

ОПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРА ВМ CrB В НИЗКОМ СОСТОЯНИИ

© 2023 г. А. И. Колбин^{1,2*}, Н. В. Борисов¹, А. Н. Буренков¹,
О. И. Спиридонова¹, И. Ф. Бикмаев^{2,3}, М. В. Сусликов^{1,2}

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

³Академия Наук РТ, Казань, Россия

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 28.03.2023 г.; принята к публикации 28.03.2023 г.

Выполнены спектральное и фотометрическое исследования слабоизученного полюра ВМ CrB. На основе данных обзора ZTF выявлено три состояния блеска полюра и признаки перехода от однополюсного к двухполюсному режиму аккреции при увеличении среднего блеска системы. Показано, что при переходе от низкого состояния к высокому происходит изменение долготы главного аккреционного пятна (на $\approx 17^\circ$) и увеличение его протяженности (на $\approx 10^\circ$). В спектрах присутствуют зеемановские абсорбции линии H α , которые формируются в магнитном поле напряженностью $B = 15.5 \pm 1$ МГс. Источником этих абсорбций может быть холодное гало, простирающееся от аккреционного пятна на $\approx 1/4$ радиуса белого карлика. Моделирование поведения эмиссионной линии H α показывает, что основным источником эмиссии является участок аккреционной струи вблизи точки Лагранжа L₁, который периодически затмевается звездой-донором. В спектрах проявляется циклотронная компонента, формируемая в аккреционном пятне. Ее моделирование простой моделью аккреционного пятна дает ограничения на напряженность магнитного поля $B = 15\text{--}40$ МГс и температуру $T_e \gtrsim 15$ кэВ.

Ключевые слова: новые звезды, катаклизмические переменные, ВМ CrB, фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S032001082303004X, **EDN:** CRFKZI

ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные представляют собой тесные двойные системы с орбитальными периодами $P_{\text{orb}} \sim 1.4\text{--}9$ ч, которые состоят из белого карлика (первичный компонент), а также холодной звезды главной последовательности или коричневого карлика (вторичный компонент) (Уорнер, 1995; Хеллиер, 2001). Вторичный компонент заполняет свою полость Роша и теряет вещество через внутреннюю точку Лагранжа L₁. В большинстве случаев испускаемое донором вещество образует аккреционный диск вокруг белого карлика. Однако, когда аккректор обладает сильным магнитным полем ($B \sim 10\text{--}100$ МГс), ионизованный газ струи быстро достигает области стагнации, где динамическое давление газа сравнивается с магнитным давлением ($\rho v^2 = B^2/8\pi$), и затем течет вдоль магнитных линий без образования диска. Системы такого типа называются переменными

типа AM Нег или полярами. Траекторию движения газа в таких системах можно разделить на две составляющие: баллистическую, простирающуюся от точки Лагранжа L₁ до области стагнации, и магнитную, где ионизованный газ движется по линиям магнитного поля в направлении магнитных полюсов белого карлика. В отличие от немагнитных систем, в полярах наблюдается синхронизация вращения белого карлика и орбитального движения ($P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$, P_{rot} — период вращения белого карлика). В результате взаимодействия падающего газа с поверхностью аккректора образуются горячие ($T \sim 10\text{--}50$ кэВ) аккреционные пятна. Они являются интенсивными источниками тормозного рентгеновского излучения, а также поляризованного циклотронного излучения в оптическом диапазоне. В долговременных фотометрических наблюдениях полярных звезд есть высокие и низкие состояния, различающиеся по среднему блеску на несколько звездных величин. Переключения между высокими и низкими состояниями не проявляют какой-либо периодичности. Скорее всего, низкие

*Электронный адрес: kolbinaalexander@mail.ru

состояния образуются из-за подавления переноса вещества локальными магнитными полями донора (Кинг, Каннizzo, 1998). Для более детального знакомства с системами типа AM Her мы отсылаем читателя к обзору Кроппер (1990).

Объект VM CrB (SDSS J154104.67 +360252.9) был классифицирован Шкоди и др. (2005) как поляр в ходе изучения катаклизмических переменных, обнаруженных Слоановским обзором неба. Проведенная ими спектрополяриметрия выявила типичные для полярных особенности: эмиссионные линии водорода и нейтрального гелия; сильная линия ионизованного гелия HeII $\lambda 4686$, сравнимая по интенсивности с H β ; высокая степень круговой поляризации (до 9%). Кроме того, были обнаружены гармоники циклотронной линии, положение которых соответствовало напряженности магнитного поля 33 МГс. В той же работе представлена кривая блеска VM CrB, которая модулирована с периодом $P \approx 1.4$ ч и имеет яркий ($\Delta V \approx 1.3^m$) максимум, длящийся около половины периода. Авторы предположили, что максимум образуется во время прохождения аккреционного пятна по диску белого карлика.

Слабая изученность VM CrB побудила нас выполнить его более детальное исследование с применением фазово-разрешенной спектроскопии. Кроме того, в отличие от Шкоди и др. (2005), наши наблюдения проводились в более низком состоянии VM CrB, что сулило получение новой информации о свойствах объекта. В дополнение к спектральным наблюдениям, мы провели фотометрические наблюдения VM CrB, а также исследовали долговременное поведение блеска на основе данных обзора ZTF (Маски и др., 2018).

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Спектроскопия

Набор спектров VM CrB получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН с использованием фокального редуктора SCORPIO в режиме длиннощелевой спектроскопии (Афанасьев, Моисеев, 2011). Наблюдения проводились в ночи с 25 по 26 апреля 2022 г. и с 26 по 27 апреля 2022 г. в хороших астроклиматических условиях (размер звездного изображения 1.8–2.2"). В качестве дисперсора использовалась объемная фазовая голографическая решетка VPHG550G (550 штрихов/мм), которая при ширине щели 1.2" обеспечила покрытие спектрального диапазона $\lambda = 3800\text{--}7300 \text{ \AA}$ со средним разрешением $\Delta\lambda \approx 8 \text{ \AA/пикс}$. В первую ночь было получено 10 спектров с экспозициями 600 с, а во вторую — 21 спектр с экспозициями 300 с.

Обработка спектральных наблюдений выполнялась с использованием программного пакета IRAF¹. Из спектральных кадров вычитались изображения электронного нуля (байес), на основе снимков лампы плоского поля проводилась коррекция за микровариации чувствительности прибора. Удаление следов космических частиц выполнялось с помощью алгоритма LaCosmic, основанного на лапласиан-анализе изображений (ван Доккум, 2001). Исправление геометрических искажений и калибровка спектров по длинам волн выполнялись с использованием кадров лампы He-Ne-Ar. Проведена оптимальная экстракция спектров (Хорн, 1986) с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка выполнена на основе наблюдений стандарта AGK+81 266. Потоки исправлялись за переменную непрозрачность атмосферы по спектрам соседней звезды, захваченной щелью спектрографа. Для каждого спектра найдены барицентрические юлианские даты моментов наблюдений, а также барицентрические поправки для лучевой скорости.

Фотометрия

Фотометрические наблюдения VM CrB проводились на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН. Телескоп был оснащен азотно-охлаждаемым фотометром с 2K×2K ПЗС-матрицей EEV 42-40. Дополнительные фотометрические наблюдения проведены на 1.5-м телескопе РТТ-150 (Турецкая национальная обсерватория TÜBİTAK) с использованием прибора TFOSS в режиме фотометра. Кроме того, перед спектральными наблюдениями на БТА/SCORPIO было получено несколько изображений окрестностей VM CrB для оценки состояния объекта. Журнал фотометрических наблюдений представлен в табл. 1.

Апертурная фотометрия VM CrB выполнена с использованием стандартных средств пакета IRAF. Из полученных ПЗС-кадров был вычтен электронный нуль (байес), а на основе кадров плоского поля проведено исправление за мультипликативные ошибки. Удаление следов космических частиц осуществлялось с помощью алгоритма LaCosmic (ван Доккум, 2001). Подбор оптимальной апертуры для фотометрии проводился путем минимизации среднеквадратического блеска контрольных звезд, близких по яркости к VM CrB.

¹Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>.

Таблица 1. Журнал фотометрических наблюдений ВМ СгВ

Телескоп/Фотометр	Дата, UT	Продолжительность, BJD-2459000	N	Фильтр	Δt_{exp} , с
БТА/SCORPIO	25/26 Апр. 2022	695.470642–695.509242	8	V	60
Цейсс-1000/CCD	26/27 Апр. 2022	696.435386–696.517802	43	V	120
БТА/SCORPIO	26/27 Апр. 2022	696.443181–696.460126	6	V	120
РТТ-150/TFOSC	07/08 Мая 2022	707.382490–707.483894	42	V	180
Цейсс-1000/CCD	28/29 Мая 2022	728.349864–728.420517	40	V	30

Примечание. Перечислены телескопы и фотометры, задействованные в наблюдениях, наблюдательные ночи, продолжительность наблюдений, количество полученных изображений (N), использованные фильтры, а также продолжительности экспозиций (Δt_{exp}).

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

Фотометрия ZTF

Анализ долговременного поведения блеска ВМ СгВ проводился на основе данных обзора ZTF (Маски и др., 2018), охватывающих примерно четыре года. Кривые блеска ВМ СгВ в трех фотометрических полосах представлены на рис. 1. Видно, что на протяжении наблюдений поляр находился в трех состояниях блеска: низком ($\langle g \rangle \approx 19.5^m$), промежуточном ($\langle g \rangle \approx 18.5^m$) и высоком ($\langle g \rangle \approx 16.5^m$).

Фотометрический период ВМ СгВ был уточнен методом Ломба–Скаргла, который по отдельности применялся к разным фотометрическим полосам и состояниям блеска. Данные, используемые для анализа поведения объекта в разных состояниях, отмечены на рис. 1 закрашенными областями. Перед исследованием кривых блеска в высоком состоянии из них вычитались тренды, аппроксимированные параболами и показанные на рис. 1. Среднее значение периода составило $P = 84.0653 \pm 0.0002$ мин. Кривые блеска ВМ СгВ в трех состояниях, свернутые с найденным периодом, показаны на рис. 2. Для их построения использовались эфемериды

$$HJD_{\min} = 2458862.097(1) + 0.0583786(1)E, \quad (1)$$

в которых нулевая эпоха соответствует середине плато на кривых блеска в низком состоянии в фильтре r .

Представленные на рис. 2 кривые блеска сильно изменяют свою форму при смене состояния и фотометрической полосы. В низком состоянии в полосах r , i имеется тусклое плато со слабым изменением блеска ($-0.75 \lesssim \varphi \lesssim 0.25$), а также яркая фаза ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$), где объект ярчает

на $\Delta r \approx \Delta i \approx 1.5^m$. Яркая фаза занимает примерно половину периода и имеет форму, близкую к прямоугольной. В полосе g яркая фаза также проявляется, однако является менее выраженной (поярчание около 0.5^m). Можно предположить, что яркая фаза возникает во время прохождения аккреционного пятна по диску белого карлика. Резкое падение амплитуды блеска при переходе с полосы r на g может быть связано со сравнительно низкой ($B \sim 10\text{--}30$ МГц) напряженностью магнитного поля в пятне. Яркая фаза в полосе i проявляет двухгорбую структуру. Этот эффект является распространенным в полярах и часто интерпретируется особенностями в зависимости интенсивности циклотронного излучения от направления (см., например, Колбин, Борисов, 2020).

При переходе ВМ СгВ в промежуточное состояние появляется второй максимум около фазы $\varphi \approx 0$ (рис. 2). В фильтре g он становится доминирующим. Вероятно, появление второго максимума обусловлено вторым аккреционным пятном, образующимся у второго магнитного полюса белого карлика. Подобное “включение” второго магнитного полюса при увеличении темпа аккреции является распространенным явлением у полярных звезд. В высоком состоянии наибольшая амплитуда блеска проявляется в полосе r . Амплитуда второго максимума заметно снижается. В фильтре i кривая блеска имеет выраженный первичный максимум с формой, близкой к прямоугольной. При переходе к коротковолновым фильтрам максимум размывается.

На рис. 2 заметно смещение положения яркой фазы ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$) с изменением среднего блеска. Границы яркой фазы определялись аппроксимацией кривой блеска тригонометрическим полиномом. За границы принимались те фазы, где производная от тригонометрического полинома

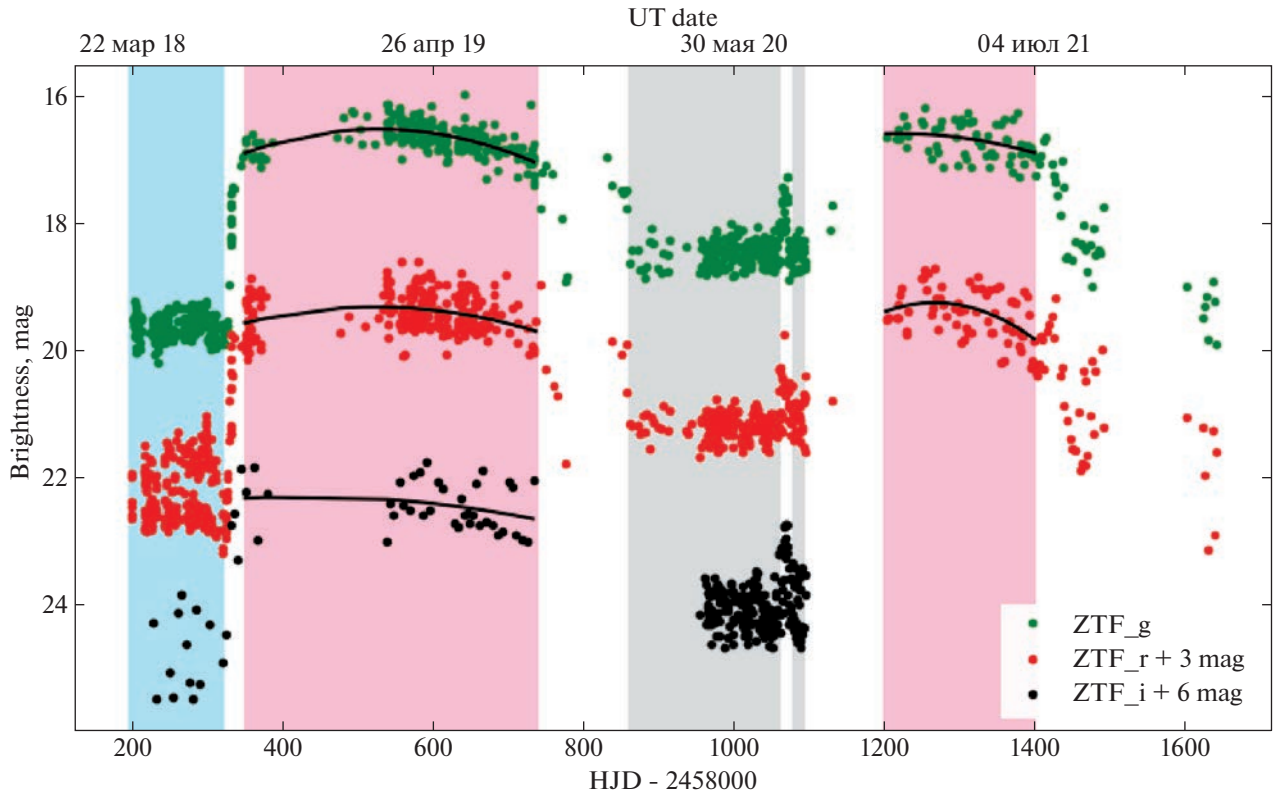


Рис. 1. Кривые блеска ВМ СгВ по данным обзора ZTF в полосах g , r , i . Области, закрашенные розовым, серым и голубым цветами, указывают на высокое, промежуточное и низкое состояния ВМ СгВ соответственно. Данные, попадающие в эти области, использовались для анализа кривых блеска в трех состояниях. Черные линии — полиномы второй степени, аппроксимирующие кривые блеска в высоком состоянии.

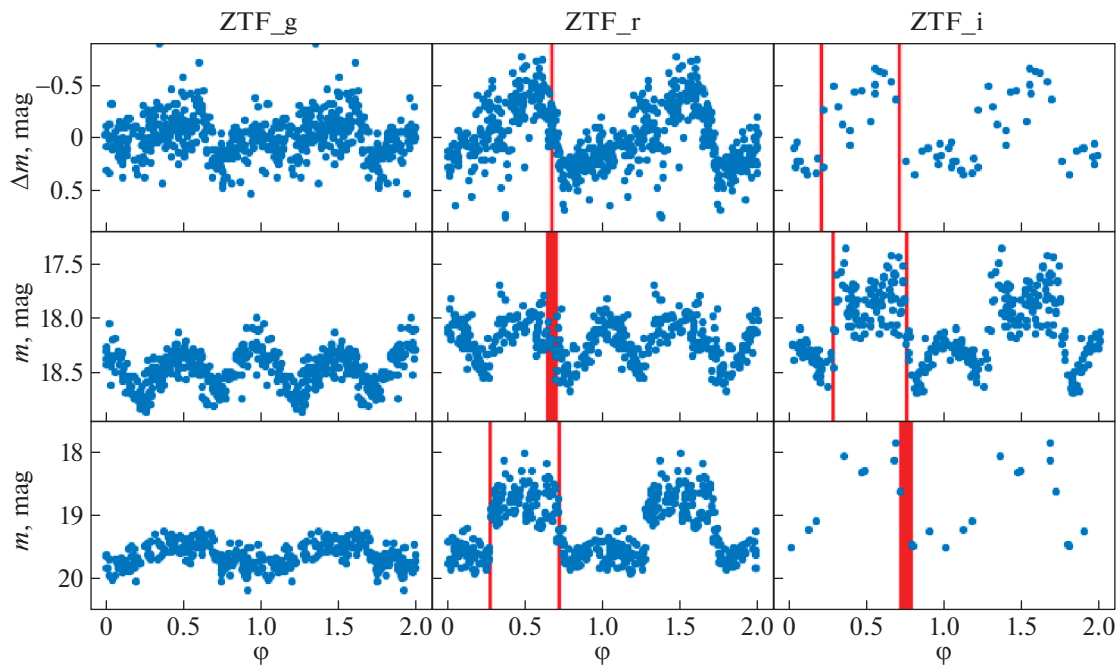


Рис. 2. Фазовые кривые блеска ВМ СгВ по данным обзора ZTF. Сверху вниз приведены состояния блеска поляра: высокое, промежуточное, низкое. Слева направо приведены фотометрические фильтры (g , r , i). Данные, использованные для построения этих кривых блеска, указаны на рис. 1. Блеск поляра в высоком состоянии отсчитывается относительно аппроксимирующих полиномов, показанных на рис. 1. Вертикальные полосы указывают моменты входа в яркую фазу и выхода из нее, ширины полос соответствуют ошибкам определения границ яркой фазы.

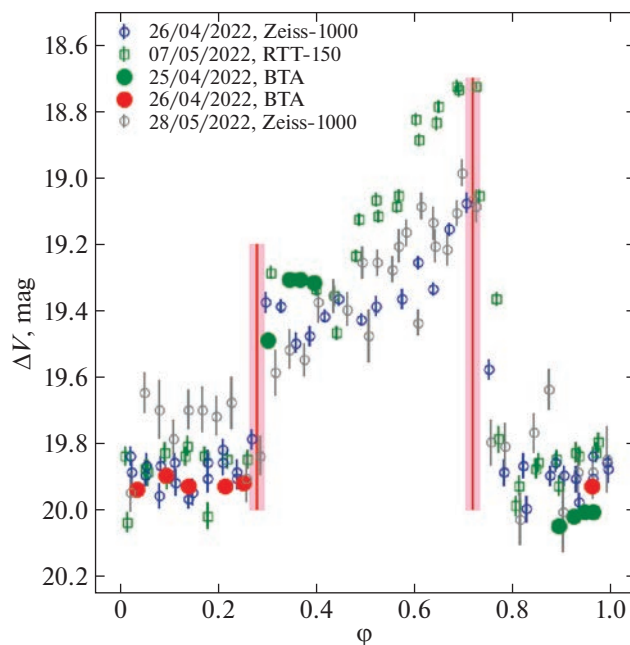


Рис. 3. Кривые блеска ВМ СгВ, полученные нами на телескопах Цейсс-1000, РТТ-150 и БТА. Вертикальными линиями указаны моменты входа в яркую фазу и выхода из нее.

достигала экстремума. Ошибки положения границ находились методом Монте-Карло. Смещение правой границы яркой фазы в фильтре r между высоким и низким состояниями составляет $\Delta\varphi = 0.047 \pm 0.006$, что соответствует смещению долготы пятна на $\Delta\psi = 17 \pm 2^\circ$. Аналогичное смещение в полосе i равно $\Delta\psi = 16 \pm 7^\circ$. Более точное значение смещения в полосе i может быть получено между промежуточным и высоким состояниями. Для правой границы пятна оно составляет $\Delta\psi = 17 \pm 2^\circ$, а для левой $\Delta\psi = 27 \pm 2^\circ$, т.е. при переходе из промежуточного в высокое состояние пятно растягивается по долготе на $\approx 10^\circ$. Похожее поведение кривой блеска наблюдалось Швопе и др. (2015) у поляр V808 Aur. Смещение аккреционного пятна естественно объясняется увеличением среднего блеска поляр с увеличением темпа аккреции. При увеличенном темпе аккреции аккреционная струя должна иметь большую плотность и позже захватываться линиями магнитного поля (альфвеновский радиус становится меньше). В таком случае пятно образуется на больших долготах (если долготы отсчитываются по направлению орбитального движения донора), а яркая фаза наступает раньше, что и наблюдается в кривых блеска ВМ СгВ.

Фотометрия РТТ-150 и Цейсс-1000

Кривые блеска ВМ СгВ, полученные на РТТ-150 и Цейсс-1000 в полосе V , показаны на рис. 3.

Они демонстрируют плато с постоянным уровнем блеска и яркую фазу, простирающуюся примерно на половину периода и образуемую выходом аккреционного пятна на диск белого карлика. Блеск на плато $V \approx 19.8^m$ говорит о низком состоянии ВМ СгВ во время наблюдений. Вход в яркую фазу и выход из нее являются резкими. После резкого входа в яркую фазу блеск плавно повышается на $\Delta V \approx 0.4^m$.

На основе наблюдений на Цейсс-1000 28 мая 2022 г., имеющих наибольшее временное разрешение, измерена продолжительность яркой фазы $\Delta\varphi_{BP} = 0.44 \pm 0.02 P_{\text{rot}}$, где P_{rot} — период вращения белого карлика (в полярках $P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$). Поскольку $\Delta\varphi_{BP} < (1/2)P_{\text{rot}}$, то аккреционное пятно должно располагаться на ограниченном экватором полушарии белого карлика, повернутым в сторону от наблюдателя.

На кривые блеска РТТ-150 и Цейсс-1000 были также наложены измерения блеска, полученные на БТА/SCORPIO непосредственно перед спектральными наблюдениями. Очевидно, что эти измерения хорошо согласуются с данными РТТ-150, Цейсс-1000 и позволяют утверждать о нахождении поляр в низком состоянии и во время спектральных наблюдений.

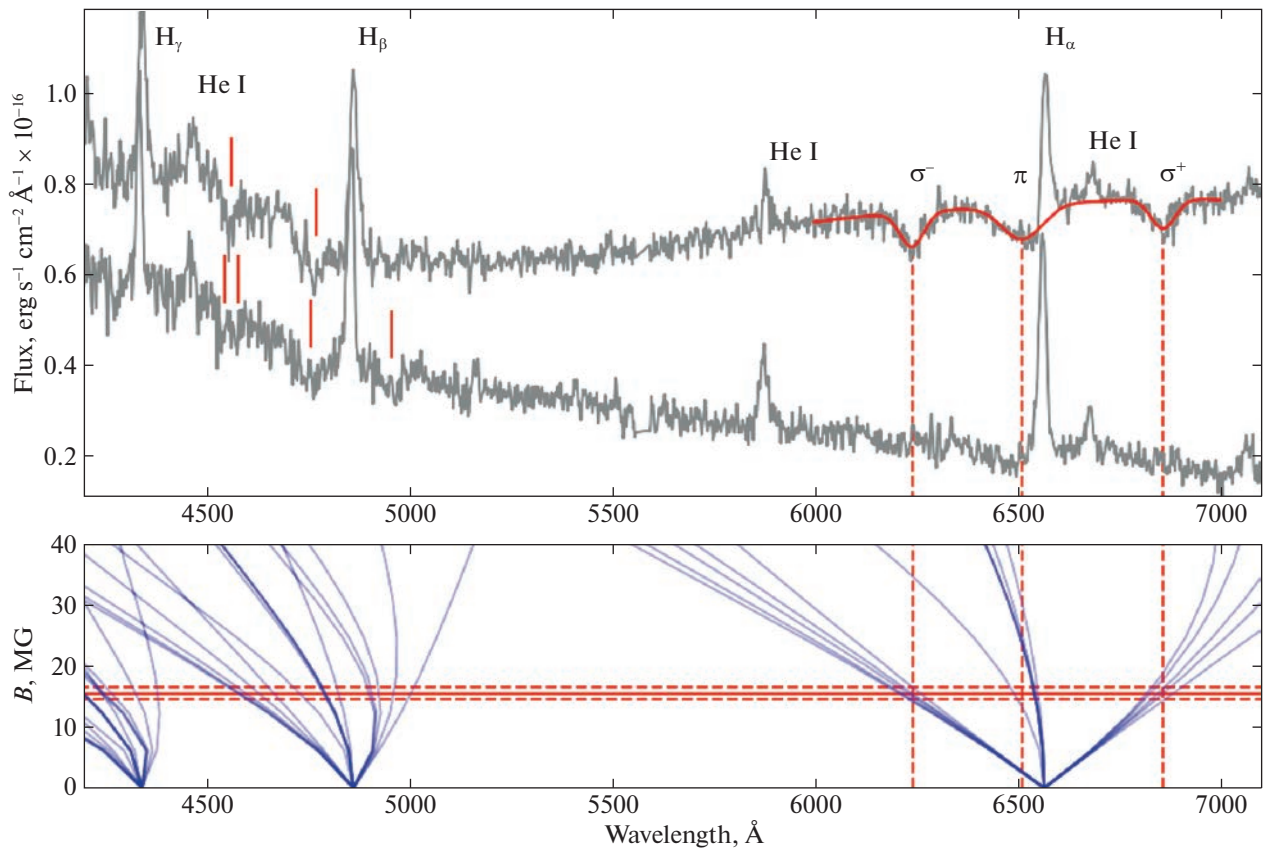


Рис. 4. На верхней панели показаны усредненные спектры ВМ СгВ, полученные в яркой фазе и фазе плато. Красной линией показана аппроксимация участка спектра с зеемановскими компонентами линии $H\alpha$ комбинацией полинома и гауссиан. Вертикальными штриховыми линиями указано положение зеемановских компонент. Вертикальными непрерывными линиями указаны компоненты расщепления линии $H\beta$. На нижней панели представлена диаграмма положения компонент зеемановского расщепления линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ для диапазона напряженности магнитного поля 0–40 МГс. На диаграмме горизонтальными линиями указано найденное значение магнитного поля $B = 15.5 \pm 1$ МГс.

ЗЕЕМАНОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ

Спектры ВМ СгВ можно разделить на две группы. Первая группа соответствует яркой фазе в кривой блеска ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$), а вторая — фазе плато с пониженным блеском ($-0.75 \lesssim \varphi \lesssim 0.25$). Усредненные спектры яркой фазы и фазы плато показаны на рис. 4. Спектры первой группы демонстрируют широкий горб в красной части спектра, в то время как вторая группа спектров имеет монотонное возрастание континуума в коротковолновую область. Горб в красной части обусловлен циклотронным излучением аккреционного пятна, проходящего по видимому диску белого карлика и дающего максимум блеска в длинноволновой области. Наблюдаемое поведение спектров хорошо согласуется с многополосной фотометрией ZTF в низком состоянии (см. предыдущий раздел), где имеется возрастание амплитуды блеска при переходе от фильтра g к фильтрам r и i .

В яркой фазе наблюдаются абсорбции на длинах волн 6240, 6510 и 6858 Å. Их положение определялось аппроксимацией участка спектра комбинацией алгебраического полинома и трех гауссиан. Отметим, что для измерения длины волны детали около 6858 Å спектр ВМ СгВ был поделен на спектр звезды-стандарта для удаления теллурической фангоуферовой линии B . Указанные абсорбции можно интерпретировать как σ^- , π , и σ^+ компоненты зеемановского расщепления линии $H\alpha$. Примечательно, что они присутствуют только в яркой фазе и пропадают на фазе плато. Из этого можно сделать предположение, что абсорбции формируются в холодном гало вокруг аккреционного пятна. Похожее поведение зеемановских компонент $H\alpha$ демонстрируют полярны V834 Cen (Викрамазингхе и др., 1987), BL Hvi (Швопе и др., 1995), EP Dra (Швопе, Менгель, 1997), BS Tri (Колбин и др., 2022).

Для определения напряженности магнитного поля мы использовали программный код Шимежек, Вуннер (2014), который проводит расчет состояния атома водорода в сильном магнитном поле. С его помощью были рассчитаны энергии состояний водорода и длины волн разрешенных переходов для диапазона напряженностей магнитного поля 0–40 МГс. Полученная диаграмма расщепления линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ показана на нижней панели рис. 4. Положение зеемановских компонент $H\alpha$ наилучшим образом согласуется с магнитным полем напряженностью $B_{\text{halo}} = 15.5 \pm 1$ МГс. При этом магнитное поле не показывает переменной в пределах $\Delta B = 0.5$ МГс в течение яркой фазы. Путем измерения длин волн циклотронных гармоник Шкоди и др. (2005) сделали оценку напряженности магнитного поля в аккреционном пятне $B_{\text{cyc}} \approx 33$ МГс. Тогда в предположении дипольного магнитного поля размер гало составляет $(B_{\text{halo}}/B_{\text{cyc}})^{-1/3} - 1 \approx 0.28$ радиуса белого карлика. Отметим, что при описании положения зеемановских компонент $H\alpha$ не проявляется доплеровское смещение падающего на поверхность белого карлика газа холодного гало. Верхний предел на лучевую скорость газа гало составляет $v \approx 1000$ км/с. Вероятно, во время яркой фазы газ падает на поверхность аккретора под высоким углом по отношению к лучу зрения.

Помимо расщепления линии $H\alpha$, спектры ВМ СгВ демонстрируют зеемановское расщепление линии $H\beta$. Оно заметно как в яркой фазе, так и в фазе плато. В фазе плато абсорбционные компоненты $H\beta$, вероятно, образуются в фотосфере белого карлика, в то время как в яркой фазе возможно наложение линий гало. К сожалению, исходя из положения компонент $H\beta$, невозможно сделать однозначные оценки напряженности магнитного поля. Решить эту задачу можно было бы путем моделирования спектров магнитных белых карликов.

АНАЛИЗ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Набор эмиссионных линий, наблюдаемый в спектрах ВМ СгВ, типичен для катаклизмических переменных. Наиболее интенсивными являются линии водорода бальмеровской серии $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ (рис. 4). Проявляются линии нейтрального гелия $\text{HeI } \lambda 4471, \lambda 5876, \lambda 6678, \lambda 7065$. Интересной особенностью является отсутствие линии ионизованного гелия $\text{HeII } \lambda 4686$, которая часто встречается среди переменных типа АМ Нег и зачастую используется как индикатор замагниченности белого карлика в катаклизмической переменной (Силбер, 1992). Это свойство может быть интерпретировано низким состоянием блеска, когда аккреционное

пятно излучает малое количество жестких фотонов ($\lambda \leq 228 \text{ \AA}$), и аккреционная струя слишком разреженная для формирования интенсивной линии $\text{HeII } \lambda 4686$. Отметим, что в работе Шкоди и др. (2005) интенсивность линии $\text{HeII } \lambda 4686$ сравнима с линией $H\beta$, а состояние ВМ СгВ было выше (блеск в минимуме $V \approx 18.7^m$) по сравнению с настоящей работой (блеск в минимуме $V \approx 19.8^m$).

Динамический спектр линии $H\alpha$ представлен на рис. 5. Похожим образом себя ведут и другие эмиссионные линии, однако их динамика не представлена в данной работе из-за высокой зашумленности. Очевидна переменность лучевой скорости, модулированная с орбитальным периодом. Профили линии были аппроксимированы набором гауссиан, чьи лучевые скорости изменялись как $\sim K \sin(2\pi(\varphi - \varphi_0))$, где φ_0 — начальная фаза. Ширины гауссиан были независимы от фазы, а амплитуды подгонялись под каждый профиль. Оказалось, что подавляющая часть излучения $H\alpha$ описывается одной гауссианой с амплитудой лучевой скорости $K \approx 260$ км/с. Для лучшего описания динамического спектра была введена более слабая компонента-подложка с амплитудой $K \approx 1000$ км/с. Лучевые скорости компонент линии показаны на рис. 5. Заметим, что поведение эмиссионных линий в полярах является довольно сложным и зачастую описывается большим количеством компонент (см. Швопе и др., 1997). Однако из-за довольно высокой зашумленности наших спектров и низкого спектрального разрешения предложенная модель удовлетворительно описывает наблюдения. Хотя и после вычитания модельных профилей из наблюдаемых наблюдается слабое остаточное излучение, добавление еще одной гауссианы для описания динамического спектра делает решение неоднозначным и сильно зависящим от начального приближения.

На рис. 5 также показаны доплеровские томограммы, восстановленные по динамическому спектру $H\alpha$ (подробнее о доплеровских томограммах см. Марш, Швопе, 2016; Котзе и др., 2015, 2016). Доплеровские томограммы представляют собой карты распределения эмиссионных областей в пространстве скоростей, спроецированные на орбитальную плоскость. Каждая точка этого пространства определяется полярными координатами v и ϑ . Координата v является модулем скорости, отсчитываемым от центра масс двойной системы, а ϑ есть угол между вектором скорости излучающей частицы и линией, соединяющей центры масс звездных компонент. Доплеровская томография проводилась с помощью программного кода Котзе и др. (2015), реализующего метод максимума энтропии. Томограммы представлены как в стандартной проекции, где модуль скорости v

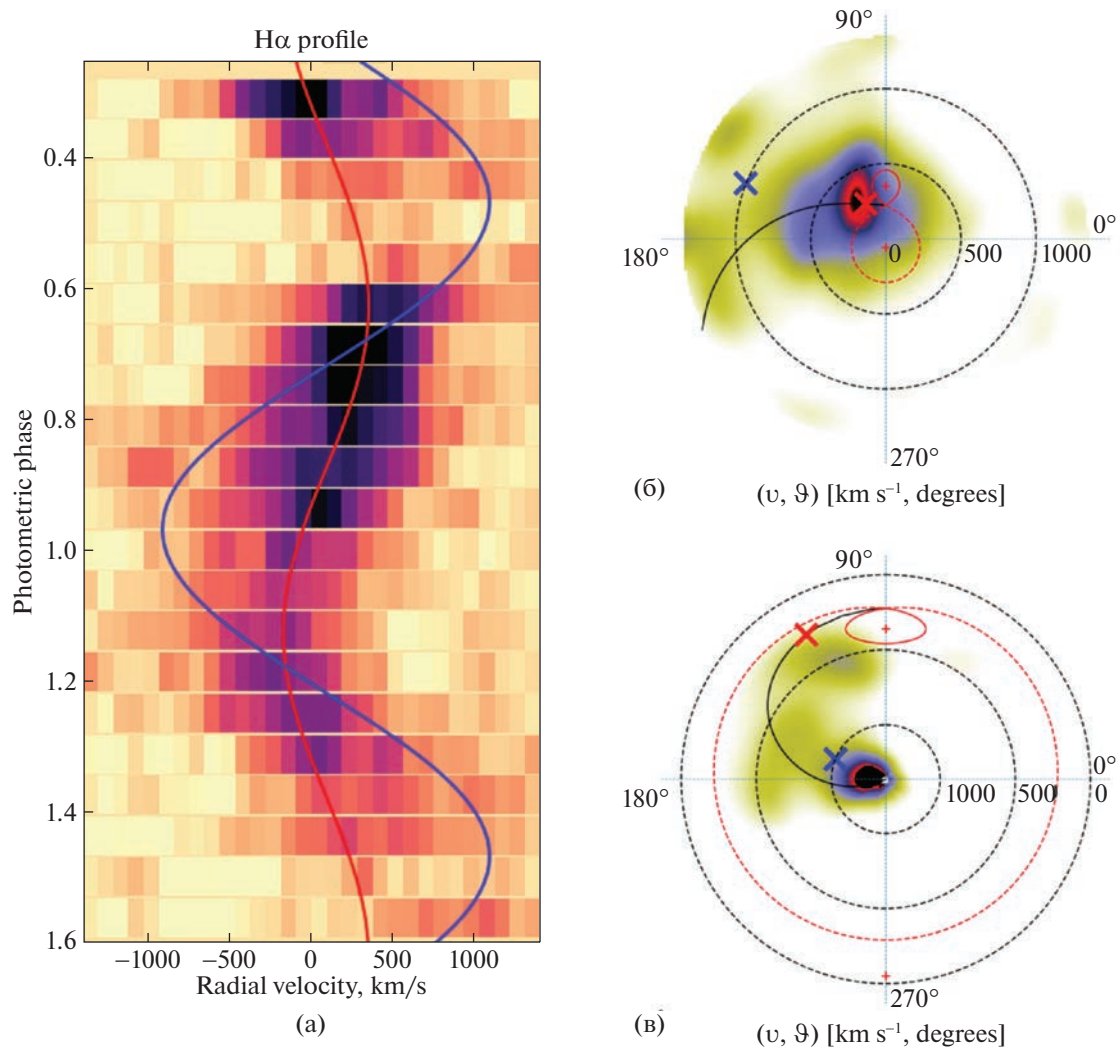


Рис. 5. Динамический спектр линии $H\alpha$ (а) и построенные на его основе доплеровские томограммы в стандартной (б) и вывернутой (в) проекциях. На динамический спектр наложены кривые лучевых скоростей компонент линии $H\alpha$, которые были выделены декомпозицией профилей линии гауссианами. Красной линией показана кривая лучевых скоростей основной компоненты, синей — компоненты-подложки. На томограммы наложены скорости полостей Роша первичной (замкнутая красная пунктирная линия) и вторичной компонент (замкнутая красная непрерывная линия), скорости частиц на баллистической траектории (непрерывная черная линия). Указано положение источников, ответственных за формирование основной компоненты профиля линии (жирный красный крестик) и широкой компоненты-подложки (жирный синий крестик).

растет от центра томографии к периферии, так и в вывернутой проекции, где v увеличивается в противоположном направлении. Поскольку мы не имеем орбитальных эфемерид ВМ СгВ, томограмма является повернутой на произвольный угол ϑ . Предполагалось, что нулевая орбитальная фаза, соответствующая максимальной близости донора к наблюдателю, приходится на фотометрическую фазу $\varphi = 0.5$, согласно модели ВМ СгВ, описанной ниже. Распределение излучающих областей на представленной томограмме типично для систем типа АМ Нег: имеется низкоскоростная область

эмиссии, которая переходит в высокоскоростную область при увеличении полярного угла. На томограмме отмечены области формирования основной компоненты и компоненты-подложки, выделенные из динамического спектра подгонкой гауссиан. Отклонение положения основной компоненты линии от локального максимума на томограмме в вывернутой проекции обусловлено увеличением размытия деталей при движении от центра к периферии томограммы (см. подробнее Котзе и др., 2015). Этот же эффект проявляется для компоненты-подложки в стандартной проекции.

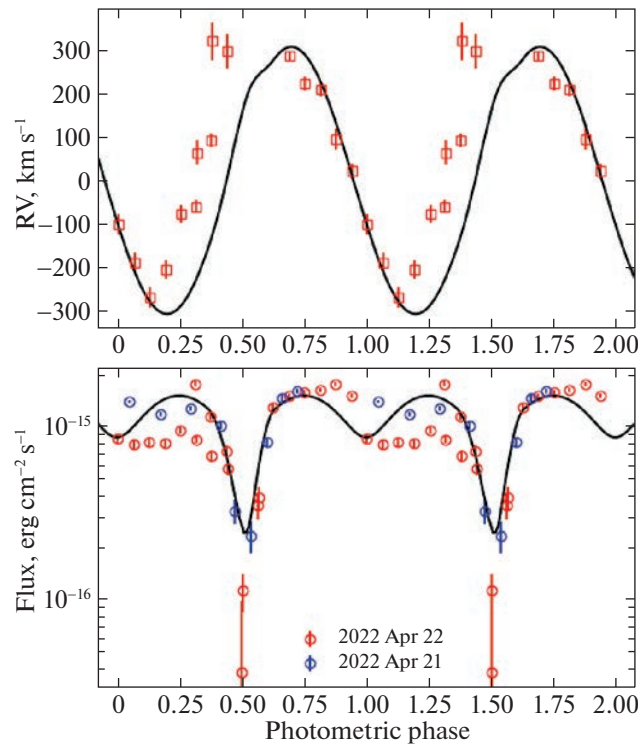


Рис. 6. Кривые лучевых скоростей (верхняя панель) и потоков (нижняя панель) линии $H\alpha$. Непрерывными линиями показаны соответствующие теоретические кривые.

Интересной особенностью в поведении эмиссионных линий является их пропадание в интервале фаз $0.4 \lesssim \varphi \lesssim 0.6$. По-видимому, этот эффект связан с затмением источника эмиссии донором. Ширина затмения составляет $\Delta\varphi \approx 0.17$, что указывает на формирование эмиссий на некотором удалении от донора, а не его поверхности (например, из-за эффектов переизлучения). Так, при формировании эмиссии на поверхности звезды минимальная продолжительность затмения достигалась бы, если область эмиссии была компактной, располагалась бы в точке Лагранжа L_1 , а наклонение орбитальной плоскости составляло бы $i = 90^\circ$. Однако даже в этом случае потребовалось бы очень малое и не характерное для катаклизмических переменных отношение масс $q = M_2/M_1 \approx 0.0016$ для получения наблюдаемой ширины затмения. Обращает на себя внимание и поведение лучевой скорости. Если бы источником эмиссии была область переизлучения, симметричная относительно оси, соединяющей центры масс компонент, то центру затмения соответствовала бы нулевая лучевая скорость орбитального движения. Однако в действительности она опережает центральную фазу затмения на $\Delta\varphi \approx 0.08$.

На рис. 6 показаны кривая лучевых скоростей и кривая потоков основного источника эмиссии в

линии $H\alpha$. Эти кривые были получены после вычитания из спектров слабой компоненты-подложки, выделенной ранее декомпозицией динамического спектра гауссианами. Поведение линии $H\alpha$ в ВМ СгВ очень схоже с поведением эмиссионных линий в полярах $HU Aqr$ (Швопе и др., 1997) и $QQ Vul$ (Швопе и др., 2000). В кривых потока эмиссионных линий $HU Aqr$ и $QQ Vul$ также наблюдается узкое затмение. Кроме того, кривая потока в ВМ СгВ демонстрирует слабые признаки двухгорбости, при этом левый горб является более интенсивным по сравнению с правым. Похожее явление присутствует в $HU Aqr$ и $QQ Vul$. На основе анализа спектров высокого разрешения в $HU Aqr$ и $QQ Vul$ было показано, что большая часть потока в эмиссионных линиях формируется в аккреционной струе.

Для проверки гипотезы формирования эмиссий ВМ СгВ в аккреционной струе нами разработана простая модель полуразделенной двойной системы. Модель включает в себя вторичную компоненту, заполняющую полость Роша, и участок аккреционной струи, истекающей из точки Лагранжа L_1 . Предполагалось, что источник основной компоненты $H\alpha$ располагается вблизи донора до области стагнации, где траекторию струи можно считать баллистической. Такое предположение так-

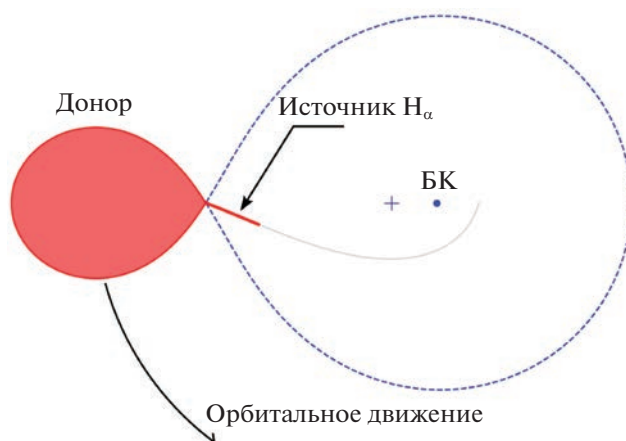


Рис. 7. Модель поляр, полученная из анализа кривых лучевых скоростей и потоков основной компоненты линии $H\alpha$. На рисунке указаны звезда-донор, заполняющая свою полость Роша, белый карлик (БК), полость Роша белого карлика (пунктирная линия), баллистическая траектория частицы, испускаемой из точки Лагранжа L_1 (серая линия), источник основной компоненты линии $H\alpha$.

же избавляет нас от неоднозначностей в решении, которые могли бы возникнуть при введении неизвестных параметров, определяющих магнитную траекторию струи. Траектория струи рассчитывалась путем решения ограниченной задачи трех тел (Фланнери, 1975). Сечение аккреционной струи предполагалось пренебрежимо малым. Струя разбивалась на малые элементы, которые считались источниками эмиссии в линии $H\alpha$. Кривая потока и кривая лучевых скоростей вычислялись путем интегрирования по струе локальных интенсивностей и лучевых скоростей соответственно. При интегрировании учитывались затмение элементов струи донором и проекция на картинную плоскость (т.е. интенсивность излучения полагалась пропорциональной $\sin \gamma$, где γ — угол между лучом зрения и элементом струи). Последнее означает, что струя считалась оптически-толстой. Расчеты выполнены для массы донора $M_2 = 0.1 M_\odot$, типичной для короткопериодических ($P_{\text{orb}} \approx 85$ мин) катаклизмических переменных, а наклонение орбиты, масса белого карлика и протяженность излучающей части аккреционной струи подбирались путем аппроксимации наблюдательных данных. Наилучшее описание получено для наклонения орбиты $i = 55^\circ$, массы белого карлика $M_1 = 0.65 M_\odot$ и протяженности аккреционной струи $\alpha = 7^\circ$, отсчитываемой из центра аккретора от направления на точку Лагранжа L_1 . Модель системы с такими параметрами показана на рис. 7 в проекции на орбитальную плоскость. На рис. 6 показано сравнение наблюдаемых кривой лучевых скоростей и кривой потока $H\alpha$ с соответствующими модельными кривыми. Видно удовлетворительное описание кривой потока, а также участка кривой

лучевых скоростей в диапазоне фаз $0.7 \lesssim \varphi \lesssim 1.2$. В интервале $0.2 \lesssim \varphi \lesssim 0.5$ теоретические лучевые скорости значительно (на $\Delta v \approx 100$ км/с) ниже наблюдаемых. Скорее всего, это несоответствие связано с плохим разделением профиля линии на компоненты, неизбежно имеющим место для спектров низкого разрешения. В анализируемых профилях могло остаться излучение более близких к белому карлику участков струи, которые лучше всего себя проявляют в период пониженной яркости основного источника эмиссии. Скорости частиц баллистической траектории, рассчитанные для указанных параметров системы, были наложены на доплеровскую томограмму на рис. 5. Видно, что источники эмиссии $H\alpha$ распределены вблизи следа баллистической траектории.

ЦИКЛОТРОННЫЕ СПЕКТРЫ

Для исследования циклотронного излучения полярных часто используется модель аккреционного пятна, однородная по температуре и плотности (см., например, Кэмпбелл и др., 2008; Колбин и др., 2019; Бойерманн и др., 2020). Эта модель определяется четырьмя параметрами: напряженностью магнитного поля B , электронной температурой T_e , углом между линией магнитного поля и лучом зрения θ , а также плазменным параметром $\Lambda = \omega_p^2 \ell / \omega_c c$, где $\omega_c = eB/m_e c$ — циклотронная частота, ω_p — плазменная частота, ℓ — геометрическая глубина излучающей области вдоль луча зрения. Высокое фарадеевское вращение, присутствующее в аккреционных пятнах полярных, сводит решение уравнения переноса поляризованного излучения к двум независимым уравнениям для

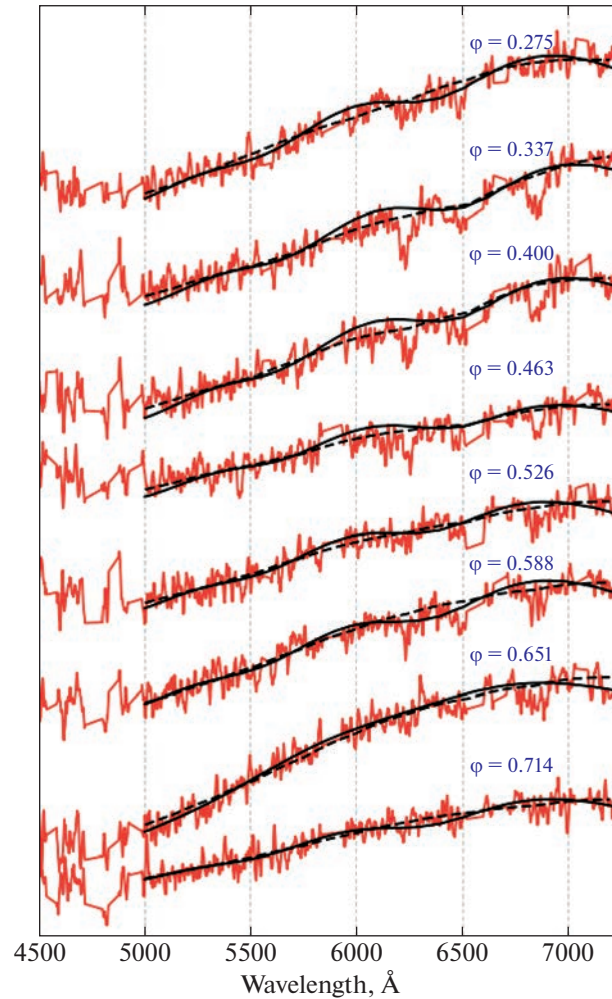


Рис. 8. Циклотронные спектры ВМ СгВ (красные линии) и их описание модельными спектрами аккреционных пятен с температурами $T_e = 10$ кэВ (пунктирные черные линии) и $T_e = 20$ кэВ (непрерывные черные линии). Указаны фазы середин экспозиции наблюдаемых спектров, найденные по эфемеридам (1).

обыкновенной и необыкновенной волн. Интенсивности выходящего излучения для обыкновенной (o) и необыкновенной (e) мод поляризации находятся как

$$I_{o,e} = I_{RJ}(1 - \exp(-\alpha_{o,e}\Lambda)), \quad (2)$$

где $I_{RJ} = k_B T_e \omega^2 / 8\pi^3 c^2$ — интенсивность Рэлея–Джинса на поляризационную моду (k_B — постоянная Больцмана), $\alpha_{o,e}$ — коэффициенты циклотронного поглощения в единицах $\omega_p^2 / \omega_e c$. Коэффициенты $\alpha_{o,e}$ в настоящей работе вычислялись по методу Чэнмьюгэм, Далк (1981). Полная интенсивность излучения есть $I = I_o + I_e$.

Как было указано в разделе “Анализ фотометрии”, аккреционное пятно проходит по диску белого карлика во время яркой фазы ($0.25 \lesssim \varphi \lesssim 0.75$). Вне этого диапазона на кривых блеска наблюдается плато, где, по-видимому, доминирует излучение

белого карлика. Для выделения спектра излучения аккреционного пятна мы аппроксимировали усредненный спектр плато полиномом низкой степени и вычли его из спектров яркой фазы. Полученные таким образом спектры аккреционного пятна показаны на рис. 8. Поток во всех спектрах возрастает при увеличении длины волн, а присутствие гармоник циклотронной линии неочевидно. Присутствует переменность формы спектров, которую обычно связывают с изменениями условий видимости аккреционного пятна, т.е. с изменением угла θ и плазменного параметра Λ .

Аппроксимация наблюдаемых спектров проводилась путем варьирования напряженности магнитного поля B , температуры T_e , направления магнитных линий, задаваемого углом θ , и плазменного параметра Λ . Напряженность магнитного поля и температура считались независимыми от фазы φ

и находились путем аппроксимации всего набора циклотронных спектров. Угол θ и плазменный параметр Λ подгонялись к каждому спектру индивидуально и варьировались в диапазонах $\theta \in [0^\circ, 90^\circ]$, $\Lambda \in [2, 8]$ (последний диапазон покрывает наблюдаемые значения Λ в полярах и их теоретические границы, см., например, Воелк, Бойерманн, 1996). В моделировании использовался диапазон длин волн $\lambda = 5000\text{--}7100 \text{ \AA}$, где вклад циклотронного излучения максимален и отсутствует добавка от второго порядка дифракционной решетки.

Удовлетворительное описание спектров достигается для температур $T_e \gtrsim 15 \text{ кэВ}$. Оптимальные значения напряженности магнитного поля лежат около $B = 30 \text{ МГс}$ внутри температурного диапазона $T_e = 15\text{--}30 \text{ кэВ}$. При этом решения, согласующиеся с наблюдениями в пределах ошибок, находятся для магнитных полей напряженностью $B = 15\text{--}40 \text{ МГс}$. Полученный диапазон напряженности магнитного поля не противоречит оценке $B = 33 \text{ МГс}$, полученной Шкоди и др. (2005), однако отсутствие выраженных циклотронных гармоник позволяет сделать оценку параметров лишь с высокой неопределенностью. Отметим, что плавного изменения угла θ и параметра Λ не было выявлено. На рис. 8 показано сравнение наблюдаемых спектров с теоретическими спектрами, которые соответствуют оптимальным (для метода наименьших квадратов) решениям для температур 10 и 20 кэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнено оптическое исследование слабоизлученного полюра ВМ СгВ, находившегося в период наших наблюдений в низком состоянии блеска. Приведем основные результаты.

Анализ долговременной фотометрии, полученной обзором ZTF, демонстрирует три состояния блеска ВМ СгВ, который мы назвали низким ($\langle g \rangle \approx 19.5^m$), промежуточным ($\langle g \rangle \approx 18.5^m$) и высоким ($\langle g \rangle \approx 16.5^m$). Наиболее простая кривая блеска наблюдается в низком состоянии, где можно выделить фазу с пониженным, почти постоянным блеском (фаза плато), а также яркую фазу, соответствующую выходу аккреционного пятна на диск белого карлика. Продолжительность яркой фазы указывает на аккрецию газа около полюса вращения, направленного в сторону от наблюдателя. При повышении состояния блеска появляются признаки аккреции на второй магнитный полюс. Прослеживаются изменение долготы аккреционного пятна ($\Delta\psi \approx 17^\circ$) и его растяжение (примерно на 10° по долготе) при переходе из низкого состояния к высокому.

В спектрах яркой фазы проявляются абсорбционные компоненты зеемановского расщепления

линии $\text{H}\alpha$, формирующиеся в магнитном поле напряженностью $B = 15.5 \pm 1 \text{ МГс}$. Поскольку данные абсорбции видны только в яркой фазе, можно предположить, что они образуются в холодном гало вокруг аккреционного пятна. Если принять оценку напряженности магнитного поля в аккреционном пятне $B = 33 \text{ МГс}$ (Шкоди и др., 2005), то размер гало должен составлять ≈ 0.28 радиуса белого карлика. В фазе плато наблюдаются зеемановские компоненты линии $\text{H}\beta$, которые, по-видимому, образуются в фотосфере белого карлика. Обращает на себя внимание высокая разница магнитного поля гало и аккреционного пятна. В приведенной Феррарио и др. (2015) таблице определения магнитных полей имеется пять полюров, для которых проводились измерения магнитного поля как по циклотронным спектрам, так и по зеемановским абсорбциям гало. Для трех объектов (V834 Cep, MR Ser, V884 Her) оба метода дают одинаковые оценки напряженности магнитного поля, для одного объекта обе оценки различаются несильно (EF Eri, $B_{\text{cyc}}/B_{\text{halo}} = 21 \text{ МГс}/15 \text{ МГс}$). Для полюра BS Tr1 также были получены близкие оценки магнитного поля в аккреционном пятне и гало (Колбин и др., 2022). В плане поведения магнитного поля ВМ СгВ похож на полюр BL Hy1, где магнитное поле в аккреционном пятне почти в 2 раза сильнее магнитного поля гало ($B_{\text{cyc}} = 23 \text{ МГс}$ и $B_{\text{halo}} = 12 \text{ МГс}$; Феррарио и др., 1996; Швопе и др., 1995).

Динамический спектр линии $\text{H}\alpha$ может быть описан двумя компонентами: содержащей большую часть потока основной компонентой ($K \approx 260 \text{ км/с}$) и широкой компонентой-подложкой ($K \approx 1000 \text{ км/с}$). Наблюдается затмение основного источника эмиссии $\text{H}\alpha$. Кривая потоков и кривая лучевых скоростей затмеваемой компоненты $\text{H}\alpha$ согласуются с предположением формирования линии в аккреционной струе вблизи поверхности донора. Имеющиеся отклонения модельной кривой лучевых скоростей от наблюдаемой, по-видимому, связаны с плохим разделением линии на компоненты из-за низкого спектрального разрешения.

В спектрах яркой фазы наблюдается циклотронное излучение, формируемое в аккреционном пятне. Циклотронные спектры были промоделированы простой моделью аккреционного пятна, однородной по температуре и плотности. Отсутствие в спектрах гармоник циклотронной линии не позволяет сделать однозначные оценки параметров излучающей среды. Согласие между наблюдаемыми и модельными спектрами достигается для температур $T_e \gtrsim 15 \text{ кэВ}$ и магнитных полей напряженностью $B = 15\text{--}40 \text{ МГс}$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10064, <https://rscf.ru/project/22-72-10064/>. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic. Astron.* **20**, 363 (2011).
2. Бойерманн и др. (K. Beuermann, V. Burwitz, K. Reinsch, A. Schwöpe, and H.-C. Thomas), *Astron. Astrophys.* **634**, 91 (2020).
3. Викрамазингхе и др. (D.T. Wickramasinghe, I.R. Tuohy, and N. Visvanathan), *Astrophys. J.* **318**, 326 (1987).
4. Воелк, Бойерманн (U. Woelk and K. Beuermann), *Astron. Astrophys.* **306**, 232 (1996).
5. ван Доккум (P.G. van Dokkum), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **113**, 1420 (2001).
6. Зоротович и др. (M. Zorotovic, M.R. Schreiber, and B.T. Gänsicke), *Astron. Astrophys.* **536**, 42 (2011).
7. Кинг, Каннизо (A.R. King and J.K. Cannizzo), *Astrophys. J.* **499**, 348 (1998).
8. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
9. Колбин и др. (A.I. Kolbin, N.A. Serebryakova, M.M. Gabdeev, and N.V. Borisov), *Astrophys. Bull.* **74**, 80 (2019).
10. 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)].
11. 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).
12. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
13. Котзе и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **595**, 47 (2016).
14. Кроппер (M. Cropper), *Space Sci. Rev.* **54**, 195 (1990).
15. Кэмпбелл и др. (R.K. Campbell, T.E. Harrison, A.D. Schwöpe, and S.B. Howell), *Astrophys. J.* **672**, 531 (2008).
16. Марш, Швопе (T.R. Marsh and A.D. Schwöpe), *ASSL* **439**, 195 (2016).
17. Маски и др. (F. Masci, R. Laher, B. Rusholme, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**, 995 (2018).
18. Силбер (A.D. Silber), PhD thesis, MIT, (1992).
19. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
20. Феррарио и др. (L. Ferrario, J. Bailey, and D. Wickramasinghe), *MNRAS* **282**, 218 (1996).
21. Феррарио и др. (L. Ferrario, D. de Martino, and B.T. Gänsicke), *Space Sci. Rev.* **191**, 111 (2015).
22. Фланнери (B.P. Flannery), *MNRAS* **170**, 325 (1975).
23. Хеллиер (C. Hellier), *Cataclysmic Variable Stars* (Springer, 2001).
24. Хорн (K. Horne), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **98**, 609 (1986).
25. Чэнмьюгэм, Далк (G. Chanmugam and G.A. Dulk), *Astrophys. J.* **244**, 569 (1981).
26. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, K. Beuermann, and S. Jordan), *Astron. Astrophys.* **301**, 447 (1995).
27. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, K.H. Mantel, and K. Horne), *Astron. Astrophys.* **319**, 894 (1997).
28. Швопе, Менгель (A.D. Schwöpe and S. Mengel), *Astronomische Nachrichten* **318**, 25 (1997).
29. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, M.S. Catalán, et al.), *MNRAS* **313**, 533 (2000).
30. Швопе и др. (A.D. Schwöpe, F. Mackebrandt, B.D. Thinius, C. Littlefield, P. Garnavich, A. Oksanen, and T. Granzer), *Astronomische Nachrichten* **336**, 115 (2015).
31. Шимежек, Вуннер (C. Schimeczek and G. Wunner), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **212**, 26 (2014).
32. Шкоди и др. (P. Szkody, A. Henden, O.J. Fraser, N.M. Silvestri, G.D. Schmidt, J.J. Bochanski, M.A. Wolfe, M. Agüeros, et al.), *Astron. J.* **129**, 2386 (2005).