не наблюдается как в силу их транзиентной природы, так и из-за недостаточной чувствительности приемного оборудования и малого времени накоплений, поэтому пока что сделать вывод о типе аккректора в большинстве систем невозможно. В связи с этим большую важность приобретает сравнительный анализ сходств и различий между подтвержденными пульсарам и прочими ULX, целью которого является выявление типа аккректора по косвенным признакам, таким как форма рентгеновского спектра и характер переменности.

Исследования ULX в оптическом диапазоне могут предоставить много полезной информации о

звезде-доноре, геометрии систем и газовых потоков, которая, в свою очередь, также способна помочь сделать вывод о типе аккректора. Тем не менее, несмотря на предпринимаемые многими коллективами усилия, оптические свойства ULX остаются слабо исследованы из-за их низкого блеска: большинство из однозначно отождествленных в оптическом диапазоне источников имеют видимые звездные величины $m_V = 22-24$ (Тао и др., 2011; Гладстон и др., 2013), и лишь некоторые из них достигают $m_V = 20-21$ (Мотч и др., 2014; Виллар и др., 2016). Как следствие, определение параметров этих систем, требующее длинные ряды фотометрических и спектральных данных, возможно только на основе наблюдений на крупных телескопах.

В настоящей работе мы продолжаем исследование ультраяркого рентгеновского источника VII Zw 403 ULX, являющегося одним из самых доступных для наземных оптических наблюдений из-за относительно высокого блеска и изолированности. Этот рентгеновский источник, находящийся в голубой компактной карликовой галактике VII Zw 403 (UGC 6456) на расстоянии 4.54 Мпк (Талли и др., 2013), был обнаружен Отт и др. (2005) и затем исследовался Брорби и др. (2015). В последней работе сообщалось об увеличении светимости источника более чем в 100 раз, до 1.7×10^{40} эрг/с (0.3–8.0 кэВ), что перевело данный объект в разряд ULX. Оптическое отождествление источника было выполнено в работе Винокурова и

*Электронный адрес: vinokurov@sao.ru

др., 2020, его звездная величина в спокойном состоянии составляет $m_V \approx 21.6$. Ниже мы сообщаем о предварительных результатах спектрального и фотометрического мониторинга, проводимого на 6-м телескопе САО РАН, результатах моделирования оптического спектра объекта в ярком состоянии в рамках модели ветра сверхкритического диска, а также проводим ревизию накопленных рентгеновских наблюдений.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

2.1. Рентгеновские наблюдения

VII Zw 403 ULX наблюдался по одному разу обсерваториями XMM-Newton (7 октября 2004 г., заставшей источник в минимуме, $L_X \approx 1.0 \times 10^{38}$ эрг/с), Suzaku (1 декабря 2013 г., максимум, $\approx 1.7 \times 10^{40}$ эрг/с) и Chandra (7 января 2000 г., $\approx 3.4 \times 10^{38}$ эрг/с), а также в интервале с 2011 по 2014 г. 8 раз обсерваторией Swift. Эти наблюдения были проанализированы и опубликованы Брорби и др. (2015). После 2014 г. было проведено еще 30 наблюдений Swift, примерно четверть из них выполнена по нашим заявкам. Около половины имеющихся данных приходится на 2020 г., последнее наблюдение было проведено 4 января 2023 г. Общее время экспозиции составило 60 кс. Мы переобработали данные Брорби и др. (2015), а также проанализировали новые наблюдения Swift.

При редукции данных мы следовали стандартным рекомендациям для каждого из используемых инструментов. Для Suzaku (прибор XIS) и Swift (XRT) использовались предобработанные файлы событий (level-2 event-файлы), фотоны объекта экстрагировались из круговой апертуры радиусом $156''$ (150 pix) в случае Suzaku и $30''$ в случае Swift. Фон измерялся в кольце, внутренний радиус которого примерно в 2 раза больше радиуса апертуры объекта. Для экстракции и группировки событий применялась программа `xselect` пакета HEASoft v6.28. Для анализа данных XMM-Newton использовался пакет SAS v18.0.0. Фотоны объекта экстрагировались из круговой апертуры радиусом $18''$. Анализ наблюдений Chandra проводился в CIAO v4.13, спектральный анализ выполнялся в XSPEC v.12.11.1. Спектры с двух идентичных приборов Suzaku/XIS0 и XIS3 были объединены в один файл командой `addascaspec`, подгонка осуществлялась совместно со спектром XIS1 (параметры за исключением нормировок были сцеплены). Для Swift мы проанализировали два спектра, разделив все имеющиеся наблюдения на две группы в зависимости от скорости счета. Спектры Suzaku были сгруппированы по 250 фотонов/бин, и для их аппроксимации применялась статистика

χ^2 . Спектры с остальных инструментов анализировались в несбиннированном виде с использованием статистики Кэша (cstat).

2.2. Спектральный и фотометрический мониторинг в оптическом диапазоне

В настоящей работе мы анализируем спектральные данные, полученные в течение 23 ночей с февраля 2015 г. по декабрь 2022 г. на 6-м телескопе САО РАН (БТА) с использованием редукторов светосилы SCORPIO и SCORPIO-2 (Афанасьев, Моисеев, 2005, 2011) в режиме длинной щели, а также прямые изображения, полученные в течение 78 ночей в тот же период. Часть фотометрических изображений была получена непосредственно перед или после спектральных наблюдений в одном или нескольких фильтрах системы Джонсона–Казинца. Размер изображений звезд варьировался в диапазоне $\approx 1.1''$ – $2.3''$ (≈ 3 – 6 пикселей). Спектроскопия на SCORPIO проводилась с гризмами VPHG550G (спектральный диапазон $\Delta\lambda \approx 3500$ – 7200 \AA , разрешение $\delta\lambda \approx 12 \text{ \AA}$), VPHG1200B ($\Delta\lambda \approx 3600$ – 5400 \AA , $\delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$), VPHG1200G ($\Delta\lambda \approx 4000$ – 5700 \AA , $\delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$) и VPHG1200R ($\Delta\lambda \approx 5700$ – 7500 \AA , $\delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$), на SCORPIO-2 использовалась только гризма VPHG1200@540, обеспечивающая перекрытие диапазона длин волн $\Delta\lambda \approx 3650$ – 7250 \AA и хорошее спектральное разрешение ($\delta\lambda \approx 4.5 \text{ \AA}$). Ширина щели двух спектрографов отличалась незначительно, составляя $1.2''$ и $1.0''$ для SCORPIO и SCORPIO-2 соответственно.

Первичная обработка прямых изображений и сложение отдельных экспозиций выполнялись с использованием процедур MIDAS. Звездные величины измерялись методами апертурной фотометрии с помощью пакета APPHOT среды IRAF. Для минимизации вклада соседних звезд фотометрия проводилась в апертурах радиусом 2.5–4 пикселей, который варьировался в соответствии с размером изображений звезд и масштабом пикселя. Фон неба определялся в кольцевых апертурах, центрированных на объект. Для абсолютной калибровки полученных измерений использовались от четырех звезд сравнения, звездные величины которых были измерены по данным космического телескопа имени Хаббла и переведены в систему Джонсона–Казинца с помощью пакета программ PySynphot.

Обработка спектральных данных до этапа экстракции спектров выполнена с использованием контекста LONG среды MIDAS. Вычитание фона неба и получение одномерных спектров выполнялись в специализированной программе SPEXTRA (Саркисян и др., 2017).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Переменность в рентгеновском диапазоне

Новые данные Swift подтверждают высокую переменность объекта, выявленную по малочисленным данным, представленным в работе Брорби и др. (2015). Так, максимальная светимость в наблюдениях Swift была достигнута 13 марта 2020 г. и составила 8.2×10^{39} эрг/с (т.е. примерно в 2 раза ниже абсолютного максимума), но уже в следующем наблюдении, проведенном пятью днями позже и имеющем аналогичное время экспозиции, источник не детектируется: в $30''$ апертуру попал только один фотон против 87 фотонов в наблюдении от 13 марта. Всего наблюдений, где источник не детектируется, оказалось 13 из 38 имеющихся¹. Полная амплитуда переменности по данным Swift составила более 40 раз².

Переменность, при которой наблюдаемая светимость меняется в десятки и сотни раз, характерна для многих ULX, в частности для тех, что являются подтвержденными пульсарами. Так, первые же открытые ультраяркие рентгеновские пульсары — M82 X-2, NGC 7793 P13 и NGC 5907 X-1 — оказались источниками, демонстрирующими резкие провалы светимости с $\sim 10^{40}$ эрг/с до $\simeq 2 \times 10^{38}$ эрг/с и ниже (Мотч и др., 2014; Уолтон и др., 2015; Брайтман и др., 2016). Было высказано предположение, что в случае пульсаров такое поведение может быть следствием эффекта пропеллера (Цыганков и др., 2016), заключающегося в том, что при определенных условиях даже небольшое уменьшение количества поступающего в диск вещества может приводить к полной остановке аккреции. К иным вероятным причинам переменности с амплитудой в десятки и более раз можно отнести прецессию аккреционного диска (Мотч и др., 2014; Винокуров и др., 2018; Венг, Фэн, 2018), прецессию Лензе–Тирринга аккреционного потока (Миддлтон и др., 2018, 2019b), неустойчивости в дисках с очень большими радиусами (Хамери, Ласота, 2020).

Как и у других ULX, изменения наблюдаемой светимости VII Zw 403 ULX сопровождаются изменением формы его спектра (рис. 1). В низком состоянии спектр объекта имеет двугорбую форму с перегибом на энергиях между 1 и 2 кэВ, которая

по мере роста светимости становится менее выраженной. Для аппроксимации рентгеновских спектров мы воспользовались двухкомпонентной моделью, включающей спектры многоцветного диска и степенного закона с экспоненциальным завалом $F(E) \propto E^{-\Gamma} \exp(-E/E_c)$. Эта модель применяется многими авторами (см., например, Мотч и др., 2014; Миддлтон и др., 2019a; Колиопанос и др., 2019) и позволяет хорошо воспроизводить большинство типов наблюдаемых спектров ULX в области до 10 кэВ, в том числе часто встречающиеся спектры с перегибом. Точная физическая природа двугорбых спектров ULX неясна, однако предполагается, что в случае систем с замагниченными нейтронными звездами мягкий горб должен соответствовать спектру аккреционного диска, ограниченного с внутренней стороны радиусом магнитосферы нейтронной звезды³, а жесткий — излучению из областей внутри магнитосферы. У стандартных рентгеновских пульсаров наиболее мощным источником излучения внутри магнитосферы является аккреционная колонка, возникающая в непосредственной близости от полюсов нейтронной звезды (Беккер, Вольф, 2007). У ультраярких пульсаров, по-видимому, аккрецирующих на более высоких темпах, источником жесткого спектрального компонента также может быть аккреционная колонка, но более протяженная и излучающая в сверхэддингтоновском режиме (Муштуков и др., 2015, 2018; Уэст и др., 2017), либо это может быть излучением потока вещества, уже захваченного магнитным полем, но еще не добравшегося до полюсов. При характерных для ULX темпах аккреции этот поток должен быть оптически толстым, формирующим так называемую “аккреционную завесу” (Муштуков и др., 2017), вероятно, закрывающую от наблюдателя аккреционную колонку и поверхность нейтронной звезды в части или в большинстве систем (см. обсуждение этого вопроса применительно к объекту NGC 300 ULX1 в работе Колиопанос и др., 2019). Так или иначе, оба варианта предполагают комптонизацию излучения веществом колонки/завесы, что делает применение степенных спектральных моделей правомерным.

³ В зависимости от соотношения между величиной магнитного поля и темпом аккреции, а именно, при соблюдении условия $R_{sp} > R_m$ (Гребнев, 2017; Уолтон и др., 2018b), где R_{sp} — радиус сферизации, определяемый полным темпом поступления вещества в диск \dot{M}_0 , а R_m — радиус магнитосферы, зависящий как от магнитного момента μ , так и от темпа $\dot{M}(R_m)$, в диске может существовать сверхкритическая зона. Ключевой особенностью данной зоны является наличие мощных истечений материи (Потунанен и др., 2007; Чашкина и др., 2019), которые, вероятно, ответственны за формирование эмиссионных линий в оптических спектрах у ряда объектов (Фабрика и др., 2015).

¹ Мы считали, что источник не детектируется, если за время экспозиции в апертуру объекта попадало менее четырех фотонов.

² Из-за относительно небольшой эффективной собирающей площади Swift/XRT для большинства наблюдений, соответствующих низкому состоянию объекта, удалось измерить только верхний предел светимости.

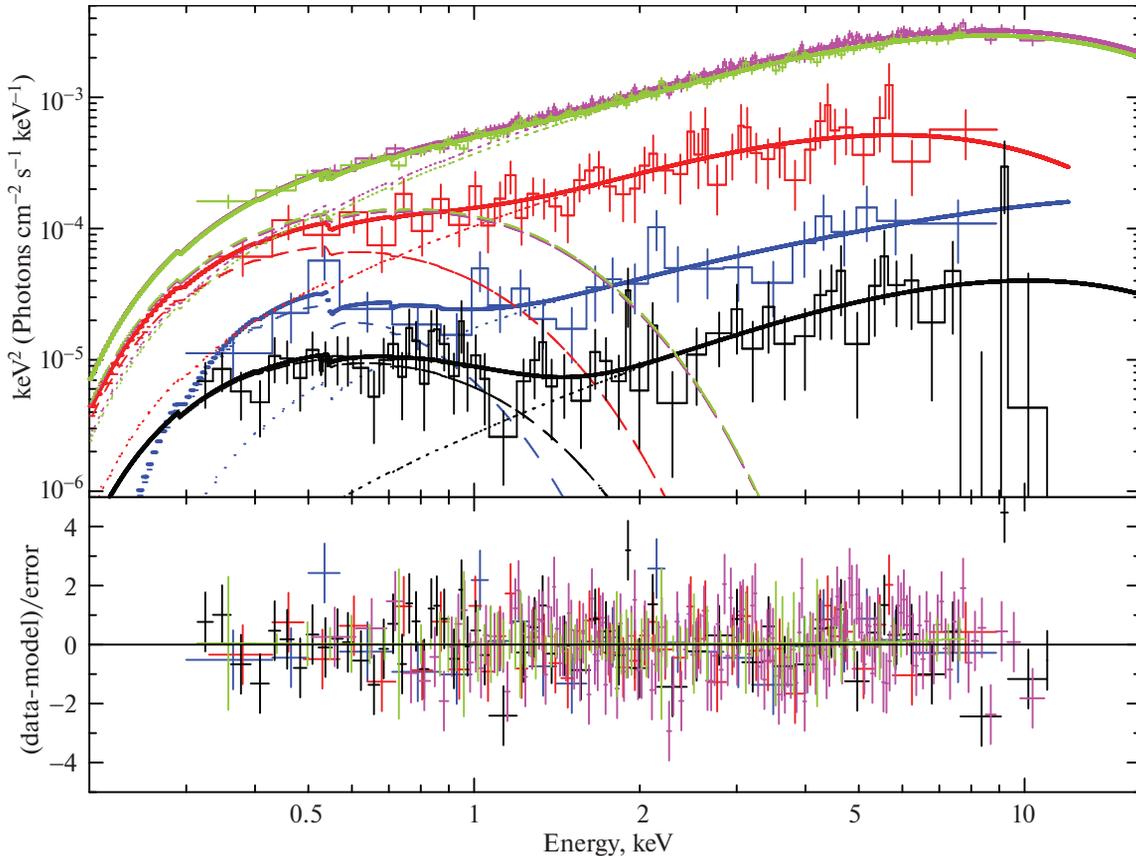


Рис. 1. Рентгеновские спектры VII Zw 403 ULX по данным Suzaku (приборы XIS0+XIS3 — малиновый, XIS1 — зеленый), Swift/XRT (красный и синий, данные Swift были разделены на две группы в зависимости от наблюдаемого потока) и XMM-Newton/ep (черный). Аппроксимация спектров двухкомпонентной моделью `tbabs*(diskbb+cutoffpl)` показана сплошной линией, отдельные модельные компоненты показаны штриховой (`diskbb`) и пунктирной (`cutoffpl`) линиями.

Для всех анализируемых спектров VII Zw 403 ULX было достигнуто хорошее качество подгонки: $\chi^2/\text{d.o.f} = 251.8/260$ для Suzaku, $C/\text{d.o.f} = 208.8/237$ для XMM-Newton, а также 181.2/239 и 104.1/118 соответственно для высокого и низкого состояния по данным Swift. По мере увеличения светимости степенной компонент растет быстрее, чем дисковый, в результате чего вклад диска уменьшается с около 25% в минимуме до $\simeq 5\%$ в максимуме светимости, и перегиб между горбами пропадает. Температура на внутренней границе диска T_{in} при этом также немного растет: ее минимум составил 0.14 ± 0.05 кэВ (Swift, синий спектр на рис. 1), максимум — 0.28 ± 0.03 кэВ (Suzaku). Параметры степенной компоненты не демонстрируют существенных изменений: в спектрах Suzaku $\Gamma = 0.43 \pm 0.08$, $E_c = 5 \pm 0.5$ кэВ, в остальных данных точность определения этих параметров ниже, $\Gamma \simeq 0.5 \pm 0.8$, $E_c > 2.5$ кэВ. Концентрация атомов водорода на луче зрения в

модели, учитывающей межзвездное поглощение, в большинстве случаев при аппроксимации достигла нижней границы $N_H = 3.15 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, соответствующей поглощению в нашей Галактике (оценена с помощью программы `nh` пакета HEASoft), что, тем не менее, не противоречит оценке полного поглощения $A_V = 0.2 \pm 0.1$, полученной на основе наблюдаемого бальмеровского декремента в близлежащей туманности (Винокуров и др., 2020). При пересчете N_H в A_V использовалось соотношение $A_V = 4.5 \times 10^{-22} \times N_H$ из работы Горенштейна (1975).

Двугорбые спектры и спектральная эволюция, при которой по мере увеличения яркости объекта перегиб между горбами пропадает, наблюдается у многих ULX (Глэдстон и др., 2009; Пинторе и др., 2014), однако преобладание именно жесткого горба над мягким является характерной чертой ультраярких рентгеновских пульсаров (Пинторе и др., 2017). Наиболее близкую спектральную переменность к той, что показана на

рис. 1 для VII Zw 403 ULX, при изменениях светимости на два порядка величины демонстрирует известный ультраяркий рентгеновский пульсар NGC 7793 P13 (рис. 5 в работе Уолтон и др., 2018а), что может говорить об одинаковом типе аккретора и сходных условиях аккреции (температура аккреции, величина магнитного поля, ориентация системы в пространстве) в обоих источниках.

3.2. Фотометрический и спектральный мониторинг в оптическом диапазоне

Предварительные результаты фотометрии показывают, что оптическая переменность VII Zw 403 ULX имеет характер относительно коротких вспышек длительностью менее месяца. В спокойном состоянии объект стабильно показывает блеск на уровне $V = 21.5-21.6$, тогда как в максимуме может достигать $V \approx 20.2$. Данный диапазон с учетом межзвездного поглощения $A_V = 0.2 \pm 0.1$ (Винокуров и др., 2020) и принятого до VII Zw 403 расстояния соответствует абсолютным звездным величинам от $M_V \approx -6.8$ до $M_V \approx -8.2$.

В активном состоянии спектры VII Zw 403 ULX характеризуются голубым континуумом и наличием сильно переменных широких эмиссионных линий водорода $H\alpha$ и $H\beta$ и ионизованного гелия He II $\lambda 4686$. Реже наблюдаются эмиссии более высокого порядка Бальмеровской серии водорода и линии нейтрального гелия He I $\lambda 5876, 6678, 7065$. Данный набор эмиссионных линий достаточно типичен и наблюдается у большинства других ULX, исследованных спектрально (см. обзор Фабрики и др., 2021, а также работы Чех и др., 2011; Мотч и др., 2011; Фабрика и др., 2015, для деталей). Близко к минимуму блеска в спектрах видна эмиссия $H\alpha$, иногда относительно слабая линия He II $\lambda 4686$, наклон континуума становится меньше и неплохо описывается чернотельным излучением с цветовой температурой около 10–13 кК. Учитывая тот факт, что блеск объекта не опускается ниже $m_V \approx 21.6$ ($M_V \approx -6.8$), даже при падении рентгеновской светимости до $\lesssim 10^{38}$ эрг/с, можно предположить, что в минимуме блеска основной вклад в оптическое излучение вносит звезда-донор, температура и абсолютная величина в фильтре V , которой соответствуют А- или поздним В-сверхгигантам. Если классификация донора подтвердится в ходе глубоких спектральных наблюдений, VII Zw 403 ULX будет иметь еще больше общих черт с NGC 7793 P13, донором которого является звезда B9 Ia (Мотч и др., 2014). В таком случае, аналогично NGC 7793 P13, оптическая переменность VII Zw 403 ULX может объясняться

прогревом поверхности донора рентгеновским потоком и излучением истечений газа (ветра) с поверхности сверхкритического аккреционного диска, которые должны являться основным источником эмиссионных линий (Костенков и др., 2023).

Проведение фотометрических наблюдений совместно со спектроскопией дало возможность проследить изменение параметров наиболее ярких эмиссионных линий с блеском VII Zw 403 ULX. На рис. 2 показаны эквивалентные ширины (EW), ширины (FWHM) и лучевые скорости линий $H\alpha$ и He II $\lambda 4686$ в зависимости от наблюдаемой звездной величины объекта в фильтре V . Для каждого из параметров мы рассчитали формальный коэффициент корреляции Пирсона. Наибольшее его значение $R=0.70 \pm 0.27$ (p -value ≈ 0.03) мы получили для зависимости между оптическим потоком и FWHM линии ионизованного гелия. Для скорости и эквивалентной ширины He II значимая корреляция с потоком отсутствует: в первом случае $R = 0.35 \pm 0.33$ (p -value ≈ 0.3), во втором — $R \approx 0.47 \pm 0.26$ (p -value ≈ 0.09). Однако, если вместо эквивалентной ширины рассматривать поток в линии, то значение коэффициента корреляции становится значительно выше, $R = 0.87 \pm 0.14$ с p -value = 4×10^{-5} . Для параметров линии $H\alpha$ значимой корреляции с блеском не наблюдается (значения коэффициента корреляции по модулю лежат в пределах от 0.04 до 0.37).

Также нами был проведен анализ кривых лучевых скоростей эмиссионных линий $H\alpha$ и He II $\lambda 4686$. Периодичности изменений скорости по имеющимся данным не обнаружено. Амплитуда изменения лучевой скорости эмиссии ионизованного гелия оказалась примерно вдвое выше амплитуды вариаций скорости $H\alpha$, достигая значений ≈ 400 км/с. Средние значения скоростей линий также существенно отличаются и равны -200 ± 40 км/с и -95 ± 12 км/с соответственно. Подобная картина вполне согласуется с ожиданиями для ветров сверхкритических дисков. В линии гелия излучает разогретая рентгеном высокотемпературная плазма в канале ветра сверхкритического диска и в непосредственной близости от его фотосферы (Фабрика и др., 2021). Наблюдатель свободно видит приближающееся к нему вещество ветра, тогда как удаляющееся вещество оказывается перекрытым фотосферой ветра. Таким образом, профиль линии He II приобретает сильное голубое смещение. Напротив, $H\alpha$ излучается в более холодном газе на больших расстояниях от фотосферы, поэтому эффекты экранирования практически не сказываются на измеряемой лучевой скорости этой линии. Однако, если исключить четыре измерения положения линии He II с наибольшими ошибками, по совместительству имеющие наибольшие отрицательные

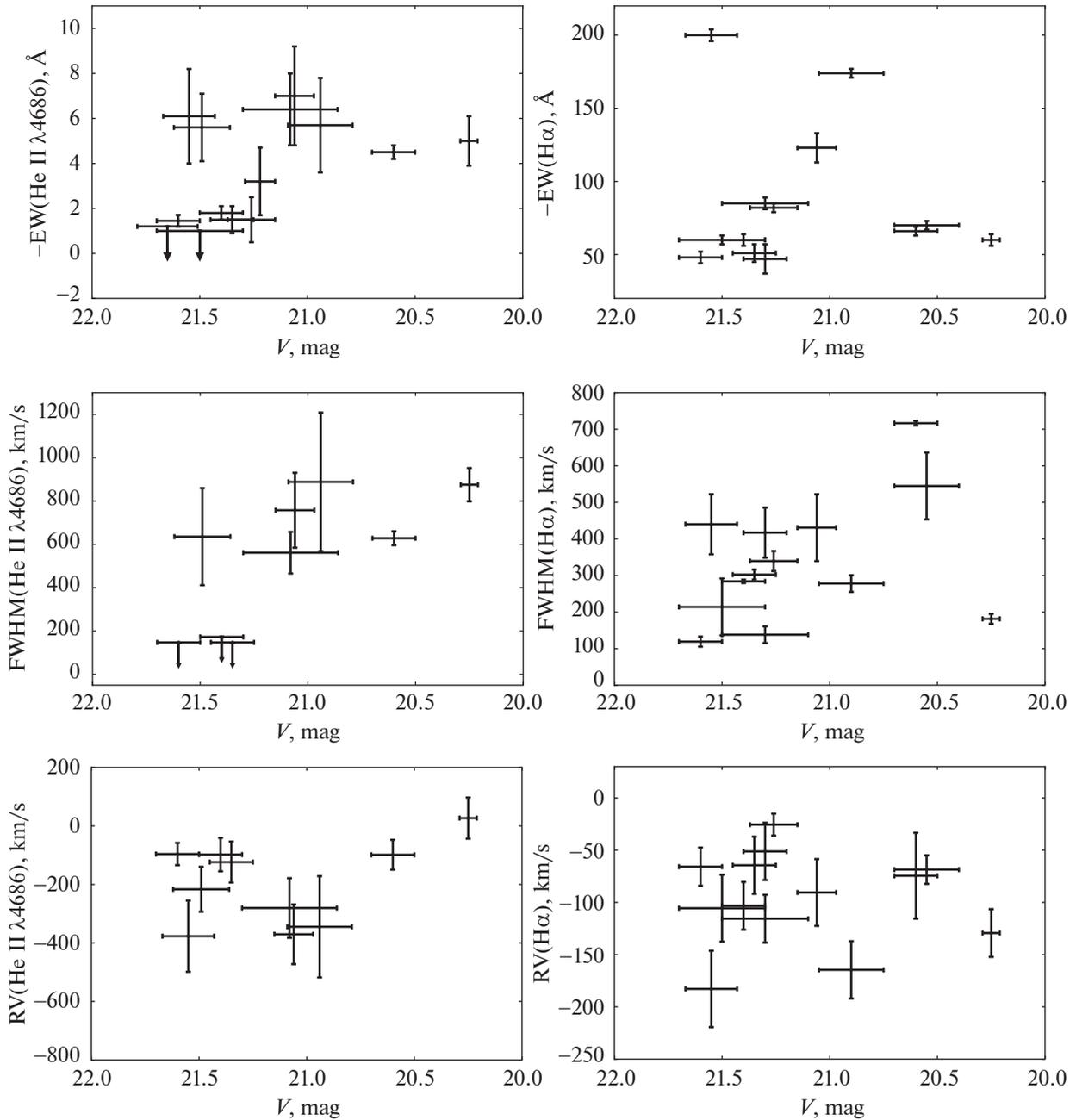


Рис. 2. Изменение эквивалентных ширин, полной ширины на полувысоте (FWHM) и лучевых скоростей эмиссионных линий водорода $H\alpha$ и гелия $He\ II\ \lambda 4686\ VII\ Zw\ 403$ ULX в зависимости от звездной величины объекта в фильтре V .

скорости, то усредненное значение в пределах ошибок будет совпадать со средней скоростью $H\alpha$. Ответить на вопрос, имеются ли значимые отличия лучевых скоростей линий, помогут дальнейшие спектральные наблюдения.

Если изменение скорости эмиссии $He\ II$ все же отражает орбитальное движение компактного объекта, то полуамплитуда лучевой скорости около 200 км/с говорит в пользу его относительно малой

массы, следовательно, компактный объект может оказаться нейтронной звездой. Такое предположение поддерживают высокая переменность в рентгеновском диапазоне, очень жесткий спектр объекта ($\Gamma \sim 1$) в максимуме светимости, считающиеся косвенными указаниями на ULX с нейтронными звездами, а также идентичная с ультраярким рентгеновским пульсаром NGC 7793 P13 эволюция рентгеновского спектра (см. предыдущий пункт).

3.3. He-ЛТР модель эмиссионного спектра

Детальный анализ спектров ULX показал, что наблюдаемые характеристики их ветров могут оказаться близки к звездным (Фабрика и др., 2015). В работе Костенков и др. (2023) было проведено исследование применимости сферически-симметричных моделей протяженных звездных атмосфер, рассчитанных при помощи не-ЛТР кода CMFGEN (Хиллер, Миллер, 1998), к ветру сверхкритического диска NGC 7793 P13. Показано, что многие (хоть и не все) особенности наблюдаемого спектра могут быть объяснены в рамках подобной модели.

Для количественного анализа одного из спектров VII Zw 403 ULX, полученных 1 октября 2022 г. на спектрографе SCORPIO с гризмами VPHG1200B и VPHG1200R близко к максимуму блеска (видимая звездная величина источника составляла $m_V \approx 20.6$), нами также был применен код CMFGEN. Аналогично случаю NGC 7793 P13 (Костенков и др., 2023), использована комбинированная модель, учитывающая вклады звезды-донора и ветра сверхкритического диска, считающегося единственным местом формирования эмиссионных линий. В качестве модельного спектра донора использовано чернотельное распределение энергии с $T = 11\,500$ К, аппроксимирующее спектр VII Zw 403 ULX в слабом состоянии ($m_V \approx 21.6$), когда, как мы полагаем, в оптическом излучении объекта доминирует звезда-донор.

Большинство модельных параметров протяженной атмосферы сверхкритического диска, рассчитываемой в CMFGEN, было зафиксировано, поиск оптимальной модели осуществлялся преимущественно вариацией темпа потери массы и температуры.

Расстояние до галактики VII Zw 403 было принято равным 4.54 Мпк (Талли и др., 2013). Для учета эффекта покраснения ($A_V = 0.2^m$, Винокуров и др., 2020) модели были свернуты с кривыми поглощения, представленными в работе Фитцпатрик (1999). Модельные спектры были сглажены до разрешения наблюдательных данных (5.3 Å).

Отношение водорода к гелию было принято солнечным, содержание включенных в модель металлов было понижено в 10 раз с учетом представленной в работе Егорова и Лозинской (2011) величине $12 + \log(O/H) = 7.66 \pm 0.03$ при солнечном значении $12 + \log(O/H) = 8.69 \pm 0.04$ (Асплунд и др., 2021).

Динамика ветра была описана простым β -законом, определяющим скорость вещества в зависимости от расстояния от центра объекта как $v(R) = v_\infty(1 - R_*/R)^\beta$, где v_∞ — терминальная

скорость ветра, R_* — радиус гидростатической атмосферы, с которого начинается расчет истечения вещества (соответствует оптической глубине по электронному рассеянию $\tau \sim 100$). “Треугольная” форма профиля линии H α в наблюдаемом спектре указывает на протяженную зону ускорения ветра (Нахарро и др., 1997). В моделях было принято значение $\beta = 4.0$, а терминальная скорость $v_\infty = 1050$ км/с была выбрана в соответствии с шириной линии H α .

Объемный фактор заполнения $f = 0.3$ и скорость $v_f = 200$ км/с, начиная с которой ветер становится неоднороден, выбраны такими же, как в модели ветра NGC 7793 P13 (Костенков и др., 2023). Турбулентная скорость оставалась в рамках стандартных значений для звездных ветров (Краутер и др., 2006; Маркова, Пулс, 2008).

Темп потери массы $\dot{M} \approx 4.0 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ оценивался по соответствию эквивалентной ширины линии H α в модельном спектре наблюдаемому значению. Температура ветра корректировалась в зависимости от соотношения линий ионизованного гелия He II $\lambda 4686$ к нейтральному (например, He I $\lambda 4471$, $\lambda 7065$), а так же соотношению синглета He I $\lambda 6678$ и триплета He I $\lambda 7065$ нейтрального гелия. Рост температуры и уменьшение плотности ветра приводят к увеличению соотношения эквивалентных ширин He I $\lambda 6678/\text{He I } \lambda 7065$ из-за разного механизма депопуляции базового уровня (Костенков и др., 2023). Оптимальный ионизационный баланс гелия в модели был найден при $T_{\tau=2/3} \approx 23$ кК.

Модельный и наблюдаемый спектры в нормированном виде и абсолютных величинах представлены на рис. 3. Модельный спектр хорошо соответствует наблюдаемому в линиях H α , He II $\lambda 4686$ и He I $\lambda 7065$, в то же время некоторые сильные водородные линии в голубой части спектра (например, H γ , H β), а также линии N III бленды Боуэна оказались значительно переоценены.

Однако наиболее значимой проблемой данной модели является низкое значение скорости на границе фотосферы $v_{\tau=2/3} \approx 71$ км/с, что составляет менее 10% от терминальной скорости v_∞ . В то же время в рамках модели ветра сверхкритического ветра ожидается, что выше радиуса фотосферы 10^{11} см (Фабрика и др., 2021) изменения скорости ветра невелики, ввиду того что истечение происходит с радиуса сферизации $R_{sp} \sim 10^8 - 10^9$ см (Шакура, Сюняев, 1973), а значит большая часть зоны ускорения скрыта от наблюдателя оптически плотным веществом. Таким образом, скорость ветра над фотосферой должна составлять существенную долю от v_∞ . Увеличение скорости вещества вблизи фотосферы до $\sim 20\%$ от v_∞ путем уменьшения

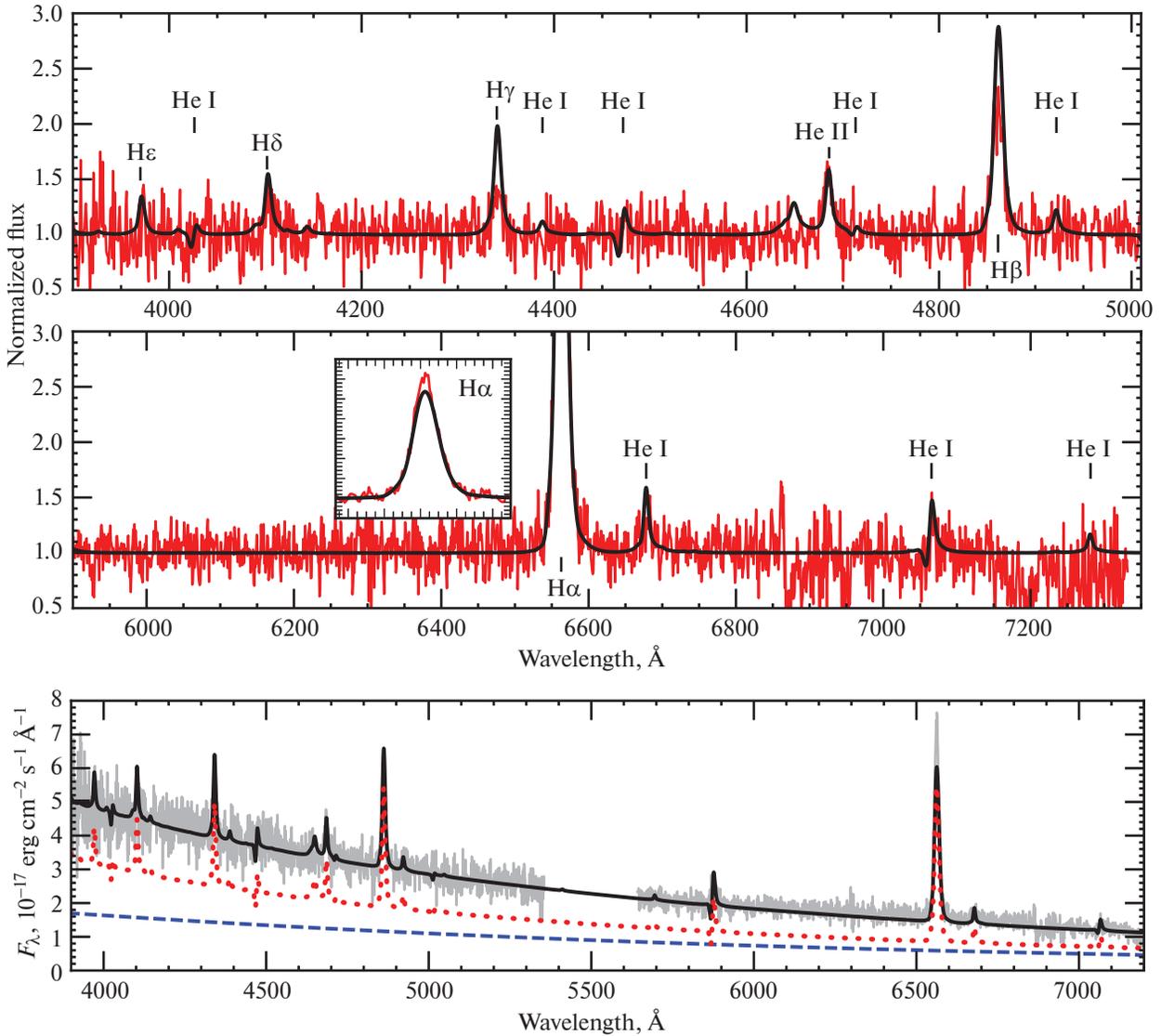


Рис. 3. Модельный и наблюдаемый спектры в нормированном виде (сверху) и абсолютных величинах (снизу). На верхних панелях наблюдения показаны красным, модель — черным. На нижней панели помимо наблюдаемого (серая сплошная линия) и модельного (черная сплошная линия) спектров представлены две составляющие модельного спектра, соответствующие ветру сверхкритического диска (красная пунктирная линия) и континууму звезды-донора (синяя штриховая линия).

гидростатического радиуса модели (или радиуса старта ветра) приводит к появлению в синтетических спектрах П-образных профилей водородных линий, указывающих на приблизительно постоянную скорость ветра в зоне формирования линий. П-образные профили способны достаточно неплохо воспроизвести форму эмиссий $H\beta$ и $H\gamma$, однако не согласуются с наблюдаемой "треугольной" формой линии $H\alpha$. Среди моделей, рассчитанных в рамках простого β -закона ускорения ветра, нами не было найдено оптимального решения описанной проблемы.

Отметим, что в качестве источника ветра с темпом истечения $\dot{M} \approx 4.0 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ и скоростью $v_{\infty} \approx 1000$ км/с может, по-видимому, рассматриваться только сверхкритический диск, поскольку оцененный по косвенным признакам тип донора не способен дать столь мощного оттока вещества: типичные значения параметров ветра А- и поздних В-сверхгигантов составляют 10^{-7} – $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ и 200–400 км/с (Кудрицкий и др., 1999; Маркова, Пулс, 2008). При этом, согласно результатам нашего моделирования, величина \dot{M} , требуемая для воспроизведения наблюдаемых потоков водо-

родных эмиссий, остается практически неизменной и близкой к полученному выше значению $4.0 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ независимо от степени протяженности ветра диска, отражением которой является отношение $v_{\tau=2/3}/v_{\infty}$.

Часть наблюдательных данных получена на уникальной научной установке Большой телескоп альт-азимутальный САО РАН. Работа выполнена в рамках гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2022-262 (13.МНПМУ.21.0003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афанасьев В.Л., Моисеев А.В., Письма в Астрон. журн. **31**, 214 (2005) [V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev], *Astron. Lett.* **31**, 194 (2005)].
- Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic Astron.* **20**, 363 (2011).
- Беккер, Вольф (P.A. Becker and M.T. Wolff), *Astrophys. J.* **654**, 435 (2007).
- Брайтман и др. (M. Brightman, F. Harrison, D.J. Walton, F. Fuerst, A. Hornschemeier, A. Zezas, M. Bachetti, B. Grefenstette, et al.), *Astrophys. J.* **816**, 60 (2016).
- Брорби и др. (M. Brorby, P. Kaaret, and H. Feng), *MNRAS* **448**, 3374 (2015).
- Венг, Фэн (S.-S. Weng and H. Feng), *Astrophys. J.* **853**, 115 (2018).
- Виллар и др. (V.A. Villar, E. Berger, R. Chornock, R. Margutti, T. Laskar, P.J. Brown, P.K. Blanchard, I. Czekala, et al.), *Astrophys. J.* **830**, 11 (2016).
- Винокуров и др. (A. Vinokurov, S. Fabrika, and K. Atapin), *Astrophys. J.* **854**, 176 (2018).
- Винокуров и др. (A. Vinokurov, K. Atapin, and Y. Solovyeva), *Astrophys. J.* **893**, L28 (2020).
- Гладстон и др. (J.C. Gladstone, T.P. Roberts, and C. Done), *MNRAS* **397**, 1836 (2009).
- Гладстон и др. (J.C. Gladstone, C. Copperwheat, C.O. Heinke, T.P. Roberts, T.F. Cartwright, A.J. Levan, and M.R. Goad), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **206**, 14 (2013).
- Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 513 (2017) [S.A. Grebenev, *Astron. Lett.* **43**, 464 (2017)].
- Егоров, Лозинская (O.V. Egorov and T.A. Lozinskaya), *Astrophys. Bull.* **66**, 293 (2011).
- Кинг и др. (A. King, J.-P. Lasota, and M. Middleton), *New Astron. Rev.* **96**, 101672 (2023).
- Колиопанос и др. (F. Koliopanos, G. Vasilopoulos, J. Buchner, S. Maitra, and F. Haberl), *Astron. Astrophys.* **621**, A118 (2019).
- Костенков и др. (A. Kostenkov, A. Vinokurov, K. Atapin, and Y. Solovyeva), *Astrophys. Bull.* **78** (3), 395 (2023).
- Краутер и др. (P.A. Crowther, D.J. Lennon, and N.R. Walborn), *Astron. Astrophys.* **446**, 279 (2006).
- Кудрицкий и др. (R.P. Kudritzki, J. Puls, D.J. Lennon, K.A. Venn, J. Reetz, F. Najarro, J.K. McCarthy, and A. Herrero), *Astron. Astrophys.* **350**, 970 (1999).
- Маркова, Пулс (N. Markova and J. Puls), *Astron. Astrophys.* **478**, 823 (2008).
- Миддлтон и др. (M.J. Middleton, P.C. Fragile, M. Bachetti, M. Brightman, Y.-F. Jiang, W.C.G. Ho, T.P. Roberts, A.R. Ingram, et al.), *MNRAS* **475**, 154 (2018).
- Миддлтон и др. (M.J. Middleton, M. Brightman, F. Pintore, M. Bachetti, A.C. Fabian, F. Fürst, and D.J. Walton), *MNRAS* **486**, 2 (2019a).
- Миддлтон и др. (M.J. Middleton, P.C. Fragile, A. Ingram, and T.P. Roberts), *MNRAS* **489**, 282 (2019b).
- Мотч и др. (C. Motch, M.W. Pakull, F. Grisé, and R. Soria), *Astronomische Nachrichten* **332**, 367 (2011).
- Мотч и др. (C. Motch, M.W. Pakull, R. Soria, F. Grisé, and G. Pietrzyński), *Nature* **514**, 198 (2014).
- Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and J. Poutanen), *MNRAS* **454**, 2539 (2015).
- Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and A. Ingram), *MNRAS* **467**, 1202 (2017).
- Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, P.A. Verhagen, S.S. Tsygankov, M. van der Klis, A.A. Lutovinov, and T.I. Larchenkova), *MNRAS* **474**, 5425 (2018).
- Нахарро и др. (F. Najarro, D.J. Hillier, and O. Stahl), *Å* **326**, 1117 (1997).
- Отт и др. (J. Ott, F. Walter, and E. Brinks), *MNRAS* **358**, 1423 (2005).
- Пинторе и др. (F. Pintore, L. Zampieri, A. Wolter, and T. Belloni), *MNRAS* **439**, 3461 (2014).
- Пинторе и др. (F. Pintore, L. Zampieri, L. Stella, A. Wolter, S. Mereghetti, and G.L. Israel), *Astrophys. J.* **836**, 113 (2017).
- Поутанен и др. (J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, A.G. Butkevich, and P. Abolmasov), *MNRAS* **377**, 1187 (2007).
- Саркисян и др. (A.N. Sarkisyan, A.S. Vinokurov, Y.N. Solovieva, O.N. Sholukhova, A.E. Kostenkov, and S.N. Fabrika), *Astrophysical Bulletin* **72** (4), 486 (2017).
- Талли и др. (R.B. Tully, H.M. Courtois, A.E. Dolphin, J.R. Fisher, P. Héraudeau, B.A. Jacobs, I.D. Karachentsev, D. Makarov, et al.), *Astrophys. J.* **146**, 86 (2013).
- Тао и др. (L. Tao, H. Feng, F. Grisé, and P. Kaaret), *Astrophys. J.* **737**, 81 (2011).
- Уолтон и др. (D.J. Walton, F.A. Harrison, M. Bachetti, D. Barret, S.E. Boggs, F.E. Christensen, W.W. Craig, F. Fuerst, et al.), *Astrophys. J.* **799**, 122 (2015).
- Уолтон и др. (D.J. Walton, F. Fürst, F.A. Harrison, D. Stern, M. Bachetti, D. Barret, M. Brightman, A.C. Fabian, et al.), *MNRAS* **473**, 4360 (2018a).

38. Уолтон и др. (D.J. Walton, F. Furst, M. Heida, F.A. Harrison, D. Barret, D. Stern, M. Bachetti, M. Brightman, A.C. Fabian, and M.J. Middleton), *Astrophys. J.* **856**, 128 (2018b).
39. Уэст и др. (B.F. West, K.D. Wolfram, and P.A. Becker), *Astrophys. J.* **835**, 129 (2017).
40. Фабрика и др. (S. Fabrika, Y. Ueda, A. Vinokurov, O. Sholukhova, and M. Shidatsu), *Nature Phys.* **11**, 551 (2015).
41. Фабрика и др. (S.N. Fabrika, K.E. Atapin, A.S. Vinokurov, and O.N. Sholukhova), *Astrophys. Bull.* **76**, 6 (2021).
42. Фитцпатрик (E.L. Fitzpatrick), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **111**, 755, 63 (1999).
43. Хамери, Ласота (J.M. Hameury and J.P. Lasota), *Astron. Astrophys.* **643**, A171 (2020).
44. Хиллер, Миллер (D.J. Hillier and D.L. Miller), *Astrophys. J.* **496**, 407 (1998).
45. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, and J. Poutanen), *MNRAS* **457**, 1101 (2016).
46. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, V. Doroshenko, A.A. Lutovinov, A.A. Mushtukov, and J. Poutanen), *Astron. Astrophys.* **605**, A39 (2017).
47. Чандра и др. (A.D. Chandra, J. Roy, P.C. Agrawal, and M. Choudhury), *MNRAS* **495**, 2664 (2020).
48. Чашкина и др. (A. Chashkina, G. Lipunova, P. Abolmasov, and J. Poutanen), *Astron. Astrophys.* **626**, A18 (2019).
49. Чех и др. (D. Cseh, F. Grisé, S. Corbel, and P. Kaaret), *Astrophys. J.* **728**, L5 (2011).
50. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **500**, 33 (1973).