

ПРИРОДА ЗАТМЕННОГО ПОЛЯРА 1RXS J184542.4+483134

© 2023 г. В. Ю. Кочкина^{1,2*}, А. И. Колбин^{1,2,3**}, Н. В. Борисов¹, И. Ф. Бикмаев²¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия² Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия³ Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

Поступила в редакцию 05.10.2023 г.

После доработки 16.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Выполнено комплексное исследование слабоизученного затменного поляра 1RXS J184542.4+483134 с коротким орбитальным периодом $P_{orb} \approx 79$ мин. Анализ долговременных кривых блеска указывает на изменение положения и размеров аккреционного пятна при изменении темпа аккреции. В профилях эмиссионных линий выделяются узкая и широкая компоненты, которые, вероятно, образуются на баллистическом участке аккреционной струи и на магнитной траектории соответственно. Наблюдается инверсия профилей спектральных линий с эмиссионного на абсорбционный, обусловленная покрытием аккреционного пятна аккреционной струей. На основе продолжительности затмения и лучевых скоростей узкой компоненты линий наложены ограничения на массу белого карлика $0.49 \leq M_1/M_\odot \leq 0.89$ и наклонение орбитальной плоскости $79.7^\circ \leq i \leq 84.3^\circ$. Анализ циклотронных спектров указывает на присутствие двух аккреционных пятен с напряженностями магнитного поля $B_1 = 28.4^{+0.1}_{-0.2}$ МГс и $B_2 = 30 - 36$ МГс. При этом главное пятно имеет сложную структуру, которая, по-видимому, имеет плотное ядро и менее плотную периферию, излучающую спектр с циклотронными гармониками. Поляризационные наблюдения демонстрируют смену знака круговой поляризации в течение орбитального периода и антикорреляцию степени поляризации с блеском поляра. Моделирование поляризационных наблюдений с использованием простой модели аккрецирующего белого карлика показывает, что поляризационные свойства могут быть интерпретированы в рамках двухполюсной аккреции с различающейся оптической толщиной аккреционных пятен ($\tau_1/\tau_2 \sim 10$). Анализ наблюдений Swift/XRT указывает на преобладание тормозного излучения в рентгеновском излучении системы.

Ключевые слова: звезды: новые, катаклизмические переменные; индивидуальные: 1RXS J184542.4+483134; методы: фотометрия, поляриметрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010823110050, EDN: NPAOWI

1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные — это тесные двойные системы, состоящие из белого карлика (первичный компонент), а также холодного карлика спектрального класса G–L (вторичный компонент), заполняющего свою полость Роша (Уорнер, 1995). Вещество вторичного компонента вытекает из окрестностей точки Лагранжа L_1 и, при отсутствии сильного магнитного поля белого карлика ($B \lesssim 0.1$ МГс), образует аккреционный диск. Иная картина аккреции наблюдается при сильной замагниченности белого карлика ($B \sim 10\text{--}200$ МГс), имеющая место у представителей подкласса катаклизмических переменных, называемых полярами

или звездами типа AM Her (Кроппер, 1990). В таких системах испускаемое вторичным компонентом вещество быстро достигает переходной области (англ. threading region), где динамическое давление газовой струи сравнивается с давлением магнитного поля белого карлика ($\rho v^2 = B^2/8\pi$). Далее ионизованный газ струи движется вдоль силовых линий магнитного поля в направлении магнитных полюсов белого карлика. При взаимодействии падающего газа с поверхностью звезды образуется ударный фронт, после которого газ разогревается до температур $T \sim 10\text{--}50$ кэВ (Айдзу, 1973). Затем вещество оседает на поверхность звезды, охлаждаясь за счет тормозного рентгеновского излучения и оптического циклотронного излучения. Часто из-за высокой эффективности охлаждения газа высота ударного фронта оказывается меньше его протяженности вдоль поверхности звезды, и

* Электронный адрес: nikainspace@gmail.com

** Электронный адрес: kolbinaalexander@mail.ru

ударные структуры называют аккреционными пятнами. Сильное магнитное поле полярных приводит к синхронизации вращения белого карлика с его орбитальным движением. Исследование полярных важно для понимания генерации и структуры магнитных полей белых карликов (Феррарио и др., 2015; Бриггс и др., 2018). Другой интересный аспект в изучении систем типа AM Нег связан с влиянием магнитных полей на эволюцию тесных двойных систем (Беллони и др., 2020). Кроме того, полярные представляют собой естественные лаборатории для изучения взаимодействия сверхзвуковой плазмы со звездными магнитосферами (Хамери и др., 1986; Ли, 1999) и понимания особенностей аккреции в условиях сильных магнитных полей (Бушхарт и др., 2015; Бонне-Бидо и др., 2015).

В оптическом диапазоне полярные выделяются большим разнообразием наблюдательных свойств. Из-за высокого вклада циклотронной компоненты в излучение системы полярные являются сильно поляризованными источниками ($\sim 10\text{--}30\%$) (Тапиа, 1977), а в их спектрах часто проявляются гармоники циклотронной линии (см., например, Руссо и др. (1996)). Фотоионизация аккреционной струи приводит к появлению интенсивных эмиссионных линий водорода, нейтрального гелия и ионизованного гелия HeII $\lambda 4686$ (Швопе и др., 1997). В долговременных кривых блеска выделяются высокие и низкие состояния, различающиеся по среднему блеску на несколько звездных величин. Повидимому, смена состояния происходит из-за изменения темпа переноса вещества со вторичного компонента (Хессман и др., 2000).

Настоящая работа посвящена исследованию слабоизученного полярного 1RXS J184542.4+483134 (далее J1845). Он был идентифицирован Денисенко, Соколовским (2011) как катаклизмическая переменная. Павленко и др. (2011) на основе анализа рентгеновских, ультрафиолетовых и оптических наблюдений классифицировали J1845 как затменный поляр с орбитальным периодом $P_{\text{orb}} \approx 0.054908$ сут (≈ 79 мин). Этот период близок к минимальному периоду катаклизмической переменной $P_{\text{min}} \approx 80$ мин, при котором характерное время потери массы донором сравнивается с тепловым. Около периода P_{min} происходит изменение эволюции системы с уменьшающегося периода на возрастающий (МакАллистер и др., 2019; Книгге и др., 2011). Магнитная природа J1845 была подтверждена Борисовым и др. (2016), которые обнаружили круговую поляризацию, изменяющуюся от -10 до 30% в течение орбитального периода. Степень поляризации при этом антикоррелировала с блеском звезды.

В настоящей работе мы выполнили комплексное оптическое исследование J1845, включающее в себя анализ фазово-разрешенной спектроскопии,

фотометрии и фотополяриметрии. В следующем разделе мы описываем оптические наблюдения J1845 и обработку полученных данных. Далее, в разделе 3, мы проводим анализ фотометрии J1845. Раздел 4 посвящен орбитальному поведению эмиссионных линий. Затем, разделе 5 проводится ограничение масс компонентов системы и наклона орбитальной плоскости. В разделе 6 выполняется анализ циклотронных спектров с определением напряженности магнитного поля в аккреционных пятнах. В разделе 7 проводится интерпретация поляризационных наблюдений с восстановлением положения аккреционных пятен на поверхности белого карлика. Анализ рентгеновских и ультрафиолетовых наблюдений обсерватории Swift выполнен в разделе 8. В заключении резюмируются результаты выполненной работы.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

2.1. Спектроскопия

Набор спектров полярного J1845 получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночи с 21 по 22 сентября 2011 г. и с 28 по 29 апреля 2012 г. В первую ночь телескоп был оснащен фокальным редуктором SCORPIO-2 (Афанасьев, Моисеев, 2011) в режиме длиннощелевой спектроскопии¹. В приборе использовались $2\text{ К} \times 2\text{ К}$ ПЗС-матрица E2V CCD42-90 и объемно-фазовая голографическая решетка VPHG1200@540 (1200 шт./мм), обеспечивающая покрытие диапазона $\lambda\lambda = 3650\text{--}7250\text{ \AA}$ с эффективным спектральным разрешением $\Delta\lambda \approx 5.2\text{ \AA}$ при ширине щели $0.96''$. Всего получено 22 спектра с экспозициями 300 с, покрывающих ≈ 1.5 орбитального периода полярного. Во вторую ночь, 28/29 апреля 2012 г., длиннощелевые спектры получены с фокальным редуктором SCORPIO-1², оснащенным $2\text{ К} \times 2\text{ К}$ ПЗС-матрицей EEV CCD42-40 и решеткой VPHG1200G. Было получено 25 спектров с экспозициями 300 с, охватывающих ≈ 1.5 периода J1845. Спектры покрыли диапазон $\lambda\lambda = 3900\text{--}5700\text{ \AA}$ с разрешением $\Delta\lambda \approx 5\text{ \AA}$ при ширине щели $1''$. Все наблюдения проводились в хороших астроклиматических условиях, с размером звездного изображения $1.0''$ и $1.5''$ в 2011 и 2012 г. соответственно.

¹ Подробнее о фокальном редукторе SCORPIO-2 см. <https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/scorpio-2/index.html>.

² Подробнее о фокальном редукторе SCORPIO см. <https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/scorpio/scorpio.html>.

Обработка спектрального материала проводилась с помощью программного пакета IRAF³. Из спектральных кадров было вычтено изображение электронного нуля (bias) и проведено удаление следов космических частиц с помощью алгоритма LaCosmic (ван Доккум, 2001). На основе снимков лампы плоского поля выполнено исправление микровариаций чувствительности прибора. С помощью кадров калибровочной He-Ne-Ag лампы были исправлены геометрические искажения и проведена калибровка спектров по длинам волн. Выполнена оптимальная экстракция спектров (Хорн, 1986) с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка проводилась на основе наблюдений звезд-стандартов G191-B2B (Оке, 1990) в 2011 г. и BD 33° 2642 (Болин и др., 1995) в 2012 г. Для каждого спектра были рассчитаны барицентрические юлианские даты и барицентрические поправки к лучевой скорости.

2.2. Поляриметрия

Фотополяриметрические наблюдения J1845 проводились в ночи с 28 по 29 августа 2011 г. и с 23 по 24 апреля 2012 г. на телескопе БТА САО РАН с использованием фокального редуктора светосилы SCORPIO-2, оснащенного ПЗС-матрицей E2V CCD42-90. Набор снимков окрестностей J1845 получен в фильтре *V* системы Джонсона с экспозициями 30 с и 120 с в первой и второй ночи соответственно. Для анализа поляризации использовалась призма Волластона, с помощью которой на ПЗС-матрице одновременно регистрировались изображения окрестностей J1845 в обыкновенных и необыкновенных лучах. Для регистрации круговой поляризации перед призмой Волластона была выставлена фазовая пластинка $\lambda/4$, которая поворачивалась на 90° между экспозициями для учета систематических ошибок.

Обработка наблюдательного материала проводилась в пакете IRAF. Из полученных изображений был вычтен электронный нуль, неоднородная чувствительность прибора исправлена на основе снимков плоского поля. Определение потоков J1845 в разных модах поляризации проводилось методом апертурной фотометрии. За подробностями в проведении поляриметрических измерений на SCORPIO-2 и их обработке мы отсылаем читателя к работе Афанасьева, Амирханяна (2012).

³ Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF разработан Национальной Оптической Обсерваторией США и доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>.

2.3. Фотометрия на PTT-150

Фотометрические наблюдения J1845 проводились в ночи 08/09 июля и 13/14 июля 2022 г. на Российско-Турецком 1.5-м телескопе PTT-150 (Национальная обсерватория TÜBİTAK, Анталя, Турция) с использованием прибора TFOSC в режиме фотометра. Прибор оснащен ПЗС-матрицей ANDOR DZ936 BR DD, 2048 × 2048 пикселей, термоэлектрически охлаждаемой до –80° С. Линейный размер пикселя 13.5 × 13.5 микрон, что соответствует 0.33" на пиксель при биннинге 1 × 1. Наблюдения проводились без использования фотометрических фильтров, с биннингом 2 × 2 и размером кадра 1024 × 200 пикселей для обеспечения временного разрешения порядка 20 с. Всего получено 1002 кадра при качестве изображений 1.3 – 1.8" (с экспозициями 15 с и временем считывания кадра 3 с), покрывающих ≈3.5 орбитальных периода J1845. Обработка ПЗС-изображений проводилась с использованием стандартных средств апертурной фотометрии IRAF.

3. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

В долговременных фотометрических наблюдениях полярков наблюдаются изменения среднего блеска, отражающие переменность темпа аккреции. Для анализа долговременной переменности J1845 нами были использованы данные обзора ZTF DR19 (Маски и др., 2019), охватывающие около четырех лет. Наибольший объем наблюдений для J1845 в этом обзоре был получен в полосе *r*. Кривая блеска полярка в этой полосе показана на рис. 1. В ней проявляются повышенные и пониженные состояния, различающиеся по максимальному блеску на $\Delta r \approx 1^m5$.

На основе наблюдений J1845 в пониженном состоянии методом Ломба–Скаргла (Вандер-Плас, 2018) определен период $P_{\text{orb}} = 79.06652 \pm \pm 0.00025$ мин. Фазовые кривые блеска J1845 в пониженном и повышенном состояниях показаны на рис. 1. Для их построения использованы эфемериды

$$BJD_{\text{ecl}} = (1) \\ = 2459774.44506(6) + 0.0549072(2) \times E,$$

где начальная эпоха соответствует середине затмения, определенной по наблюдениям на телескопе PTT-150 (см. ниже).

Кривые блеска в двух состояниях имеют яркую фазу, простирающуюся примерно на половину орбитального периода ($0.70 \lesssim \varphi \lesssim 1.25$), а также тусклую фазу ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.70$), блеск в которой слабо изменяется при смене состояния.

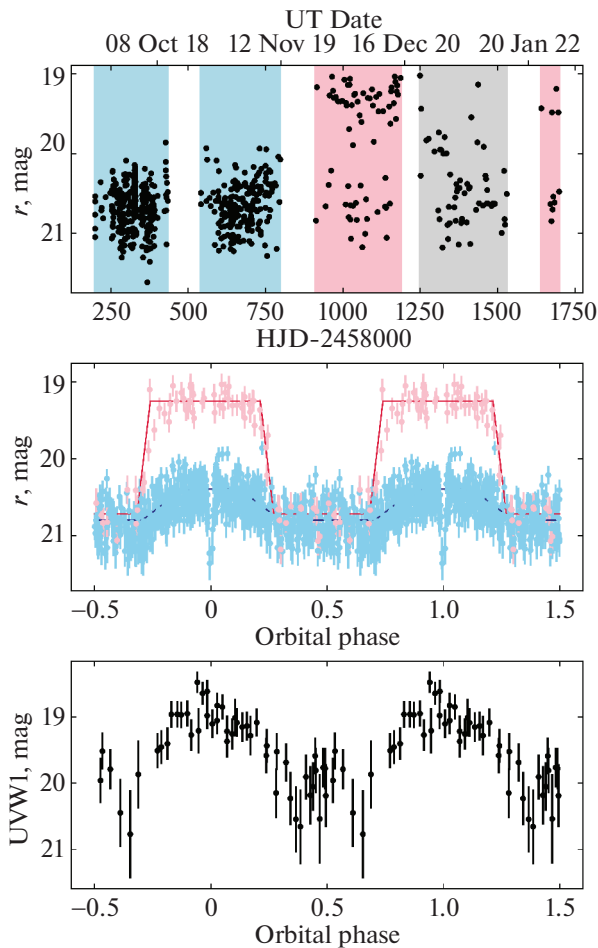


Рис. 1. Верхняя панель: долговременная кривая блеска J1845, полученная по данным обзора ZTF в фильтре r . Данные в голубой области соответствуют пониженному состоянию, в розовой — повышенному состоянию, а участок в серой области трудно классифицировать по состоянию. Средняя панель: фазовые кривые блеска в фильтре r в пониженном (голубые точки) и повышенном (розовые точки) состояниях, описанные трапецоидами (непрерывные линии). Нижняя панель: кривая блеска J1845, полученная по данным Swift/UVOT в полосе UVW1.

По-видимому, яркая фаза образуется во время прохождения аккреционного пятна по диску белого карлика, а фаза плато соответствует промежутку времени, когда пятно находится за диском звезды. Заметны смещение яркой фазы и увеличение ее продолжительности при переходе из пониженного состояния в повышенное. Для оценки смещения и растяжения яркой фазы мы аппроксимировали соответствующий ей участок кривых блеска трапецоидами, показанными на рис. 1. Из сравнения аппроксимирующих трапецоидов видно, что яркая фаза в повышенном состоянии наступает раньше на $\Delta\varphi = 0.07 \pm 0.04$ по сравнению с пониженным состоянием, что соответствует увеличению долготы аккреционного пятна на $25^\circ \pm 14^\circ$ (если долгота

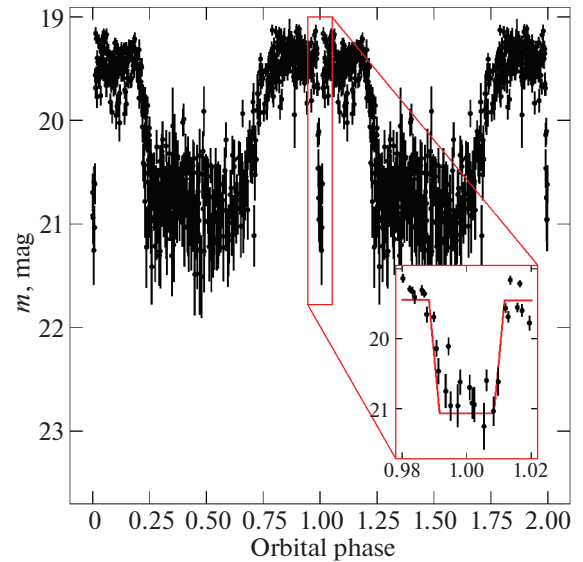


Рис. 2. Фазовая кривая блеска J1845, полученная на телескопе PTT-150 без использования фотометрических фильтров.

отсчитывается по направлению вращения белого карлика или, эквивалентно, по направлению орбитального движения донора). Кроме того, имеется увеличение продолжительности яркой фазы на $\Delta\varphi = 0.12 \pm 0.08$, что указывает на растяжение аккреционного пятна на $43^\circ \pm 29^\circ$ по долготе. Эти явления, по-видимому, являются типичными для полюров и могут быть интерпретированы изменением положения переходной области, вызванным повышением динамического давления набегающего газа при переходе из пониженного состояния к повышенному (Швопе и др., 2015; Ворпель, Швопе, 2015; Колбин и др., 2023).

Интересной особенностью представленных кривых блеска является то, что блеск в затмении и в тусклой фазе отличается не более чем на $0^m.2$. Вероятно, такое поведение блеска связано с частичным затмением белого карлика. Действительно, если поверхность аккректора не содержит второго яркого пятна, то основным источником излучения в фазе плато должен быть белый карлик. Близость блеска в тусклой фазе и в затмении должна выполняться в случае покрытия донором малой части диска белого карлика, содержащей аккреционное пятно. Другая интерпретация указанной особенности кривой блеска J1845 предполагает доминирование излучения донора над излучением белого карлика. В таком случае также обеспечивалось бы равенство блеска в затмении и в плато. Однако мы считаем этот вариант маловероятным ввиду значительного превышения яркости белого карлика над яркостью донора в короткопериодических ($P \sim 80$ мин) катаклизмических переменных.

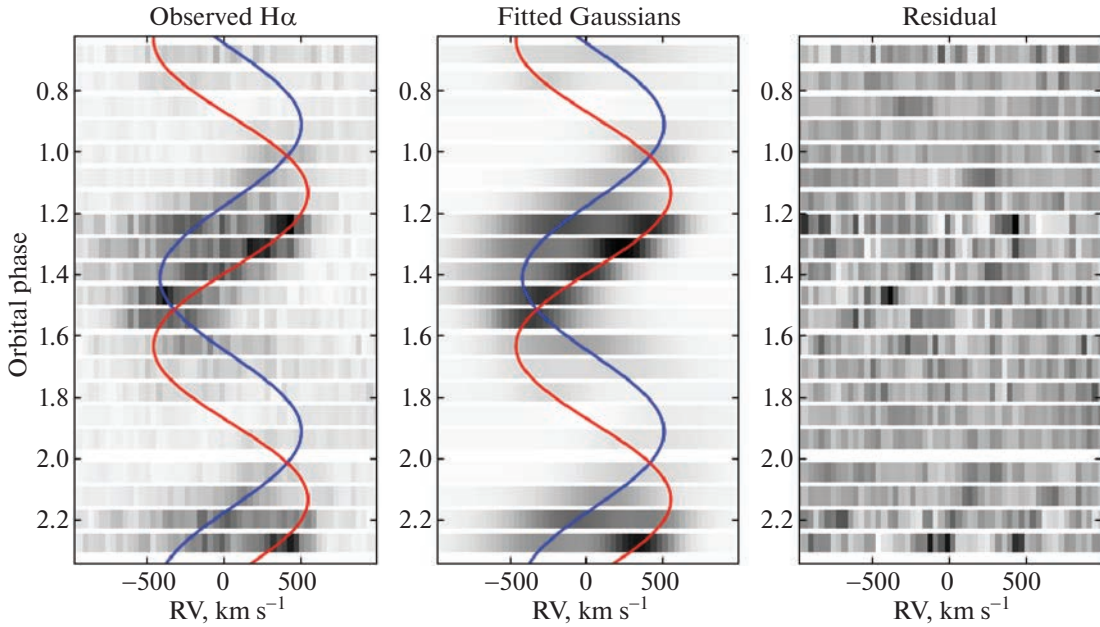


Рис. 3. Динамический спектр линии H α (слева), динамический спектр суммы аппроксимирующих гауссиан (в центре), остаточный динамический спектр (справа), полученный вычитанием аппроксимирующих гауссиан из наблюдаемых спектров. Красной и синей линиями показаны кривые лучевых скоростей узкой и широкой компонент соответственно.

Кривая блеска J1845, полученная на PTT-150, показана на рис. 2. На ней лучше заметна отмеченная выше особенность J1845, заключающаяся в близости блеска в затмении и в тусклой фазе. Профиль затмения был аппроксимирован трапецидом. Продолжительность затмения оценивалась по ширине аппроксимирующего трапецида на половине глубины и составила $\Delta t_{\text{ecl}} = 96.5 \pm 1.7$ с. Глубина затмения была оценена в $\Delta m = 1^{\text{m}}62 \pm \pm 0^{\text{m}}18$. Представленные ошибки параметров найдены методом Монте-Карло.

4. ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ

Спектры J1845 содержат типичный для катаклизмических переменных набор эмиссионных линий. В усредненном спектре наблюдаются линии бальмеровской серии водорода H α , H β , H γ , линии нейтрального гелия HeI $\lambda 4921$, $\lambda 5015$, $\lambda 6678$, а также линия ионизованного гелия HeII $\lambda 4686$. В профилях наиболее сильных линий выделяются многокомпонентная структура и переменность, модулированная с орбитальным периодом. Переменность профиля линии H α показана на динамическом спектре на рис. 3. Поведение других линий схожее, однако менее выражено ввиду большей зашумленности. В интервале фаз $\varphi = 0.2\text{--}0.4$ наблюдается разделение профиля на две компоненты: широкую (FWHM ~ 870 км/с) и узкую (FWHM ≈ 440 км/с).

Поведение компонент профилей линии H α анализировалось путем их описания суммой двух гауссиан

$$f(v) = B + \sum_{i \in \{n,b\}} A_i \exp \left[-\frac{(v - V_i)^2}{2\sigma_i^2} \right], \quad (2)$$

где v — лучевая скорость точки профиля линии, A — высота гауссианы, σ — среднеквадратическое отклонение, V — скорость центра гауссианы, B — уровень непрерывного спектра вблизи линии (см. аналогичный анализ линий в Лю и др., 2023; Колбин и др., 2023). Индексы n и b соответствуют узкой и широкой компоненте соответственно. Предполагалось синусоидальное движение компонент спектрального профиля, задаваемое как

$$V_i = \gamma + K_i \sin [2\pi(\varphi - \varphi_i^0)], \quad (3)$$

где $i \in \{n,b\}$, γ — лучевая скорость центра масс системы, K — полуамплитуда лучевой скорости, φ — фаза орбитального периода, φ^0 — начальная фаза. Параметры γ , $K_{n,b}$, $\varphi_{n,b}^0$ определялись путем описания набора профилей методом наименьших квадратов. Высоты гауссиан $A_{n,b}$ и уровень континуума B находились отдельно для каждого профиля, а параметры $\sigma_{n,b}$ считались независимыми от времени и находились путем описания спектральных профилей вместе с γ , $K_{n,b}$, $\varphi_{n,b}^0$. Ошибки определения параметров рассчитывались методом Монте-Карло. Восстановленные лучевые скорости обеих компонент показаны на рис. 3. Для узкой

и широкой компонент получены полуамплитуды лучевой скорости $K_n = 503 \pm 9$ км/с и $K_b = 447 \pm \pm 12$ км/с соответственно. Разность начальных фаз для двух компонент линии составляет $\Delta\varphi = 0.228 \pm 0.006$. Отметим, что профили эмиссионных линий полюров могут иметь довольно сложную структуру, воспроизведение которой потребовало бы большего количества компонент с изменяющимися ширинами (см., например, Швопе и др., 1997). Однако, ввиду высокой зашумленности наших наблюдений и низкого спектрального разрешения, описанного приближения с двумя гауссианами оказывается достаточно для удовлетворительного описания динамического спектра ($\chi^2_\nu \approx 1$).

Проявление узкой эмиссионной компоненты является довольно распространенным явлением среди полюров (см., например, Швопе и др., 1997; Колбин и др., 2022; Родригес и др., 2023). Часто ее возникновение связывают с эффектами переизлучения на поверхности донора, облучаемой рентгеновским излучением аккреционного пятна. Однако из кривой лучевых скоростей узкой компоненты J1845 очевидно, что она формируется в другой области. Действительно, в случае излучения с поверхности донора, в фазе $\varphi = 0.5$ выполнялось бы равенство $V_n = \gamma$, и достигался бы максимальный поток в узкой компоненте, чего не наблюдается в случае J1845.

Представленный динамический спектр линии $\text{H}\alpha$ использован для восстановления доплеровской томограммы, которая представляет собой карту распределения эмиссии в двухмерном пространстве скоростей. Каждая точка этой карты может быть определена двумя полярными координатами: модулем скорости относительно центра масс системы v (с точностью до множителя $\sin i$, i — наклонение орбиты) и углом между направлением вектора скорости излучающей частицы и осью, соединяющей центры масс звездных компонентов ϑ . Для более детального знакомства с интерпретацией доплеровских томограмм мы отсылаем читателя к Марш (2005); Котзе и др. (2015, 2016). Восстановление доплеровских карт выполнялось с помощью программы *doptomog-2.0*, реализующей метод максимума энтропии (Котзе и др., 2015, 2016). В течение орбитального периода J1845 изменяется поток в линиях, что говорит о высокой оптической толщине излучающей области и/или ее затмениях вторичным компонентом. По этой причине нами использован так называемый потокомодулированный вариант доплеровской томографии, который предполагает синусоидальное изменение интенсивности эмиссионных областей в течение орбитального периода (Стигс, 2003).

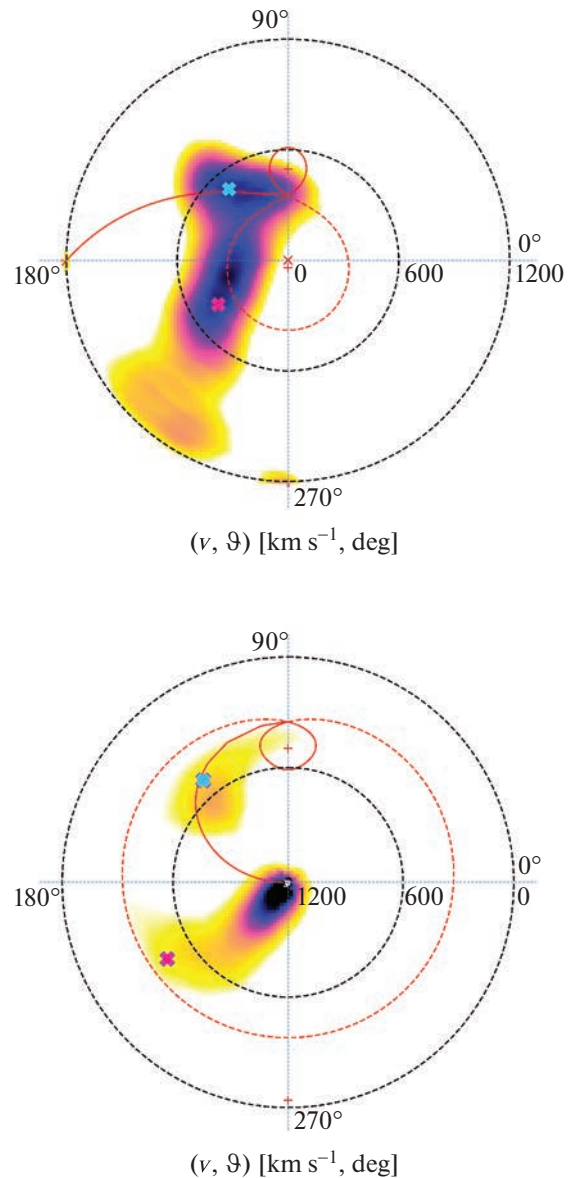


Рис. 4. Доплеровские томограммы J1845 в стандартной (сверху) и вывернутой (“inside-out”, снизу) проекциях. Голубым и красным крестиками показаны области формирования узкой и широкой компонент эмиссионных линий соответственно. Незамкнутой красной линией показаны скорости частиц на баллистической траектории. Красная замкнутая линия соответствует полости Роша донора, пунктирная красная линия — полости Роша белого карлика.

На рис. 4 показаны доплеровские томограммы J1845 в двух проекциях: стандартной и вывернутой (“inside-out”). В первой проекции модуль скорости v возрастает от центра томограммы к периферии, во второй — наоборот, увеличивается от периферии к центру. Последний вариант удобен для исследования высокоскоростных участков аккреционной струи, которые сильно размываются на картах в стандартной проекции (см. подробнее об

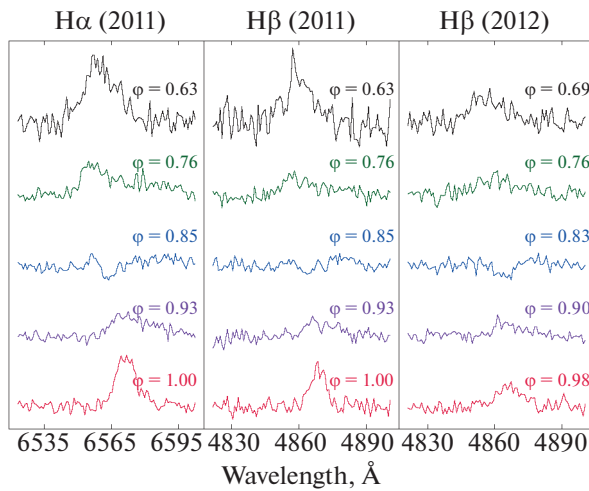


Рис. 5. Эволюция профилей линий $H\alpha$, $H\beta$ по данным наблюдений 2011 г. (две панели слева) и $H\beta$ по данным наблюдений 2012 г. (правая панель) вблизи орбитальной фазы $\varphi = 0.85$. Очевидна смена эмиссионного профиля на абсорбционный и обратно.

этом эффекте Котзе и др., 2015). На томограммах наблюдаются две области: первая соответствует узкой компоненте эмиссионных линий, а вторая — широкой. Положение источника узкой компоненты хорошо ложится на след баллистической траектории, рассчитанной при допустимых для J1845 параметрах ($M_1 = 0.85 M_\odot$, $M_2 = 0.07 M_\odot$, $i = 80^\circ$, см. следующий раздел). Положение широкой компоненты согласуется с ожидаемыми скоростями аккреционной струи на магнитной траектории (Швопе и др., 1997). Угол ϑ на $\sim 90^\circ$ выше для широкой компоненты, чем для узкой, что, по-видимому, обусловлено резкой сменой направления движения газа после переходной области. Заметно растяжение области формирования широкой компоненты в сторону увеличения модуля скорости v с увеличением ϑ . Если движение газа происходит строго по линиям магнитного диполя, то это могло бы указывать на наклон оси диполя по отношению к оси вращения белого карлика.

Интересной особенностью в поведении спектральных линий является смена их профиля с эмиссионного на абсорбционный и обратно около орбитальной фазы $\varphi = 0.85$. Это явление продемонстрировано на рис. 5 для линий $H\alpha$, $H\beta$ и $HeI \lambda 5876$. Похожее явление встречается у некоторых других представителей типа AM Her, например у FL Cet (Шмидт и др., 2005), V808 Aur (Борисов и др., 2016), ZTFJ0850+0443 (Родригес и др., 2023). Данный эффект интерпретируется покрытием аккреционного пятна оптически-толстой частью аккреционной струи. По-видимому, явление присуще системам с высоким наклонением орбитальной плоскости, к которым также относится

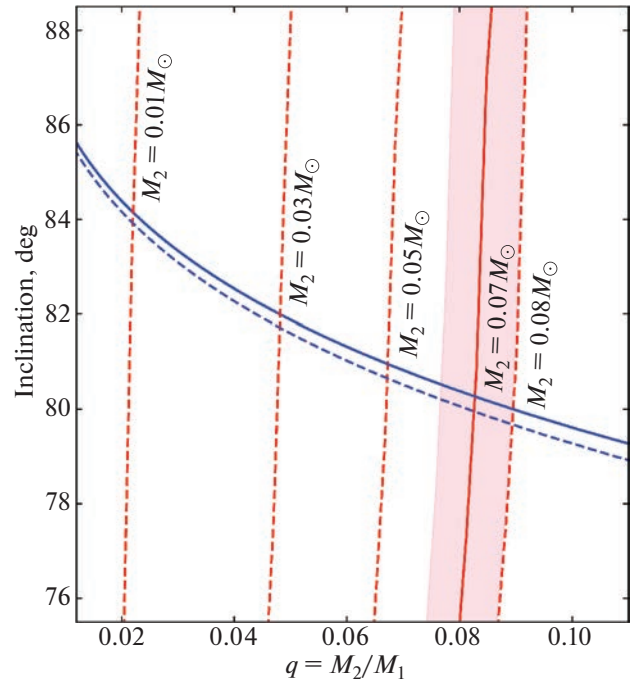


Рис. 6. Наборы решений в плоскости $q-i$. Непрерывной синей линией показано решение, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения, если бы оно было вызвано покрытием незапятнанного белого карлика донором. Пунктирная синяя линия соответствует предельному отклонению от первого решения, вызванного затмением яркого аккреционного пятна. Непрерывная красная линия является решением, воспроизводящим кривую лучевых скоростей узкой компоненты линии $H\alpha$ для массы донора $M_2 = 0.07 M_\odot$. Пунктирными линиями показаны аналогичные решения для доноров с массами 0.08, 0.05, 0.03, $0.01 M_\odot$.

J1845. Отметим также, что в отличие от приведенных примеров систем с инверсией спектральных линий у J1845 не регистрируется предзатменный дип в кривых блеска. Вероятно, покрывающая аккреционное пятно часть струи в J1845 является оптически-тонкой в континууме, что может быть вызвано меньшим темпом аккреции или геометрическими особенностями в ориентации аккреционного течения к наблюдателю.

5. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ

Присутствие затмения белого карлика в катаклизмических переменных дает возможность наложить ограничения на массы компонентов системы и наклонение орбиты. Поскольку донор заполняет свою полость Роша, продолжительность затмения акретора определяется отношением масс $q = M_2/M_1$ и наклонением орбитальной плоскости i (Хорн, 1985). Решение в плоскости $q-i$, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения в $\Delta t_{\text{ecl}} = 96.5 \pm 1.7$ с, показано на рис. 6. Оно построено в предположении покрытия донором

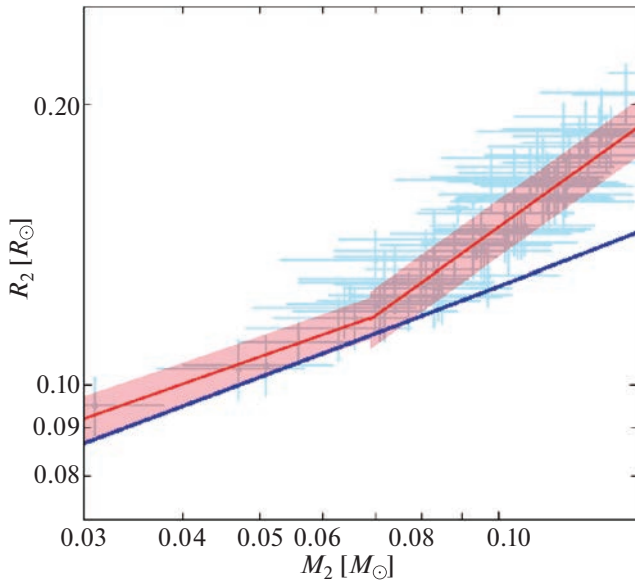


Рис. 7. Зависимость радиуса донора в катаклизмических переменных от его массы. Точки с барами ошибок соответствуют измерениям радиусов и масс доноров, заимствованным из работы Книгге (2006). Линии — степенные аппроксимации для доноров с массами $M_2 < 0.069 M_\odot$ (так называемых баунсеров) и $0.069 M_\odot < M_2 < 0.20 M_\odot$, полученные Книгге (2006); Книгге и др. (2011). Синие линии — эффективные радиусы полости Роша донора, рассчитанные для масс белого карлика $M_1 \in 0.50\text{--}1.44 M_\odot$.

центра белого карлика. Ошибка определения продолжительности затмения дает неопределенность наклона орбиты лишь $\sim 0.01^\circ$ в диапазоне $q \in 0.02\text{--}0.10$. Большую неопределенность в решение вносит отсутствие координат затмеваемого источника. Как мы предположили в разделе 3, наблюдаемое затмение в J1845 образуется в результате покрытия донором небольшой части диска белого карлика, содержащей яркое аккреционное пятно. На том же рисунке мы наложили решение, которое соответствует затмению точки на поверхности белого карлика, обращенной в сторону донора. В расчетах использовался радиус белого, близкий к максимальному и соответствующий массе $M = 0.5 M_\odot$, т.е. массе, близкой к минимальной для катаклизмических переменных (Зоротович и др., 2011). Таким образом, две построенные кривые в плоскости $q-i$ образуют область, в которой находится истинное решение для J1845.

Для дальнейшего ограничения параметров мы воспользовались кривой лучевых скоростей узкой компоненты $\text{H}\alpha$. В предыдущем разделе мы показали, что она, вероятнее всего, образуется в аккреционной струе около точки Лагранжа L_1 . В таком случае можно предположить, что область формирования узкой компоненты располагается на достаточно большом удалении от переходной обла-

сти, где движение газа не искажается магнитным полем белого карлика и происходит по траектории, близкой к баллистической. Наблюдаемая полуамплитуда лучевых скоростей узкой компоненты K_n и ее начальная фаза φ_n^0 являются функциями четырех параметров: наклона орбитальной плоскости i , отношения масс q , массы вторичного компонента M_2 , а также удаления области формирования эмиссии от точки Лагранжа L_1 . Очевидно, что для построения решения в плоскости $q-i$, соответствующего наблюдаемым значениям K_n и φ_n^0 , потребуется дополнительное соотношение для удаления неопределенности в массе M_2 . Часто такое соотношение строится исходя из заполнения донором своей полости Роша, эффективный радиус которой определяется как

$$R_L = A \frac{0.5126q^{0.7388}}{0.6710q^{0.7349} + \ln(1 + q^{0.3983})}, \quad (4)$$

где A — большая полуось системы, связанная с массами компонентов и орбитальным периодом через третий закон Кеплера $A = (M_2(1 + 1/q)P_{\text{orb}}^2)^{1/3}$. Формула (4) справедлива для полностью конвективных звезд (Сироткин, Ким, 2009; Книгге и др., 2011), описываемых политропными моделями с индексом $n = 3/2$. Построенная для масс белых карликов $M_1 = 0.5\text{--}1.44 M_\odot$ зависимость радиуса полости Роша от массы донора показана на рис. 7. На том же рисунке показана эмпирическая зависимость радиуса донора от его массы, данная в работе Книгге и др. (2011). Видно, что пересечение кривых $R_L(M_2)$ и $R_2(M_2)$ отсутствует, однако имеется согласие радиусов в пределах ошибок для $M_2 < 0.08 M_\odot$. Поскольку система имеет очень короткий для катаклизмических переменных орбитальный период, мы считаем наиболее вероятной массу донора $M_2 = 0.07 M_\odot$, которая соответствует развороту эволюции системы от уменьшающегося к увеличивающемуся периоду.

На плоскость $q-i$, показанную на рис. 6, мы наложили решения, согласующиеся с предположением формирования узкой компоненты $\text{H}\alpha$ на баллистической траектории для масс донора 0.08, 0.05, 0.03, 0.01 $M_\odot$. Баллистическая траектория рассчитывалась путем решения ограниченной задачи трех тел (Фланнери, 1975). Кривая, соответствующая массе $M_2 = 0.08 M_\odot$, дает ограничение на отношение масс $q \leq 0.09$, массу белого карлика $M_1 \leq 0.89 M_\odot$ и наклонение орбиты $i \geq 79.7^\circ$. Другое ограничение на параметры дает кривая, рассчитанная для массы $M_2 = 0.01 M_\odot$, близкой к минимальной массе коричневых карликов. Из нее следуют ограничения на массу белого карлика $M_1 \geq 0.49 M_\odot$ и наклонение орбиты $i \leq 84.3^\circ$.

На рис. 6 также показано решение для, как мы полагаем, наиболее вероятной массы донора $M_2 = 0.07 M_\odot$ и используемое в дальнейшем для моделирования поляризационных наблюдений. Ему соответствуют отношение масс $q = 0.083$, масса белого карлика $M_1 = 0.85 \pm 0.07 M_\odot$ и наклонение орбитальной плоскости $i = 80^\circ \pm 0.5^\circ$. При вычислении ошибок этих параметров учитывались ошибки определения K_n и φ_n^0 .

6. ЦИКЛОТРОННЫЕ СПЕКТРЫ

В спектрах J1845 в течение всего орбитального периода наблюдаются слабые циклотронные гармоники. Мы выполнили их анализ на основе спектров 21/22 сентября 2011 г., которые были получены в наиболее широком спектральном диапазоне. Эти спектры демонстрируют три гармоники около длин волн 5100 Å, 5900 Å и 6700 Å, которые наиболее выражены в яркой фазе. Заметно различие на $\approx 150\text{--}300$ Å в длинах волн гармоник яркой и тусклой фаз, однако переменность положения гармоник в пределах фазы блеска не регистрируется. Спектры с наиболее выраженными гармониками из яркой и тусклой фаз, соответствующие орбитальным фазам $\varphi = 0.81$ и $\varphi = 0.26$, представлены на рис. 8. Мы провели их моделирование с использованием простой модели аккреционного пятна, однородного по температуре и плотности. В рамках этой модели интенсивности выходящего излучения в обыкновенной (o) и необыкновенной (e) модах определяются как

$$I_{o,e} = I_{RJ}[1 - \exp(-\alpha_{o,e}\Lambda)], \quad (5)$$

где $I_{RJ} = k_B T \omega^2 / 8\pi^3 c^2$ — интенсивность Рэлея—Джинса на поляризационную моду, $\alpha_{o,e}$ — коэффициенты циклотронного поглощения в единицах $\omega_p^2 / \omega_c c$ для обыкновенных и необыкновенных волн (ω_p — плазменная частота, ω_c — циклотронная частота), $\Lambda = \omega_p^2 \ell / \omega_c c$ — плазменный параметр, зависящий от толщины излучающей области вдоль луча зрения ℓ . Коэффициенты поглощения $\alpha_{o,e}$ зависят от частоты излучения, температуры излучающей среды и угла между линиями магнитного поля и лучом зрения. Их вычисление проводилось согласно методу Чэнмьюгэ, Далк (1981). Полная интенсивность циклотронного излучения определяется как сумма интенсивностей обыкновенных и необыкновенных волн, т.е. $I_{\text{сис}} = I_o + I_e$. Форма циклотронного спектра зависит от напряженности магнитного поля B , электронной температуры T_e , плазменного параметра Λ и угла θ между линиями магнитного поля и лучом зрения.

Определение параметров аккреционных пятен проводилось методом наименьших квадратов. Удовлетворительного описания спектра яркой фазы

не удалось достичь на широком диапазоне параметров используемой модели. Мы предположили, что главное аккреционное пятно имеет двухкомпонентную структуру, включающую в себя часть со спектром, близким к спектру Рэлея—Джинса, а также компоненту, спектр которой содержит циклотронные гармоники. Первая компонента может быть плотным или горячим ядром, спектр которого вырождается в спектр Рэлея—Джинса при высокой оптической толщине $\tau_{o,e} = \alpha_{o,e}\Lambda$. Второй компонентой может быть периферия пятна с меньшими значениями локального темпа аккреции. На присутствие плотной структуры указывает слабая поляризация J1845 в яркой фазе (см. следующий раздел), которая также может быть связана с высокой оптической толщиной излучающей области. Суммирование спектров проводилось по формуле

$$F_\lambda = c \left(f \frac{1}{\lambda^4} + (1 - f) I_{\text{сис}} \right), \quad (6)$$

где c — масштабирующий множитель, необходимый для перевода интенсивностей в наблюдаемые потоки, а f регулирует вклад Рэлея—Джинсовской компоненты ($\sim 1/\lambda^4$) и циклотронной компоненты в интегральный спектр ($0 \leq f \leq 1$). Поиск параметра f при фиксированных B , T_e , Λ , θ проводился методом золотого сечения. Отметим, что вклад компонент ($\sim cf$ и $\sim c(1 - f)$) в интегральное излучение не всегда удается найти через решение системы нормальных уравнений из-за возможности отрицательных решений.

В отличие от яркой фазы, спектр тусклой фазы описывался лишь циклотронным спектром. Вклад белого карлика в моделируемых спектрах должен быть малым. Так, о состоянии поляра можно судить по его фотометрии, выполненной на БТА/SCORPIO-2 сразу перед спектральными наблюдениями. Полученные два измерения блеска хорошо ложатся на кривую блеска в повышенном состоянии (см. рис. 9). Поскольку блеск на рассматриваемых фазах в повышенном и пониженном состояниях отличается на 2 m, вклад излучения белого карлика должен быть менее $\sim 1/5$ от интегрального излучения системы.

На рис. 8а и 8в представлены карты распределения оптимального χ^2 в плоскости $\log \Lambda - T_e$ для спектров яркой и тусклой фазы соответственно. Для каждой пары ($\log \Lambda$, T_e) представленных карт показано минимальное значение χ^2 для магнитного поля B и угла θ . Изолиниями показаны доверительные области, соответствующие уровню доверия 99% (см., например, Пресс и др., 2007). На первом графике штриховыми линиями указана область, где оптимальная напряженность магнитного поля изменяется в пределах 27–30 МГс. Видно, что эта область полностью захватывает доверительный

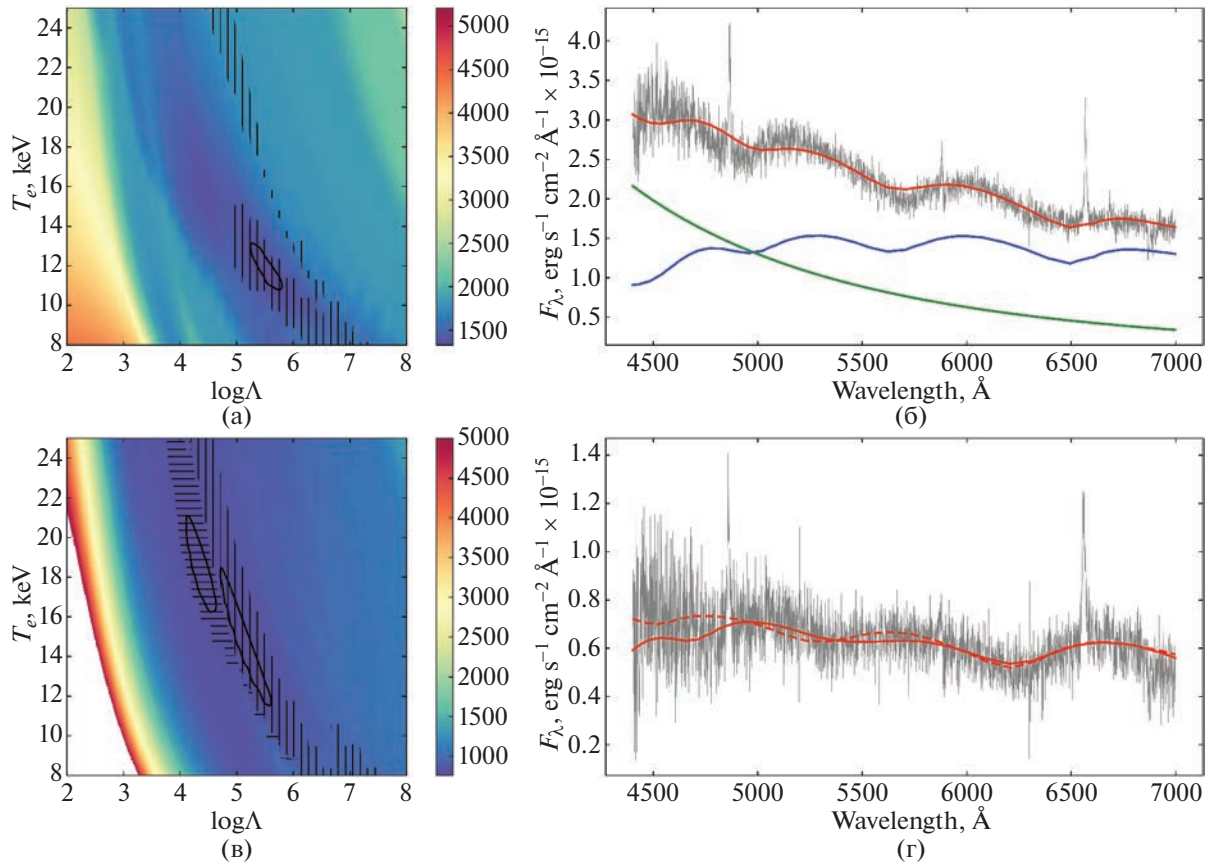


Рис. 8. Карты распределения минимального χ^2 в плоскости $\log \Lambda - T_e$ для яркой фазы ($\varphi = 0.81$, панель (а)) и тусклой фазы $\varphi = 0.26$, панель (в). На панелях (б) и (г) показаны спектры J1845 (серая линия) и их аппроксимация (красная линия) для яркой и тусклой фазы соответственно. Для яркой фазы аппроксимирующий спектр является суммой циклотронного спектра для магнитного поля $B = 28.4$ МГц (синяя линия) и распределением Рэля—Джинса (зеленая линия). Спектр тусклой фазы описан циклотронными спектрами для магнитного поля $B = 30.3$ МГц (сплошная красная линия) и для $B = 35.9$ МГц (пунктирная красная линия).

интервал, из чего мы делаем вывод о напряженности магнитного поля в главном аккреционном пятне $B = 28.4^{+0.1}_{-0.2}$ МГц. Описание наблюдаемого спектра при данной оценке напряженности магнитного поля показано на рис. 8б. На карте χ^2 для тусклой фазы имеются две доверительные области, покрываемые оптимальными значениями магнитного поля 35–37 МГц (горизонтальные штрихи) и 29–34 МГц (вертикальные штрихи). Таким образом, для второго аккреционного пятна имеется неоднозначность в определении напряженности магнитного поля с возможными его значениями $B = 30.3^{+0.6}_{-0.4}$ МГц и $B = 35.9^{+0.8}_{-0.1}$ МГц. Описание наблюдаемого спектра при двух оценках магнитного поля показано на рис. 8г. Интересно, что для двух анализируемых спектров оптимальные значения угла θ близки (в пределах 3°) к 90° . Вероятно, аккреция газа происходит вблизи полюсов вращения, что дает такие значения угла θ при наклонении оси вращения $i \approx 90^\circ$. Это предположение также согласуется со слабой переменностью в положении

циклотронных гармоник, соответствующим малому изменению угла θ . Кроме того, данное предположение, сделанное из анализа циклотронных спектров, поддерживает гипотезу, сделанную в разделе 3 и заключающуюся в затмении вторичным компонентом небольшой части белого карлика, содержащей аккреционное пятно.

7. ПОЛЯРИМЕТРИЯ

Кривые блеска и кривые круговой поляризации, полученные в полосе V на БТА/SCORPIO-2, представлены на рис. 9. В наблюдениях 23/24 апреля 2012 г., также как и в наблюдениях ZTF и PTT-150 (см. раздел 3), прослеживается тусклая фаза со слабой переменностью блеска ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.70$), а также яркая фаза ($0.70 \lesssim \varphi \lesssim 1.25$), в которой блеск системы повышен на $\Delta V \approx 2^m.5$. Наблюдения 28/29 августа 2011 г. пришлись на более высокое состояние поляра, отличающееся по блеску от состояния

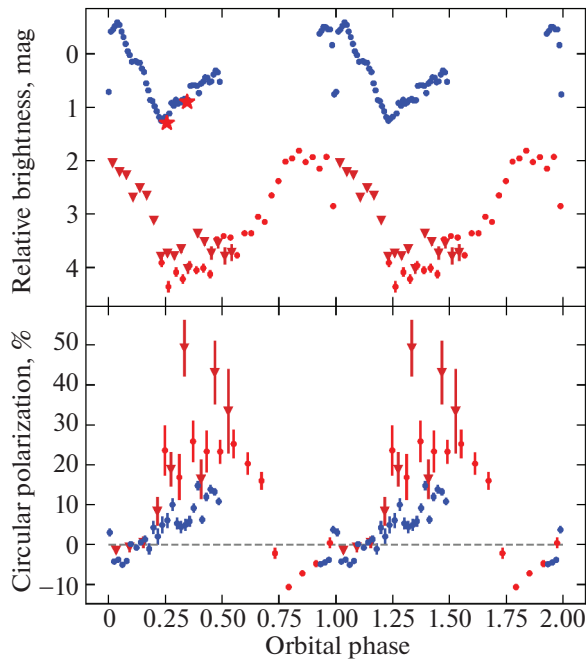


Рис. 9. Кривые блеска (верхняя панель) и кривые круговой поляризации (нижняя панель) поляра J1845 в полосе V. Синими маркерами показаны наблюдения, полученные 28/29 августа 2011 г., а красными маркерами — наблюдения 23/24 апреля 2012 г. Точками и треугольниками отмечены наблюдения, относящиеся к разным циклам орбитального периода. Красные звездочки — фотометрические данные по прямым изображениям в фильтре V, полученным перед спектральными наблюдениями 21/22 сентября 2011 г.

23/24 апреля 2012 г. в среднем на $\Delta V \approx 1^m5$. В повышенном состоянии кривая блеска имеет более сложную форму, в которой отсутствует плато в интервале $0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.70$. Заметно падение амплитуды поляризации с $V/I \in [-10, +30\%]$ до $V/I \in [-5, +10\%]$ при переходе из пониженного в повышенное состояние. Это явление ожидаемо для полюсов и, по-видимому, вызвано увеличением оптической толщины аккреционных пятен с повышением массообмена и/или большим вкладом непрерывного излучения аккреционной струи в излучение системы в повышенном состоянии (Шмидт и др., 2005; Ромеро-Кольменеро и др., 2003).

Интересно поведение круговой поляризации в течение орбитального периода. Во-первых, имеется смена знака поляризации с отрицательного в яркой фазе на положительный в тусклой фазе. Во-вторых, видна антикорреляция степени поляризации с блеском поляра. Эти явления сложно интерпретировать в рамках однополюсной модели аккреции, из-за чего мы предполагаем, что в поляре реализуется аккреция на два магнитных полюса. При этом главный аккрецирующий полюс дает

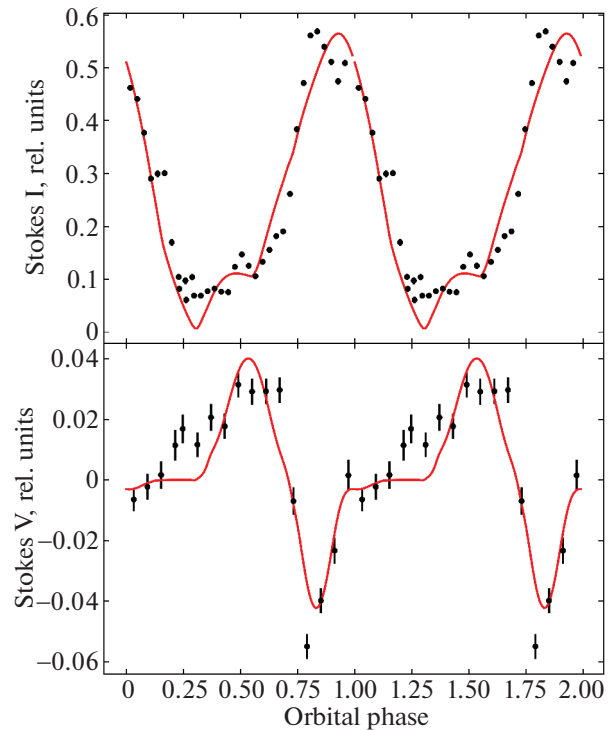


Рис. 10. Наблюдаемая кривая параметра Стокса I (черные точки, верхняя панель) и кривая параметра Стокса V (черные точки, нижняя панель) поляра J1845, а также их описание теоретическими кривыми (красные линии).

яркую фазу $0.70 \lesssim \varphi \lesssim 1.25$ и обращен к донору, в то время как на фазе плато наблюдается более слабая аккреция вблизи противоположного магнитного полюса. Меньшая степень поляризации излучения главного аккреционного пятна может быть связана с его большей оптической толщиной. Заметим, что анализ циклотронных спектров дает близкие значения напряженности магнитных полей в двух аккреционных пятнах, и вряд ли различия в степени поляризации вызваны разностью магнитных полей. Кроме того, система имеет высокое наклонение $i \approx 90^\circ$, из-за чего различие условий видимости аккреционных пятен также выглядит слабым аргументом для объяснения различий степени поляризации. Ввиду этого мы рассматриваем различие оптических глубин как главную гипотезу разности степени поляризации двух аккреционных пятен. Обращает на себя внимание смена знака поляризации при прохождении затмения (от $\approx -3.6\%$ около затмения до $\approx 4.0\%$ в затмении), зарегистрированная в наблюдениях 28/29 августа 2011 г. Это явление согласуется с нашим предположением о частичном затмении белого карлика, сделанным в разделе 3. Действительно, если донор покрывает лишь “нижнюю” часть белого карлика с главным аккреционным пятном, то в интегральном излучении системы должен увеличиться вклад от

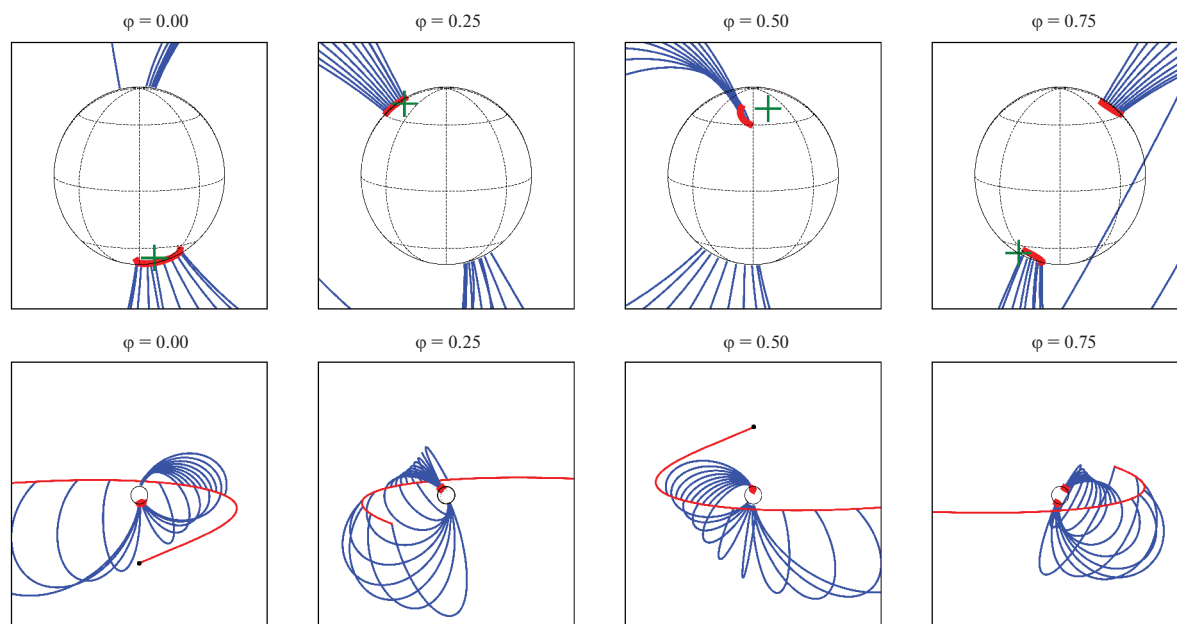


Рис. 11. Модель поляра J1845, оптимально согласующаяся с поляризационными наблюдениями. Сверху показаны модели белого карлика J1845 в разные фазы орбитального периода φ . Красными линиями указаны аккреционные пятна, синими линиями — линии магнитного диполя, выходящие из аккреционных пятен. Зелеными крестиками показано положение магнитных полюсов. Те же модели показаны на нижней панели с большим полем зрения. Красной линией показана баллистическая траектория частиц, выходящих из точки Лагранжа L_1 .

окрестностей второго магнитного полюса, имеющего противоположную поляризацию.

Кривые параметров Стокса I и V, полученные 23/24 апреля 2012 г., были промоделированы простой моделью аккрецирующего белого карлика с дипольным магнитным полем, предложенной Колбиным, Борисовым (2020). В данной модели аккреционная струя описывается двумя составляющими: баллистической и магнитной. По баллистической траектории частицы двигаются от точки Лагранжа L_1 до переходной области, где они захватываются магнитным полем белого карлика. Положение и размер переходной области задаются азимутальным углом α , который отсчитывается от направления на вторичный компонент, и азимутальной протяженностью $\Delta\alpha$. После переходной области вещество аккреционной струи движется вдоль магнитных линий и оседает вблизи магнитных полюсов белого карлика, образуя аркообразные аккреционные пятна. Так же, как и при моделировании циклотронных спектров, пятна считались однородными по температуре и плотности, а спектр их излучения характеризуется электронной температурой T_e , безразмерным плазменным параметром Λ , напряженностью магнитного поля B и углом между линиями магнитного поля и лучом зрения θ . Путем вычисления свертки поляризованного спектра излучения с функцией пропускания фотометрического фильтра нами была рассчитана сетка параметров Стокса I и V в полосе V. Эта сетка интерполи-

ровалась при синтезе кривых параметров Стокса системы. За подробностями об используемом методе моделирования кривых блеска и поляризации полярных мы отсылаем читателя к работе Колбина, Борисова (2020).

При моделировании наблюдаемых параметров Стокса выполнялся поиск ориентации магнитного диполя, а также положения аккреционных пятен на поверхности белого карлика. Ориентация магнитного диполя задавалась двумя углами: наклоном оси диполя к оси вращения β и долготой магнитного полюса ψ , отсчитываемой от направления на центр масс донора. Положение пятен на поверхности белого карлика определялось через положение переходной области, характеризуемой углами α и $\Delta\alpha$. В соответствии с результатами моделирования циклотронных спектров, температура аккреционных пятен была зафиксирована на значении 10 кэВ, а магнитное поле в пятнах было принято равным 30 МГс. Наклонение орбиты было принято равным $i = 80^\circ$, а массы белого карлика и донора, необходимые для расчета баллистической траектории, были зафиксированы на значениях $M_1 = 0.85 M_\odot$ и $M_2 = 0.07 M_\odot$ соответственно (см. раздел 5). Поиск ориентации магнитного диполя и положения переходной области проводился минимизацией χ^2 с использованием генетического алгоритма. Полученная модель аккреции в J1845 визуализирована на рис. 11. Магнитный диполь наклонен к оси вращения на угол $\beta = 149^\circ$ и магнитный полюс имеет

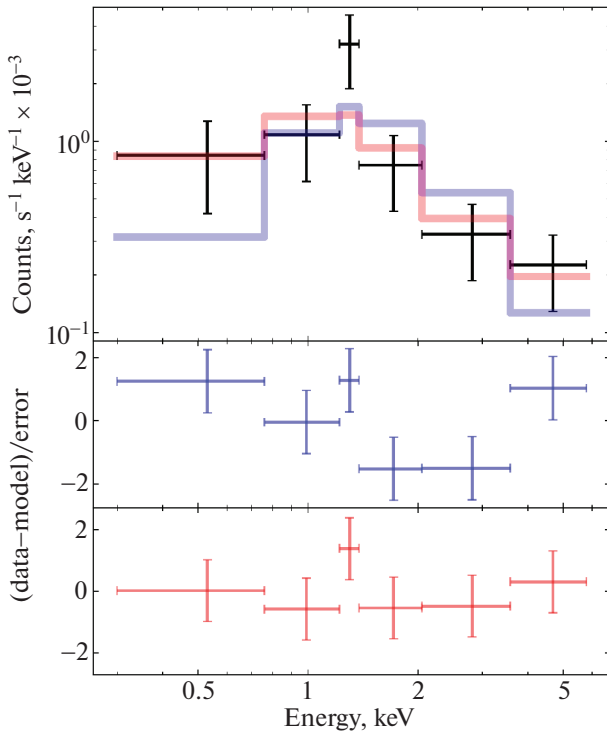


Рис. 12. Верхняя панель: рентгеновский спектр J1845 (черные бары ошибок по двум осям), описанный моделью абсолютно черного тела (синяя линия) и моделью тормозного излучения (красная линия). На нижних панелях показаны взвешенные невязки для черного тела (синие бары ошибок) и для спектра тормозного излучения (красные бары ошибок).

долготу $\psi = 20^\circ$. Главное аккреционное пятно расположено в нижней, т.е. расположенной от наблюдателя полусфере белого карлика, ограниченной экватором. Аккреция на него осуществляется с переходной области, начинающейся на азимутальном угле $\alpha = 96^\circ$ и имеющей протяженность $\Delta\alpha = 160^\circ$. Захват газа линиями магнитного поля второго пятна начинается от $\alpha = 89^\circ$ и растягивается на $\Delta\alpha = 58^\circ$. Плазменный параметр первого пятна равен $\log \Lambda = 7.0$, а для второго пятна $\log \Lambda = 5.9$. Сравнение наблюдаемых кривых блеска и поляризации с модельными представлено на рис. 10. Видно качественное описание наблюдений, поддерживающее нашу гипотезу о двухполюсной аккреции с различающимися оптическими глубинами аккреционных пятен. Учитывая близость физических условий в двух аккреционных пятнах, оценка отношения оптических глубин составляет $\tau_1/\tau_2 \approx \Lambda_1/\Lambda_2 \approx 10$.

8. НАБЛЮДЕНИЯ SWIFT

Рентгеновский спектр J1845 получен телескопом XRT орбитальной обсерваторией Swift. Излучение регистрировалось в диапазоне энергий $E = 0.2\text{--}10$ кэВ с временем накопления 11.5 кс

(ObsID 00031970). Экстракция спектра осуществлялась с помощью онлайн-сервиса⁴ извлечения данных Swift/XRT (Эванс и др., 2009). Для анализа спектральных наблюдений использовалась программа Xspec пакета HEASoft⁵. Полученный спектр сгруппирован так, чтобы приходилось не менее шести отсчетов на спектральный канал.

Существуют две основные компоненты в рентгеновских спектрах полярных: тормозное излучение аккреционного пятна и нагретая излучением аккреционного пятна часть поверхности белого карлика, имеющая планковский спектр с максимумом в мягком рентгеновском диапазоне (Кроппер, 1990). Мы выполнили описание спектра J1845 спектром тормозного излучения с поглощением (модель `tbabs(bremss)` в Xspec) и спектром абсолютно черного тела с поглощением (модель `tbabs(bbody)`). В модели поглощения `tbabs` использовался химический состав Вилмс и др. (2000). Избыток цвета по картам Шлафли, Финкбайнер (2011) в направлении J1845 составляет $E(B - V) = 0^m0538 \pm 0^m0009$ ⁶. Поскольку карты Шлафли, Финкбайнер (2011) дают галактическое поглощение, полученная оценка избытка цвета представляет собой верхнюю границу для этого параметра. Параллакс J1845 из каталога Gaia DR3 $p'' = (-0.336 \pm 0.980) \times 10^{-3}$ дает ограничение на расстояние $D \gtrsim 1500$ пк (Коллаборация Гайа, 2020). Трехмерные карты поглощения Лальемен и др. (2014); Капитанио и др. (2017) ограничены в направлении J1845 расстоянием 830 пк и дают нижнюю границу избытка цвета $E(B - V) = 0^m037 \pm 0^m015$ ⁷. Экстраполяция этих карт на $D = 1500$ Пк дает $E(B - V) \approx 0^m051$. На основе трехмерных карт Грин и др. (2019)⁸ получается избыток цвета $E(g - r) = 0^m05 \pm 0^m02$ или $E(B - V) = 0^m048 \pm 0^m019$ (Фукугита и др., 1996). Учитывая найденные оценки избытка цвета, мы приняли $E(B - V) = 0^m052 \pm 0^m002$ и поглощение $A_V = 3.1E(B - V) = 0^m16 \pm 0^m06$. Используя эмпирическое соотношение из Фойт и др. (2016) с

⁴ Сервис по извлечению наблюдательных данных Swift/XRT доступен по адресу https://www.swift.ac.uk/user_objects/.

⁵ Пакет программ HEASoft доступен по адресу <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/>.

⁶ Сервис по определению межзвездного поглощения по картам Шлафли, Финкбайнер (2011) доступен по адресу <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>.

⁷ Сервис для работы с трехмерными картами межзвездного поглощения Лальемен и др. (2014) доступен по адресу <https://stilism.obspm.fr/>.

⁸ Сервис для работы с трехмерными картами межзвездного поглощения Грин и др. (2019) доступен по адресу <http://argonaut.skymaps.info/>.

нашей оценкой A_V , мы получили лучевую концентрацию водорода $N_H = (0.46 \pm 0.17) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

Из-за малого количества зарегистрированных квантов аппроксимация спектра J1845 проводилась с использованием С-статистики (Кэш, 1979). Наилучшее описание спектра моделью черного тела достигается при температуре $T = 0.72 \pm 0.09 \text{ кэВ}$ ($C = 9.88$, $\nu = 4$) и представлено на рис. 12. Лучшего воспроизведения спектра удастся достичь моделью тормозного излучения ($C = 4.03$, $\nu = 4$), также показанной на рис. 12. Однако использование этой модели не позволяет определить температуру из-за низкого накопления рентгеновских квантов. Согласно критерию Акаике (1974) более вероятным основным источником рентгеновского излучения является тормозное излучение аккреционного пятна. Интегрированием потока в модели тормозного излучения получена оценка рентгеновского потока $F_X \approx 1.3 \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в диапазоне $0.2 - 5.5 \text{ кэВ}$. С учетом имеющегося ограничения на расстояние до J1845 имеем рентгеновскую светимость поляра $L_X \gtrsim 3.5 \times 10^{31} \text{ эрг/с}$.

Поляр J1845 также наблюдался с 1 по 2 мая 2011 г. ультрафиолетовым/оптическим телескопом Swift/UVOT в фильтре UVW1 ($1500 - 3500 \text{ Å}$). В течение ≈ 0.8 сут получено 52 кадра с экспозициями 196.6 с. Апертурная фотометрия J1845 была выполнена с помощью программы uvotmaghist пакета HEASoft. На рис. 1 представлена ультрафиолетовая фазовая кривая блеска, построенная с использованием эфемерид 1. Ошибка определения фаз орбитального периода составила $\Delta\varphi = 0.03$. Сравнение кривой блеска Swift/UVOT с кривой блеска ZTF показывает корреляцию между потоками в оптическом и УФ-диапазонах, указывающая на формирование УФ-излучения в аккреционных пятнах либо в их окрестностях. Кривая блеска в УФ-диапазоне имеет яркую фазу в диапазоне $0.80 \lesssim \varphi \lesssim 1.20$ и тусклую вблизи фаз $0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$, амплитуда изменения блеска $\Delta UVW1 \approx 1^{\text{m}}1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнено комплексное исследование затменного поляра J1845. Оно включало в себя анализ долговременной фотометрии ZTF, быстрой фотометрии PTT-150, фазово-разрешенной спектроскопии БТА/SCORPIO-1/2, фазово-разрешенной поляриметрии БТА/SCORPIO-2, ультрафиолетовой фотометрии Swift/UVOT и рентгеновских наблюдений Swift/XRT. Далее мы перечислим основные результаты проведенной работы.

В долговременных наблюдениях обзором ZTF проявляются повышенные и пониженные состояния J1845, различающиеся по максимальному блеску на $\Delta r \approx 1^{\text{m}}5$. В фазовых кривых блеска проявляется тусклая фаза со слабым изменением блеска, охватывающая примерно половину орбитального периода ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.70$), а также яркая фаза ($0.70 \lesssim \varphi \lesssim 1.25$), образуемая прохождением главного аккреционного пятна по диску белого карлика. При переходе из пониженного состояния в повышенное наблюдаются смещение яркой фазы и ее растяжение, соответствующие изменению долготы аккреционного пятна на $\approx 25^\circ$ и его растяжению по долготе на $\approx 43^\circ$. Наблюдается затмение продолжительностью $\Delta t_{\text{ecl}} = 96.5 \pm 1.7 \text{ с}$, которое, по-видимому, представляет собой покрытие донором небольшой части диска белого карлика с аккреционным пятном.

В динамических спектрах линии $\text{H}\alpha$ проявляются узкая и широкая компоненты с полуамплитудами лучевых скоростей $K_n = 503 \pm 9 \text{ км/с}$ и $K_b = 447 \pm 12 \text{ км/с}$ соответственно. Анализ доплеровских карт указывает на формирование узкой компоненты недалеко от точки Лагранжа L_1 , в то время как широкая компонента, вероятнее всего, образуется на магнитной траектории аккреционной струи. Вблизи орбитальной фазы $\varphi \approx 0.85$ происходит смена эмиссионного профиля на абсорбционный и обратно. Это явление распространено среди полярных с высоким наклоном орбиты и, по-видимому, вызвано покрытием аккреционного пятна оптически-толстой аккреционной струей.

Из измеренной продолжительности затмения, а также предположения о формировании узкой компоненты спектральных линий на баллистической траектории наложены ограничения на наклонение орбитальной плоскости $79.7^\circ \leq i \leq 84.3^\circ$ и массу белого карлика $0.49 \leq M_1/M_\odot \leq 0.89$. Ограничение параметров проведено в предположении массы вторичного компонента из диапазона $0.01 \leq M_2/M_\odot \leq 0.08$. Верхний предел M_2 определен из эмпирической зависимости “масса–радиус” для доноров в катаклизмических переменных и требования заполнения донором своей полости Роша, а нижний предел M_2 близок к минимальной массе коричневого карлика.

На протяжении всего орбитального периода в спектрах J1845 наблюдались циклотронные гармоника. Положение гармоник тусклой и яркой фаз отличается на $150 - 300 \text{ Å}$, что, по-видимому, вызвано наблюдением разных аккреционных пятен: главного аккреционного пятна в яркой фазе и вторичного пятна в тусклой фазе. Для описания спектра яркой фазы потребовалось введение двухкомпонентной модели, включающей в себя спектр Рэлея–Джинса и циклотронный спектр. Найдены

напряженность магнитного поля в главном аккреционном пятне $B_1 = 28.4^{+0.1}_{-0.2}$ МГс и оценка температуры источника циклотронных гармоник $T \approx 12$ кэВ. Моделирование циклотронного спектра тусклой фазы дало два возможных решения с напряженностями магнитного поля во вторичном пятне $B_2 = 30.3^{+0.6}_{-0.4}$ МГс и $B_2 = 35.9^{+0.8}_{-0.1}$ МГс и температуру из диапазона 12–20 кэВ.

Поляризационные наблюдения J1845 демонстрируют смену знака круговой поляризации в течение орбитального периода, которая подтверждает двухполюсный режим аккреции. Степень поляризации антикоррелирует с блеском поляр, что, по-видимому, вызвано большей оптической толщиной главного аккреционного пятна. Сравнение наблюдений, выполненных в разных состояниях поляр, показывает уменьшение амплитуды поляризации с $V/I \in [-10, +30\%]$ до $V/I \in [-5, +10\%]$ при переходе с пониженного состояния в повышенное. Выполнено моделирование кривой блеска и кривой круговой поляризации с помощью простой модели поляр с двухполюсной аккрецией. Моделирование дает удовлетворительное описание поляризационных наблюдений, подкрепляющее наше предположение о двухполюсной аккреции с высоким различием (примерно в 10 раз) оптических глубин аккреционных пятен.

Рентгеновский спектр J1845 имел небольшое накопление, однако его моделирование указывает на формирование большей части рентгеновского излучения в аккреционном пятне, а не в нагретой фотосфере белого карлика. Ограничение на рентгеновскую светимость $L_X \gtrsim 3.5 \times 10^{31}$ эрг/с согласуется с рентгеновской светимостью систем типа AM Her. Ультрафиолетовая кривая блеска J1845 коррелирует с оптическим поведением блеска, что свидетельствует о формировании УФ-излучения в аккреционных пятнах или около них.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-72-10064). Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты». Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ РАН, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айззу (K. Aizu), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **49**, 1184 (1973).
2. Акаике (H. Akaike), *IEEE Trans. Autom. Control* **19**, 716 (1974).

3. Афанасьев, Амирханян (V.L. Afanasiev and V.R. Amirkhanyan), *Astrophys. Bull.* **67**, 438 (2012).
4. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *BaltA* **20**, 363 (2011).
5. Беллони и др. (D. Belloni, M.R. Schreiber, A.F. Pala, B.T. Gansicke, M. Zorotovic, and C.V. Rodrigues), *MNRAS* **491**, 5717 (2020).
6. Болин и др. (R. Bohlin, L. Colina, and D. Finley), *Astron. J.* **110**, 1316 (1995).
7. Бонне-Бидо и др. (J.M. Bonnet-Bidaud, M. Mouchet, C. Busschaert, E. Falize, and C. Michaut), *Astron. Astrophys.* **579**, A24 (2015).
8. Борисов и др. (N.V. Borisov, M.M. Gabdeev, and V.L. Afanasiev), *Astrophys. Bull.* **71**, 95 (2016a).
9. Борисов и др. (N.V. Borisov, M.M. Gabdeev, V.V. Shimansky, N.A. Katysheva, A.I. Kolbin, S.Yu. Shugarov, and V.P. Goranskij), *Astrophys. Bull.* **71**, 101 (2016b).
10. Бриггс и др. (G.P. Briggs, L. Ferrario, C.A. Tout, and D.T. Wickramasinghe), *MNRAS* **481**, 3604 (2018).
11. Бушхарт и др. (C. Busschaert, É. Falize, C. Michaut, J.-M. Bonnet-Bidaud, and M. Mouchet), *Astron. Astrophys.* **579**, A25 (2015).
12. ВандерПлас (J.T. VanderPlas), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236**, 16 (2018).
13. ван Доккум (P.G. van Dokkum), *PASP* **113**, 1420 (2001).
14. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
15. Ворпель, Швоне (H. Worpel and A.D. Schwope), *Astron. Astrophys.* **583**, A130 (2015).
16. Грин и др. (G.M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J.S. Speagle, and D. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **887**, 93 (2019).
17. Денисенко, Соколовский (D.V. Denisenko and K.V. Sokolovsky), *Astron. Lett.* **37**, 91 (2011).
18. Зоротович и др. (Zorotovic, M.R. Schreiber, and B.T. Gansicke), *Astron. Astrophys.* **536**, 42 (2011).
19. Капитанио и др. (L. Capitanio, R. Lallement, J.L. Vergely, M. Elyajouri, A. Monreal-Ibero), *Astron. Astrophys.* **606**, A65 (2017).
20. Книгге (C. Knigge), *MNRAS* **373**, 484 (2006).
21. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
22. Колбин А.И., Борисов Н.В., Письма в Астрон. журн. **46**, 868 (2020) [A.I. Kolbin and N.V. Borisov, *Astron. Lett.* **46**, 812 (2020)].
23. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.V. Borisov, N.A. Serebriakova, V.V. Shimansky, N.A. Katysheva, M.M. Gabdeev, and S.Yu. Shugarov), *MNRAS* **511**, 20 (2022).
24. Колбин А.И., Борисов Н.В., Буренков А.Н., Спиридонова О.И., Бикмаев И.Ф., Сусликов М.В., Письма в Астрон. журн. **49**, 208 (2023) [A.I. Kolbin, N.V. Borisov, A.N. Burenkov, O.I. Spiridonova, I.F. Bikmaev, and M.V. Suslikov, *Astron. Lett.* **49**, 129 (2023)].
25. Коллаборация Гайа (Gaia Collaboration), *VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3* (2020).

26. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
27. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **595**, 47 (2016).
28. Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
29. Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
30. Лальемен и др. (R. Lallement, J.-L. Vergely, B. Valette, et al.), *Astron. Astrophys.* **561**, A91 (2014).
31. Ли (J. Li), *ASPC* **157**, 235 (1999).
32. Лю и др. (Y. Liu, H.-C. Hwang, N.L. Zakamska, and J.R. Thorstensen), *MNRAS* **522**, 2719 (2023).
33. МакАллистер и др. (M. McAllister, S.P. Littlefair, S.G. Parsons, V.S. Dhillon, T.R. Marsh, B.T. Gänsicke, E. Breedt, C. Copperwheat, et al.), *MNRAS* **486**, 5535 (2019).
34. Марш (T. Marsh), *Astrophys. and Space Sci.* **296**, 403 (2005).
35. Маски и др. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, et al.), *PASP* **131**, 995 (2019).
36. Оке (J.B. Oke), *Astron. J.* **99**, 1621 (1990).
37. Павленко и др. (E. Pavlenko, K. Sokolovsky, A. Baklanov, K. Antonyuk, O. Antonyuk, and D. Denisenko), *Astron. Telegram* **3436**, 1 (2011).
38. Пресс и др. (W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, et al.), *Numerical recipes. The art of scientific computing*. Third ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2007).
39. Риттер, Колб (H. Ritter and U. Kolb), *Astron. Astrophys.* **404**, 301 (2003).
40. Родригес и др. (A. Rodriguez, S. Kulkarni, T. Prince, P. Szkody, K.B. Burdge, I. Caiazzo, J. van Roestel, Z.P. Vanderbosch, et al.), *Astrophys. J.* **945**, 141 (2023).
41. Ромеро-Кольменеро и др. (E. Romero-Colmenero, S.B. Potter, D.A.H. Buckley, P.E. Barrett, and S. Vrielmann), *MNRAS* **339**, 685 (2003).
42. Руссо и др. (Th. Rousseau, A. Fischer, K. Beuermann, and U. Woelk), *Astron. Astrophys.* **310**, 526 (1996).
43. Сироткин, Ким (F. Sirotkin and W.-T. Kim), *Astrophys. J.* **698**, 715 (2009).
44. Стигс (D. Steeghs), *MNRAS* **344**, 448 (2003).
45. Тапиа (S. Tapia), *Astrophys. J. (Lett.)* **212**, L125 (1977).
46. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
47. Феррарио и др. (L. Ferrario, D. de Martino, and B. Gänsicke), *Space Sci. Rev.* **191**, 111 (2015).
48. Фланнери (B.P. Flannery), *MNRAS* **170**, 325 (1975).
49. Фойт и др. (D. Foight, T. Güver, and F. Özel), *Astrophys. J.* **826**, 66 (2016).
50. Фукугита и др. (M. Fukugita, T. Ichikawa, J.E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, and D.P. Schneider), *Astron. J.* **111**, 1748 (1996).
51. Хамери и др. (J.-M. Hameury, A.R. King, and J.-P. Lasota), *MNRAS* **218**, 695 (1986).
52. Хессман и др. (F.V. Hessman, B.T. Gänsicke, and J.A. Mattei), *Astron. Astrophys.* **361**, 952 (2000).
53. Хорн (K. Horne), *MNRAS* **213**, 129 (1985).
54. Хорн (K. Horne), *PASP* **98**, 609 (1986).
55. Чэнмьюгэм, Далк (G. Chanmugam and G.A. Dulk), *Astrophys. J.* **244**, 569 (1981).
56. Швопе и др. (A.D. Schwope, K.H. Mantel, and K. Horne), *Astron. Astrophys.* **319**, 894 (1997).
57. Швопе и др. (A.D. Schwope, F. Mackebrandt, B.D. Thinius, C. Littlefield, P. Garnavich, A. Oksanen, and T. Granzer), *Astronomische Nachrichten* **336**, 115 (2015).
58. Шлафли, Финкбайнер (E. Schlafly and D. Finkbeiner), *Astrophys. J.* **737**, 103 (2011).
59. Шмидт и др. (G. Schmidt, P. Szkody, L. Homer, P.S. Smith, B. Chen, A. Henden, J.-E. Solheim, M.A. Wolfe, and R. Greimel), *Astrophys. J.* **620**, 422 (2005).
60. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, R.L.C. Starling, D.N. Burrows, et al.), *MNRAS* **397**, 1177 (2009).