

## MLS120126:042313+212951 — НОВАЯ ЗАТМЕННАЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННАЯ В ПРОБЕЛЕ ПЕРИОДОВ

© 2021 г. А. И. Колбин<sup>1,2\*</sup>, Н. В. Борисов<sup>1</sup>, А. С. Москвитин<sup>1</sup>, В. Н. Аитов<sup>1</sup>, С. С. Котов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Карачаево-Черкессия, Россия

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Поступила в редакцию 21.06.2021 г.

После доработки 29.06.2021 г.; принята к публикации 04.07.2021 г.

Выполнен анализ фотометрических и спектральных наблюдений новой затменной катаклизмической переменной MLS120126:042313+212951. Найден орбитальный период системы  $P = 0.1034329$  сут ( $\approx 2.48$  ч), соответствующий пробелу  $2 \lesssim P \lesssim 3$  ч в распределении катаклизмических переменных. Доплеровская томограмма в линии  $H\beta$  демонстрирует яркое пятно, которое образуется в области взаимодействия аккреционной струи с внешней частью аккреционного диска. На основе известных калибровок массы вторичного компонента от периода, продолжительности затмения и разделения пиков эмиссионных линий сделана оценка наклона орбитальной плоскости и массы белого карлика:  $i = 69.5 \pm 2.0^\circ$  и  $M_1 = 0.83 \pm 0.12 M_\odot$ . Эти оценки согласуются с положением горячего пятна на доплеровской томограмме.

*Ключевые слова:* новые, катаклизмические переменные, звезды: индивидуальные: MLS120126:042313+212951, методы: фотометрия, спектроскопия.

**DOI:** 10.31857/S0320010821070068

### ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные представляют собой тесные двойные системы, первичный компонент которых является белым карликом, а вторичный — холодной звездой главной последовательности спектрального класса G–M. Вторичный компонент переполняет свою полость Роша, что приводит к истечению ее вещества через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$  и образованию аккреционного диска вокруг белого карлика. Аккреционный диск является неоднородным по яркости. Часто наблюдения указывают на наличие яркого горячего пятна, образующегося на внешней части диска при взаимодействии с аккреционной струей, истекающей из окрестностей внутренней точки Лагранжа. Если белый карлик обладает сильным магнитным полем  $B \sim 10^7 - 10^8$  Гс, то ионизованное вещество струи не успевает обернуться вокруг аккретора и направляется магнитным полем к магнитным полюсам. Такого типа двойные именуется полярами или системами типа AM Her. При более слабых магнитных полях ( $B \sim 10^5 - 10^7$  Гс) образуется слабый аккреционный диск, внутренняя часть которого разрушается магнитным полем. Эти системы называются промежуточными полярами

или системами типа DQ Her. Более подробно с типами катаклизмических переменных можно ознакомиться в книге Уорнера (1995).

Считается, что катаклизмические переменные образуются из широких пар ( $a \sim 100 R_\odot$ ), состоящих из первичного компонента массы  $>1 M_\odot$  и менее массивного ( $M_2 \leq 1 M_\odot$ ) вторичного компонента. В процессе своей эволюции первичный компонент расширяется до сверхгиганта, внешние части которого поглощают вторичный компонент с образованием общей оболочки. Благодаря трению сокращается расстояние между ядром более массивной звезды и звездой-компаньоном. После сброса оболочки сверхгигантом образуется более тесная двойная ( $a \sim R_\odot$ ) с белым карликом. Ввиду потери углового момента через магнитный звездный ветер вторичного компонента уменьшаются большая полуось и орбитальный период системы. В некоторый момент времени вторичный компонент начинает заполнять свою полость Роша с образованием катаклизмической переменной. Звезда-донор отклоняется от теплового равновесия и ее радиус несколько превышает радиус “нормальной” звезды главной последовательности той же массы (Кинг, 1988). По мере дальнейшей потери углового момента орбитальный период сокращается до  $P \approx 3$  ч, при котором вторичный компонент становит-

\*Электронный адрес: kolbinaalexander@mail.ru

ся полностью конвективным. В этот момент механизм магнитного торможения становится неэффективным и звезда сжимается, переходя в тепловое равновесие. Поскольку ее радиус в этот период меньше эффективного радиуса полости Роша, аккреция в системе прекращается. Далее система теряет угловой момент за счет излучения гравитационных волн и при достижении периода  $\sim 2$  ч вторичный компонент вновь заполняет свою полость Роша с возобновлением аккреции (подробнее см. Книгге и др., 2011).

Описанный эволюционный сценарий часто используется для интерпретации бимодального распределения катаклизмических переменных по периодам, которое имеет пробел в диапазоне  $2 \lesssim P \lesssim 3$  ч (Ховелл и др., 2001; Книгге и др., 2011). Следует отметить, что этот пробел не является “пустым” — некоторые катаклизмические переменные все же в него попадают. Так, в каталоге Риттера и Колба издания 2016 г. (Риттер, Колб, 2003) около 9% систем с дисковой аккрецией попадает в пробел периодов. Объяснение этому феномену дают численные симуляции эволюции тесных двойных систем. Показано, что в случае если исходное содержание водорода в ядре донора не превышает  $X \approx 0.10$ , то звезда становится полностью конвективной лишь при массе  $\approx 0.14 M_{\odot}$  и соответствующем орбитальном периоде менее 2 ч (Тутуков и др., 1985; Подсиадловски и др., 2003). Такая система не будет разделенной в пробеле периодов 2–3 ч, где ее вторичный компонент по-прежнему отклоняется от теплового равновесия. Таким образом, исследование катаклизмических переменных в пробеле периодов является важным для понимания эволюции тесных двойных систем.

Переменность блеска MLS120126:042313+212951 ( $\alpha_{2000} = 04^{\text{h}}23^{\text{m}}12.71^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000} = +21^{\circ}29'50.25''$ , далее J0423) была обнаружена телескопом MLS Каталиновского обзора неба (Дрэйк и др., 2009). Выполненные нами фотометрические наблюдения выявили глубокие затмения в системе ( $\Delta V \approx 2^{\text{m}}$ ), а также принадлежность объекта редким катаклизмическим переменным, попадающим в пробел периодов 2–3 ч. Это способствовало получению дополнительного фотометрического материала J0423, а также выполнению его спектральных наблюдений. Анализ этих наблюдений и посвящена настоящая работа.

Данная статья структурирована следующим образом. В разделе 1 проводится описание выполненных наблюдений и методик обработки полученного материала. Раздел 2 посвящен анализу кривых блеска J0423. Далее, в разделе 3 исследуются спектры объекта с анализом поведения спектральных линий в течение орбитального периода. Отдельно в разделе 4 анализируется орбитальная пе-

**Таблица 1.** Журнал фотометрических наблюдений на телескопе Цейсс-1000 САО РАН

Дата	Прибор	Фильтр	$\Delta t_{\text{exp}}$ , с	$\Delta T$ , мин
17/18 Фев. 2020	ММРР	V	300	187
04/05 Мар. 2020	ММРР	$I_C$	300	213
17/18 Окт. 2020	ММРР	V	300	182
18/19 Окт. 2020	ММРР	No	180	36
18/19 Окт. 2020	ММРР	No	30	72
07/08 Ноя. 2020	ПЗС	V	120	25
15/16 Ноя. 2020	ПЗС	V	300	241
13/14 Дек. 2020	ПЗС	V	300	159

**Примечание.** Перечислены ночи, в которых проводились наблюдения, используемые фотометры, фотометрические фильтры (“No” — наблюдения без фильтра), времена экспозиций  $\Delta t_{\text{exp}}$ , а также продолжительности наблюдений  $\Delta T$ .

ременность профиля линии  $H\beta$  с применением метода доплеровской томографии. Оценка параметров системы проводится в разделе 5. Результаты выполненной работы резюмируются в Заключение.

## 1. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Фотометрические наблюдения J0423 проводились на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН с февраля по декабрь 2020 г. В течение этого периода использовано два фотометра, устанавливаемых в кассегреновский фокус телескопа. Сначала на телескоп устанавливался многорежимный фотометр-поляриметр (Multi-Mode Photometer Polarimeter, ММРР), оснащенный жидкостно-охлаждаемой (до  $-100^{\circ}\text{C}$ ) камерой Raptor Eagle V с  $2K \times 2K$  матрицей EEV 42-40. Затем наблюдения проводились с помощью ПЗС-фотометра с  $2K \times 2K$  матрицей EEV 42-40 и азотным охлаждением. Журнал выполненных фотометрических наблюдений представлен в табл. 1.

Обработка фотометрического материала проводилась с использованием пакета программ IRAF<sup>1</sup>. Из изображений вычитались кадры электронного нуля (байес), исправлялись эффекты неоднородной чувствительности прибора путем деления на кадры плоского поля, удалялись следы космических частиц с помощью алгоритма LACOSMIC (ван

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

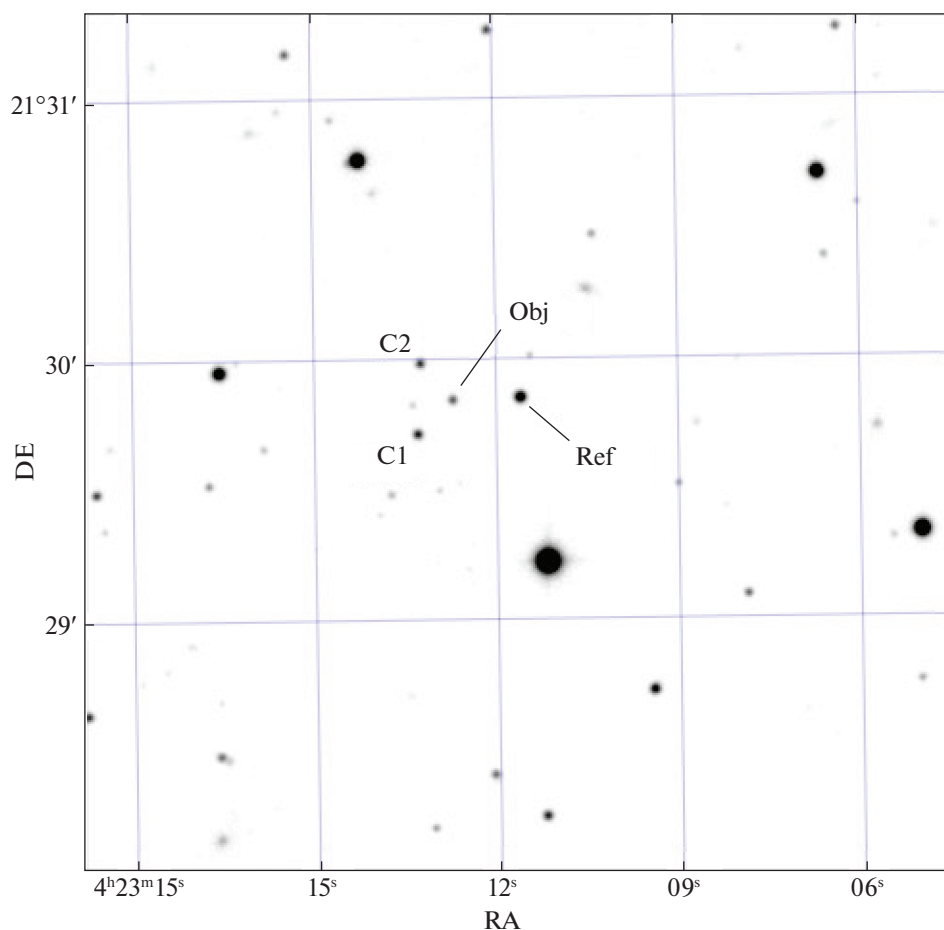


Рис. 1. Окрестности J0423 (Obj) с указанием опорной звезды (Ref) и контрольных звезд (C1, C2).

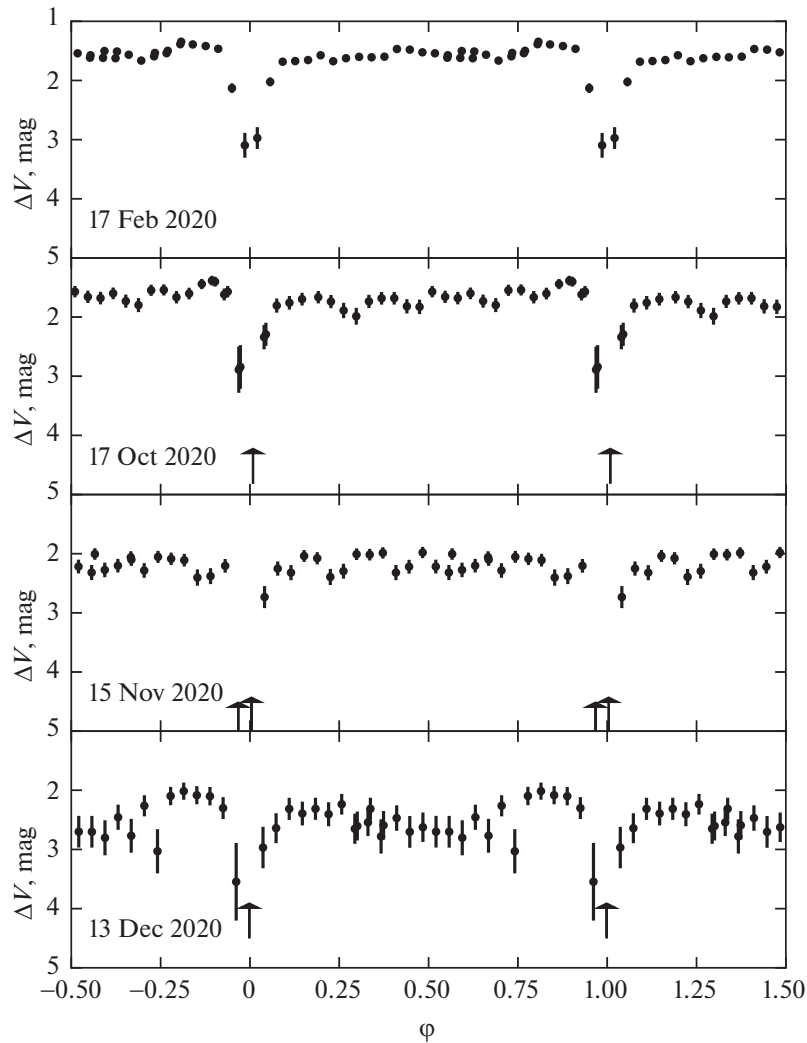
Доккум, 2001). Детектирование звездообразных объектов на кадрах проводилось программой IRAF/daofind. Апертурная фотометрия объектов поля выполнялась с помощью программы IRAF/apphot. Оптимальный размер апертуры находился путем минимизации дисперсии блеска звезд поля по серии соседних кадров со стабильным размером звездного изображения.

На рис. 1 показана область неба около J0423, изображение которой получено на телескопе Цейсс-1000. Указано положение исследуемого объекта, опорной звезды 2MASS J04231163+2129506 и контрольных звезд. Абсолютная фотометрия опорной звезды в настоящей работе не проводилась, однако в каталоге Gaia EDR3 (Коллаборация Гайа, 2020) она имеет блеск  $G = 17.96^m$ . Анализ относительного блеска контрольных звезд не выявил переменности опорной звезды в течение всего периода наблюдений. Для оценки ошибки дифференциальной фотометрии находилась дисперсия блеска звезд поля в течение наблюдательного сета. На основе этих измерений строились диаграммы среднеквадратичного отклонения блеска  $\sigma$  от среднего относительного блеска

звезды  $\Delta m$ . Эти диаграммы аппроксимировались функцией  $\sigma = \exp\{P(\Delta m)\}$ , где  $P(\Delta m)$  — алгебраический полином второй степени.

Набор из 12 спектров J0423 получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночь с 14 по 15 ноября 2020 г. Телескоп был оснащен фокальным редуктором SCORPIO-1 в режиме спектроскопии с длинной щелью (Афанасьев, Моисеев, 2011). Наблюдения проводились в спектральном диапазоне 3600–5400 Å с использованием объемной голографической решетки VPHG1200B (1200 штрихов/мм) и щели шириной 1.2". Эффективное спектральное разрешение прибора составило  $\Delta\lambda \approx 5.2$  Å. Регистрация спектров проводилась с экспозициями 10 мин.

Полученный спектральный материал обрабатывался с помощью пакета IRAF. Обработка включала в себя вычитание байес-кадров, удаление следов космических частиц, исправление геометрических искажений, коррекцию неоднородной чувствительности прибора на основе кадров плоского поля. Калибровка спектров по длинам волн



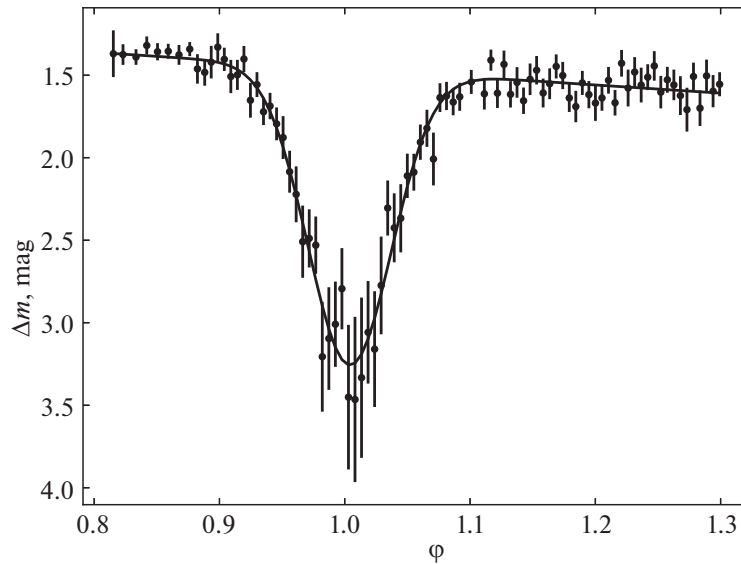
**Рис. 2.** Кривые блеска J0423 в полосе  $V$ , свернутые с орбитальным периодом. Данные, использованные при построении этого графика, приведены в табл. 3 электронной версии настоящей работы.

проводилась на основе снимков лампы He-Ne-Ag. Выполнена оптимальная экстракция спектров с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка проводилась на основе наблюдений звезды-стандарта BD+25°4655. Ввиду низкой яркости объекта ( $V \approx 19^m$ ) экстрагированные спектры имеют низкое отношение сигнал-шум, варьирующееся в пределах  $S/N = 7-10$  в континууме диапазона 4300–5000 Å.

## 2. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

Кривые блеска J0423 в полосе  $V$ , полученные по данным нескольких наблюдательных ночей, представлены на рис. 2. Они демонстрируют глубокие затмения  $\Delta V_{\text{ecl}} \gtrsim 2^m$  продолжительностью  $\Delta t_{\text{ecl}} \approx 20$  мин. Затмения повторяются с периодом  $\approx 2.5$  ч, что позволяет отнести J0423 к редкому типу катаклизмических переменных, попадающих

в пробел периодов  $2 \lesssim P \lesssim 3$  ч. Заметна внезатменная переменность с амплитудой до  $\Delta V = 0.7^m$ . Наблюдения 13 декабря 2020 г. демонстрируют выраженный подъем блеска от фазы  $\varphi \approx 0.6$  и последующее падение блеска после затмения. Аналогичное поведение можно заметить в кривых блеска 17 февраля и 17 октября 2020 г., хотя оно выражено слабее. Такие особенности катаклизмических переменных интерпретируется изменениями условий видимости горячего пятна, которое образуется на внешней части аккреционного диска при взаимодействии со струей, истекающей из окрестностей точки Лагранжа  $L_1$ . Кроме того, имеется переменность среднего (по орбитальному циклу) внезатменного блеска звезды  $\Delta \langle V \rangle \sim 1^m$  в течение наблюдательного периода ( $\sim 11$  мес), однако корреляция между внезатменной амплитудой блеска  $\Delta V$  и средним блеском звезды  $\langle V \rangle$  не прослеживается.



**Рис. 3.** Кривая блеска затмения J0423, полученная без использования фотометрических фильтров, описанная комбинацией прямой и гауссианы (непрерывная линия).

Моменты середин затмений определялись путем вычисления среднего, взвешенного на обусловленную затмением величину падения блеска. Падение блеска определялось как разница между блеском звезды в затмении и тригонометрическим полиномом, описывающим внезатменную переменность. Полученные таким образом эпохи середин затмений представлены в табл. 2. Баричесентрические юлианские даты затмений наилучшим образом описываются эфемеридами

$$BJD_{\min} = 2459140.5002(2) + \quad (1) \\ + 0.1034329(3) \times E.$$

**Таблица 2.** Наблюденные моменты затмений J0423, а также значения  $O - C$ , соответствующие эфемеридам (1)

Дата (UT)	BJD-2450000	Цикл	$O - C$ , с
17/18 Фев. 2020	8897.2250	-2352	-85.6
04/05 Мар. 2020	8913.2591	-2197	88.4
17/18 Окт. 2020	9140.5002	0	-1.6
17/18 Окт. 2020	9140.6041	1	30.7
18/19 Окт. 2020	9141.4304	9	-69.6
18/19 Окт. 2020	9141.5356	10	87.5
15/16 Ноя. 2020	9169.3572	279	-73.4
13/14 Дек. 2020	9197.4921	551	23.6

Значения  $O - C$ , полученные по этим эфемеридам, также перечислены в табл. 2.

Для анализа профиля затмения проведены фотометрические наблюдения J0423 без использования фильтров с экспозициями 30 с. Полученная кривая блеска затмения представлена на рис. 3. Видно, что профиль затмения имеет плавный вход и плавный выход. Такая морфология затмений типична для дисковых катаклизмических переменных и затрудняет отнесение объекта к системам типа AM Нег, для которых характерен резкий выход из затмения. Продолжительность затмения J0423 определялась аппроксимацией кривой блеска гауссианой после вычитания внезатменного тренда, описанного прямой линией. Получены протяженность затмения на половине глубины (в потоках)  $\Delta\varphi_{1/2} = 0.097 \pm 0.002$  и его глубина  $\Delta m = 1.79 \pm 0.04^m$ . Также измерена полная продолжительность затмения  $\Delta\varphi_1 = 0.20 \pm 0.02$ .

### 3. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Полученные спектры имеют низкое отношение сигнал-шум для анализа слабых спектральных линий. В целях уменьшения шумовой составляющей спектры были усреднены. Усредненный спектр J0423, а также результат его сглаживания фильтром Савицкого-Голея представлены на рис. 4. Спектр имеет “плоский” континуум и типичные для катаклизмических переменных эмиссионные линии водорода и нейтрального гелия. Имеются слабые эмиссии ионизованного гелия HeII  $\lambda 4686$ , ионизованного углерода CII  $\lambda 4267$  и бленды CNO  $\lambda 4650$ . Кроме того, в спектре обнаруживаются абсорбционные линии ионизованного железа FeII  $\lambda 5169$

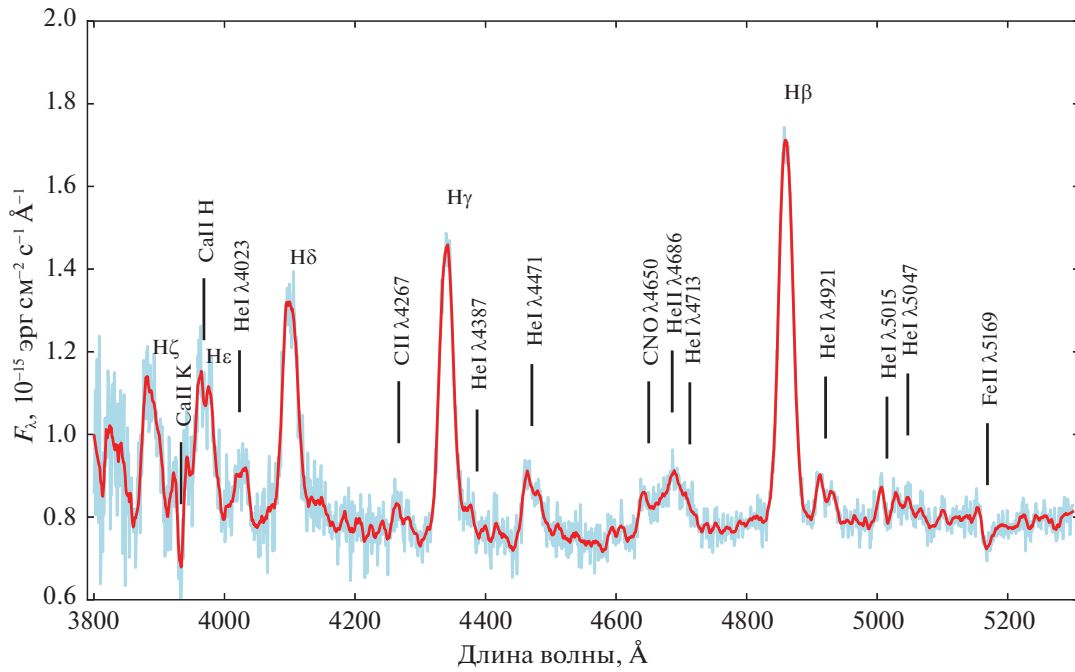


Рис. 4. Усредненный спектр J0423 и результат его сглаживания.

и дублета кальция Ca II H и K. Наиболее интенсивны в спектре водородные линии, они имеют однопиковую структуру, их эквивалентная ширина изменяется от  $\sim 33 \text{ \AA}$  для линии H $\beta$  до  $\sim 8.5 \text{ \AA}$  для H $\zeta$ . Слабые линии нейтрального гелия (He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4921$ ,  $\lambda 5015$ ) проявляют двухпиковую структуру, свойственную двойным системам с дисковой аккрецией.

О поведении профилей водородных линий можно судить по динамическим спектрам, представленным на рис. 5. В диапазоне фаз орбитального периода  $\varphi = 0.15-0.4$  линии имеют “острый” максимум, плавно изменяющий свою скорость от  $\sim 400$  до  $\sim -400$  км/с. Далее профили становятся более гладкими. Заметно резкое изменение скорости пика линии в диапазонах фаз  $\varphi = 0.05-0.13$  и  $\varphi = 0.86-0.93$ , что может быть интерпретировано частичным затмением диска около  $\varphi = 0$ .

Оценка параметров катаклизмических переменных часто проводится с помощью кривых лучевых скоростей, отражающих движение белого карлика. Хотя эмиссионные линии могут излучать разные части системы (аккреционный диск, горячее пятно, аккреционная струя, область переизлучения на вторичном компоненте), можно предположить, что крылья линий образуются во внутренних частях диска, находящихся в непосредственной близости к белому карлику и имеющие наибольшую лучевую скорость. Таким образом, измерив лучевые скорости синей,  $V_r^b$ , и красной,  $V_r^r$ , границ спектральной линии, можно надеяться, что скорость середины

спектральной линии  $(V_r^b + V_r^r)/2$  близка к лучевой скорости белого карлика.

Перед измерением лучевых скоростей  $V_r^b$  и  $V_r^r$  спектры были поделены на континуум, который аппроксимировался полиномом низкого порядка. Аппроксимация полиномом выполнялась несколько раз с удалением сильно отклоняющихся областей (спектральных линий). Опытным путем было установлено, что профили спектральных линий хорошо описываются ( $\chi^2_\nu \approx 1$ ) суммой двух-трех гауссиан  $f(v)$ . Применение большего количества компонент является избыточным и приводит к описанию шумов. Профили спектральных линий описывались несколько раз с варьированием начальных условий и выбором решения, обеспечивающим наименьшее значение  $\chi^2$ . Выполнив описание профиля гауссианами, мы находили скорости синей и красной границ профиля  $V_r^b$  и  $V_r^r$ , исходя из требования  $f(v) = \sigma$ , где  $\sigma$  — уровень шума в континууме около спектральной линии. Ошибки определения лучевых скоростей находились методом Монте-Карло в предположении пуассоновского распределения шумов. Измерение лучевых скоростей проводилось только по линии H $\beta$  ввиду сильной зашумленности других линий.

Полученная кривая лучевых скоростей середины линии H $\beta$  показана на рис. 6. Она резко отличается от ожидаемой кривой лучевых скоростей белого карлика  $V_r(\varphi) = \gamma - K_1 \sin(2\pi\varphi)$ , где  $\gamma$  — лучевая скорость центра масс системы, а  $K_1$  — полуамплитуда лучевой скорости ( $K_1 > 0$ ). Даже

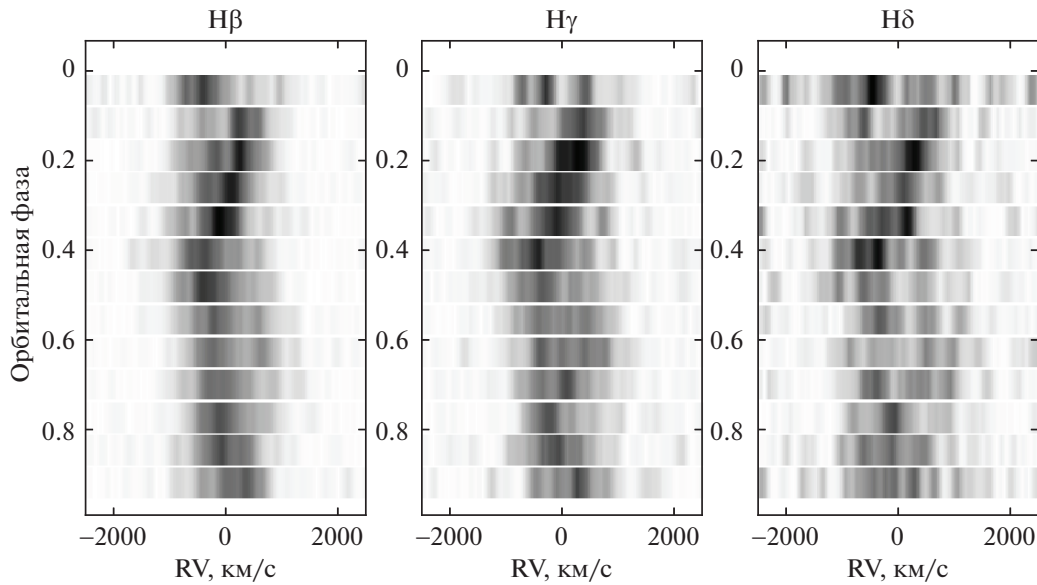


Рис. 5. Динамические спектры водородных линий.

после удаления точек, приходящихся на затмение ( $\varphi = 0.9\text{--}1.1$ ), кривая лучевых скоростей плохо аппроксимируется указанной функцией ( $\chi^2_\nu \approx 13$ , см. рис. 6). По-видимому, представленные лучевые скорости отражают движение горячего пятна на внешней части диска и участка аккреционной струи вблизи точки Лагранжа  $L_1$ , где, согласно доплеровской томографии, формируется большая часть эмиссии в линии  $H\beta$  (см. раздел 4).

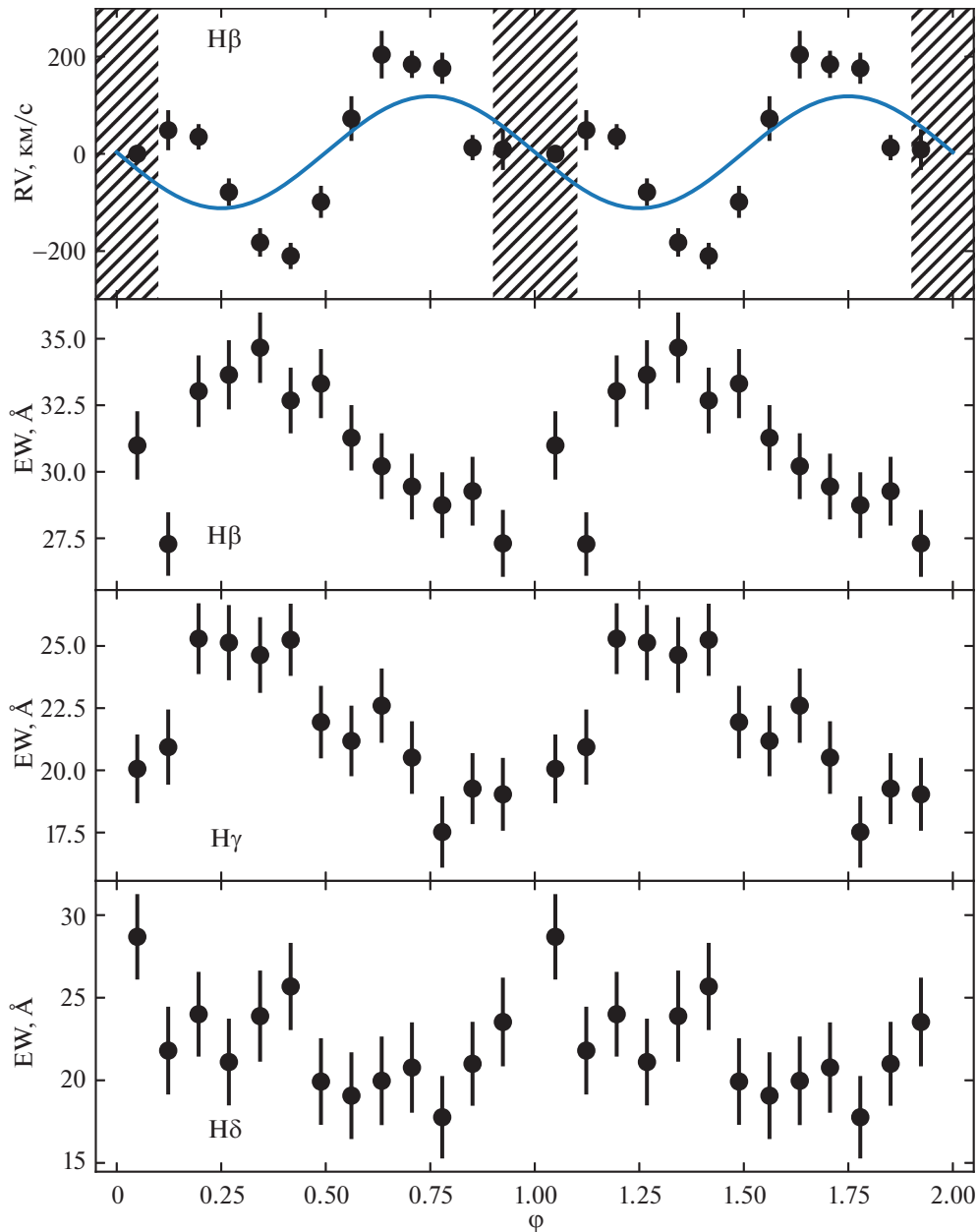
Помимо кривой лучевых скоростей на рис. 6 показаны кривые эквивалентных ширин линий  $H\beta$ ,  $H\gamma$  и  $H\delta$ , проявляющие модуляцию с орбитальным периодом. Как и в случае лучевых скоростей, оценивание ошибок выполнялась методом Монте-Карло в предположении пуассоновского распределения шумов. Эквивалентные ширины изменяются на 18% для линии  $H\beta$  и на 24–27% для линий  $H\gamma$  и  $H\delta$ . Минимум эквивалентных ширин линий приходится на фазу  $\varphi \approx 0.8$ , а максимум — на  $\varphi \approx 0.3$ . Такое поведение линий можно интерпретировать переменностью уровня континуума, максимальный поток в котором приходится на фазу  $\varphi \approx 0.8$  (см. кривые блеска на рис. 2).

#### 4. ДОППЛЕРОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ

Распределение эмиссионных областей в системе J0423 анализировалось с помощью метода доплеровской томографии, который трансформирует динамический спектр спектральной линии в карту распределения эмиссий в двумерном пространстве скоростей. Положение произвольной частицы в этом пространстве характеризуется компонентами ее скорости  $V_x$  и  $V_y$ , измеряемыми относительно

центра масс системы. Компонента  $V_x$  параллельна направлению орбитального движения донора, а компонента  $V_y$  направлена вдоль линии, соединяющей центры масс звезд в системе (подробнее см. Марш, Хорн, 1988, а также Котце и др., 2015). В данной работе мы воспользовались программным пакетом доплеровской томографии `doptomog-2.0`, разработанным Котцем и др. (2015). В этом пакете реализован метод максимума энтропии для восстановления доплеровских томограмм, а также имеется возможность выполнения так называемой потокомодулированной томографии (Стигс, 2003), в которой предполагается синусоидальное изменение яркости точек системы в течение орбитального периода. Последнее свойство очень полезно для исследования систем с высокой оптической плотностью.

Ввиду сильной зашумленности спектров томография объекта проводилась только по двум наиболее сильным линиям —  $H\beta$  и  $H\gamma$ . Спектры, попадающие на период затмения, не использовались для построения томограмм. Потокомодулированные томограммы в обеих линиях представлены на рис. 7. На томограмме в линии  $H\beta$  имеется выраженное пятно с компонентами скорости  $V_x \approx -470$  и  $V_y \approx 175$  км/с, которое, вероятно, образуется при взаимодействии аккреционной струи с диском. Также томограмма демонстрирует яркую область около внутренней точки Лагранжа ( $V_x \approx -150$ ,  $V_y \approx 220$  км/с), вытянутую по скорости  $V_x$ . Близость этой области к точке Лагранжа  $L_1$  и ее растяжение позволяют предположить, что она образуется в аккреционной струе вблизи красного карлика. Линия  $H\gamma$  является более зашумленной,



**Рис. 6.** Кривая лучевых скоростей середины линии  $H\beta$ , описанная синусоидой (непрерывная линия), а также кривые эквивалентных ширин линий  $H\beta$ ,  $H\gamma$  и  $H\delta$  в фазах орбитального периода. Заштрихованная область соответствует затмению.

что приводит к меньшей детализации томограммы<sup>2</sup> по сравнению с линией  $H\beta$ . На ней видна широкая область излучения во второй четверти, которая хорошо соотносится с положением максимумов на томограмме  $H\beta$ , но является более размытой. В обоих случаях не проявляются кольцеобразные структуры, соответствующие аккреционному диску.

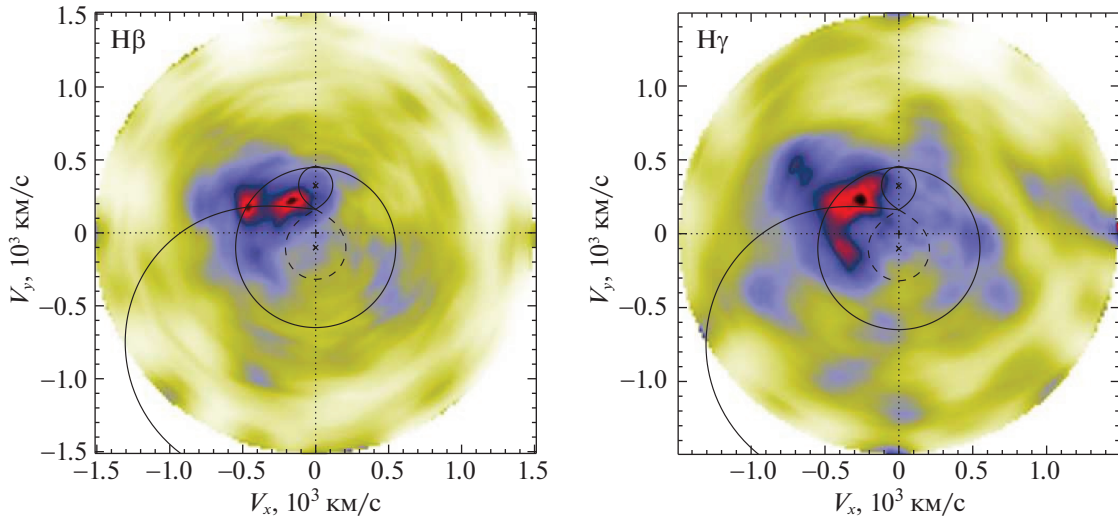
<sup>2</sup> При построении томограммы приходится использовать большее значение параметра регуляризации, чтобы обеспечить описание наблюдательных данных в пределах шума. Это приводит к выделению томограммы с большей энтропией, которая выглядит более гладкой.

## 5. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ

Уорнер (1995) привел эмпирическую формулу для оценки массы вторичного компонента  $M_2/M_\odot = 3.453P^{5/4}$ , где орбитальный период  $P$  измеряется в сутках. Из этого соотношения следует оценка массы вторичного компонента в J0423  $M_2 \approx 0.2 M_\odot$ . Такое же значение массы следует из соотношений Книгге (2006) для систем, попадающих в пробел периодов.

Предположим, что распределение яркости по диску является осесимметричным, а затмение дис-





**Рис. 7.** Доплеровские томограммы J0423 в линиях H $\beta$  (слева) и H $\gamma$  (справа). На томограммы наложены полости Роша первичного (штриховая линия) и вторичного (непрерывная линия) компонента, баллистическая траектория частицы, испускаемой из точки Лагранжа L<sub>1</sub>, а также внешний край аккреционного диска, соответствующий резонансу 3 : 1.

ка полное. В таком случае продолжительность затмения белого карлика должна быть равной продолжительности затмения на половине глубины  $\Delta\varphi_{1/2}$  (глубина измеряется в потоках). Продолжительность  $\Delta\varphi_{1/2}$  зависит от наклона орбитальной плоскости  $i$  и отношения масс  $q = M_2/M_1$ . Сетка длительностей затмения белого карлика была рассчитана и графически представлена Хорн (1985). Мы использовали аналогичную методику моделирования для вычисления таких же сеток. Предполагая заполнение звездой-донором своей полости Роша, находились две фазы орбитального периода, при которых луч, испускаемый из центра белого карлика в направлении наблюдателя, касается поверхности донора при заданном наклоне орбитальной плоскости  $i$ . Угол между этими лучами и определяет искомую продолжительность затмения  $\Delta\varphi_{1/2}$ . Пример определения продолжительности затмения белого карлика для наклона орбиты  $i = 90^\circ$  показан на рис. 8. Решение, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения  $\Delta\varphi_{1/2} = 0.097 \pm 0.002$ , показано на рис. 9. Это решение дает ограничение на отношение масс  $q \lesssim 0.43 \pm 0.04$  и массу первичного компонента  $M_1 \gtrsim 0.47 \pm 0.04 M_\odot$ . К сожалению, при имеющихся ошибках и скважности наблюдений в кривой блеска затмения J0423 нельзя выделить “плато”, соответствующее полному покрытию диска вторичным компонентом. Это не позволяет нам воспользоваться представленным решением для оценки параметров системы, однако приведенные ограничения для  $q$  и  $M_1$  остаются корректными и при отсутствии полного затмения диска.

Более надежное решение может быть получено по полной продолжительности затмения диска

$\Delta\varphi_1$ . Согласно Уорнеру (1995) (см. также Пачински, 1977), размер аккреционного диска  $R_{\text{out}}$  ограничивается приливными силами вторичного компонента и оценивается по формуле

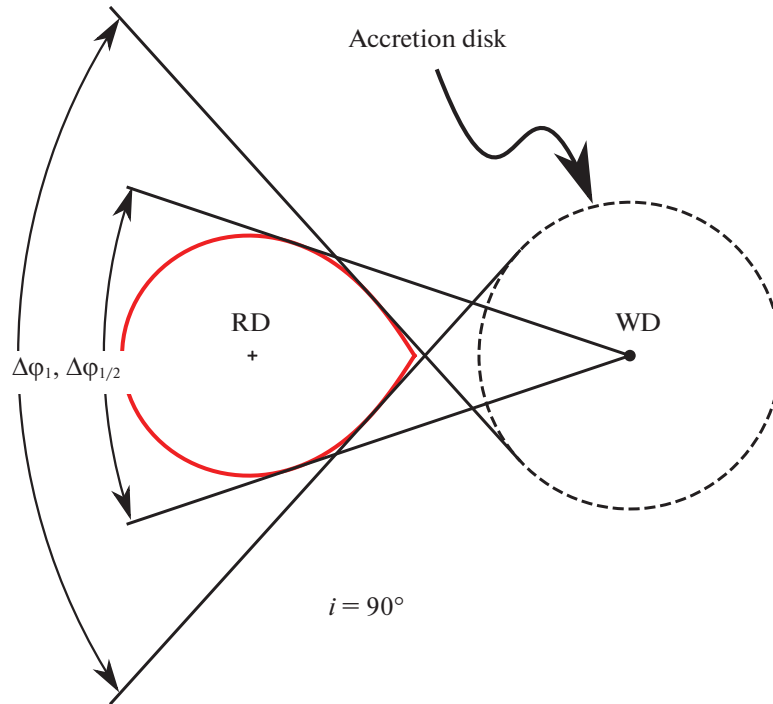
$$\frac{R_{\text{out}}}{a} = \frac{0.6}{1+q}, \quad (2)$$

где  $a$  — расстояние между центрами масс компонентов. Нами была рассчитана сетка полных продолжительностей затмения  $\Delta\varphi_1$  путем определения фаз входа диска радиуса  $R_{\text{out}}$  за вторичный компонент и фаз выхода из него (рис. 8). Полученное на ее основе решение, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения  $\Delta\varphi_1 = 0.20 \pm 0.02$ , представлено на рис. 9. Видно, что оно сильно отличается от решения, полученного на основе продолжительности затмения на половине глубины  $\Delta\varphi_{1/2}$ . По-видимому, данные расхождения связаны с отсутствием полного покрытия диска в J0423.

В работах Якина и др. (2011, 2013) предложен способ ограничения параметров системы, основанный на измерении проекции скорости вращения внешней части аккреционного диска  $V_{\text{out}} \sin i$  по разделению пиков эмиссионных линий. Скорость вращения края диска  $V_{\text{out}}$  предполагается кеплеровской, т.е.

$$V_{\text{out}} \sin i = \left( \frac{GM_2}{qR_{\text{out}}} \right)^{1/2} \sin i, \quad (3)$$

где радиус аккреционного диска оценивается по формуле (2), а расстояние между компонентами  $a$  может быть найдено через третий закон Кеплера. В нашей работе проекция скорости вращения оценивалась по расстоянию  $\Delta\lambda$  между пиками линий



**Рис. 8.** Определение продолжительностей затмения белого карлика и аккреционного диска для случая наклона орбитальной плоскости  $i = 90^\circ$ . Представлена проекция двойной системы на орбитальную плоскость, пунктирной линией отмечен внешний край аккреционного диска, указана полость Роша вторичного компонента (RD) и положение белого карлика (WD). Прямыми линиями показаны лучи, направленные в сторону наблюдателя в некоторых фазах орбитального периода. Лучи, исходящие из центра белого карлика и касающиеся полости Роша вторичного компонента, определяют продолжительность затмения белого карлика, а также продолжительность затмения на половине глубины  $\Delta\varphi_{1/2}$  в случае полного затмения диска. Также показаны лучи, соответствующие касанию аккреционного диска вторичного компонента и определяющие полную продолжительность затмения  $\Delta\varphi_1$ .

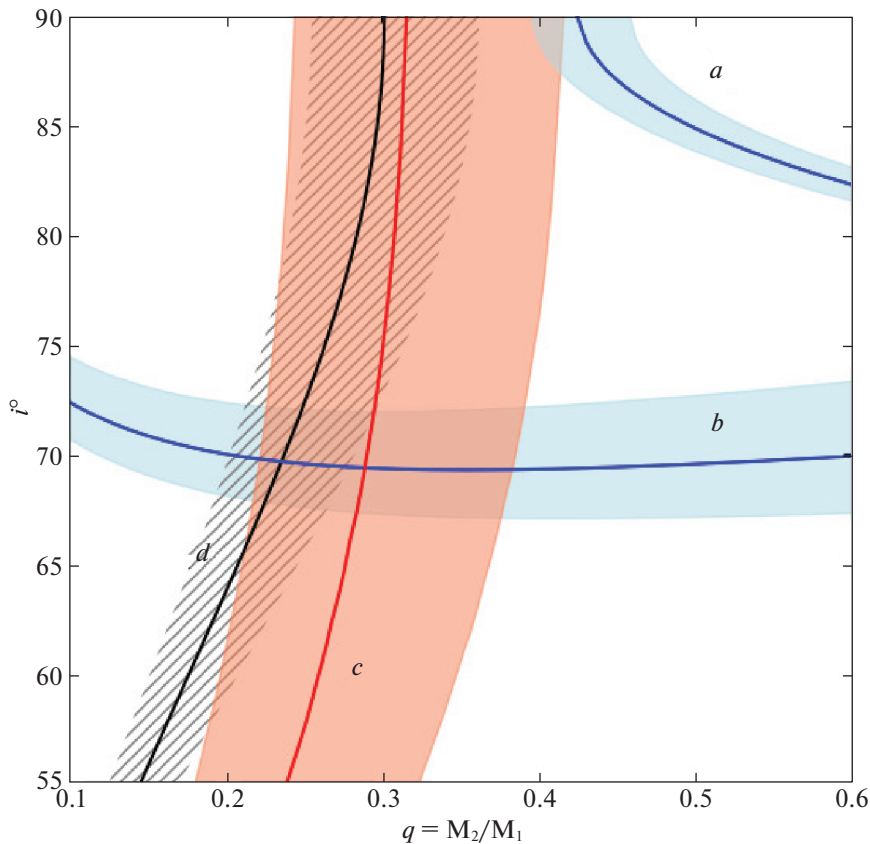
HeI  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4921$  и  $\lambda 5015$ . Получено ее среднее значение  $V_{\text{out}} \sin i = 560 \pm 25$  км/с. Соответствующее этому  $V_{\text{out}} \sin i$  решение в плоскости  $q-i$  представлено на рис. 9. Пересечение кривых в плоскости  $q-i$ , соответствующих продолжительности затмения  $\Delta\varphi_1$  и проекции скорости вращения  $V_{\text{out}} \sin i$ , дает наклонение орбитальной плоскости  $i = 69.5 \pm 2.0^\circ$  и отношение масс  $q = 0.24 \pm 0.04$ . Учитывая принятую массу вторичного компонента, имеем массу белого карлика  $M_1 = 0.83 \pm 0.12 M_\odot$ .

Дополнительные ограничения на параметры системы могут быть получены по положению горячего пятна на доплеровских томограммах. Скорость пятна должна соответствовать баллистической скорости струи при ее достижении аккреционного диска и, следовательно, зависеть от отношения масс  $q$ . Также наблюдаемое положение пятна на томограмме зависит от наклона орбитальной плоскости  $i$  из-за эффекта проекции. Таким образом, перебрав множество значений  $q$  и  $i$ , мы можем найти кривую в плоскости  $q-i$ , обеспечивающую наблюдаемые значения компонент скорости ( $V_x$ ,  $V_y$ ) в некоторой точке траектории. Расчет баллистических траекторий прово-

дился путем решения ограниченной задачи трех тел (Фланнери, 1975) с использованием метода Рунге–Кутты четвертого порядка. Найденное таким образом решение в плоскости  $q-i$  визуализировано на рис. 9. Оно пересекается с кривой, обеспечивающей наблюдаемую продолжительность затмения  $\Delta\varphi_1$ , при отношении масс  $q = 0.29$  и наклонеении орбиты  $i = 69.2^\circ$ . Соответствующий этим параметрам “след” баллистической траектории в пространстве скоростей показан на рис. 7. Представленная область допустимых решений рассчитывалась в предположении ошибки модуля скорости пятна  $\Delta V = 50$  км/с и дает ограничение на отношение масс  $q = 0.22 - 0.38$ . Это ограничение согласуется с оценкой  $q$ , найденной по разделению пиков эмиссионных линий.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен анализ фотометрии и спектров затменной катаклизмической переменной J0423. На основе ряда фотометрических наблюдений, полученного на протяжении 11 мес, найден орбитальный период системы  $P = 0.1034329$  сут ( $\approx 2.48$  ч), соответствующий пробелу периодов



**Рис. 9.** Плоскость  $q-i$ . Кривая  $a$  — решение, найденное по продолжительности затмения на половине глубины  $\Delta\varphi_{1/2}$  в предположении полного покрытия аккреционного диска. Кривая  $b$  — решение, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения  $\Delta\varphi_1$ . Решение, полученное по проекции скорости вращения диска  $V_{\text{out}} \sin i$ , показано кривой  $d$ . Область  $c$  соответствует положению горячего пятна на доплеровской томограмме в линии  $H\beta$ .

катаклизмических переменных  $2 \lesssim P \lesssim 3$  ч. Морфология фотометрического профиля затмения, отсутствие интенсивной линии  $\text{HeII } \lambda 4686$ , а также двухпиковая структура линий  $\text{HeI } \lambda 4471$ ,  $\lambda 4921$ ,  $\lambda 5015$  указывают на принадлежность этого объекта к дисковым (немагнитным) катаклизмическим переменным. Доплеровские томограммы в линии  $H\beta$  демонстрируют наличие двух пятен. Первое, по-видимому, образуется в области взаимодействия аккреционной струи с внешней частью аккреционного диска. Компоненты скорости второго пятна указывают на его образование в аккреционной струе вблизи точки Лагранжа  $L_1$ . Оценка параметров системы проводилась с фиксирования массы вторичного компонента  $M_2 = 0.2 M_{\odot}$ , полученной на основе известных калибровок массы донора от орбитального периода  $M_2-P$  (Уорнер, 1995). На основе продолжительности затмения и проекции скорости вращения внешней части диска, оцененной по разделению пиков нейтрального гелия, нами были сделаны оценки массы белого карлика и наклона орбитальной плоскости:  $M_1 = 0.83 \pm 0.12 M_{\odot}$  и  $i = 69.5 \pm 2.0^\circ$ . Эти пара-

метры хорошо согласуются с положением горячего пятна на доплеровской томограмме в линии  $H\beta$ .

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-60048. Часть работы выполнена за счет средств субсидии (проект № 0671-2020-0052), выделенной Казанскому федеральному университету, для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (включая соглашение No05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016). Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic. Astron.* **20**, 363 (2011).
2. ван Доккум (P. G. van Dokkum), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **113**, 1420 (2001).

3. Дрэйк и др. (A.J. Drake, S.G. Djorgovski, A. Mahabal, et al.), *Astrophys. J.* **696**, 870 (2009).
4. Кинг (A.R. King), *QJRAS* **29**, 1 (1988).
5. Книгге (C. Knigge), *MNRAS* **373**, 484 (2006).
6. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
7. Коллаборация Гайа (Gaia Collaboration), *VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3*, (2020).
8. Котце и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
9. Марш, Хорн (T.R. Marsh and K. Horne), *MNRAS* **235**, 269 (1988).
10. Пачински (B. Paczynski), *Astrophys. J.* **216**, 822 (1977).
11. Подсиадловски и др. (Ph. Podsiadlowski, Z. Han, and S. Rappaport), *MNRAS* **340**, 1214 (2003).
12. Риттер, Колб (H. Ritter and U. Kolb), *Astron. Astrophys.* **404**, 301 (2003).
13. Стигс (D. Steeghs), *MNRAS* **344**, 448 (2003).
14. Тутуков и др. (Тутуков А.В., Федорова А.В., Эр-ма Э.В., Юнгельсон Л.Р.), *Письма в Астрон. журн.* **11**, 123 (1985) [A.V. Tutukov, et al., *Sov. Astron. Lett.* **11**, 52 (1985)].
15. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995).
16. Фланнери (B.P. Flannery), *MNRAS* **170**, 325 (1975).
17. Ховелл и др. (S.B. Howell, L.A. Nelson, and S. Rappaport), *Astrophys. J.* **550**, 897 (2001).
18. Хорн (K. Horne), *MNRAS* **213**, 129 (1985).
19. Якин и др. (Якин Д.Г., Сулейманов В.Ф., Борисов Н.В., Шиманский В.В., Бикмаев И.Ф.), *Письма в Астрон. журн.* **37**, 911 (2011) [D.G. Yakin, et al., *Astron. Lett.* **37**, 845 (2011)].
20. Якин и др. (Якин Д.Г., Сулейманов В.Ф., Власюк В.В., Спиридонова О.И.), *Письма в Астрон. журн.* **39**, 41 (2013) [D.G. Yakin, et al., *Astron. Lett.* **39**, 38 (2013)].