

УДК 524.38-735+52-44:520.84-17

ПРИРОДА ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА NGC 7793 P13: МОДЕЛИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗДЫ-ДОНОРА

© 2024 А. С. Винокуров^{1*}, А. Е. Костенков^{1**}, К. Е. Атапин², Ю. Н. Соловьева¹¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия²Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 28 марта 2024; после доработки 26 апреля 2024; принята к публикации 30 апреля 2024

Мы продолжаем исследование ультраяркого рентгеновского источника NGC 7793 P13 в оптическом диапазоне. В данной работе мы проверяем возможность описания спектра объекта в рамках сферически-симметричной модели ветра звезды-донора, которая ранее была идентифицирована как V91a-сверхгигант. В результате моделирования было получено хорошее согласие модельного и наблюдаемого спектров при относительно высоком значении темпа потери массы $\dot{M} \approx 6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, остальные параметры оказались близки к ожидаемым для поздних В-сверхгигантов. Повышенный темп потери массы может быть объяснен высокой скоростью вращения звезды. Кроме того, на качественном уровне было показано влияние рентгеновского прогрева на наблюдаемый спектр, обсуждается принципиальная возможность ускорения ветра в условиях мощного облучения.

Ключевые слова: *звезды: фундаментальные параметры — звезды: потеря массы — звезды: ветер, истечения — рентгеновское излучение: двойные*

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультраяркие рентгеновские источники (ultraluminous X-ray sources, ULXs) — это расположенные вне центров галактик объекты с рентгеновской светимостью более 10^{39} эргс⁻¹, что соответствует Эддингтоновскому пределу черной дыры с массой около $10 M_{\odot}$. Согласно современным представлениям, большинство ULX является двойными системами, чье энерговыделение обеспечивается сверхэддингтоновской (сверхкритической) аккрецией звездных масс на нейтронные звезды или черные дыры (см. обзоры Fabrika et al., 2021; King et al., 2023; Pinto and Walton, 2023). Как теоретические работы (например, Shakura and Sunyaev, 1973; Lipunova, 1999; Poutanen et al., 2007; Chashkina et al., 2019), так и многочисленные публикации с результатами радиационно-(магнито)гидродинамических расчетов (Ohsuga et al., 2005, 2009; Ohsuga and Mineshige, 2011; Kawashima et al., 2012; Takahashi and Ohsuga, 2015, 2017; Sądowski and Narayan, 2016; Kawashima and Ohsuga, 2020; Yoshioka et al., 2022) предсказывают, что при сверхкритическом

режиме аккреции давление излучения в центральных областях аккреционного диска приводит к увеличению его толщины и мощному высокоскоростному истечению вещества с его поверхности (возникает так называемый сверхкритический диск с ветром). Недавнее обнаружение эмиссионных и абсорбционных особенностей в рентгеновских спектрах ряда ULX подтвердило существование истечений со скоростями $V_w \approx 0.1c$ (Pinto et al., 2016, 2017, 2021; Kosec et al., 2018).

Проанализировав оптические спектры ряда ULX, Fabrika et al. (2015) пришли к выводу, что наблюдаемые в спектрах эмиссионные линии, вероятнее всего, формируются в ветрах сверхкритических дисков, которые по своим физическим характеристикам должны быть похожи скорее на ветра звезд, чем на истечения с поверхностями геометрически тонких аккреционных дисков, наблюдаемые у Галактических рентгеновских двойных во время вспышек. Это сходство натолкнуло нас на мысль, что для количественного анализа спектров ULX можно применить методы моделирования протяженных атмосфер, разработанные для звездных ветров. Данную идею мы попытались реализовать в работах Kostenkov et al. (2020 b, c; 2023). В последней работе мы применили не-ЛТР код SMFGEN для измерения параметров ветра ультра-

*E-mail: vinokurov@sao.ru

**E-mail: kostenkov@sao.ru

яркого рентгеновского пульсара NGC 7793 P13 — системы, состоящей из нейтронной звезды и сверхгиганта класса B9 Ia (Motch et al., 2014). Объект обладает ярко выраженным эмиссионным спектром, указывающим на наличие мощного ветра, гораздо более сильного, чем следует ожидать от типичного сверхгиганта данного класса (не выше $5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, Crowther et al., 2006; Markova and Puls, 2008). По этой причине нам показалось разумным рассмотреть двухкомпонентную модель, в которой основная доля континуального излучения и абсорбции формируется на доноре, а эмиссионный спектр — в ветре сверхкритического диска. Ввиду малого размера фотосферы ветра по сравнению с размером донора, вклад диска в полную оптическую светимость объекта оказался не более 10%.

Данная модель относительно хорошо воспроизвела интенсивности эмиссионных линий, но при этом был выявлен целый ряд ее недостатков. Наиболее серьезная проблема возникла с описанием наблюдаемых P Cug-профилей, которые пришлось «конструировать» из двух отдельных компонент, смещая абсорбции донора относительно эмиссий ветра диска в голубую сторону на максимально возможный для данной орбитальной фазы доплеровский сдвиг в 80 км с^{-1} . Но даже при таком смещении глубины абсорбционных компонент профилей ряда линий оказались недооценены в 2–3 раза. Было показано, что для лучшего воспроизведения профилей H α , H β и H γ , а также положения в спектре чисто абсорбционных линий бальмеровской серии, требуется скорость движения $100\text{--}250 \text{ км с}^{-1}$, тогда как для линий металлов — более низкая, вплоть до 20 км с^{-1} для Mg II $\lambda 4481$. Таким образом, в рамках данной модели не удалось удовлетворительно воспроизвести не только P Cug-профили, но и положение абсорбционных линий. Еще однимстораживающим результатом стали близкие значения температуры фотосферы ветра сверхкритического диска (температура потери массы в котором был оценен как $\dot{M} \approx 1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$) и звезды-донора: разница между ними составила лишь 20%.

Совокупность этих фактов позволяет предположить, что источником как эмиссий, так и абсорбций в действительности является звезда-донор, которая по каким-то причинам сама продуцирует ветер с требуемым \dot{M} . Предположение о наличии у донора мощного ветра согласуется с выводами El Mellah et al. (2019), которые оценили требуемый темп потери массы в ветре донора P13 ($\dot{M} \approx 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$), необходимый для обеспечения наблюдаемой рентгеновской светимости системы в случае аккреции из ветра (имея в виду так

называемый «ветер, переполняющий полость Роша», wind Roche lobe overflow). Одной из причин, по которой авторы предложили этот механизм в случае NGC 7793 P13, стала известная проблема нестабильности аккреции в системах с большим отношением массы донора к массе аккретора, если донор переполняет свою полость Роша.

В данной работе мы продолжаем исследование NGC 7793 P13 и проверяем возможность воспроизведения оптического спектра объекта в рамках модели атмосферы звезды-донора со свободными значениями параметров ветра. Текст статьи организован следующим образом: в разделе 2 приводится краткая информация об использованных в работе спектральных данных; в разделах 3 и 4 описываются методика определения параметров модели и результаты расчетов; раздел 5 посвящен проблеме воспроизведения эмиссионной линии He II $\lambda 4686$; в разделе 6 подводятся итоги моделирования и обсуждаются полученные значения параметров.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для исследования атмосферы звезды-донора нами были использованы те же спектры NGC 7793 P13, что и в работе Kostenkov et al. (2023). Наблюдательные данные были получены в рамках программы спектрального мониторинга NGC 7793 P13 в 2009–2011 годах на 8-м телескопе VLT с применением спектрографа FORS-2 (Motch et al., 2011; 2014). Мы использовали спектры, последовательно снятые 17 ноября 2009 года в голубом (3700–5200 Å, гризма GRIS_1200B+97) и красном (5750–7310 Å, гризма GRIS_1200R+93) диапазонах длин волн. Спектральное разрешение составляло примерно 2.3 \AA . Блеск объекта на момент наблюдений был близок к максимуму $V = 20^{\text{m}}0 \pm 0^{\text{m}}01$, что соответствует наилучшей видимости прогретой рентгеновским излучением полусферы звезды (Motch et al., 2014). Критерии выбора данных для моделирования и подробное описание их обработки приведено в первой части исследования эмиссионного спектра NGC 7793 P13 (Kostenkov et al., 2023).

3. МЕТОДЫ

Мы рассмотрели модель, предполагающую формирование всего оптического спектра NGC 7793 P13 (как континуальной составляющей, так и эмиссионных линий) в протяженной атмосфере звезды-донора. При этом считалось, что вкладом аккреционного диска в оптическое излучение можно пренебречь. Источником ионизации вещества ветра являлась прогретая рентгеновским

излучением фотосферы звезды с увеличенной средней эффективной температурой; вопрос прямого облучения ветра высокоэнергетичными квантами рассмотрен в разделах 5 и 6. Моделирование проводилось с использованием не-ЛТР кода CMFGEN (Hillier and Miller, 1998), который решает уравнение переноса излучения в сопутствующей системе отсчета для расширяющихся атмосфер в сферически-симметричной геометрии. Описание основных параметров, которыми оперирует CMFGEN, представлено в нашей предыдущей статье (Kostenkov et al., 2023).

Для сокращения времени подбора оптимальных параметров модели вместо квазигидростатической аппроксимации ветра на дозвуковых скоростях (Kostenkov et al., 2023) мы использовали значение эффективной изотермальной шкалы высоты фотосферы h_{eff} . Такой упрощенный подход расчета структуры нижних слоев атмосферы, переходящих в ветер с увеличением расстояния от поверхности звезды, успешно применялся как для моделирования плотных протяженных атмосфер LBV-звезд (Najarro et al., 1997), так и для описания оптически тонких ветров О-звезд (Hillier et al., 2003). Изменение скорости ветра звезды-донора с расстоянием при $v > v_{\text{sonic}}$ оставалось в рамках простого β -закона. Полностью скоростной закон определялся выражением:

$$v(r) = \frac{v_0 + (v_\infty - v_0)(1 - R_*/r)^\beta}{1 + (v_0/v_{\text{core}}) \exp[(R_* - r)/h_{\text{eff}}]}, \quad (1)$$

где β — показатель степени, параметризующий ускорение ветра с расстоянием от центра звезды; v_{core} — скорость на гидростатическом радиусе R_* (в рамках расчета моделей в CMFGEN гидростатический радиус определяется как внутренний радиус модели с $\tau_{\text{Ross}} \gtrsim 20$); v_0 — параметр, определяющий распределение скорости газа в переходной зоне между нижними слоями атмосферы и ветром; v_∞ — терминальная скорость ветра. Значение v_{core} выбиралось таким, чтобы сохранить значение оптической глубины на гидростатическом радиусе в диапазоне $20 \leq \tau_{\text{Ross}} \leq 100$. Значение v_0 было принято равным скорости звука $v_{\text{sonic}} \approx 10 \text{ км с}^{-1}$.

Эффективная шкала высоты h_{eff} связана с температурой и ускорением свободного падения на расстоянии фотосферы как

$$h_{\text{eff}} = 1.2 \times 10^{-3} \frac{(1 + \gamma)T_{\text{ph}}}{\mu(1 - \Gamma)g} R_\odot, \quad (2)$$

где μ — средняя атомная масса в атомных единицах массы, γ — среднее число электронов на атом, Γ — отношение общего давления излучения к ускорению свободного падения g .

Подбор оптимальной модели осуществлялся преимущественно варьированием темпа потери

массы \dot{M} и температуры фотосферы T_{ph} (на $\tau_{\text{Ross}} = 2/3$). Ввиду комплексного влияния множества дополнительных параметров протяженной атмосферы на модельный спектр, получение достоверных оценок большинства из них затруднено. Например, зависимость силы линий гелия и металлов от микротурбулентной скорости v_{turb} вещества не позволяет точно оценить как содержание соответствующих элементов, так и температуру нижних слоев атмосферы из-за влияния эффектов перекрытия уровней линий на ионизационное состояние вещества (Markova et al., 2008). Значение объемного фактора заполнения f , параметризирующего микронеоднородности в веществе, или распределение скорости в ветре β не могут быть однозначно определены с использованием лишь оптических наблюдательных данных (Mokiem et al., 2007; Kostenkov et al., 2020a; Hawcroft et al., 2021). В некоторых случаях возможно оценить терминальную скорость ветра v_∞ по полуширине запрещенных линий, формируемых во внешних частях ветра, например [N II] $\lambda 5755$ и некоторых линий [Fe II] (Stahl et al., 1991, 2001; Gvaramadze et al., 2010). Однако подобные индикаторы терминальной скорости отсутствуют в оптическом спектре NGC 7793 P13. Таким образом, параметры моделей, измерение которых затруднено, либо постулировались, либо варьировались в пределах стандартных значений (см. ниже).

Значение микротурбулентной скорости $v_{\text{turb}} = 10 \text{ км с}^{-1}$ в моделях соответствовало нижней границе диапазона $10\text{--}20 \text{ км с}^{-1}$, полученного из наблюдений В-сверхгигантов (Trundle et al., 2004; Crowther et al., 2006; Markova and Puls, 2008), аналогично принятому значению в предыдущей части работы.

Величина объемного фактора заполнения в ветрах В-сверхгигантов имеет большую неопределенность. Гидродинамические расчеты их ветров, согласованные с эволюционными моделями, дают $f \approx 0.05$ (Krtićka et al., 2024), которое входит в диапазон значений $f \approx 0.02\text{--}0.1$, полученных при исследовании линий в ультрафиолетовом диапазоне спектров О-звезд (Puls et al., 2008; Krtićka and Kubát, 2017; Bouret et al., 2021). В то же время детальное моделирование ветров четырех В-сверхгигантов, выполненное Bernini-Peron et al. (2023), показало, что эти звезды имеют более однородный ветер с $f \gtrsim 0.5$. Мы приняли среднее значение объемного фактора заполнения $f = 0.1$. При этом считалось, что неоднородности в ветре возникают в глубоких слоях атмосферы, начиная со скоростей ветра $v_{\text{cl}} = 30 \text{ км с}^{-1}$, аналогично ветрам О-звезд (Bouret et al., 2003, 2005; Hillier et al., 2003), а с увеличением расстояния от поверхности звезды объемный фактор

заполнения уменьшается согласно соотношению $f(v) = f_\infty + (1 - f_\infty) \exp[-v/v_{cl}]$ (Hillier and Miller, 1999), начиная с $f = 1.0$ (что соответствует однородному ветру) и достигая минимального значения $f_\infty = 0.1$. Отметим, что микронеоднородность вещества во внутренних и внешних частях ветра может существенно отличаться в зависимости от свойств истекающего вещества. Для получения более точных оценок необходимы совместные исследования в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах (Puls et al., 2006).

Моделирование оптических спектров В-сверхгигантов при помощи не-ЛТР-кодов показало, что значения β , необходимые для оптимального описания линии $H\alpha$, находятся в диапазоне 1–3 (Kudritzki et al., 1999; Trundle et al., 2004; Crowther et al., 2006; Markova and Puls, 2008). Однако гидродинамические расчеты плотных ветров массивных звезд с температурами ниже бистабильного предела предсказывают быстрый рост скорости ветра $\beta \approx 0.7-1.0$ (Vink, 2018). Как показали Petrov et al. (2014), полученные в результате аппроксимации оптического спектра значения β могут оказаться завышены из-за наличия оптически толстых неоднородностей в ветре. По результатам сравнения профилей линий водорода в наблюдаемом и модельных спектрах при разных значениях β (подробнее см. в разделе 4) в качестве оптимального значения было выбрано $\beta = 1$.

С учетом эмпирического соотношения терминальной скорости к скорости убегания на R_* ($v_\infty/v_{esc} \approx 0.9-1.4$) для звезд с температурами 10–17 кК (Lamers et al., 1995; Kudritzki et al., 1999; Crowther et al., 2006; Markova and Puls, 2008) и вероятного возможного диапазона масс звезды-донора 18–23 M_\odot (Motch et al., 2014) мы приняли значение терминальной скорости $v_\infty = 350 \text{ км с}^{-1}$, что соответствует $v_\infty/v_{esc} = 1.3$ для $M = 20 M_\odot$ и $R_* = 100 R_\odot$. Выбранная величина позволила нам удовлетворительно воспроизвести как наблюдаемые скорости абсорбционных компонент, так и полуширины эмиссий линий водорода бальмеровской серии при фиксированном значении $\beta = 1.0$.

Химический состав вещества в атмосфере модели звезды-донора (по числу атомов $\text{He}/\text{H} = 0.20$, по массовой доле $X_C/X_\odot \approx 0.1$, $X_N/X_\odot \approx 1.0$, $X_O/X_\odot = 0.15$) был идентичен химическому составу В-сверхгигантов (Crowther et al., 2006) с учетом пониженной металличности $Z = 0.5 Z_\odot$ галактики NGC 7793 (Pilyugin et al., 2014). Содержание включенных в модель элементов тяжелее кислорода (Ne, Mg, Si, Ca, Fe) было принято равным $Z = 0.5 Z_\odot$.

В качестве начального приближения температуры фотосферы нами выбрано значение $T_{ph} = 13 \text{ кК}$, полученное при моделировании

звезды-донора в рамках комбинированной модели (Kostenkov et al., 2023) с учетом прогрева поверхности звезды рентгеновским излучением. На первом этапе моделирования оптического спектра NGC 7793 P13 нами было подобрано значение \dot{M} в соответствии с эквивалентными ширинами эмиссий бальмеровской серии (главным образом $H\alpha$) и триплетов He I в оптическом спектре (Kostenkov et al., 2020c). Мы считали приемлемым отклонение модельных интенсивностей указанных линий от наблюдаемых менее 15%. Влияние изменения температуры фотосферы в пределах $\Delta T_{ph} = \pm 3 \text{ кК}$ на полученные оценки \dot{M} было относительно малым ввиду небольших изменений ионизационного состояния ветра между бистабильными переходами, происходящими при температурах фотосферы около 20 кК и 10 кК соответственно (Groh et al., 2011; Petrov et al., 2016).

Далее, для уточнения температуры фотосферы T_{ph} звезды-донора нами была рассчитана сетка моделей в диапазоне температур от 10 кК до 15 кК с шагом 500 К. Как и в работе Kostenkov et al. (2023), выбор оптимального значения T_{ph} основывался на совместной аппроксимации линий He I $\lambda 4471$ и Mg II $\lambda 4481$, а также глубины абсорбционных компонент линий водорода бальмеровской серии и отношения интенсивностей эмиссий синглета и триплета He I $\lambda 6678/\lambda 7065$. Изменение температуры фотосферы осуществлялось варьированием светимости для получения близких значений гидростатического радиуса в моделях и, как следствие, идентичного распределения плотности ветра при одинаковых темпах потери массы.

После получения оптимальных значений темпа потери массы \dot{M} и температуры фотосферы T_{ph} эффективная шкала высоты атмосферы h_{eff} была уточнена по глубине абсорбционных компонент линий Nd, He и абсорбциям бальмеровской серии более высокого порядка, в которых вклад формируемой в ветре эмиссионной компоненты минимален. Влияние параметра h_{eff} на модельный спектр аналогично g в случае квазигидростатического приближения для нижних слоев атмосферы. Рассчитанные модельные спектры были сглажены с помощью процедуры rotBroad пакета PyAstronomy, имитируя вращение звезды с проекционной скоростью 50 км с⁻¹.

На финальном этапе светимость и радиус модели были скорректированы с учетом видимой звездной величины объекта $V = 20^m0$, расстояния до галактики NGC 7793 P13 3.7 Мпк (Radburn-Smith et al., 2011), а также величины межзвездного поглощения $A_V = 0^m2$ (Motch et al., 2014) с использованием кривых покраснения Fitzpatrick

(1999). Далее значения параметров финальной модели, определяющих плотность ветра, масштабировались в соответствии с соотношениями $L \propto R^2$ и $\dot{M} \propto R^{1.5}$ (Najarro et al., 1997). Для получения лучшего согласия модели и наблюдаемого спектра значение темпа потери массы было уточнено после коррекций радиуса модели.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В процессе визуального подбора финальной модели мы ориентировались на оптимальный баланс соответствия интенсивностей и полуширин эмиссий, а также глубины и смещения абсорбционных компонент различных элементов. По итогам расчета более 100 моделей с различными значениями T_{ph} , \dot{M} , β и v_{∞} нам удалось достигнуть достаточно хорошего согласия с наблюдениями за исключением отдельных линий. Модельный спектр в абсолютных потоках и нормированном виде показан на рис. 1 и 2 соответственно, на рис. 3 отдельно продемонстрированы профили наиболее значимых линий. В таблице 1 представлены основные характеристики модели. Из-за большого количества взаимосвязанных параметров, отсутствия численных критериев подбора и сложностей расчета значения в таблице 1 приведены без погрешностей аналогично Kostenkov et al. (2023).

В ходе подбора оптимальной модели нами было исследовано влияние показателя скоростного закона β в пределах 1–3 на финальные параметры модели и профили спектральных линий. Увеличение β до 2–3 расширяет зону формирования линий водорода бальмеровской серии, в то же время смещая эту область на меньшие скорости, что приводит к уменьшению ширины линий при фиксированном значении v_{∞} (например, Najarro et al., 1997). Таким образом, сохранение формы профилей линий в спектре при $\beta > 2$ требует значительного увеличения терминальной скорости, до величин 500–700 км с⁻¹, что кратно превышает v_{∞} , ожидаемую в случае донора P13. Также при $\beta > 2$ голубое смещение абсорбционных компонент линий водорода и He I оказывается недостаточным по причине более медленного ускорения ветра в нижних слоях атмосферы. Поэтому оптимальным было признано стандартное значение $\beta = 1.0$, которое при высоких темпах потери вещества в ветре (см. ниже) позволило нам воспроизвести как скорости абсорбционных линий разных ионов, так и ширины эмиссий водорода при значении терминальной скорости $v_{\infty} = 350$ км с⁻¹, укладываемые в рамки эмпирических соотношений.

Эффективная шкала высоты атмосферы h_{eff} также влияет на скоростное распределение истекающего вещества вблизи поверхности звезды и,

соответственно, на глубину и смещение абсорбционных компонент профилей линий. Оптимальное значение $h_{\text{eff}} = 0.01$ было выбрано при аппроксимации глубины абсорбций водорода в голубой части спектра. Для середины диапазона возможных масс донора 18–23 M_{\odot} (Motch et al., 2014) приведенное значение эффективной шкалы высоты соответствует $\lg g = 1.71$, что несколько ниже теоретического значения для одиночной звезды B9 Ia (Straizys and Kuriliene, 1981).

Минимизация расхождения глубины линий гелия и металлов в модельном и наблюдаемом спектрах осуществлялась преимущественно изменением температуры; ко второму фундаментальному параметру ветра — темпу потери массы — наиболее чувствительны эквивалентные ширины эмиссий водорода. Кроме того, как значение темпа потери массы, так и величина температуры (в меньшей степени) наряду с параметрами скоростного закона влияли на положение и профиль линий в спектре. Наиболее оптимальным выбором среди всех рассмотренных вариантов была признана модель с $T_{\text{ph}} = 13.5$ кК и $\dot{M} = 5.8 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$.

Варьирование T_{ph} оказывает разнонаправленный эффект на линии в модельном спектре, однако решение, полностью соответствующее наблюдениям, отсутствует, что демонстрируется на рис. 4. Показанные на рисунке модели рассчитаны для различных значений светимости и, как следствие, температуры фотосферы при фиксированных величинах темпа потери массы $\dot{M} = 5.8 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ и радиуса $R_{*} = 101 R_{\odot}$. Как видно из рис. 4, модель с температурой фотосферы 12.5 кК наилучшим образом описывает абсорбционную линию Mg II $\lambda 4481$, однако использование такой температуры приводит к существенной недооценке эмиссионных компонент линий He I $\lambda 6678$, $\lambda 7065$. Глубина абсорбций H β и H α переоценена во всех моделях, хотя данный эффект наиболее выражен при пониженных температурах. Отметим, что темп потери массы при $T_{\text{ph}} = 12.5$ кК и $T_{\text{ph}} = 14.5$ кК должен быть скорректирован в пределах 15% для сохранения эквивалентных ширин эмиссий водорода (в данном случае мы показываем независимое влияние температуры на модельные спектры). При повышении температуры фотосферы до $T_{\text{ph}} = 14.5$ кК линия Mg II $\lambda 4481$ ослабляется, при этом соответствие эквивалентных ширин линий He I $\lambda 6678$, $\lambda 7065$ наблюдаемым значениям практически идентично модели с $T_{\text{ph}} = 13.5$ кК. Дальнейшее увеличение температуры приводит к инверсии соотношения интенсивностей синглета He I $\lambda 6678$ и триплета He I $\lambda 7065$ гелия из-за различных механизмов депопуляции базового уровня (Siviero and Munari, 2003), однако подобная особенность не наблюдается в спектре NGC 7793 P13.

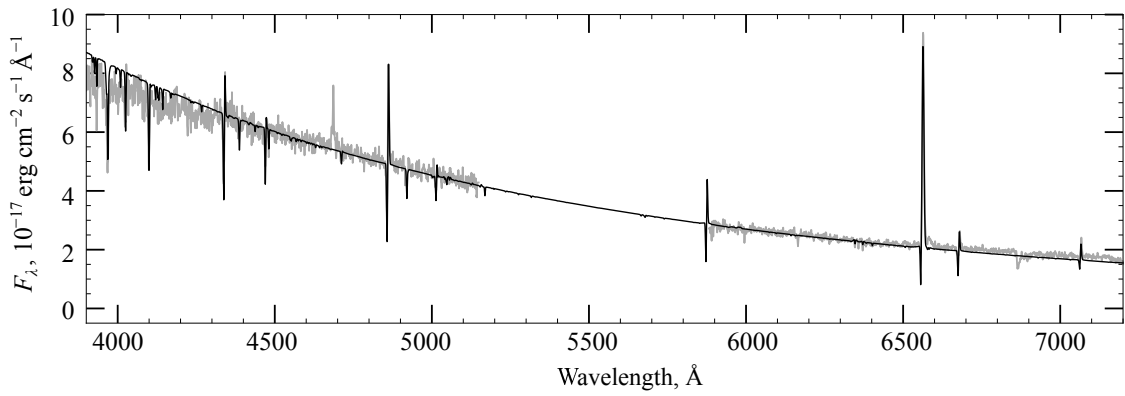


Рис. 1. Наблюдаемый спектр NGC 7793 P13 (серая сплошная линия) и аппроксимирующая его модель ветра звезды-донора (черная сплошная линия).

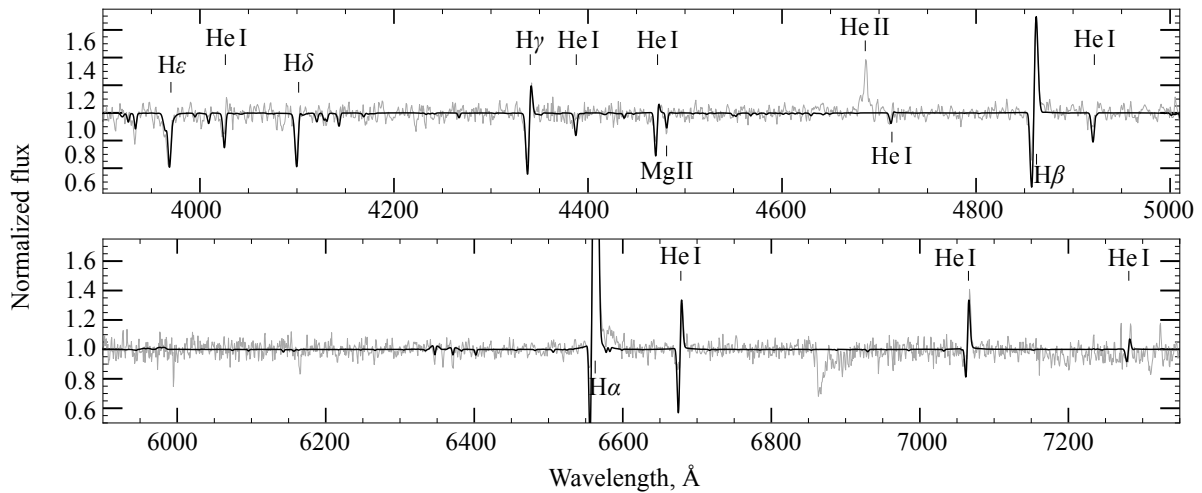


Рис. 2. Представленные на рис. 1 наблюдаемый и аппроксимирующий его модельный спектры NGC 7793 P13 в нормированном виде.

Также отметим, что ни одна из рассчитанных нами моделей не описывает эмиссию ионизованного гелия He II $\lambda 4686$. При отсутствии экстремальных условий, таких как повышенная турбулентность (например, как в Kostenkov et al., 2023), минимальный температурный порог для описания профиля линии ионизованного гелия He II $\lambda 4686$ в рамках модели стандартного звездного ветра составляет 23–25 кК. Полученное нами оптимальное значение температуры $T_{ph} = 13.5$ кК (эта величина аналогична результатам Kostenkov et al. (2023), но примерно на 2500 К более высокая, чем у Motch et al. (2014)) уже учитывает прогрев фотосферы звезды-донора излучением рентгеновского источника, который должен наблюдаться при данной фазе орбитального движения. Помимо прогрева фотосферы звезды рентгеновские кванты также должны возбуждать само вещество ветра. Ниже мы показываем, что учет этого явления способен приводить к появлению эмиссии He II $\lambda 4686$ даже в наших относительно холодных моделях.

5. УЧЕТ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ВЕТРА РЕНТГЕНОВСКИМ ИСТОЧНИКОМ

Детальный расчет эффектов облучения звездного ветра рентгеновскими квантами предполагает проведение совместных радиационно-гидродинамических расчетов в трехмерной геометрии. Но ввиду высокой сложности таких вычислений, на текущем этапе развития методов моделирования протяженных звездных атмосфер учет рентгеновского облучения ветра в основном происходит путем модификации существующих сферически-симметричных не-ЛТР моделей. В частности, в работе Sander et al. (2018) в ходе расчета модели при помощи кода PoWR (Gräfener et al., 2002; Hamann and Gräfener, 2003) к полю излучения добавлялась компонента, соответствующая свободно-свободному излучению дополнительного оптически-тонкого сферического слоя горячей плазмы. Подобный метод используется для добавления излучения ударных волн в мо-

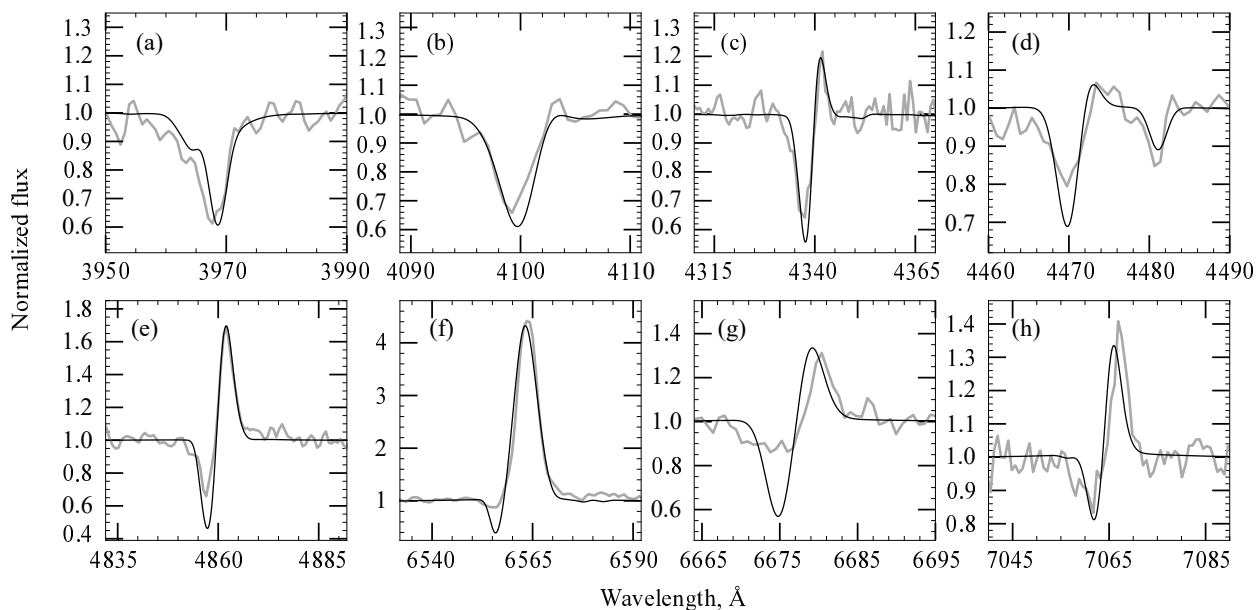


Рис. 3. Сравнение формы профилей выбранных спектральных линий в наблюдаемом (серая сплошная линия) и модельном (черная сплошная линия) спектрах: (a) He; (b) H δ ; (c) H γ ; (d) He I λ 4471, Mg II λ 4481; (e) H β ; (f) H α ; (g) He I λ 6678; (h) He I λ 7065.

Таблица 1. Основные параметры модели звезды-донора: L — светимость прогретой поверхности звезды-донора; \dot{M} — темп потери массы в ветре; R_{ph} — радиус фотосферы; T_{ph} — температура фотосферы; R_* — гидростатический радиус, который в нашей модели соответствует оптической толщине $\tau_{\text{Ross}} \approx 75$; T_* — температура на R_* ; h_{eff} — эффективная шкала высоты атмосферы; v_{∞} — терминальная скорость ветра; β — показатель скоростного закона ветра; f — объемный фактор заполнения; v_{cl} — скорость, начиная с которой ветер перестает быть однородным; v_{turb} — микротурбулентная скорость в атмосфере звезды

Параметры	L , L_{\odot}	\dot{M} , $M_{\odot} \text{ год}^{-1}$	R_{ph} , R_{\odot}	T_{ph} , кК	R_* , R_{\odot}	T_* , кК	h_{eff} , R_*	v_{∞} , км с $^{-1}$	β	f	v_{cl} , км с $^{-1}$	v_{turb} , км с $^{-1}$
Значения	3.3×10^5	5.8×10^{-6}	105	13.5	101	13.7	0.01	350	1.0	0.1	30	10

дели CMFGEN (Hillier and Miller, 1998). Для учета влияния рентгеновского излучения на звездный ветер мы использовали альтернативный подход, представленный в работах Krtićka et al. (2012, 2018, 2022), посвященных изучению динамики ветров в тесных двойных системах. Средние интенсивности поля излучения, соответствующего описанной в предыдущем разделе оптимальной модели, были увеличены с учетом дополнительного вклада высокоэнергетичной компоненты. Далее, при модифицированном таким образом поле излучения были получены новые населенности уровней как решение уравнений статистического равновесия, при этом параметры оптимальной модели больше не корректировались. Добавка к средней интенсивности составляла

$$J_{\nu}^X = \frac{L_{\nu}^X}{16\pi^2 d^2} e^{-\tau_{\nu}(r)}, \quad (3)$$

где L_{ν}^X — нормированная на $L_{\text{total}}^X = \int L^X(\nu) d\nu$ монохроматическая рентгеновская светимость, рентгеновский поток был равномерно распределен в диапазоне от 10 кэВ до порога ионизации He II (примерно 0.06 кэВ), что приблизительно соответствует форме рентгеновского спектра NGC 7793 P13 по результатам Motch et al. (2014); d — расстояние от рентгеновского источника до рассматриваемой точки в ветре звезды; $\tau_{\nu}(r)$ — оптическая глубина на частоте ν в выбранной точке ветра относительно рентгеновского источника, определяемая как

$$\tau_{\nu}(r) = \left| \int_r^D f(r') \chi_{\nu}(r') dr' \right|, \quad (4)$$

где $f(r)$ — объемный фактор заполнения, $\chi_{\nu}(r)$ — непрозрачность вещества на частоте ν ,

на абсорбционной компоненты линии He I $\lambda 6678$, кроме того, абсорбционная компонента сместится на меньшие скорости. Вероятно, ключ к решению проблем воспроизведения данных линий — отказ от сферической геометрии и учет нецентрального расположения рентгеновского источника.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе мы продолжили исследование природы эмиссионного оптического спектра ультраяркого рентгеновского пульсара NGC 7793 P13. Если в предыдущей статье (Kostenkov et al., 2023) мы рассмотрели модель, в которой звезда-донор V9 Ia не давала эмиссионных линий из-за слабости собственного истечения и все эмиссии формировались в ветре сверхкритического аккреционного диска (двухкомпонентная модель), то теперь донор обладает сильной потерей вещества и способен самостоятельно обеспечить наблюдаемый оптический спектр. Новая модель показала ряд преимуществ в сравнении с двухкомпонентной моделью. Так, несмотря на меньшее число степеней свободы, она естественным образом позволила получить P Cug-профили линий водорода и нейтрального гелия, а также воспроизвела глубину и положение абсорбционных линий, что не удалось сделать при сложении спектров стандартной звезды V9 Ia и ветра сверхкритического диска (Kostenkov et al., 2023). Некоторые несоответствия в форме отдельных линий могут быть связаны с вероятной асимметрией звездного ветра, учет которой выходит за рамки настоящей работы. Найденные основные параметры донора (таблица 1) — светимость, радиус фотосферы и ее температура — близки к ожидаемым для позднего В-сверхгиганта и практически не отличаются от значений, полученных в рамках двухкомпонентной модели (таблица 1 в работе Kostenkov et al., 2023). Отдельного обсуждения заслуживает только темп потери массы в ветре звезды, а также вопросы, связанные с прогревом поверхности и ветра звезды рентгеновским излучением пульсара.

6.1. Прогрев звезды-донора и коллимация рентгеновского излучения системы

В двухкомпонентной модели воспроизведение интенсивности линии ионизованного гелия He II $\lambda 4686$ нами было достигнуто за счет повышения микротурбулентной скорости ветра до $v_{\text{turb}} = 50 \text{ км с}^{-1}$. Это можно считать допустимым в случае ветров сверхкритических дисков (Kobayashi et al., 2018), но в атмосферах относительно холодных звезд подобные скорости турбулентности не наблюдаются (Trundle et al., 2004; Crowther et al., 2006; Markova and Puls, 2008).

Поэтому в рамках текущей модели нам пришлось учесть, что рентгеновское излучение пульсара не только прогревает фотосферу звезды, но и ионизует вещество ее ветра.

Мы выяснили, что в зависимости от расстояния между рентгеновским источником и донором для получения требуемой интенсивности линии гелия He II $\lambda 4686$ рентгеновская светимость должна быть порядка $10^{37} - 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$. Эта оценка на 2.5–3 порядка меньше рентгеновской (изотропной) светимости системы, как известной из прямых рентгеновских наблюдений, так и требуемой для объяснения наблюдаемых вариаций оптического блеска NGC 7793 P13, происходящих вследствие прогрева донора (Motch et al., 2014). В то же время облучение ветра донора изотропным рентгеновским источником с $L_{\text{total}}^X \sim 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$ должно переводить ветер в высокоионизованное состояние, при котором его ускорение становится невозможным и ветер оказывается подавлен¹ (Stevens and Kallman, 1990).

Мы полагаем, что выходом из сложившегося затруднения может быть экранирование для звезды-донора рентгеновского излучения центрального источника какими-либо частями аккреционного диска. В частности, многими авторами (см. обзоры Fabrika et al., 2021; King et al., 2023) обсуждается коллимация рентгеновского излучения ULX в геометрически толстых дисках, где в центральных частях «пустое» пространство над поверхностью диска формирует относительно узкий канал, в пределах которого и выходит большая часть фотонов (Shakura and Sunyaev, 1973; Lipunova, 1999; Poutanen et al., 2007; Kawashima et al., 2012; Sądowski and Narayan, 2016; Takahashi and Ohsuga, 2017; Yoshioka et al., 2022). В результате основная часть рентгеновского потока должна излучаться в пределах угла θ_f от оси канала, что, с одной стороны, уменьшает оценку требуемой рентгеновской светимости по сравнению с изотропным случаем, а с другой — позволяет осветить лишь часть ветра донора.

Оценки получаемого в таком канале увеличения наблюдаемой светимости по сравнению с реальным количеством излученной энергии (так называемый beaming factor, B) сильно разнятся в зависимости

¹Новые результаты моделирования указывают на потенциальную возможность сохранить ветер донора при рентгеновских светимостях вплоть до $10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$ в случае сильно выраженной неоднородной структуры истекающего вещества, однако только в системах с массивным аккретором (Krtićka et al., 2018; 2022). Также при очень сильном прогреве могут возникать так называемые «тепловые» ветра (thermally-driven wind или excited wind, Arons, 1973; Basko et al., 1977).

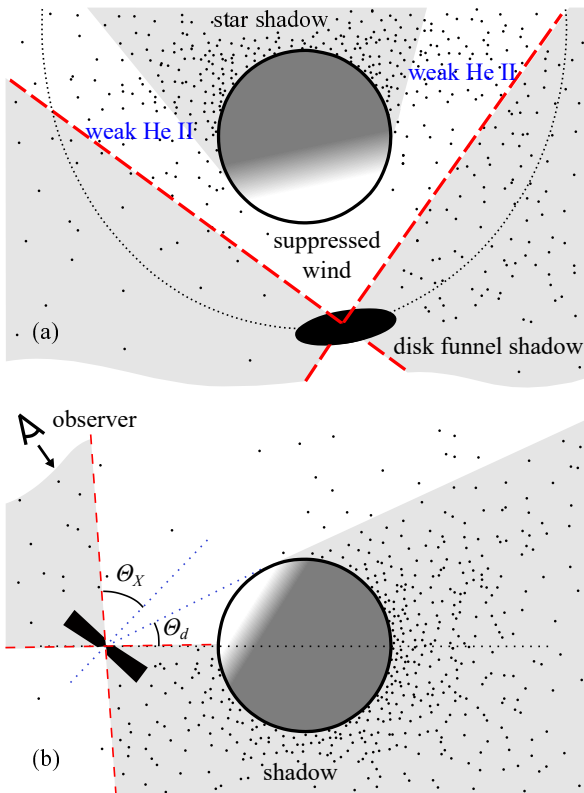


Рис. 6. Схематическое изображение геометрии облучения донора и его ветра рентгеновским источником с учетом коллимации излучения последнего. Панель (a) — вид на систему с полюса, панель (b) — вид сбоку. θ_x и θ_d отмечают соответственно угол полураствора конуса рентгеновского излучения и угол, под которым донор виден с нейтронной звезды. Положение нейтронной звезды на панели (a) приблизительно соответствует орбитальной фазе $\Phi = 0.04 \pm 0.03$, в которой получен моделируемый в данной работе оптический спектр NGC 7793 P13 (Kostenkov et al., 2023). Большая часть звездного ветра постоянно находится в тени и сохраняет низкую степень ионизации. В данной орбитальной фазе и фазе прецессии ось канала наклонена таким образом, что земной наблюдатель не будет попадать в конус излучения, освещающий поверхность донора (подробнее см. текст).

от угла раствора канала и его геометрии. Например, Dauser et al. (2017) по результатам исследования ультраяркого пульсара NGC 5907 X-1 пришли к выводу, что для воспроизведения его рентгеновской кривой блеска требуется очень узкий канал с раствором $\theta_f \lesssim 10^\circ$ и высокие значения $B \sim 100$. Однако результаты расчетов Mushtukov et al. (2021) показывают, что в общем случае высокие коэффициенты коллимации противоречат большой доле пульсирующего излучения, характерной для ультраярких рентгеновских пульсаров, при этом значения около 3–5 видятся все еще допустимыми (Takahashi and Ohsuga, 2017; Mushtukov et al., 2021).

Суммируя вышесказанное, можно предложить

сценарий, проиллюстрированный на рис. 6. Ось канала может быть наклонена к плоскости орбиты, в результате чего звезда-донор будет дважды за орбитальный период попадать в конус рентгеновского излучения. В эти моменты рентгеновское излучение будет эффективно прогревать фотосферу звезды, приводя к росту ее светимости в оптическом и УФ-диапазонах, но ветер с прогреваемой полусферы будет подавляться. Однако ветер, как истекающий с теневой стороны звезды (Blondin, 1994), так и находящийся вне конуса излучения, останется холодным и продолжит ускорение, и в сумме мы получаем количество вещества в ветре, достаточное для описания спектра NGC 7793 P13. При дальнейшем движении нейтронной звезды по орбите донор выходит из конуса облучения и отток газа в ветре возобновляется, а оптическая светимость ослабевает вследствие прекращения прогрева. На рис. 6 схематично показана конфигурация системы на момент проведения анализируемых в статье спектральных наблюдений: звезда-донор находится позади рентгеновского источника, конус рентгеновского излучения направлен в сторону звезды.

Если ось канала наклонена, то возможна ситуация, когда даже при относительно широком растворе канала и углах наклона орбиты системы к лучу зрения $i \gtrsim 20^\circ$ (Motch et al., 2014; Fürst et al., 2018) земной наблюдатель не будет попадать в конус излучения, освещающий поверхность донора (см. рис. 6b). Видимая рентгеновская светимость объекта будет при этом падать. Это хорошо соотносится с наблюдательным фактом, что оптическая переменность достигает наибольшей амплитуды именно в моменты продолжительных минимумов в рентгеновской кривой блеска (см. кривые блеска в работе Fürst et al., 2021), когда соответствующая регистрируемому потоку светимость источника составляет всего около 5×10^{37} эрг s^{-1} , но светимость, необходимая для обеспечения прогрева донора, по-прежнему остается на уровне не ниже 10^{39} эрг s^{-1} (Motch et al., 2014). Помимо орбитальных вариаций, в системе также наблюдаются вековые изменения как средних оптических и рентгеновских потоков, так и самого характера переменности (Fürst et al., 2021), которые могут быть следствием либо прецессии диска/канала, либо изменения угла раствора θ_f (Fürst et al., 2021). Идея о коллимации рентгеновского излучения прецессирующим диском также упоминалась в одном из недавних докладов К. Мотча², где с ее помощью воспроизводилась одна из основных особенностей оптической кривой блеска P13 (более узкий максимум в сравнении с минимумом блеска), ранее объ-

²<https://www.cosmos.esa.int/documents/1518557/1518574/motch.pdf>

ясняемая эллиптичностью орбиты системы (Motch et al., 2014). Как первый, так и второй механизмы позволяют уменьшить количество реально излучаемой энергии и ограничить направления распространения рентгеновских квантов в пространстве, что и требуется для сохранения ветра.

Чтобы донор оказался в конусе облучения для изображенных на рис. 6 орбитальной и прецессионной фаз, наклон оси канала к орбитальной плоскости должен превышать $90^\circ - (\theta_X + \theta_d)$, где $\theta_X \gtrsim \theta_f$ — это угол полураствора конуса рентгеновского излучения в градусах, а θ_d равен половине угла, под которым донор виден с нейтронной звезды. Поскольку с учетом допустимых факторов коллимации $\theta_X \approx 30^\circ - 50^\circ$, а оценка θ_d составляет приблизительно 34° при полученном из моделирования радиусе донора $105 R_\odot$ и большой полуоси орбиты 1.3×10^{13} см, величина угла между нормалью к орбите и осью канала должна быть больше $10^\circ - 30^\circ$. Для сравнения, известный Галактический сверхакретор SS 433 прецессирует с углом около $20^\circ 9$ (Eikenberry et al., 2001).

6.2. Параметры модели: интерпретация высокого темпа потери массы в ветре звезды

Полученный нами темп потери массы в ветре донора $\dot{M} \approx 6 \times 10^{-6} M_\odot \text{ год}^{-1}$ более чем на порядок величины превосходит типичные значения для В-сверхгигантов $(1-5) \times 10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$ (Trundle et al., 2004; Crowther et al., 2006; Markova et al., 2008; Markova and Puls, 2008). Последние не способны объяснить не только наблюдаемые в спектре NGC 7793 P13 эмиссии, но и относительные скорости абсорбционных компонент линий, независимо ни от температуры звезды, ни от выбранного скоростного закона. Кроме того, наш результат хорошо согласуется с оценкой $\dot{M} \approx 10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$ из работы El Mellah et al. (2019), что, по мнению авторов, близко к минимально допустимому значению темпа оттока массы в заполняющем полость Роша ветре звезды-донора, при аккреции из которого может обеспечиваться наблюдаемая рентгеновская светимость объекта.

Повышенный более чем на порядок величины темп потери массы может объясняться быстрым вращением звезды со скоростью, близкой к критической (Maeder and Meynet, 2000). Например, воспользовавшись формулой (4.30) из работы Maeder and Meynet (2000) со значением показателя³ $\alpha = 0.20$ для $\lg T_{\text{ph}} \approx 4.00$ (Lamers et al., 1995) и величиной⁴ $\Gamma_{\text{es}} \approx 0.3$ из нашей модели, получаем фактор усиления ветра, равный пяти при

³ Величина $\alpha = g_{\text{rad}}^{\text{thick}} / g_{\text{rad}}^{\text{tot}}$ характеризует вклад оптически толстых линий $g_{\text{rad}}^{\text{thick}}$ в общее давление излучения $g_{\text{rad}}^{\text{tot}}$.

$v_{\text{rot}} = 0.5 v_{\text{crit}}$. При скорости вращения $v_{\text{rot}} \approx v_{\text{crit}}$ возможный темп потери массы может оказаться на 1.5–2 порядка больше, чем для невращающейся звезды.

Считается, что данный сценарий ($v_{\text{rot}} \approx v_{\text{crit}}$) реализуется в случае В[e]-сверхгигантов (sgB[e]), в ветрах которых наблюдаются два основных компонента: быстрый горячий полярный ветер и медленный холодный, более плотный, экваториальный ветер (Zickgraf et al., 1985), образующий дискообразную структуру. Разница плотности ветра в полярных и экваториальных плоскостях протяженной оболочки В[e]-сверхгигантов составляет около порядка величины, при этом темп потери массы в диске может быть в несколько раз выше $10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$ (Zickgraf, 1992; Kraus et al., 2007). Донор такого типа в системе NGC 7793 P13 мог бы обеспечивать необходимый для описания наблюдаемого спектра высокий темп потери массы в полярном ветре, а также более эффективно питать нейтронную звезду по сравнению с вариантом, рассмотренным в работе El Mellah et al. (2019).

Для достижения высоких темпов поступления вещества в аккреционный диск более предпочтительно (но все же не является обязательным условием), чтобы нейтронная звезда двигалась внутри плотного экваториального ветра В[e]-сверхгиганта, угол полураствора которого составляет порядка 10° (Zickgraf, 1992) — то есть чтобы экваториальная плоскость звезды совпадала с плоскостью орбиты с точностью до указанного угла. В этом случае аккреционный диск должен располагаться в той же плоскости. Однако в предыдущем разделе мы отмечали, что прогрев донора подразумевает его попадание в конус рентгеновского излучения, ось которого для этого должна быть наклонена к орбитальной плоскости на довольно значительный угол (минимум $10^\circ - 30^\circ$ при использованных в расчете размерах донора и расстояниях между компонентами двойной системы). Это подразумевает соответствующий наклон канала и внутренних областей аккреционного диска по отношению к его внешним частям и плоскости орбиты.

Подобное нарушение компланарности разных частей диска может быть связано, например, с распространением изгибных волн в вязких дисках в случае релятивистской прецессии Лензе–Тирринга (Bardeen and Petterson, 1975; Ingram et al., 2009). Хотя результирующее искажение формы диска будет зависеть от множества параметров, потенциально разница углов наклона внутренних и

⁴ Значение Γ_{es} соответствует отношению ускорения ветра, создаваемого за счет рассеяния излучения центрального источника на свободных электронах, к ускорению свободного падения на гидростатическом радиусе звезды R_* .

внешних частей диска может составлять требуемые десятки градусов при соответствующих больших углах наклона оси вращения компактного объекта к орбитальной плоскости. Последнее является вполне ожидаемым результатом взрыва сверхновой (Fragos et al., 2010). Отметим, что прецессия Лензе–Тирринга уже предлагалась Middleton et al. (2018) для объяснения суперорбитального периода NGC 7793 P13. Несмотря на то что в качестве суперорбитального авторы рассматривали период $P \approx 65$ дней, который, по всей видимости, все же является орбитальным (Fürst et al., 2021), полученные Middleton et al. (2018) соотношения способны объяснить и более длительные периоды. Другим механизмом, который может привести к прецессии деформированного диска, является взаимодействие вещества диска с дипольной компонентой магнитного поля нейтронной звезды (Pfeiffer and Lai, 2004). В случае сильных полей $B \sim 10^{14}$ Гс прецессионный период может составлять годы (Mushtukov et al., 2017), что сравнимо с обнаруженным ранее периодом $P \gtrsim 1500$ дней (Motch et al., 2014; Hu et al., 2017; Fürst et al., 2018).

По аналогии с Ве-звездами, входящими в состав тесных двойных систем (Reig, 2011), диск В[e]-сверхгиганта может быть сильно обрезан приливными силами. С учетом того что большая полуось в NGC 7793 P13 составляет менее двух радиусов донора, сохранится только малая часть диска. Ожидаемым следствием является существенно низкая интенсивность формируемых в диске разрешенных и запрещенных линий металлов, которые обычно наблюдаются у sgB[e] (см. обзор Kraus, 2019, и ссылки в нем). Этой же причиной может объясняться достаточно малый инфракрасный избыток в спектре NGC 7793 P13 (Lau et al., 2019). В итоге спектр В[e]-сверхгиганта может оказаться схожим со спектрами В-сверхгигантов, что и наблюдается в случае исследуемого объекта.

Гипотеза о наличии sgB[e] в системе NGC 7793 P13 имеет еще два следствия, которые, на первый взгляд, могут противоречить наблюдениям. Для полученного нами значения радиуса фотосферы донора $105 R_{\odot}$ и массы звезды $18\text{--}23 M_{\odot}$ (Motch et al., 2014) верхняя оценка критической скорости вращения⁵ составляет около $v_{\text{crit}} \approx 180\text{--}200 \text{ км с}^{-1}$. В то же время полученные по ширине абсорбционных линий оценки проекционной скорости вращения донора P13 $v \sin i$ составляют менее 100 км с^{-1} (Motch et al., 2014). Данное несоответствие может быть устранено в случае малых наклонов оси вращения звезды и

плоскости орбиты к лучу зрения. Действительно, относительно малые наклоны орбиты $i \lesssim 20\text{--}30^{\circ}$ как минимум не противоречат результатам Motch et al. (2014) и Fürst et al. (2021). Необходимо также учесть влияние гравитационного потемнения на ширину абсорбционных линий быстровращающихся звезд. Данный эффект приводит к снижению вклада излучения экваториальных областей в интегральный спектр звезды и, как следствие, более медленному росту ширины линий с увеличением скорости вращения по сравнению с однородной по температуре моделью фотосферы звезды. В итоге измеряемая по ширине абсорбций проекционная скорость вращения может быть сильно недооценена, причем разница между реальной и наблюдаемой $v \sin i$ растет с понижением температуры звезды и для поздних В-звезд может составлять более 30% (Townsend et al., 2004).

Второе следствие заключается в том, что полученное значение v_{crit} более чем на 30% превышает скорость вращения донора v_{syn} в случае синхронизации вращения с угловой скоростью нейтронной звезды в периастре эллиптической орбиты⁶, тогда как обычно наблюдаются более низкие скорости вращения (см., например, Koenigsberger et al., 2012). В случае круговой орбиты эта разница еще выше. В то же время Koenigsberger et al. (2012) приводят данные о системе Cyg X-2, у которой $v_{\text{rot}}/v_{\text{syn}} = 1.2 \pm 0.1$, то есть случай NGC 7793 P13 не единственный.

В заключение отметим, что механизм формирования В[e]-сверхгигантов в двойных системах точно неизвестен и представляет собой предмет дискуссий (Langer and Heger, 1998; Kraus, 2019). На данный момент известно лишь несколько достоверных случаев обнаружения sgB[e] в парах со звездами разных типов (например, Miroshnichenko et al. 2002; Marchiano et al. 2012; Wheelwright et al. 2012; Clark et al. 2013) и требующих подтверждения примеров sgB[e] в рентгеновских двойных (в том числе ULX), например CI Cam (Bartlett et al., 2019) или Holmberg II X-1 (Lau et al., 2017).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе мы показали, что большинство наблюдаемых особенностей оптического спектра ультраяркого рентгеновского пульсара NGC 7793 P13 могут быть описаны в рамках сферически-симметричной модели атмосферы звезды-донора со значением темпа потери массы в ветре $\dot{M} = 5.8 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ после учета эффектов прогрева рентгеновским излучением

⁵Критическая скорость вращения оценивалась согласно соотношению (1) из работы Townsend et al. (2004).

⁶Расчет велся для эксцентриситета $e = 0.24$, (Fürst et al., 2021).

как поверхности звезды, так и вещества ветра. Данная модель естественным образом позволила получить R Суг-профили линий водорода и нейтрального гелия, а также глубину и положение абсорбционных линий, что не удалось сделать в ранее рассмотренной двухкомпонентной модели при сложении спектров стандартной звезды В9 Ia и дополнительного источника ярких эмиссий, роль которого играло истечение с поверхности сверхкритического диска. Некоторые результаты моделирования и их следствия потребовали более детального рассмотрения:

- 1) требуемая для воспроизведения интенсивности эмиссии He II λ 4686 светимость рентгеновского источника оказалась на 2.5–3 порядка величины меньше рентгеновской светимости системы в предположении изотропности излучения;
- 2) несмотря на облучение рентгеновским источником со светимостью 10^{39} – 10^{40} эрг с⁻¹, звездный ветер не подавляется, как можно было бы ожидать, основываясь на предыдущих исследованиях рентгеновских двойных;
- 3) темп потери массы в ветре донора более чем в 10 раз превосходит стандартные для сверхгиганта В9 Ia значения.

Мы показали, что первые две проблемы на качественном уровне могут быть решены, если вместо изотропного источника рассматривать источник с умеренной коллимацией рентгеновского излучения. Это позволит уменьшить количество реально излучаемой энергии и ограничить направления распространения рентгеновских квантов в пространстве, что и требуется для сохранения ветра звезды-донора. Повышенный темп потери массы в ветре звезды может быть связан с ее быстрым вращением, скорость которого способна достигать практически критического значения. Стоит отметить, что все выдвинутые предположения нуждаются в численных проверках, которые выходят далеко за пределы настоящей работы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа основана на наблюдениях, собранных Европейской организацией астрономических исследований в Южном полушарии в рамках программы 084.D-0881(A).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 21-72-10167 «Ультраяркие рентгеновские источники: ветер и доноры»).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Arons, *Astrophys. J.* **184**, 539 (1973). DOI:10.1086/152348
2. J. M. Bardeen and J. A. Petterson, *Astrophys. J.* **195**, L65 (1975). DOI:10.1086/181711
3. E. S. Bartlett, J. S. Clark, and I. Negueruela, *Astron. and Astrophys.* **622**, id. A93 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201834315
4. M. M. Basko, S. Hatchett, R. McCray, and R. A. Sunyaev, *Astrophys. J.* **215**, 276 (1977). DOI:10.1086/155356
5. M. Bernini-Peron, W. L. F. Marcolino, A. A. C. Sander, et al., *Astron. and Astrophys.* **677**, id. A50 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202346469
6. J. M. Blondin, *Astrophys. J.* **435**, 756 (1994). DOI:10.1086/174853
7. J. C. Bouret, T. Lanz, and D. J. Hillier, *Astron. and Astrophys.* **438** (1), 301 (2005). DOI:10.1051/0004-6361:20042531
8. J. C. Bouret, T. Lanz, D. J. Hillier, et al., *Astrophys. J.* **595** (2), 1182 (2003). DOI:10.1086/377368
9. J. C. Bouret, F. Martins, D. J. Hillier, et al., *Astron. and Astrophys.* **647**, id. A134 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202039890
10. A. Chashkina, G. Lipunova, P. Abolmasov, and J. Poutanen, *Astron. and Astrophys.* **626**, id. A18 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201834414
11. J. S. Clark, E. S. Bartlett, M. J. Coe, et al., *Astron. and Astrophys.* **560**, id. A10 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201321216
12. P. A. Crowther, D. J. Lennon, and N. R. Walborn, *Astron. and Astrophys.* **446** (1), 279 (2006). DOI:10.1051/0004-6361:20053685
13. T. Dauser, M. Middleton, and J. Wilms, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **466** (2), 2236 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw3304
14. S. S. Eikenberry, P. B. Cameron, B. W. Fierce, et al., *Astrophys. J.* **561** (2), 1027 (2001). DOI:10.1086/323380
15. I. El Mellah, J. O. Sundqvist, and R. Keppens, *Astron. and Astrophys.* **622**, id. L3 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201834543
16. S. Fabrika, Y. Ueda, A. Vinokurov, et al., *Nature Physics* **11** (7), 551 (2015). DOI:10.1038/nphys3348
17. S. N. Fabrika, K. E. Atapin, A. S. Vinokurov, and O. N. Sholukhova, *Astrophysical Bulletin* **76** (1), 6 (2021). DOI:10.1134/S1990341321010077
18. E. L. Fitzpatrick, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **111** (755), 63 (1999). DOI:10.1086/316293
19. T. Fragos, M. Tremmel, E. Rantsiou, and K. Belczynski, *Astrophys. J.* **719** (1), L79 (2010). DOI:10.1088/2041-8205/719/1/L79
20. F. Fürst, D. J. Walton, M. Heida, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A186 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201833292

21. F. Fürst, D. J. Walton, M. Heida, et al., *Astron. and Astrophys.* **651**, id. A75 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202140625
22. G. Gräfenor, L. Koesterke, and W. R. Hamann, *Astron. and Astrophys.* **387**, 244 (2002). DOI:10.1051/0004-6361:20020269
23. J. H. Groh, D. J. Hillier, and A. Damineli, *Astrophys. J.* **736** (1), article id. 46 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/736/1/46
24. V. V. Gvaramadze, A. Y. Kniazev, S. Fabrika, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **405** (1), 520 (2010). DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.16469.x
25. W. R. Hamann and G. Gräfenor, *Astron. and Astrophys.* **410**, 993 (2003). DOI:10.1051/0004-6361:20031308
26. C. Hawcroft, H. Sana, L. Mahy, et al., *Astron. and Astrophys.* **655**, id. A67 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202140603
27. D. J. Hillier, T. Lanz, S. R. Heap, et al., *Astrophys. J.* **588** (2), 1039 (2003). DOI:10.1086/374329
28. D. J. Hillier and D. L. Miller, *Astrophys. J.* **496**, 407 (1998). DOI:10.1086/305350
29. D. J. Hillier and D. L. Miller, *Astrophys. J.* **519**, 354 (1999). DOI:10.1086/307339
30. C.-P. Hu, K. L. Li, A. K. H. Kong, et al., *Astrophys. J.* **835** (1), article id. L9 (2017). DOI:10.3847/2041-8213/835/1/L9
31. A. Ingram, C. Done, and P. C. Fragile, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **397** (1), L101 (2009). DOI:10.1111/j.1745-3933.2009.00693.x
32. T. Kawashima and K. Ohsuga, *Publ. Astron. Soc. Japan* **72** (1), id. 15 (2020). DOI:10.1093/pasj/psz136
33. T. Kawashima, K. Ohsuga, S. Mineshige, et al., *Astrophys. J.* **752** (1), article id. 18 (2012). DOI:10.1088/0004-637X/752/1/18
34. A. King, J.-P. Lasota, and M. Middleton, *New Astronomy Reviews* **96**, article id. 101672 (2023). DOI:10.1016/j.newar.2022.101672
35. H. Kobayashi, K. Ohsuga, H. R. Takahashi, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **70** (2), id. 22 (2018). DOI:10.1093/pasj/psx157
36. G. Koenigsberger, E. Moreno, and D. M. Harrington, *Astron. and Astrophys.* **539**, id. A84 (2012). DOI:10.1051/0004-6361/201118397
37. P. Kosec, C. Pinto, D. J. Walton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **479** (3), 3978 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty1626
38. A. Kostenkov, S. Fabrika, O. Sholukhova, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **496** (4), 5455 (2020a). DOI:10.1093/mnras/staa1824
39. A. Kostenkov, A. Vinokurov, K. Atapin, and Y. Solovyeva, *Astrophysical Bulletin* **78** (3), 395 (2023). DOI:10.1134/S1990341323700086
40. A. Kostenkov, A. Vinokurov, and Y. Solovyeva, in *Proc. All-Russian Conf. on Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century, Nizhny Arkhyz, Russia, 2020*, Ed. by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, and D. O. Kudryavtsev (Spec. Astrophys. Obs. RAS, Nizhny Arkhyz, 2020b), p. 242. DOI:10.26119/978-5-6045062-0-2_2020_242
41. A. Kostenkov, A. Vinokurov, Y. Solovyeva, et al., *Astrophysical Bulletin* **75** (2), 182 (2020c). DOI:10.1134/S1990341320020078
42. M. Kraus, *Galaxies* **7** (4), id. 83 (2019). DOI:10.3390/galaxies7040083
43. M. Kraus, M. Borges Fernandes, and F. X. de Araújo, *Astron. and Astrophys.* **463** (2), 627 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20066325
44. J. Krůčka and J. Kubát, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A31 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201730723
45. J. Krůčka, J. Kubát, and I. Krůčková, *Astron. and Astrophys.* **620**, id. A150 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201833419
46. J. Krůčka, J. Kubát, and I. Krůčková, *Astron. and Astrophys.* **659**, id. A117 (2022). DOI:10.1051/0004-6361/202142502
47. J. Krůčka, J. Kubát, and I. Krůčková, *Astron. and Astrophys.* **681**, id. A29 (2024). DOI:10.1051/0004-6361/202347916
48. J. Krůčka, J. Kubát, and J. Skalický, *Astrophys. J.* **757** (2), article id. 162 (2012). DOI:10.1088/0004-637X/757/2/162
49. R. P. Kudritzki, J. Puls, *Astron. and Astrophys.* **350**, 970 (1999). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/9910449
50. H. J. G. L. M. Lamers, T. P. Snow, and D. M. Lindholm, *Astrophys. J.* **455**, 269 (1995). DOI:10.1086/176575
51. N. Langer and A. Heger, in *Proc. Workshop on B[e] stars, Paris, 1997*, Ed. by A. M. Hubert and C. Jaschek (Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1998) p. 235. DOI:10.1007/978-94-015-9014-3_33
52. R. M. Lau, M. Heida, M. M. Kasliwal, and D. J. Walton, *Astrophys. J.* **838** (2), article id. L17 (2017). DOI:10.3847/2041-8213/aa6746
53. R. M. Lau, M. Heida, D. J. Walton, et al., *Astrophys. J.* **878** (1), article id. 71 (2019). DOI:10.3847/1538-4357/ab1b1c
54. G. V. Lipunova, *Astronomy Letters* **25** (8), 508 (1999). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/9906324
55. A. Maeder and G. Meynet, *Astron. and Astrophys.* **361**, 159 (2000). DOI:10.48550/arXiv.astro-ph/0006405
56. P. Marchiano, E. Brandi, M. F. Muratore, et al., *Astron. and Astrophys.* **540**, id. A91 (2012). DOI:10.1051/0004-6361/201117715
57. N. Markova, R. K. Prinja, H. Markov, et al., *Astron. and Astrophys.* **487** (1), 211 (2008). DOI:10.1051/0004-6361:200809376
58. N. Markova and J. Puls, *Astron. and Astrophys.* **478** (3), 823 (2008). DOI:10.1051/0004-6361:20077919
59. M. J. Middleton, P. C. Fragile, M. Bachetti, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **475** (1), 154 (2018). DOI:10.1093/mnras/stx2986

60. A. S. Miroshnichenko, K. S. Bjorkman, E. L. Chentsov, et al., *Astron. and Astrophys.* **383**, 171 (2002). DOI:10.1051/0004-6361:20011711
61. M. R. Mokiem, A. de Koter, J. S. Vink, et al., *Astron. and Astrophys.* **473** (2), 603 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20077545
62. C. Motch, M. W. Pakull, F. Grisé, and R. Soria, *Astronomische Nachrichten* **332** (4), 367 (2011). DOI:10.1002/asna.201011501
63. C. Motch, M. W. Pakull, R. Soria, et al., *Nature* **514** (7521), 198 (2014). DOI:10.1038/nature13730
64. A. A. Mushtukov, S. Portegies Zwart, S. S. Tsygankov, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **501** (2), 2424 (2021). DOI:10.1093/mnras/staa3809
65. A. A. Mushtukov, V. F. Suleimanov, S. S. Tsygankov, and A. Ingram, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **467** (1), 1202 (2017). DOI:10.1093/mnras/stx141
66. F. Najarro, D. J. Hillier, and O. Stahl, *Astron. and Astrophys.* **326**, 1117 (1997).
67. K. Ohsuga and S. Mineshige, *Astrophys. J.* **736** (1), article id. 2 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/736/1/2
68. K. Ohsuga, S. Mineshige, M. Mori, and Y. Kato, *Publ. Astron. Soc. Japan* **61** (3), L7 (2009). DOI:10.1093/pasj/61.3.L7
69. K. Ohsuga, M. Mori, T. Nakamoto, and S. Mineshige, *Astrophys. J.* **628** (1), 368 (2005). DOI:10.1086/430728
70. B. Petrov, J. S. Vink, and G. Gräfener, *Astron. and Astrophys.* **565**, id. A62 (2014). DOI:10.1051/0004-6361/201322754
71. B. Petrov, J. S. Vink, and G. Gräfener, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **458** (2), 1999 (2016). DOI:10.1093/mnras/stw382
72. H. P. Pfeiffer and D. Lai, *Astrophys. J.* **604** (2), 766 (2004). DOI:10.1086/381967
73. L. S. Pilyugin, E. K. Grebel, and A. Y. Kniazev, *Astron. J.* **147** (6), article id. 131 (2014). DOI:10.1088/0004-6256/147/6/131
74. C. Pinto, W. Alston, R. Soria, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **468** (3), 2865 (2017). DOI:10.1093/mnras/stx641
75. C. Pinto, M. J. Middleton, and A. C. Fabian, *Nature* **533**, 64 (2016). DOI:10.1038/nature17417
76. C. Pinto, R. Soria, D. J. Walton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **505** (4), 5058 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab1648
77. C. Pinto and D. J. Walton, *arXiv e-prints astro-ph:2302.00006* (2023). DOI:10.48550/arXiv.2302.00006
78. J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **377**, 1187 (2007). DOI:10.1111/j.1365-2966.2007.11668.x
79. J. Puls, N. Markova, and S. Scuderi, *ASP Conf. Ser.*, **388**, 101 (2008). DOI:10.1086/377368
80. J. Puls, N. Markova, S. Scuderi, et al., *Astron. and Astrophys.* **454** (2), 625 (2006). DOI:10.1051/0004-6361:20065073
81. D. J. Radburn-Smith, R. S. de Jong, A. C. Seth, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **195** (2), article id. 18 (2011). DOI:10.1088/0067-0049/195/2/18
82. P. Reig, *Astrophysics and Space Science* **332** (1), 1 (2011). DOI:10.1007/s10509-010-0575-8
83. A. A. C. Sander, F. Fürst, P. Kretschmar, et al., *Astron. and Astrophys.* **610**, id. A60 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201731575
84. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **500**, 33 (1973).
85. A. Siviero and U. Munari, *ASP Conf. Ser.*, **303**, 167 (2003).
86. A. Sadowski and R. Narayan, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **456** (4), 3929 (2016). DOI:10.1093/mnras/stv2941
87. O. Stahl, I. Jankovics, J. Kovács, et al., *Astron. and Astrophys.* **375**, 54 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20010824
88. O. Stahl, H. Mandel, T. Szeifert, et al., *Astron. and Astrophys.* **244**, 467 (1991).
89. I. R. Stevens and T. R. Kallman, *Astrophys. J.* **365**, 321 (1990). DOI:10.1086/169486
90. V. Straizys and G. Kuriliene, *Astrophys. and Space Sci.* **80** (2), 353 (1981). DOI:10.1007/BF00652936
91. H. R. Takahashi and K. Ohsuga, *Publ. Astron. Soc. Japan* **67** (4), id. 60 (2015). DOI:10.1093/pasj/psu145
92. H. R. Takahashi and K. Ohsuga, *Astrophys. J.* **845** (1), article id. L9 (2017). DOI:10.3847/2041-8213/aa8222
93. R. H. D. Townsend, S. P. Owocki, and I. D. Howarth, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **350** (1), 189 (2004). DOI:10.1111/j.1365-2966.2004.07627.x
94. C. Trundle, D. J. Lennon, J. Puls, and P. L. Dufton, *Astron. and Astrophys.* **417**, 217 (2004). DOI:10.1051/0004-6361:20034325
95. J. S. Vink, *Astron. and Astrophys.* **619**, id. A54 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201833352
96. H. E. Wheelwright, W. J. de Wit, G. Weigelt, et al., *Astron. and Astrophys.* **543**, id. A77 (2012). DOI:10.1051/0004-6361/201219325
97. S. Yoshioka, S. Mineshige, K. Ohsuga, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **74** (6), 1378 (2022). DOI:10.1093/pasj/psac076
98. F. J. Zickgraf, *ASP Conf. Ser.*, **22**, 75 (1992).
99. F. J. Zickgraf, B. Wolf, O. Stahl, et al., *Astron. and Astrophys.* **143**, 421 (1985).

Nature of the Emission Spectrum of NGC 7793 P13: Modeling the Atmosphere of the Donor Star

A. S. Vinokurov¹, A. E. Kostenkov¹, K. E. Atapin², and Y. N. Solovyeva¹

¹Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

²Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

We continue to study the ultra-luminous X-ray source NGC 7793 P13 in the optical range. In this work, we are testing the model of a spherically symmetric wind atmosphere of the donor star, previously identified as a B9 Ia supergiant. The model spectrum has shown good agreement with the observed one at a relatively high mass loss rate of $\dot{M} \approx 6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$; other parameters turned out to be close to those expected for late B-supergiants. The increased mass loss rate can be explained by the high rotation velocity of the star. In addition, we have qualitatively demonstrated the effect of X-ray irradiation on the observed spectrum and discuss the fundamental possibility of wind acceleration under conditions of powerful irradiation.

Keywords: *stars: fundamental parameters—stars: mass-loss—stars: winds, outflows—X-rays: binaries*