

УДК 524.337.7

КАРЛИКОВАЯ НОВАЯ V1239 ГЕРКУЛЕСА В СПОКОЙНОМ СОСТОЯНИИ БЛЕСКА

© 2015 г. Т. С. Хрузина*, П. Ю. Голышева,
Н. А. Катышева, С. Ю. Шугаров, Н. И. Шакура

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21.10.2014 г.; принята в печать 21.11.2014 г.

Приведены результаты исследования в интегральном свете затменной двойной системы V1239 Her, относящейся к переменным типа SU UMa. Мониторинг системы выполнен в течение 9 ночей 2013–2014 гг. в период, когда двойная находилась в неактивном состоянии. Уточнен орбитальный период ($P_{orb} = 0.100082222(2)^d$), построены кривые блеска системы. Вид кривых свидетельствует об активных процессах в системе в промежутках между вспышками: переменны как глубины обоих минимумов, так и амплитуда предзатменного горба, одна из кривых блеска демонстрирует полное его отсутствие. В рамках “комбинированной” модели, учитывающей вклад в суммарный поток излучения непрозрачной части газового потока и горячего пятна на боковой поверхности диска, определены для разных дат параметры аккреционного диска, горячего пятна и газовой струи в V1239 Her. Оценены нижние границы времени изменения таких характеристик диска, как параметр вязкости (α_g), температура внутренних областей (T_{in}) и толщина внешнего края (β_d), которые могут заметно меняться на временах менее 10 орбитальных циклов. Показано, что для кривой блеска без предзатменного горба (JD 2456746) решение обратной задачи в рамках используемой модели показывает отсутствие горячего пятна на боковой поверхности диска: радиус пятна ничтожно мал, его температура, а также температуры в основании газовой струи здесь самые низкие среди тех значений, что были получены для остальных кривых блеска. Исчезновение горячего пятна сопровождается резкими уменьшениями радиуса диска и параметра α_g , а также снижением толщины внешнего края диска. Из сравнения с параметрами системы, полученными для кривой блеска в предыдущую дату наблюдений (JD 2456718), сделан вывод, что в промежутке между рассматриваемыми датами ($\sim 280P_{orb}$) произошло значимое уменьшение массы диска, которое может быть вызвано как уменьшением темпа истечения из вторичной компоненты, так и возможным сбрасыванием значительной доли вещества диска на поверхность белого карлика.

DOI: 10.7868/S0004629915040039

1. ВВЕДЕНИЕ

Взрывными переменными (ВП) называются тесные двойные системы (ТДС), у которых звезда главной последовательности позднего спектрального класса заполняет свою полость Роша и теряет вещество, аккрецирующее на белый карлик (БК), через внутреннюю точку Лагранжа. ВП подразделяются на два больших подкласса — карликовые новые и новоподобные звезды (NLs), а также на несколько менее обширных подклассов (см., например, каталог ТДС на поздних стадиях эволюции [1]). Обычные карликовые новые вспыхивают на 2^m – 6^m , их вспышки длятся несколько дней и повторяются через интервалы от нескольких недель до нескольких месяцев или

даже лет. По параметрам вспышек карликовые новые подразделяют на несколько подтипов, одним из которых являются звезды типа SU UMa. Эти системы показывают два типа вспышек: нормальные и сверхвспышки, отличающиеся от обычных вспышек большей длительностью и наличием на кривой блеска так называемых “сверхгорбов” (“суперхампов”) с периодом на 3–6% больше орбитального. В среднем звезды типа SU UMa имеют самые короткие орбитальные периоды из ВП (<3 часов). Наибольшие орбитальные периоды в этой подгруппе имеют звезды TU Men ($P_{orb} = 2$ часа 81 мин) и UZ Boo ($P_{orb} \sim 3$ часа).

Весьма неоднородное распределение ВП по орбитальным периодам исследовалось многими авторами (см., например, обзор [2]). Главной особенностью распределения является очень малое количество систем с орбитальными периодами между

*E-mail: kts@sai.msu.ru

2 и 3 часами. Этот интервал получил название “пробел периодов” (“gap”) вследствие того, что в начале исследований в этот интервал не попадало ни одной ВП. Из объяснений данного феномена следует отметить 1) внезапное уменьшение углового момента, 2) динамическую нестабильность системы и 3) уменьшение магнитной активности вторичной компоненты на этапе, когда звезда становится полностью конвективной и временно прекращает перенос массы через внутреннюю точку Лагранжа. В “стандартном” эволюционном сценарии на ранней стадии эволюции взрывные переменные в среднем имеют периоды от 3 до 8 часов, где 3 часа — верхняя граница “пробела периодов”, и скорость переноса массы 10^{-9} – $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. В процессе эволюции ВП происходит потеря углового момента системы вследствие его выноса за ее пределы магнитно-обусловленным звездным ветром от вторичной компоненты. Незадолго перед прекращением магнитного торможения резко уменьшается перенос вещества, вторичная компонента сжимается до радиуса теплового равновесия и уходит под полость Роша. Когда орбитальный период достигнет 2 часов, из-за излучения двойной системой гравитационных волн вновь начинается перенос вещества с темпом $10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$. При этом масса вторичной компоненты может уменьшиться до $\sim 0.05 M_{\odot}$.

Дальнейшие исследования привели к постепенному заполнению “пробела периодов”. Сначала здесь оказались магнитные звезды — в основном, поляры. Их появление в “пробеле” объяснялось отсутствием аккреционного диска, и, следовательно, иным направлением эволюции. Со временем “пробел” пополнился и другими типами ВП. До недавнего времени в нем не было ни одной карликовой новой типа SU UMa, за исключением TU Men, период которой расположен на верхней границе “пробела периодов”. Первой системой типа SU UMa в середине “пробела периодов” была звезда NY Ser [3], в работе [4] дан подробный обзор литературы по данной системе. В 2003 г. в “пробеле” было уже 7 звезд типа SU UMa [2], в настоящее время их количество выросло до 3 десятков [4–6]. В разных работах могут меняться границы “пробела периодов”: 2–3 часа, 2.1–2.8 часа. В работе [4], где “пробел периодов” несколько смещен в сторону большего орбитального периода (2.15–3.18 часа), приведены орбитальные периоды 26 карликовых новых, из которых 23 — это звезды типа SU UMa.

Исследование поведения звезд в “пробеле периодов” является очень важным, так как по теоретическим представлениям в рассматриваемом диапазоне периодов у двойной системы не должно быть переноса вещества от вторичной компоненты. Нахождение в “пробеле” регулярно вспыхивающих звезд типа SU UMa, однако, свидетельствует о

наличии перетекания вещества и требует объяснения. Одной из таких ТДС в “пробеле периодов” является затменная система V1239 Her = SDSS J170213.26 + 322954.1, исследованию которой посвящена настоящая статья.

В разделе 2 приведена краткая информация о параметрах V1239 Her, полученная ранее из спектральных и фотометрических исследований. В разделе 3 даны сведения о полученных нами наблюдательных данных, в разделах 4 и 5 исследованы эфемериды V1239 Her и вид полученных нами кривых блеска, в 6 разделе кратко описана используемая для определения параметров “комбинированная” модель ВП. В разделе 7 приведены полученные нами параметры из моделирования кривых блеска V1239 Her, обсуждение которых дано в разделе 8. В разделе 9 даны основные выводы работы.

2. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМЕ

Система V1239 Her = SDSS J170213.26 + 322954.1 была идентифицирована как новая затменная взрывная переменная во время осуществления проекта Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [7].

Первая вспышка системы была обнаружена в конце сентября — начале октября 2005 г. Бойд и др. [8] привели в своей статье эволюцию кривых блеска в ходе развития вспышки, полученных в белом свете, нашли моменты минимумов, вычислили эфемериды орбитальной переменности:

$$\begin{aligned} \text{Min. phot.} &= \text{HJD } 2453648.236507(29) + \\ &+ 0.10008215(1)^d E. \end{aligned}$$

Ими было также показано, что между затмениями кривые блеска имеют очень сложную структуру, возможно, вследствие интерференции орбитального периода и периода сверхгорбов. Данные, полученные после вычитания затмений из массива всех наблюдений, они протестировали на предмет обнаружения других модуляций блеска, в результате был обнаружен сигнал с периодом 0.10496(15) сут, который может быть периодом сверхгорбов, а сама система классифицирована как звезда типа SU UMa.

Кривая блеска в спокойном состоянии V1239 Her довольно интересна. Она показывает глубокий (до $\sim 1.5^m$) минимум ($\varphi \sim 0.0$) — главное затмение с периодом 2.4 часа, вторичное затмение до 0.2^m глубиной на фазе 0.5 и большой горб (до $\sim 0.2^m$) перед затмением вследствие попадания на луч зрения “горячего пятна”. В работе [7] были построены кривые лучевых скоростей линий H α и H β с полуамплитудами соответственно 110 ± 10 и 124 ± 13 км/с, определен спектральный класс красного карлика ($M1.5 \pm 1.1$) и по эмпирическим

Таблица 1. Параметры V1239 Her согласно [9, 10]

Параметр	Значение	Параметр	Значение
i , град	82.55 ± 0.17	K_{wd} , км/с	94.0 ± 2.2
$q = M_{wd}/M_{red}$	4.03 ± 0.08	K_{red} , км/с	380 ± 4
$M_{wd}, M_{\odot}$	0.91 ± 0.03	R_d, a_0	0.290 ± 0.001
$M_{red}, M_{\odot}$	0.223 ± 0.010	T_{wd} , К	15200 ± 1200
$R_{wd}, R_{\odot}$	0.0092 ± 0.0004	T_{red} , К	$3800 \pm 100 (M0 \pm 0.5 V)$
R_{wd}, a_0	0.00974 ± 0.00054	d , пк	270 ± 16
$R_{red}, R_{\odot}$	0.252 ± 0.004	P_{orb} , мин	$144.11821(13)$
$a_0, R_{\odot}$	0.945 ± 0.012		

Примечание. a_0 — расстояние между центрами масс компонент системы, K_{wd} , K_{red} — полуамплитуды кривых лучевых скоростей белого карлика и вторичной соответственно, d — расстояние до системы.

зависимостям оценено расстояние до объекта ($d \simeq 460$ – 650 пк).

Литтлфайер и др. [9] провели фотометрические наблюдения V1239 Her с прибором ULTRACAM на 4.2-м телескопе WHT с высоким временным разрешением (~ 2 с), уделив основное внимание исследованию профилей затмений. В работе [10] данные [9] были переанализированы. Вблизи “входа” в затмение ($\varphi > 0.8$) был замечен значительный фликеринг, возникающий, по-видимому, во внутреннем диске и “горячем пятне”.

Фотометрические наблюдения [9] объекта были выполнены в период с 11 по 25 августа 2005 г., когда система находилась в спокойном состоянии блеска. Потоки от V1239 Her в фильтрах u , g , r (эффективные длины волн $\lambda\lambda$ 3551, 4686 и 6166 Å, соответственно) составили $u = 18.52^m$, $g = 17.92^m$ и $r = 17.82^m$. Из анализа 6 моментов затмений определены эфемериды системы:

$$\text{Min. phot.} = \text{HJD } 2453594.39209(4) + \quad (1) \\ + 0.10008209(9)^d E.$$

Затменный характер переменности V1239 Her при наличии очень высокого временного разрешения наблюдений позволил определить базовые параметры этой системы (подробности см. в [9, 10]) из анализа формы и длительности затмения белого карлика в предположении, что вторичная компонента полностью заполняет свою полость Роша, т.е. $\mu = 1$, где μ — степень заполнения вторичной компонентой своей полости Роша. В этом случае длительность затмения белого карлика зависит только от наклона орбиты i и отношения масс $q = M_{wd}/M_{red}$. Для определения неизвестных параметров ТДС в рамках классической модели взрывной переменной авторами [9] использовался метод Нелдера—Мида (алгоритм АМОЕВА [11]).

Для оценки масс компонент использовано предположение, что масса белого карлика соответствует теоретической зависимости “масса—радиус” для белого карлика соответствующей эффективной температуры. Эффективная температура и расстояние до объекта определены из спектральных наблюдений красной звезды, расстояние до объекта оказалось меньше, чем в работе [7] — $d \sim 250$ – 290 пк. Масса вторичной компоненты также оказалась меньше ожидаемой для данного орбитального периода, а ее температура выше, чем у звезд данной массы. По мнению авторов [9, 10] этот факт говорит о том, что вторичная компонента — далеко проэволюционировавшая звезда: ее масса и эффективная температура соответствуют звезде с высоким дефицитом водородной фракции. Следует также отметить, что масса белого карлика в системе $M_{wd} = (0.91 \pm 0.03) M_{\odot}$ выше средней массы БК у взрывных переменных $\langle M \rangle = (0.76 \pm 0.19) M_{\odot}$. Сводка параметров V1239 Her, полученных в [9, 10], приведена в табл. 1.

Данные Американской ассоциации наблюдателей переменных звезд (AAVSO, адрес сайта: www.aavso.org), полученные в белом свете во время сверхвысшей 2005 г. (8 ночей с 4 по 12 октября), также показывают значительные изменения формы кривых блеска V1239 Her. На рис. 1 в качестве примера показаны кривые блеска системы 4 и 11 октября 2005 г. (JD 2453648 и 2453655, соответственно) в зависимости от времени. Ясно видно, как изменился вид кривой блеска за несколько дней. Если 4 октября 2005 г. (JD 2453648) на фазе 0.4–0.5 наблюдается большой горб, а перед затмением отсутствует обычный для карликовых новых предзатменный “горб”, то 11 октября (JD 2453655), когда средний блеск упал на $\sim 1^m$, мы видим практически плоскую внезатменную часть. Глубина затмения здесь составила более

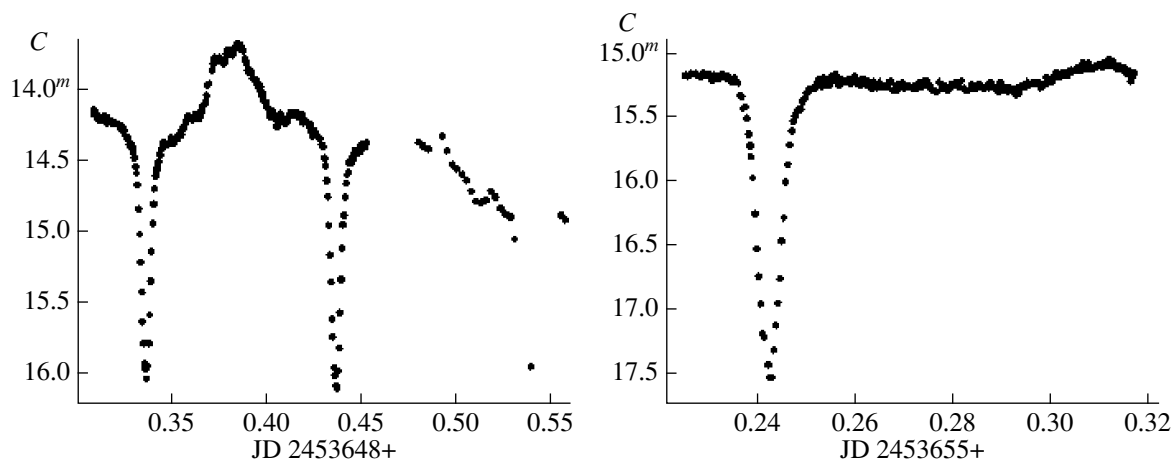


Рис. 1. Кривые блеска V1239 Нег во время вспышки в октябре 2005 г. по данным AAVSO.

2^m . Как было показано в [8], после вычитания из наблюдений средней орбитальной кривой блеска на остаточной кривой явно видны сверхгорбы. Оценка периода сверхгорбов привела к значению $P_{sh} = 0.10496(15)^d$.

В статьях Като и др. [12, 13] было проанализировано поведение периода сверхгорбов и величины $P_{dot} = (dP/dt)/P$ большого числа звезд типа SU UMa и WZ Sge, и в том числе у V1239 Нег во время сверхвспышек 2005 и 2011 гг., уточнен орбитальный период по данным разных авторов (0.100082207^d), получена оценка избытка периодов $\epsilon = (P_{sh} - P_{orb})/P_{orb} = 6.0\%$, где P_{orb} и P_{sh} — соответственно орбитальный период и период сверхгорбов, и подтверждена классификация звезды как карликовой новой типа SU UMa. В [13] приведен список всех известных вспышек V1239 Нег: сверхвспышки наблюдались в сентябре–октябре 2005 г., сентябре 2007 г., октябре 2009 г. и июле 2011 г.; обычные вспышки имели место в июле 2006 г. и феврале 2009 г.

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Мы начали наблюдать V1239 Нег в 2004 г. и продолжали наблюдения до июля 2014 г. В связи с тем, что видимый блеск звезды в спокойном состоянии достаточно слабый ($\sim 19^m$), качество данных, полученных в полосах V и R , не позволило использовать их для анализа. В настоящей статье мы приводим результаты анализа данных 9 ночей 2013–2014 гг., полученных без фильтра (в белом, или интегральном свете) в спокойном состоянии системы. Наблюдения объекта проводились при помощи 1.25-м телескопа ЗТЭ Крымской станции МГУ и ПЗС-камеры VersAggry 1340, 60-см телескопа Цейсс-600 Астрономического института Словацкой академии наук (Татранска Ломница, Словакия)

и ПЗС-камеры FLI ML 3041 и телескопа Цейсс-1000 CAO РАН и ПЗС-камеры E2V 4000 $\times$ 2000. Продолжительность рядов наблюдений зависела от погодных условий и в среднем составляла 2–3 часа, минимальные значения временного разрешения в минимуме блеска орбитальной кривой составляли 33 с, а в максимуме — 17 с. Журнал наблюдений представлен в табл. 2.

Из-за слабости объекта наблюдения проводились в белом, интегральном свете, эту широкую полосу мы в статье условно назвали “С” с центральной длиной волны $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ и диапазоном пропускания на уровне $\sim 0.5 \max \Delta\lambda_{0.5} \sim 4300\text{--}8300 \text{ \AA}$, кривая пропускания — плавная, примерно колоколообразная.

В качестве звезды сравнения использовалась звезда USNO-A2.0 1200-08161936 (“r1”, $\alpha(2000) = 17 : 02 : 14.250$, $\delta(2000) = +32 : 29 : 06.91$) из ближайшей окрестности V1239 Нег, постоянство блеска которой проверялось по нескольким контрольным звездам. Точная оценка блеска этой звезды пока нами не проводилась. Поэтому мы приводим измеренные нами звездные величины в интегральном свете C относительно переменной не в абсолютных, а в относительных величинах, используя соотношение $\Delta C = 5 + C(V 1239) - C(r1)$, где “5” — условная величина звезды сравнения в полосе C . Обработка полученных данных производилась с помощью метода апертурной фотометрии с использованием пакета программ MAXIM-DL.

На рис. 2 представлены кривые блеска V1239 Нег, полученные в указанные в табл. 2 ночи, в относительных единицах: по оси ординат отложены разности звездных величин ΔC между объектом и звездой сравнения. Рисунок показывает изменения формы кривых блеска в период между вспышками. Кривые блеска даны попарно: слева

Таблица 2. Журнал наблюдений системы V1239 Нег в 2013–2014 гг.

Дата	T_1, T_2 , JD 2456000+	φ_1, φ_2 (согласно (2))	T_n , HJD 2456000+	N	$\Delta C_{\max}$	$\Delta C_{\min}$	Аппара- тура
13.06.2013	457.42926–457.53909	0.853–1.501	457.44386	550	5.535 ^m	7.232 ^m	1
16.06.2013	460.41709–460.51451	0.699–1.673	460.44693	319	5.539	7.149	1
03.08.2013	508.25751–508.33603	0.714–1.499	508.28572	364	5.428	7.347	2
08.11.2013	605.14102–605.17672	0.752–1.108	605.16561	199	5.477	7.187	1
09.11.2013	606.13527–606.21994	0.684–1.530	606.16617	450	5.377	7.103	1
10.11.2013	607.13374–607.21576	0.665–1.485	607.16713	423	5.402	7.189	1
25.02.2014	714.51062–714.65289	0.546–1.968	714.55536	161	5.582	7.264	3
01.03.2014	718.49238–718.67645	0.339–2.178	718.65818	192	5.622	7.258	3
29.03.2014	746.50400–746.62635	0.232–1.455	746.58155	170	5.606	7.237	3

Примечание. T_1, T_2 — моменты начала и конца наблюдений; φ_1, φ_2 — начальные и конечные фазы наблюдений согласно (2); T_n — наблюдаемый момент минимума; N — количество ПЗС-изображений, полученных в данную ночь; $\Delta C_{\max}$ и $\Delta C_{\min}$ — максимальная и минимальная звездные величины системы в данном наблюдательном сете. Аппаратура: 1 — телескоп ЗТЭ (Научный, Крым), ПЗС-камера VersArray1300; 2 — телескоп Цейсс-1000 (САО РАН), ПЗС-камера E2V 4000 × 2000; 3 — телескоп Цейсс-600 (Татранска Ломница, Словакия), ПЗС-камера FLI ML 3041.

по оси абсцисс отложены доли соответствующего юлианского дня, справа показаны фазированные кривые, для получения которых данные свернуты с периодом 0.100082222^d. Несмотря на то что система была в спокойном состоянии, видно, что орбитальная кривая изменяется, и орбитальный горб перед затмением может отсутствовать в некоторые ночи. Похожие вариации блеска были зафиксированы в работе [8]: 3 августа 2013 г. (JD 2456508), когда система была в спокойном состоянии, кривая блеска значимо менялась от цикла к циклу.

4. ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭФЕМЕРИДЫ

По совокупности полученных данных с помощью программы, любезно предоставленной В.П. Горанским, был определен орбитальный период системы. На рис. 3 приведен полученный методом Лафлера–Кинмана спектр мощности, на котором хорошо выделяется пик, соответствующий орбитальному периоду $P_{orb} = 0.100082222^d$.

Для вычисления эфемерид орбитальной переменности в эпоху наших наблюдений мы использовали моменты минимумов из работ [8, 9, 13], из данных AAVSO и из наших данных (в том числе сюда включены данные наблюдений лета 2014 г.). По всем доступным данным построена зависимость от времени разности наблюдаемых и вычисленных по эфемеридам моментов минимумов $O - C$ (рис. 4).

Наши наблюдения показаны кружками, данные из литературных источников и AAVSO — звездочками. Видно, что на протяжении 10 лет не произошло видимых изменений орбитального периода.

Отклонение моментов минимумов от эфемериды составляет в среднем не более 30 с, и вызвано оно, скорее всего, неточностью и неоднозначностью при определении середины моментов затмений белого карлика (см. ниже). Отметим, что для построения диаграммы $O - C$ мы дополнительно использовали моменты 5 более поздних минимумов, не включенных в настоящую работу, из данных, полученных нами в июле 2014 г. на телескопе ЗТЭ (см. примечание к табл. 2). По диаграмме $O - C$ определены следующие эфемериды, удовлетворяющие всем найденным нами моментам затмений:

$$\text{Min. phot.} = \text{HJD } 2456508.28346(15) + \quad (2) \\ + 0.100082222(2)^d E.$$

Для точного определения момента минимума, соответствующего середине затмения белого карлика вторичной компонентой, требуются наблюдения с высоким разрешением по времени. В этом случае по деталям на кривой блеска можно определить моменты входа в затмение и выхода из затмения белого карлика, горячего пятна и аккреционного диска, и, следовательно, с хорошей точностью определить момент середины затмения белого карлика. Подробности этой процедуры описаны в работах [14, 15]. В случае наблюдений с низким временным разрешением определение момента середины затмения белого карлика является гораздо более сложной задачей из-за невозможности надежно определить моменты входа и выхода из затмений компонент ТДС, а наблюдаемый минимум блеска необязательно соответствует середине затмения белого карлика (подробнее см. [16]).

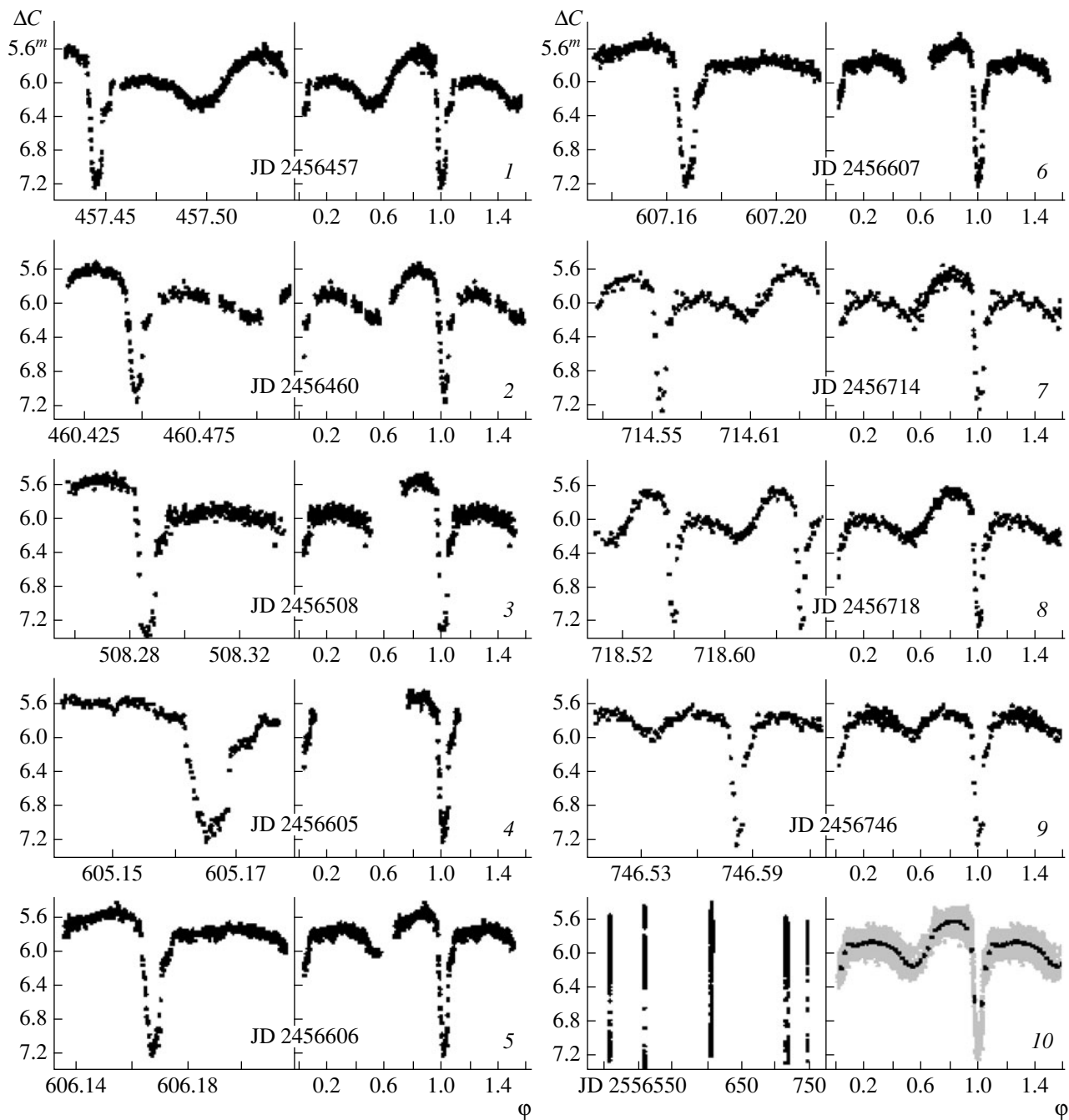


Рис. 2. Графики 1–9 — кривые блеска V1239 Нег в спокойном состоянии, полученные в 2013–2014 гг. в даты, согласно табл. 2. Для каждого графика слева представлено изменение блеска со временем, справа — фазовые кривые блеска, свернутые с орбитальным периодом $P_{\text{орб}} = 0.100082222^d$. На графике 10 представлены: слева — общая кривая блеска в эпоху наших наблюдений, справа — фазовая кривая блеска (серые точки) и средняя фазовая кривая блеска (черные точки).

Поэтому для вычисления орбитальных фаз кривых блеска мы использовали следующий алгоритм.

1. С эфемеридами (2) были рассчитаны орбитальные фазы полученных нами наблюдений в период 2013–2014 гг. и построены средние кривые блеска.

2. При решении обратной задачи определения параметров ТДС по форме наблюдаемой кривой блеска матрица искомых параметров была дополнена параметром $\Delta\varphi$, представляющим собой смещение по орбитальной фазе наблюдаемой кривой блеска относительно синтезированной, такое, при

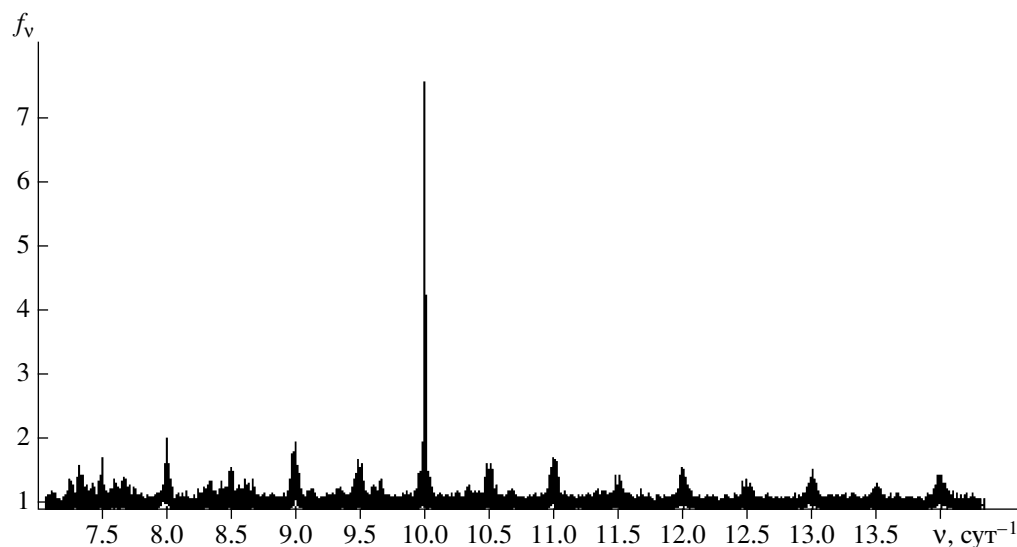


Рис. 3. Спектр мощности V1239 Нег, полученный по нашим наблюдениям методом Лафлера–Кинмана.

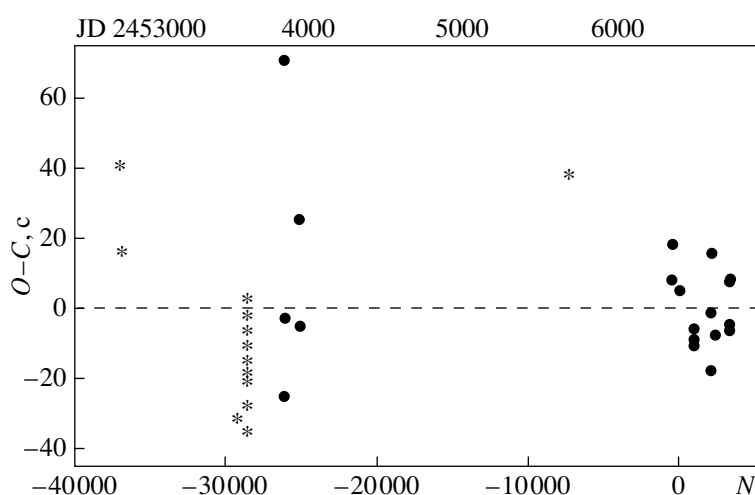


Рис. 4. Зависимость $O - C$ от номера орбитального цикла N . Наши наблюдения показаны кружками, данные из литературных источников и AAVSO — звездочками.

котором истинный момент середины затмения белого карлика соответствует фазе $\varphi = 0.0$.

3. Вычисленные поправки были добавлены к фазам нормальных точек средних кривых блеска (табл. 3); в табл. 2 приведены полученные таким образом моменты середины затмения белого карлика T_n .

5. КРИВЫЕ БЛЕСКА

Кривые блеска, показанные на рис. 2, можно разбить на несколько групп, близких по времени (рис. 5). Для этого мы сгруппировали данные (серые точки) и изобразили фазовые кривые на рис. 5:

1 — данные JD 2456457, 460; 2 — JD 2456605, 606, 607; 3 — JD 2456714, 718 и 4 — JD 2456746. Для каждой группы была рассчитана своя средняя кривая блеска (черные точки). Из графика 10 (справа) на рис. 2 и рис. 5 видно, что разброс данных значителен даже в пределах 2–3 ночей; это хорошо видно на графике 2 рис. 5. Изменяется и форма средней кривой блеска. Так, на кривой блеска 29 марта (JD 2456746) отсутствует орбитальный горб (график 9 на рис. 2 и график 4 на рис. 5), потоки излучения на входе и выходе из затмения сравнимы по величине. Следует отметить, что вторичный минимум сместился с фазы $\varphi \sim 0.5$ к фазе $\varphi \sim 0.55$. Такие вариации кривых блеска приводят

Таблица 3. Средние кривые блеска V1239 Нег, полученные в 2013–2014 гг.

JD 2456457{65}				JD 2456460{57}				JD 2456508{52}			
φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n
0.0040	7.1928	0.0132	6	0.0025	7.0923	0.0384	3	0.0096	7.2943	0.0271	4
0.0154	7.1035	0.0224	6	0.0121	6.9700	0.0180	2	0.0249	7.1423	0.0299	4
0.0250	7.0540	0.0106	4	0.0178	6.8477	0.0071	3	0.0346	6.8580	0.0165	1
0.0327	6.8955	0.0334	4	0.0239	6.8937	0.0045	3	0.0402	6.3080	0.0340	5
0.0442	6.3530	0.0168	8	0.0293	6.6120	0.0126	1	0.0509	6.2693	0.0229	6
0.0586	6.2910	0.0130	7	0.0356	6.2495	0.0191	4	0.0617	6.2092	0.0122	5
0.0721	6.2633	0.0124	7	0.0495	6.2138	0.0118	5	0.0732	6.1380	0.0434	7
0.0957	6.0177	0.0121	11	0.0581	6.1380	0.0126	1	0.0855	5.9328	0.0467	6
0.1462	6.0187	0.0095	12	0.1197	5.9330	0.0156	6	0.0980	5.9531	0.0182	7
0.1692	5.9899	0.0048	12	0.1544	5.9013	0.0221	7	0.1143	5.9517	0.0196	10
0.1912	5.9605	0.0076	11	0.1896	5.9043	0.0146	7	0.1336	5.9130	0.0172	10
0.2113	5.9875	0.0080	10	0.2237	5.8576	0.0179	10	0.1528	5.9441	0.0190	10
0.2305	5.9573	0.0075	10	0.2486	5.8939	0.0047	10	0.1719	5.9352	0.0149	10
0.2496	5.9554	0.0062	10	0.2687	5.9051	0.0089	11	0.1911	5.9100	0.0179	10
0.2688	5.9473	0.0086	10	0.2908	5.9150	0.0088	12	0.2104	5.8888	0.0155	10
0.2879	5.9652	0.0069	10	0.3080	5.9325	0.0179	6	0.2296	5.8905	0.0087	10
0.3071	5.9972	0.0111	10	0.3770	5.9779	0.0117	10	0.2488	5.8731	0.0190	10
0.3262	6.0031	0.0076	10	0.3962	6.0223	0.0104	10	0.2679	5.8856	0.0102	10
0.3454	5.9951	0.0067	10	0.4152	6.0376	0.0093	9	0.2872	5.8606	0.0137	10
0.3645	6.0392	0.0061	10	0.4670	6.1197	0.0081	10	0.3065	5.9006	0.0122	10
0.3837	6.0224	0.0082	10	0.4862	6.1498	0.0119	10	0.3257	5.9170	0.0140	10
0.4028	6.0794	0.0117	10	0.5054	6.1642	0.0101	10	0.3448	5.9167	0.0134	10
0.4220	6.1108	0.0089	10	0.5327	6.1505	0.0142	11	0.3734	5.9461	0.0139	20
0.4412	6.1342	0.0061	10	0.6439	5.9214	0.0139	9	0.4116	5.9696	0.0117	20
0.4603	6.1887	0.0098	10	0.6648	5.8648	0.0151	10	0.4384	5.9594	0.0141	8
0.4795	6.2399	0.0095	10	0.7124	5.7223	0.0147	6	0.4547	5.9860	0.0151	9
0.4987	6.2351	0.0070	10	0.7276	5.6590	0.0122	6	0.4813	6.0518	0.0301	8
0.5187	6.2249	0.0096	10	0.7391	5.6372	0.0074	6	0.7311	5.5857	0.0170	6
0.5388	6.2464	0.0128	10	0.7507	5.6413	0.0092	6	0.7466	5.6162	0.0181	6
0.5580	6.2000	0.0104	10	0.7621	5.6217	0.0097	6	0.7612	5.5538	0.0049	6
0.5771	6.2113	0.0107	10	0.7736	5.6248	0.0126	6	0.7727	5.5417	0.0138	6
0.5963	6.1621	0.0089	10	0.7856	5.6022	0.0167	6	0.7842	5.5312	0.0137	6
0.6154	6.1072	0.0140	10	0.8001	5.5998	0.0090	6	0.7956	5.5342	0.0081	6
0.6346	6.0365	0.0158	10	0.8139	5.5758	0.0097	6	0.8072	5.5160	0.0109	6
0.6537	5.9786	0.0117	10	0.8254	5.5845	0.0177	6	0.8187	5.5260	0.0233	6
0.6729	5.8946	0.0128	10	0.8368	5.5792	0.0090	6	0.8305	5.5090	0.0116	6
0.6920	5.8248	0.0081	10	0.8483	5.6087	0.0044	6	0.8425	5.5155	0.0094	6
0.7112	5.7861	0.0109	10	0.8598	5.6573	0.0070	6	0.8539	5.5190	0.0141	6
0.7303	5.7520	0.0100	10	0.8713	5.6407	0.0111	6	0.8655	5.4877	0.0108	6
0.7495	5.7345	0.0069	10	0.8828	5.6220	0.0097	6	0.8800	5.5216	0.0189	9
0.7687	5.6821	0.0097	10	0.8960	5.6312	0.0159	5	0.8974	5.5336	0.0129	9
0.7878	5.6723	0.0062	10	0.9067	5.6346	0.0047	5	0.9108	5.5490	0.0219	5
0.8070	5.6383	0.0080	10	0.9167	5.6482	0.0119	5	0.9203	5.5604	0.0183	5
0.8261	5.6853	0.0123	10	0.9278	5.7184	0.0121	5	0.9299	5.5936	0.0113	5
0.8453	5.6322	0.0201	10	0.9374	5.7502	0.0131	5	0.9578	5.6290	0.0083	5

Таблица 3. Продолжение

JD 2456457{65}				JD 2456460{57}				JD 2456508{52}			
φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n
0.8582	5.6440	0.0123	10	0.9460	5.8263	0.0084	4	0.9637	5.8520	0.0165	1
0.8679	5.6431	0.0189	10	0.9537	5.8860	0.0227	4	0.9654	5.9880	0.0165	1
0.8764	5.6466	0.0305	10	0.9584	6.1080	0.0126	1	0.9685	6.1575	0.0166	2
0.8863	5.6591	0.0158	10	0.9661	6.2517	0.0165	7	0.9722	6.0165	0.0075	2
0.8959	5.6728	0.0175	10	0.9738	6.4520	0.0126	1	0.9761	6.3785	0.0166	2
0.9056	5.6825	0.0200	10	0.9758	6.5480	0.0126	1	0.9790	6.6230	0.0165	1
0.9160	5.6990	0.0149	10	0.9776	6.6690	0.0126	1	0.9914	7.2665	0.0226	4
0.9256	5.7457	0.0245	10	0.9796	6.7820	0.0126	1	JD 2456607{59}			
0.9349	5.7385	0.0179	8	0.9834	6.8560	0.0126	1	φ	ΔC	σ	n
0.9456	5.7749	0.0290	9	0.9872	6.9370	0.0126	1	0.0002	7.1345	0.0323	4
0.9580	5.7797	0.0260	8	0.9910	6.9910	0.0126	1	0.0089	7.0690	0.0230	5
0.9686	6.1287	0.0279	3	0.9949	7.0270	0.0126	1	0.0174	6.9332	0.0234	4
0.9742	6.2317	0.0168	3	JD 2456606{54}				0.0232	6.9995	0.0815	2
0.9781	6.4140	0.0136	1	φ	ΔC	σ	n	0.0261	6.7250	0.0165	1
0.9800	6.5400	0.0136	1	0.0021	7.0226	0.0209	9	0.0280	6.8790	0.0165	1
0.9819	6.6670	0.0136	1	0.0138	6.9938	0.0246	4	0.0299	6.9130	0.0165	1
0.9839	6.7650	0.0136	1	0.0210	6.9025	0.0756	4	0.0318	6.5430	0.0165	1
0.9858	6.9320	0.0136	1	0.0291	6.7184	0.0407	5	0.0338	6.2610	0.0165	1
0.9896	7.0550	0.0368	3	0.0346	6.2800	0.0171	1	0.0376	6.1480	0.0168	3
0.9964	7.0807	0.0205	3	0.0444	6.0234	0.0149	10	0.0442	6.1027	0.0325	4
JD 2456605{30}				0.0624	5.9555	0.0182	10	0.0529	6.0660	0.0240	5
φ	ΔC	σ	n	0.0804	5.8479	0.0253	10	0.0605	6.0490	0.0189	3
0.0035	7.0220	0.0371	4	0.0984	5.7300	0.0125	10	0.0672	5.9752	0.0157	4
0.0117	7.0000	0.0341	5	0.1164	5.7609	0.0103	10	0.0720	5.8810	0.0165	1
0.0197	6.9017	0.0127	4	0.1344	5.7711	0.0146	10	0.0826	5.7855	0.0068	10
0.0270	6.8268	0.0128	4	0.1524	5.8031	0.0145	10	0.1017	5.7675	0.0104	10
0.0315	6.3500	0.0177	1	0.1704	5.7754	0.0082	10	0.1209	5.7807	0.0119	10
0.0405	6.1026	0.0151	9	0.1884	5.7912	0.0139	10	0.1400	5.7886	0.0127	10
0.0569	6.0300	0.0115	9	0.2064	5.7625	0.0126	10	0.1592	5.7783	0.0083	10
0.0732	5.9378	0.0287	9	0.2329	5.7964	0.0083	10	0.1783	5.7576	0.0076	10
0.0894	5.7718	0.0142	9	0.2509	5.7249	0.0107	10	0.1975	5.7461	0.0121	10
0.1047	5.7869	0.0068	8	0.2689	5.7598	0.0130	10	0.2167	5.7470	0.0132	10
0.7614	5.5493	0.0167	10	0.2872	5.7553	0.0159	10	0.2358	5.7929	0.0125	10
0.7803	5.5275	0.0111	10	0.3086	5.7504	0.0116	10	0.2550	5.7413	0.0095	10
0.7983	5.5757	0.0084	10	0.3277	5.7714	0.0224	10	0.2741	5.6871	0.0151	10
0.8163	5.5578	0.0069	10	0.3469	5.7586	0.0112	10	0.2933	5.7989	0.0086	10
0.8343	5.5909	0.0106	10	0.3661	5.7710	0.0100	10	0.3124	5.7017	0.0098	10
0.8523	5.5924	0.0189	10	0.3852	5.7802	0.0138	10	0.3316	5.7170	0.0111	10
0.8703	5.5447	0.0098	10	0.4044	5.7950	0.0127	10	0.3507	5.7382	0.0121	10
0.8883	5.5667	0.0123	10	0.4235	5.8532	0.0080	10	0.3699	5.7246	0.0140	10
0.9063	5.6349	0.0185	10	0.4427	5.8537	0.0100	10	0.3890	5.7431	0.0104	10
0.9225	5.6854	0.0119	8	0.4618	5.9177	0.0117	10	0.4082	5.7735	0.0129	10
0.9369	5.7230	0.0109	8	0.4813	5.9534	0.0127	10	0.4264	5.8027	0.0122	9
0.9513	5.7438	0.0097	8	0.5048	5.9373	0.0134	9	0.4436	5.8080	0.0142	9
0.9593	5.8510	0.0177	1	0.5272	5.9711	0.0140	9	0.4608	5.8449	0.0216	9
0.9612	6.0600	0.0177	1	0.6980	5.5472	0.0193	9	0.4781	5.8808	0.0114	9

Таблица 3. Продолжение

JD 2456605{30}				JD 2456606{54}				JD 2456607{59}			
φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n
0.9657	6.2562	0.0140	4	0.7131	5.5008	0.0154	9	0.6842	5.6762	0.0195	10
0.9711	6.4090	0.0300	2	0.7292	5.5161	0.0145	10	0.7052	5.6270	0.0191	10
0.9756	6.6507	0.0324	3	0.7474	5.5171	0.0131	10	0.7244	5.6474	0.0187	10
0.9828	6.8774	0.0155	5	0.7661	5.4967	0.0076	10	0.7436	5.6113	0.0110	10
0.9900	7.0097	0.0322	3	0.7841	5.4789	0.0085	10	0.7627	5.6222	0.0108	10
0.9963	7.1212	0.0354	4	0.8021	5.4841	0.0097	10	0.7818	5.5866	0.0098	10
JD 2456718{40}				0.8201	5.4613	0.0100	10	0.8010	5.5615	0.0074	10
φ	ΔC	σ	n	0.8381	5.4473	0.0111	10	0.8202	5.5333	0.0074	10
0.0100	7.1790	0.0310	5	0.8561	5.4487	0.0074	10	0.8393	5.5281	0.0104	10
0.0256	7.1645	0.0178	2	0.8750	5.4882	0.0087	10	0.8585	5.5260	0.0104	10
0.0302	7.0770	0.0177	1	0.8932	5.4538	0.0086	10	0.8776	5.5001	0.0186	10
0.0383	6.6650	0.0177	1	0.9113	5.4576	0.0079	10	0.8958	5.5362	0.0134	9
0.0398	6.4540	0.0177	1	0.9292	5.4661	0.0132	10	0.9131	5.5624	0.0042	9
0.0639	6.2792	0.0182	9	0.9463	5.5684	0.0172	9	0.9293	5.5817	0.0084	8
0.0968	6.0925	0.0144	6	0.9580	5.5740	0.0166	4	0.9427	5.6907	0.0163	6
0.1224	6.0150	0.0180	6	0.9625	5.7490	0.0171	1	0.9552	5.6946	0.0246	7
0.1543	6.0297	0.0147	6	0.9661	5.9973	0.0033	3	0.9648	6.0860	0.0254	3
0.1953	5.9922	0.0166	6	0.9697	6.0930	0.0171	1	0.9705	6.2463	0.0224	3
0.2447	6.0202	0.0172	6	0.9724	6.4005	0.0185	2	0.9753	6.4445	0.0315	2
0.2956	6.0388	0.0253	6	0.9769	6.6407	0.0568	3	0.9820	6.7598	0.0327	5
0.3425	6.0228	0.0124	6	0.9823	6.7210	0.0789	3	0.9887	6.9600	0.0070	2
0.3830	6.0710	0.0074	6	0.9895	6.9706	0.0186	5	0.9935	7.1060	0.0164	3
JD 2456714{35}				JD 2456746{37}							
φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n				
0.0065	7.2640	0.0240	1	0.0075	7.0877	0.0197	3				
0.0203	7.0555	0.0105	2	0.0258	7.0040	0.0188	2				
0.0342	6.7700	0.0240	1	0.0368	6.3050	0.0186	1				
0.0570	6.2195	0.0134	4	0.0515	6.1860	0.0133	3				
0.1028	6.0228	0.0340	6	0.0598	6.0830	0.0150	2				
0.1578	5.9788	0.0257	6	0.0991	5.8497	0.0358	6				
0.2081	5.9682	0.0115	5	0.1431	5.8087	0.0200	6				
0.2538	5.9132	0.0147	5	0.1871	5.7345	0.0133	6				
0.2996	5.9536	0.0231	5	0.2251	5.7328	0.0169	6				
0.3453	6.0312	0.0132	5	0.2451	5.6985	0.0266	6				
0.3909	5.9890	0.0162	5	0.2648	5.7073	0.0174	6				
0.4339	6.0532	0.0246	5	0.2852	5.7258	0.0195	6				
0.4767	6.1166	0.0150	5	0.3054	5.7258	0.0200	6				
0.5197	6.1388	0.0225	5	0.3276	5.7567	0.0355	6				
0.5597	6.1094	0.0378	7	0.3496	5.7447	0.0346	6				
0.5871	6.0494	0.0365	7	0.3717	5.7753	0.0200	6				
0.6218	6.0081	0.0336	8	0.3937	5.7662	0.0242	6				
0.6576	5.8800	0.0204	8	0.4157	5.8032	0.0220	6				
0.6864	5.7872	0.0253	5	0.4377	5.8032	0.0232	6				
0.7086	5.7484	0.0307	5	0.4682	5.8662	0.0129	6				
0.7310	5.7166	0.0196	5	0.5122	5.9018	0.0118	6				
0.7572	5.6924	0.0318	7	0.5563	5.9665	0.0184	6				

Таблица 3. Окончание

JD 2456718{40}				JD 2456714{35}				JD 2456746{37}			
φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n	φ	ΔC	σ	n
0.9874	6.8250	0.0177	1	0.7886	5.6774	0.0154	7	0.6003	5.8657	0.0295	6
0.9938	6.9980	0.0290	2	0.8171	5.6413	0.0216	6	0.6443	5.7923	0.0147	6
				0.8416	5.6722	0.0255	5	0.6884	5.7360	0.0117	6
				0.8636	5.6772	0.0221	5	0.7324	5.6628	0.0106	6
				0.8862	5.7262	0.0329	5	0.7764	5.7007	0.0229	6
				0.9077	5.7278	0.0180	5	0.8205	5.6973	0.0055	6
				0.9304	5.7498	0.0286	5	0.8607	5.7426	0.0146	5
				0.9500	5.8298	0.0158	4	0.8974	5.7356	0.0117	5
				0.9607	6.1130	0.0240	1	0.9341	5.8170	0.0153	5
				0.9678	6.3465	0.0285	2	0.9561	5.9650	0.0186	1
				0.9745	6.5190	0.0240	1	0.9634	6.2200	0.0186	1
				0.9791	6.8220	0.0240	1	0.9708	6.5110	0.0186	1
				0.9928	7.0675	0.0515	2	0.9784	6.6360	0.0186	1
								0.9854	6.9360	0.0186	1
								0.9928	7.2370	0.0186	1

к необходимости анализа каждой из полученных кривых, чтобы выяснить, изменение каких параметров приводит к данному эффекту.

Для определения параметров компонент системы по фотометрическим данным необходимо получить надежные кривые блеска, очищенные от случайных флуктуаций потока. Полученные нами данные охватывают условно 3 группы наблюдений в 2013–2014 гг., разделенных не менее чем 1000 орбитальных циклов (рис. 4, табл. 2). В исследуемые дни система не испытывала вспышечной активности, однако форма кривых блеска очевидно менялась. Средние кривые блеска, использованные для определения параметров V1239 Her, приведены в табл. 3. Внутри главного минимума, как правило, усреднения данных не производилось — в противном случае форма минимума подверглась бы значительному искажению. Для оценки погрешностей таких точек использовалось среднее значение σ , вычисленное по соответствующей кривой блеска вне затмения. В фигурных скобках приведено общее количество измерений в рассматриваемом наблюдательном сете.

6. МОДЕЛЬ ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ, ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ПРИ РЕШЕНИИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТДС

Газодинамические исследования установившейся картины течения вещества в полуразделенных

двойных системах показывают, что взаимодействие струи и диска является *безударным* [17–22]. Ударная волна возникает, но лишь в узкой области вдоль края струи (“горячая линия”), как следствие взаимодействия набегающих потоков диска и околодискового гало с веществом струи. Переработка выделяющейся энергии приводит к формированию протяженной области повышенного энерговыделения, совпадающей с поверхностью оптически непрозрачной части газового потока. Авторы этой модели [17] дали ей название “горячая линия”, несмотря на объемный (трехмерный) характер протяженного района ударной волны, с целью подчеркнуть отличие природы энерговыделения в этой модели и области его локализации от характера и расположения области энерговыделения в общепринятой модели “горячего пятна”, в которой предполагается *ударное* столкновение газовой струи с боковой поверхностью аккреционного диска. В разработанном на основе этих газодинамических расчетов программном коде оптически непрозрачная часть протяженной области повышенного энерговыделения аппроксимировалась усеченным эллипсоидом, большая ось которого совпадала с осью газовой струи. Полученный в результате объект в дальнейшем мы будем называть “горячей линией” (следуя терминологии авторов [17–22]) или “горячим эллипсоидом”, “горячей струей”, что более верно с лингвистической точки зрения. Основные особенности морфологии течения вещества в полуразделенной двойной системе со стационар-

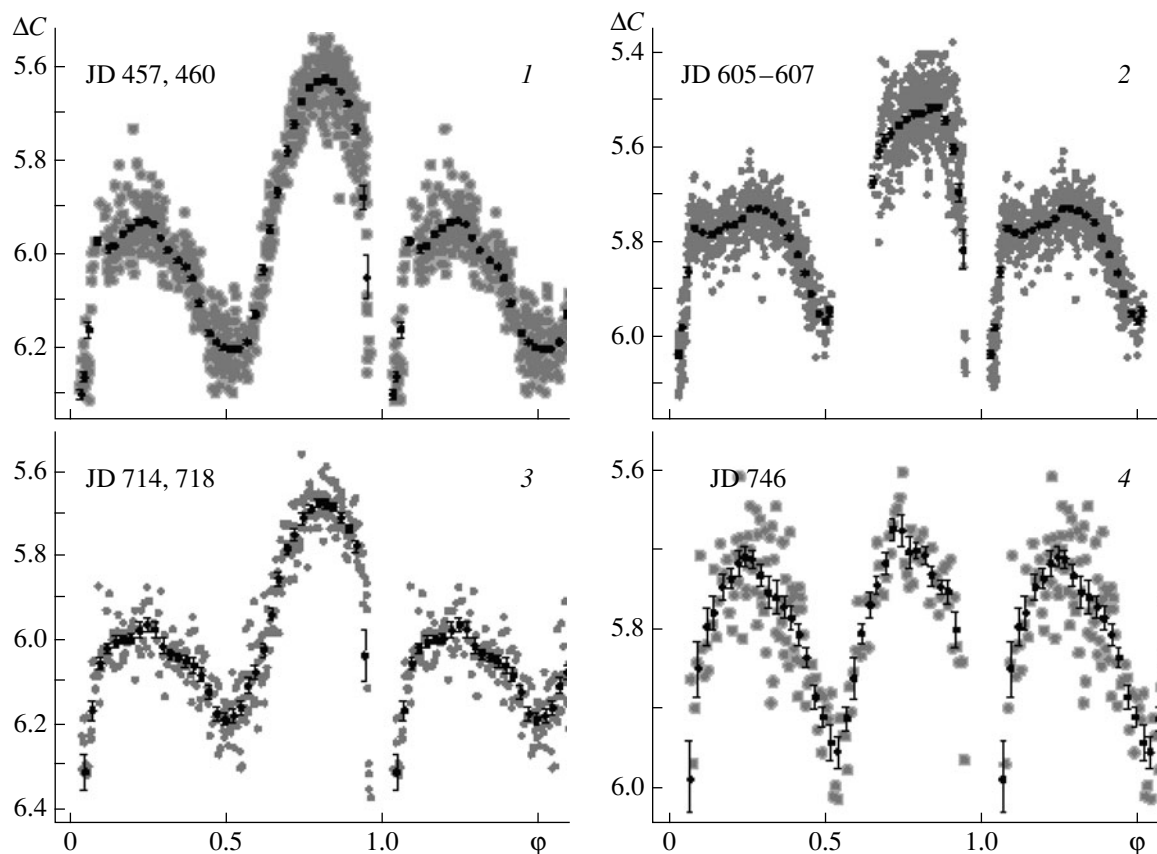


Рис. 5. Фазовые кривые блеска (серые точки), сгруппированные по близким датам, и средние кривые блеска (черные точки) для этих данных: 1 — JD 2456457, 460; 2 — JD 2456605, 606, 607; 3 — JD 2456714, 718 и 4 — JD 2456746. Область затмений не приведена.

ным “холодным” диском ($T_{eff} \sim 10\,000\text{--}15\,000\text{ K}$) описаны в работах [20, 23].

Газодинамические расчеты [20] показывают, что взаимодействие околосферического гало и струи в случае холодного диска имеет все типичные черты косого столкновения двух потоков, при котором возникает структура, состоящая из двух ударных волн и тангенциального разрыва между ними. Область ударного взаимодействия струи и гало имеет сложное строение. Удаленные от диска части гало имеют малую плотность, и ударная волна, вызванная их взаимодействием со струей, лежит вдоль края струи. Протяженность этой структуры достаточно большая, и эта компонента области энерговыделения аналогична “горячей струе”, получаемой ранее в расчетах для “горячего” аккреционного диска, однако в случае “холодного” диска поверхность “горячего эллипсоида” с подветренной стороны не совпадает с касательной к боковой поверхности диска, а образует с ней тупой угол. По мере увеличения плотности газа гало ударная волна изгибается, в результате занимая положение на боковой поверхности диска на подветренной стороне струи. В месте взаимодействия газ гало

и газ струи проходят через ударные волны, соответствующие своему потоку, смешиваются, и это вещество движется вдоль тангенциального разрыва между двумя ударными волнами, нагревая вещество на подветренной стороне диска — аналог классического горячего пятна.

Заметим, однако, в общепринятой модели ВП предполагается, что центр горячего пятна расположен в точке пересечения баллистической траектории газового потока, истекающего из вторичной компоненты, с веществом боковой поверхности диска. В используемой нами модели, основанной на газодинамических расчетах [20], область энерговыделения более сложная. Она состоит из областей на поверхности “горячего эллипсоида”, расположенных вблизи диска, и горячей области на боковой поверхности диска, представленной половиной эллипса, лежащего на подветренной стороне линии. Центр этого эллипса совпадает с точкой пересечения оси газового потока с диском. Используемая “комбинированная” модель подробно описана в работе [24].

Скачок параметров газа после прохождения через ударные волны приводит также к росту дав-

ления в области между ударными волнами и, как следствие, к возникновению градиента давления перпендикулярно плоскости орбиты системы. В результате газ начинает расширяться, удаляясь от орбитальной плоскости, вплоть до момента, когда градиент давления газа не уравнивается силой гравитации. Такое движение газа совместно с его движением по тангенциальному разрыву вдоль внешнего края диска приводит к постепенному росту толщины (по z -оси, перпендикулярной к плоскости диска) околоскокового гало, причем область вертикального ускорения ограничена, в основном, областью взаимодействия диска со струей. Поэтому в используемой нами модели предполагается, что толщина внешнего края диска максимальна в районе соударения струи и диска, а на подветренной стороне струи плавно уменьшается до невозмущенного состояния края диска. Вся та область диска, где толщина его внешнего края превышает толщину невозмущенного диска, отнесена к области горячего пятна.

При построении “комбинированной” модели системы, учитывающей описанные выше особенности строения области взаимодействия газового потока и диска, использованы следующие *основные положения*.

1. Тесная двойная система (ТДС) состоит из звезды позднего спектрального класса несферичной формы и белого карлика. При исследовании ВП белый карлик традиционно называют первичной, а звезду позднего спектрального класса — вторичной компонентой ТДС. Все размеры в модели выражены в единицах расстояния между компонентами a_0 , причем $a_0 = 1$. Форма поверхности вторичной компоненты (красного карлика) задается потенциалом Роша со степенью заполнения $\mu = 1.0$. Поверхность звезды разбивается на 648 элементарных площадок, для каждой из которых вычисляется интенсивность излучения в направлении наблюдателя с учетом гравитационного потемнения и потемнения к краю (используется нелинейный закон потемнения к краю). Форма поверхности первичной компоненты описывается сферой с радиусом R_{wd} .

2. Первичная звезда окружена оптически и геометрически толстым аккреционным диском эллиптической формы (подробное описание построения такого диска описано в [25]), ее центр расположен в одном из фокусов эллипсоида диска. Невозмущенный диск представлен фигурой, возникающей при пересечении эллипсоида “ abc ” диска с полуосями a , b и c и двух параболоидов, заданных параметром A_p . Значение параметра A_p изменяется в зависимости от угла ψ поворота радиуса-вектора R_ψ вокруг оси, перпендикулярной плоскости орбиты, в

соответствии с выражением [25]:

$$A_p(\psi) = \frac{A(1 - e^2)}{1 + e \cos \psi}, \quad (3)$$

где e — эксцентриситет эллипсоида “ abc ” диска в орбитальной плоскости, $e < 0.1$, A — константа (параметр задачи). Угол ψ увеличивается при движении по часовой стрелке (если смотреть на систему сверху, $z > 0$) от точки периастра эллипсоида диска. Эллипсоид “ abc ” определяет форму внешней (боковой) поверхности диска. Параболоиды задают форму внутренних (верхних ($z \geq 0$) и нижних ($z < 0$)) поверхностей эллиптического аккреционного диска. Ориентация диска задается углом α_e между радиус-вектором, проведенным из центра белого карлика в точку периастра диска, и линией, соединяющей центры масс звезд. Температура диска вдоль его радиуса меняется согласно зависимости

$$T(r) = T_{in} \left(\frac{R_{in}}{r} \right)^{\alpha_g}, \quad (4)$$

где T_{in} — температура во внутренних районах диска вблизи экватора звезды на расстоянии $R_{in} \sim R_{wd}$ от ее центра. Обычно полагают, что если каждая точка поверхности диска излучает как абсолютно черное тело, то параметр α_g в первом приближении равен $\alpha_g = 0.75$ [26]. В активном состоянии ВП, когда поток от диска возрастает в сотни раз, значение α_g может уменьшаться до ~ 0.1 , и в результате распределение температуры вдоль радиуса диска оказывается более плоским, а поток от аккреционного диска более высоким. При расчете локальной температуры избранной элементарной площадки на диске учитываются ее нагрев излучением вторичной компоненты (данный эффект обычно незначителен), и высокотемпературным излучением, приходящим из внутренних областей диска (предполагается, что эта температура (T_{in}) больше или совпадает с температурой белого карлика). Последний эффект обеспечивает также и увеличение температуры поверхности вторичной компоненты, обращенной к соседней звезде, т.е. эффект отражения.

3. Оптически непрозрачная часть газового потока — “горячая струя” (рис. 6) — представлена фигурой, представляющей собой часть эллипсоида “ $a_v b_v c_v$ ”, большая ось которого b_v совпадает с осью газового потока, истекающего из внутренней точки Лагранжа L_1 , а центр расположен внутри тела диска в плоскости орбиты. Предполагается, что $b_v \gg a_v$, и $b_v \gg c_v$, т.е. эллипсоид, описывающий форму “горячей струи”, весьма вытянутый, а его подветренная часть образует тупой угол с поверхностью диска. В качестве “горячей струи” используется только та часть этого эллипсоида,

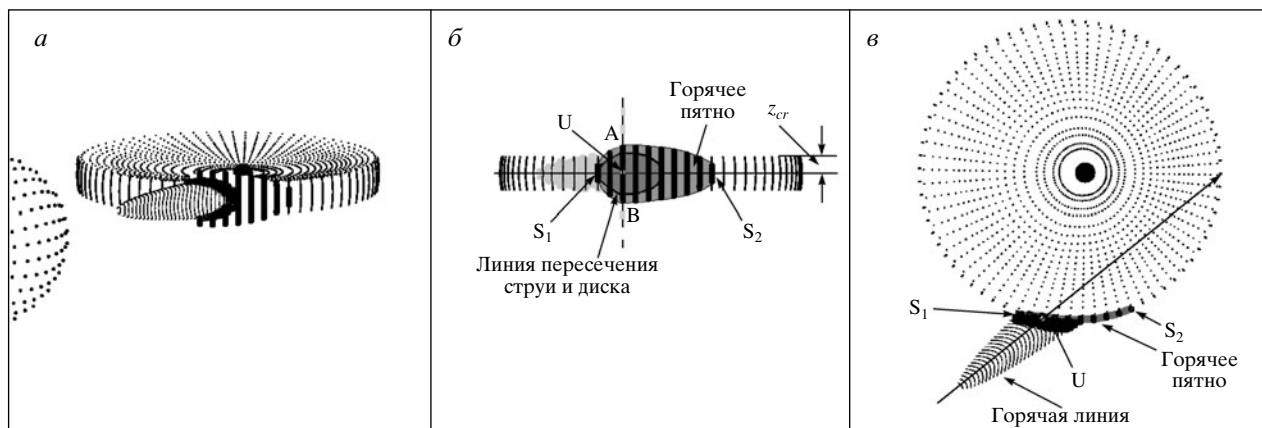


Рис. 6. (а) — Схематичное изображение ТДС в орбитальной фазе $\varphi = 0.9$ с параметрами $q = 9$, $i = 80^\circ$, $R_d = 0.5\xi$ и полутолщиной внешнего края невозмущенного диска 6.25° , в районе горячего пятна $\sim 10^\circ$. (б) — Схематичное изображение формы горячего пятна на диске; наклон орбиты $i = 90^\circ$; показана область пересечения “горячего эллипсоида” с боковой поверхностью диска (овал внутри горячего пятна) и область самого горячего пятна; остальные детали — см. текст. (в) — Та же система в картинной плоскости.

которая расположена вне аккреционного диска. Области “горячего эллипсоида” (S_1), ближайшие к диску, имеют более высокую температуру, чем его соседние более удаленные от диска районы, так как здесь происходит ударное взаимодействие набегающих потоков в диске с веществом газовой струи.

Полагаем, что высвечивание энергии ударной волны происходит на поверхности “горячего эллипсоида” в соответствии с распределением Планка как на фронте ударной волны, т.е. со стороны набегающего потока (“наветренной”), так и с ее обратной стороны (“подветренной”). Температура элементарных площадок на поверхности “горячего эллипсоида” вычисляется независимо для каждой из ее сторон. Ее изменение определяется косинусоидальным законом с максимумами $T_{ww, \max}$ и $T_{lw, \max}$ на наветренной и подветренной сторонах, соответственно. Минимальная температура “горячего эллипсоида” в точке $r_{\min}$ совпадает с температурой вещества без нагрева энергией ударной волны на расстоянии $r_{\min}$ от центра масс белого карлика.

4. Для моделирования области взаимодействия диска со струей (“возмущенный диск”) на его подветренной стороне, считаем, что здесь на боковой поверхности диска расположена область сложной формы с температурой, более высокой, чем в соседних районах, — горячее пятно. В области горячего пятна толщина внешнего края диска может быть как выше, чем у невозмущенного диска, где $z = z_{cr}$, так и совпадать с ним. Формулы для определения z_{cr} приведены в [25]. Толщина края диска в области “горячего пятна” c_{sp} , в том случае, если она выше z_{cr} , задается параметром k_{sp} , таким что $c_{sp} = k_{sp}z_{\max}$. Здесь $z_{\max}$ — z -координата пересечения “горячим эллипсоидом” боковой поверхно-

сти диска; она вычисляется в процессе построения фигуры диска и горячей струи.

Максимальный размер полуэллипс горячего пятна имеет в плоскости орбиты. Для той половины эллипса горячего пятна, который расположен на подветренной стороне газового потока, радиус “пятна” в плоскости орбиты (R_{sp}) задается суммой полуоси той части “горячего эллипсоида”, где он пересекается с поверхностью диска (x_{lw}), и радиусом той части горячего пятна, которая не закрыта телом “горячего эллипсоида” a_{sp} , т.е. $R_{sp} = x_{lw} + a_{sp}$. Задание изначально величины R_{sp} при процедуре поиска параметров компонент системы может привести к ситуациям, при которых R_{sp} окажется меньше x_{lw} , так как x_{lw} и R_{sp} независимы друг от друга и заранее неизвестны. При $a_{sp} = 0$, т.е. $R_{sp} = x_{sp}$, горячее пятно отсутствует. Величина a_{sp} является параметром модели. На наветренной стороне газовой струи горячее пятно отсутствует.

Локальная температура точки j на диске внутри горячего пятна увеличивается по косинусоидальному закону:

$$T_j = T_d + T_U \cos \left(\frac{\pi r_j}{2R_{sp}} \right), \quad (5)$$

где T_U — температура вещества в точке U пересечения оси “горячей струи” с диском. Величина T_U является функцией температуры “горячего эллипсоида” вблизи поверхности диска на его подветренной стороне T_{lw} , и явным образом она не задается, что позволяет уменьшить количество неизвестных параметров задачи. В формуле (5) r_j — длина радиус-вектора из точки U в центр элементарной площадки j . Если точка j не попадает в область горячего пятна, то ее температура остается

прежней (T_d) и определяется лишь удаленностью от компактного объекта и степенью прогрева излучением компонент.

Таким образом, формально, искомыми параметрами в используемой модели являются следующие величины:

1) отношение масс компонент системы $q = M_{wd}/M_{red}$;

2) наклонение орбиты i ;

3, 4) эффективные температуры белого карлика T_{wd} и красной звезды-донора T_{red} ;

5) радиус белого карлика R_{wd} ;

6) температура во внутренних областях диска (или в пограничном слое) вблизи экватора белого карлика T_{in} ;

7–11) параметры слабо эллиптического диска: эксцентриситет e ($e < 0.1$), большая полуось a , параметр α_g , определяющий ход изменения температуры вдоль его радиуса согласно (4), азимут периастро диска α_e , толщина внешнего края диска β_d (или параметр A в выражении (3));

12–17) параметры “горячего эллипсоида”: полуоси эллипсоида a_v , b_v , c_v , максимальные температуры вещества, нагретого энергией ударной волны, на поверхности эллипсоида возле внешней границы диска с наветренной $\Delta T_{ww,max}$ и подветренной $\Delta T_{lw,max}$ сторон; эти температуры добавляются к тому значению температуры вещества $T_d(i)$, которое оно имело бы на рассматриваемом расстоянии площадки от центра диска $r(i)$ в отсутствие ударной волны согласно выражению $T(i) = T_d(i) + \Delta T_{n,max} \cos \delta r$, $n = ww$ или lw , δr — смещение вдоль оси “горячей струи”, вычисляется в процессе решения задачи.

Общее число параметров составляет 17 (реальное количество переменных 22, в том числе описанное в разделе 4 смещение $\Delta\varphi$, однако часть из них — технические величины с очень узким диапазоном изменений; вариации этих параметров внутри заданных диапазонов слабо проявляют себя на синтезированных кривых блеска по сравнению с влиянием основных параметров), поэтому необходимо учитывать дополнительную информацию о системе, чтобы зафиксировать часть параметров задачи в процессе ее решения и существенно ограничить диапазон изменений остальных.

Решение обратной задачи проводилось для последовательности кривых блеска V1239 Her, полученных с одной и той же звездой сравнения и отличающихся в первую очередь уровнем потока излучения вне затмения. Это позволяет наложить дополнительное ограничение на область допустимых параметров задачи. А именно, при наличии последовательности из нескольких кривых блеска для перевода потоков синтезированных кривых блеска в звездные величины была использована

одна и та же энергетическая единица — поток от системы в орбитальной фазе вблизи квадратуры у кривой с самым низким блеском вне затмения. Используемый подход позволяет использовать при сравнении синтезированных кривых блеска с наблюдаемыми не только их форму, но и изменение уровня потока излучения. Подробное описание данной методики приведено во многих наших работах (см., например, [16]).

Для решения обратной задачи определения параметров системы, при которых форма синтезированной кривой блеска максимально приближена к наблюдаемой, используется метод Нелдера–Мида [11], описанный также в монографии [27]. При поиске глобального минимума невязки для каждой из кривых блеска задавались несколько десятков различных начальных приближений, так как при большом количестве независимых переменных в исследуемой области параметров обычно существует набор локальных минимумов. Для оценки согласованности теоретической и наблюдаемой кривых блеска ТДС в рамках используемой модели вычислялась невязка согласно формуле

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \frac{(m_j^{theor} - m_j^{obs})^2}{\sigma_j^2}, \quad (6)$$

где m_j^{theor} и m_j^{obs} — звездные величины объекта в j -й орбитальной фазе, полученные теоретически и из наблюдений соответственно, σ_j^2 — дисперсия наблюдений в j -й точке, N — число нормальных точек на кривой.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА V1239 Her

Решение обратной задачи определения наилучших параметров системы для последовательности однородных кривых блеска в рамках “комбинированной” модели проводилось в два этапа. На первом этапе были определены нормировочный поток излучения F_0 для перевода теоретических значений F в звездные величины и соответствующее этому потоку ΔC_0 . Для нормирования последовательности однородных кривых блеска поиск F_0 обычно производят только для кривой с наименьшим потоком внезатменного излучения. Однако в случае системы V1239 Her значения внезатменного потока у пяти кривых отсутствуют частично или полностью, а у остальных четырех находятся примерно на одинаковом уровне.

Поэтому сначала мы провели поиск параметров независимо по каждой из четырех полных кривых блеска (соответственно JD 2456457, 714, 718 и 746) без привязки к единому значению потока излучения. Значения q , i , T_{wd} и R_{wd}

были ограничены следующими диапазонами: $q = 3.95-5.00$, $i = 82^\circ-83^\circ$, $T_{red} = 3600-4000$ К, $e = 0.001-0.1$, $R_d(\max) = (0.289-0.291)a_0 = (0.439-0.457)\xi$, $R_{wd} = (0.0092-0.0103)a_0 = (0.0140-0.0162)\xi$ (здесь ξ — расстояние между центром масс белого карлика и внутренней точкой Лагранжа L_1 , для выбранного диапазона отношений масс $\xi/a_0 = 0.6369-0.6586$), $T_{wd} = 15\,000-17\,000$ К согласно [9, 10] (табл. 1).

Среди полученных наборов решений по каждой из четырех полных кривых блеска было выбрано значение потока излучения, удовлетворяющее всем кривым, а именно, было принято, что поток излучения $F_0 = 7.7$ усл. ед. соответствует относительной звездной величине $\Delta C_0 = 5.8034^m$. Использование условных единиц связано с тем, что функция Планка, с помощью которой вычисляется поток излучения от элементарных площадок на компонентах системы в единичном интервале длин волн (в нашем случае — в сантиметрах), представляет собой поток энергии, проходящей через площадку 1 см^2 . А единицей измерения расстояний в программном коде является a_0 — расстояние между компонентами ТДС, т.е. величина, заранее неизвестная. На втором этапе был выполнен поиск наилучших значений параметров V1239 Нег для всех 9 кривых блеска с учетом нормирования потоков излучения на F_0 . С целью уменьшения общего числа неизвестных параметров были зафиксированы следующие величины: $q = 4.027$, $i = 82.64^\circ$, $T_{red} = 3730$ К, $R_{wd} = 0.0152\xi$, $T_{wd} = 15\,660$ К на значениях, близких к средним для них, которые приведены в табл. 1.

Параметры V1239 Нег, полученные в результате решения обратных задач для каждой из 9 кривых, приведены в табл. 4; также здесь даны некоторые полезные величины, вычисляемые для данных параметров в процессе решения задачи. Погрешности параметров оценивались следующим образом.

Ни для одного из полученных решений кривых блеска V1239 Нег из-за очень маленьких погрешностей средних точек не удалось получить невязку ниже критического уровня значимости $\chi^2_{0.001,N}$ (значение критического уровня значимости для $\alpha = 0.001$ и числа степеней свободы, т.е. количества нормальных точек наблюдаемой кривой блеска, $N = 30-64$ для разных кривых составляет $\chi^2_{0.001,N} = 59.7-106$). Поэтому оценку влияния на решение задачи изменения того или иного параметра можно получить, задав вместо критической условную границу невязки, увеличив, например, на 10% значение полученной минимальной невязки для выбранной кривой блеска. Полученные значения погрешностей 1–2 последних знаков параметров приведены в скобках.

Наряду с параметрами, являющимися решением обратной задачи, в табл. 4 приведены ряд величин, представляющих собой производные от одного или нескольких параметров задачи, так как они более наглядно демонстрируют характеристики системы. Так, температура T_U является функцией размеров горячего пятна, радиуса диска, температуры нагрева вещества ударной волной с подветренной стороны горячей линии и т.д., а значение β_d зависит как от радиуса диска, так и сложным образом от параметра A , которое используется при определении толщины внешнего края диска z_{cr} . Погрешности таких “зависимых” характеристик определялись погрешностью того “независимого” параметра, который оказывает наибольшее воздействие на исследуемую величину.

Оценка влияния на полученные решения обратной задачи изменений тех параметров, которые были зафиксированы, показала следующие результаты: $q = 4.027 \pm 0.44$, $\langle R_{red} \rangle = (0.275 \pm 0.008)a_0$, $\xi = (0.639 \pm 0.011)a_0$, $T_{red} = 3730 \pm 50$ К, $T_{wd} = 15\,660 \pm 280$ К, $R_{wd} = (0.0152 \pm 0.0003)\xi = (0.0097 \pm 0.0004)a_0$. Наиболее чувствительно решение задачи к величине наклона орбиты, $i = 82.64^\circ \pm 0.17^\circ$.

На рис. 7 представлены теоретические кривые блеска, построенные для соответствующих параметров. Видно, что воспроизведение наблюдаемых кривых блеска в неактивном состоянии V1239 Нег является вполне удовлетворительным и позволяет сделать определенные выводы об изменении параметров диска при уменьшении блеска системы в рамках используемой модели. Качество описания кривых блеска в районе главного минимума проиллюстрировано на рис. 8. Здесь для каждой из дат наблюдений приведены неосредненные кривые блеска вместе с соответствующей кривой, синтезированной с параметрами из табл. 4, а справа — та же самая кривая, но с более высоким разрешением по орбитальной фазе, в районе $\varphi \sim 0.8-1.2$. На некоторых кривых блеска просматривается небольшая ступенька на орбитальных фазах $\varphi \sim 0.05-0.1$, вызванная выходом из затмения наветренной стороны “горячего эллипсоида”, что следует из рассмотрения орбитальных изменений относительных вкладов компонент в суммарный блеск системы.

На рис. 9 приведены вклады излучения компонент системы — красного (1) и белого (2) карликов, диска с горячим пятном (3) и “горячей струи” (4) в суммарный поток от системы в условных единицах; в табл. 5 приведены пределы изменения потоков излучения от соответствующей компоненты для удобства сравнения кривых блеска в разные даты наблюдений.

Таблица 4. Параметры V1239 Нег, полученные в рамках “комбинированной” модели в 2013–2014 гг.

Параметр	JD 457	JD 460	JD 508	JD 605	JD 606
$q = M_{wd}/M_{red}$	4.027(фиксировано)				
i , град	82.64 (фиксировано)				
$\langle R_{red} \rangle, a_0$	0.275 (фиксировано)				
T_{red} , К	3730 (фиксировано)				
ξ, a_0	0.639 (фиксировано)				
R_{wd}	$0.0152\xi = 0.0097a_0$ (фиксировано)				
T_{wd} , К	15660 (фиксировано)				
Аккреционный диск					
e	0.021(20)	0.024(20)	0.030(12)	0.014(13)	0.019(6)
R_d, ξ	0.490(20)	0.482(11)	0.377(13)	0.472(29)	0.468(7)
a, a_0	0.307(11)	0.301(9)	0.234(8)	0.297(18)	0.293(4)
$0.5\beta_d$, град	1.4(1)	1.2(1)	3.0(3)	1.0(1)	1.7(1)
α_e , град	83(63)	94(49)	88(2)	103(45)	100(3)
α_g	0.369(3)	0.268(4)	0.488(6)	0.521(5)	0.3653(4)
$\langle T_{in} \rangle$, К	19540(150)	15675(25)	29755(500)	36810(460)	22785(235)
$\langle T_{out} \rangle$, К	5890(40)	6570(63)	7195(200)	6360(75)	7115(66)
Горячее пятно					
R_{sp}, a_0	0.209(32)	0.193(50)	0.181(30)	0.146(53)	0.202(21)
T_U , К	9330(10)	8985(10)	15760(10)	8275(8)	12380(12)
$0.5z_{sp}$, град	2.2(3)	1.7(2)	4.7(4)	1.4(3)	2.2(2)
“Горячий эллипсоид”					
a_v, a_0	0.024(2)	0.022(2)	0.058(2)	0.017(8)	0.027(2)
b_v, a_0	0.411(29)	0.420(33)	0.328(22)	0.448(40)	0.222(12)
c_v, a_0	0.008(4)	0.006(2)	0.012(2)	0.006(1)	0.011(1)
$T_{ww, \max}$, К	16105(1400)	14670(2400)	19775(6300)	13895(4900)	18960(6500)
$T_{lw, \max}$, К	15055(270)	14590(700)	19088(950)	13835(750)	18690(390)
β_1 , град	24.1(1)	23.4(1)	12.7(5)	24(3)	21.1(4)
χ^2	1487	3167	2431	1032	1570

Таблица 4. Окончание

Параметр	JD 607	JD 714	JD 718	JD 746
$q = M_{wd}/M_{red}$	4.027 (фиксировано)			
i , град	82.64 (фиксировано)			
$\langle R_{red} \rangle$, a_0	0.275 (фиксировано)			
T_{red} , К	3730 (фиксировано)			
ξ , a_0	0.639 (фиксировано)			
R_{wd}	$0.0152\xi = 0.0097a_0$ (фиксировано)			
T_{wd} , К	15660 (фиксировано)			
Аккреционный диск				
e	0.028(16)	0.030(15)	0.029(19)	0.007(6)
R_d , ξ	0.469(33)	0.488(37)	0.566(48)	0.420(16)
a , a_0	0.291(20)	0.303(23)	0.352(30)	0.267(11)
$0.5\beta_d$, град	1.8(2)	2.1(1)	2.6(2)	0.9(1)
α_e , град	94(2)	101(44)	92(2)	94(65)
α_g	0.359(5)	0.471(4)	0.556(4)	0.370(4)
$\langle T_{in} \rangle$, К	22360(295)	26930(250)	32630(340)	23790(275)
$\langle T_{out} \rangle$, К	7180(82)	5590(47)	4755(43)	6995(80)
Горячее пятно				
R_{sp} , a_0	0.214(55)	0.223(33)	0.219(33)	0.053(45)
T_U , К	12455(8)	6830(4)	7675(5)	4893(2)
$0.5z_{sp}$, град	2.4(3)	4.2(3)	4.3(5)	1.2(4)
“Горячий эллипсоид”				
a_v , a_0	0.041(1)	0.049(15)	0.035(17)	0.003(2)
b_v , a_0	0.241(1)	0.371(20)	0.348(20)	0.551(52)
c_v , a_0	0.009(1)	0.015(1)	0.018(2)	0.005(1)
$T_{ww,\max}$, К	17755(120)	14070(2500)	14000(3100)	12000(1400)
$T_{lw,\max}$, К	17750(90)	12880(305)	12760(265)	11860(680)
β_1 , град	19(3)	18(2)	26(3)	22(1)
χ^2	3179	357	699	651

Примечание. R_d/ξ — радиус диска в его апоастре в единицах расстояния ξ между центром масс белого карлика и внутренней точкой Лагранжа L_1 ; $0.5\beta_d$ — полутолщина внешнего края диска (зависит от двух параметров задачи — A и a/a_0 ; см. пункт 2 в разделе 6); a — большая полуось эллиптического диска в единицах a_0 ; $\langle T_{in} \rangle$, $\langle T_{out} \rangle$ — средние температуры во внутренних областях диска (в пограничном слое) и на его внешнем крае, соответственно; R_{sp} — радиус горячего пятна на боковой поверхности диска с подветренной стороны струи в единицах a_0 ; T_U — температура на оси струи, аппроксимированная по значению параметра $T_{lw,max}$ (рассчитывается в процессе решения задачи); $0.5z_{sp}$ — полутолщина горячего пятна (зависит от параметра k_{sp} и величины z_{max} , вычисляемой при решении задачи); a_v , b_v , c_v — полуоси эллипсоида (в единицах a_0) с центром, расположенным внутри диска, причем часть этого эллипсоида вне диска описывает форму “горячей струи” (приведены для оценки степени вытянутости усеченного эллипсоида); $T_{ww,max}$ и $T_{lw,max}$ — сумма параметров задачи $\Delta T_{ww,max}$ и $T_{lw,max}$ и температуры вещества на краю диска на соответствующей стороне струи (см. номера параметров 12–17 в пункте 4 в разделе 6); β_1 — угол, который образует ось струи с линией, соединяющей центры масс компонент ТДС.

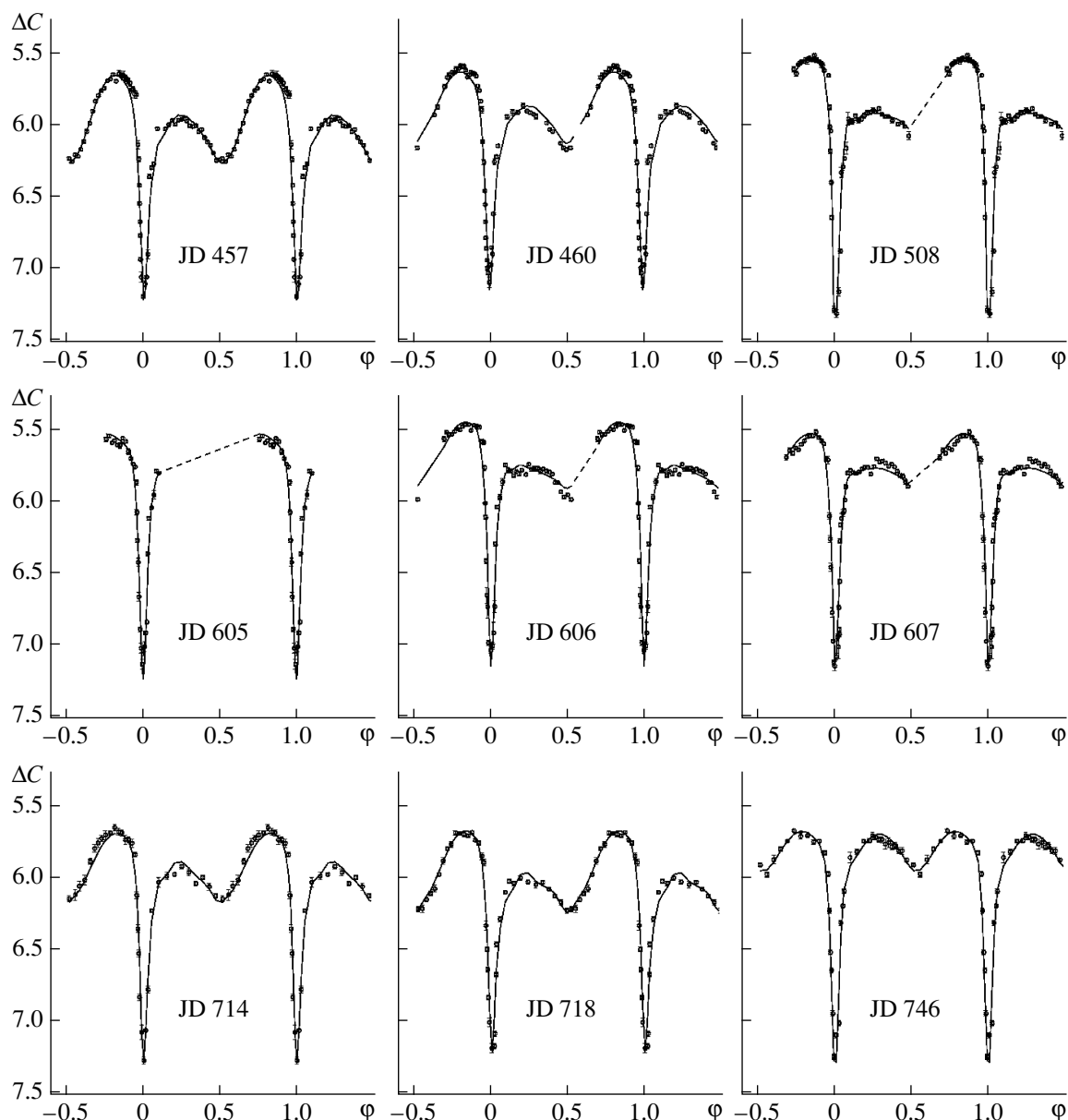


Рис. 7. Сравнение средних кривых блеска V1239 Гер (точки), полученных во 2013–2014 гг., с теоретическими кривыми, синтезированными с параметрами из табл. 4 (сплошные линии). Вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные ошибки точек на средних кривых. На каждом из графиков обозначен наблюдательный сет (три последние цифры даты).

Из рассмотрения рис. 9 можно сделать следующие выводы:

1. Поток излучения от белого карлика (кривые 2) постоянен в рассматриваемый период времени, поскольку в рамках “комбинированной” модели переменность излучения от звезды при фиксированных значениях ее радиуса и температуры может быть вызвана лишь эффектами затмения части ее поверхности переменным по толщине краем диска.

2. Потоки излучения F_{red} от вторичной ком-

поненты (кривые 1) держатся примерно на одинаковом уровне. Орбитальные изменения F_{red} от звезды-донора говорят о преобладающей роли эффекта эллипсоидальности в формировании переменности. Влияние эффекта отражения невелико, и оно проявляется как небольшое увеличение потока излучения в квадратурах и во вторичном минимуме (фаза $\varphi \sim 0.5$) в наблюдениях JD 2456508, 605 и JD 718 (табл. 5). В рамках используемой модели это вызвано более высокой температурой ($T_{in} > 30\,000$ K) внутренних районов диска.

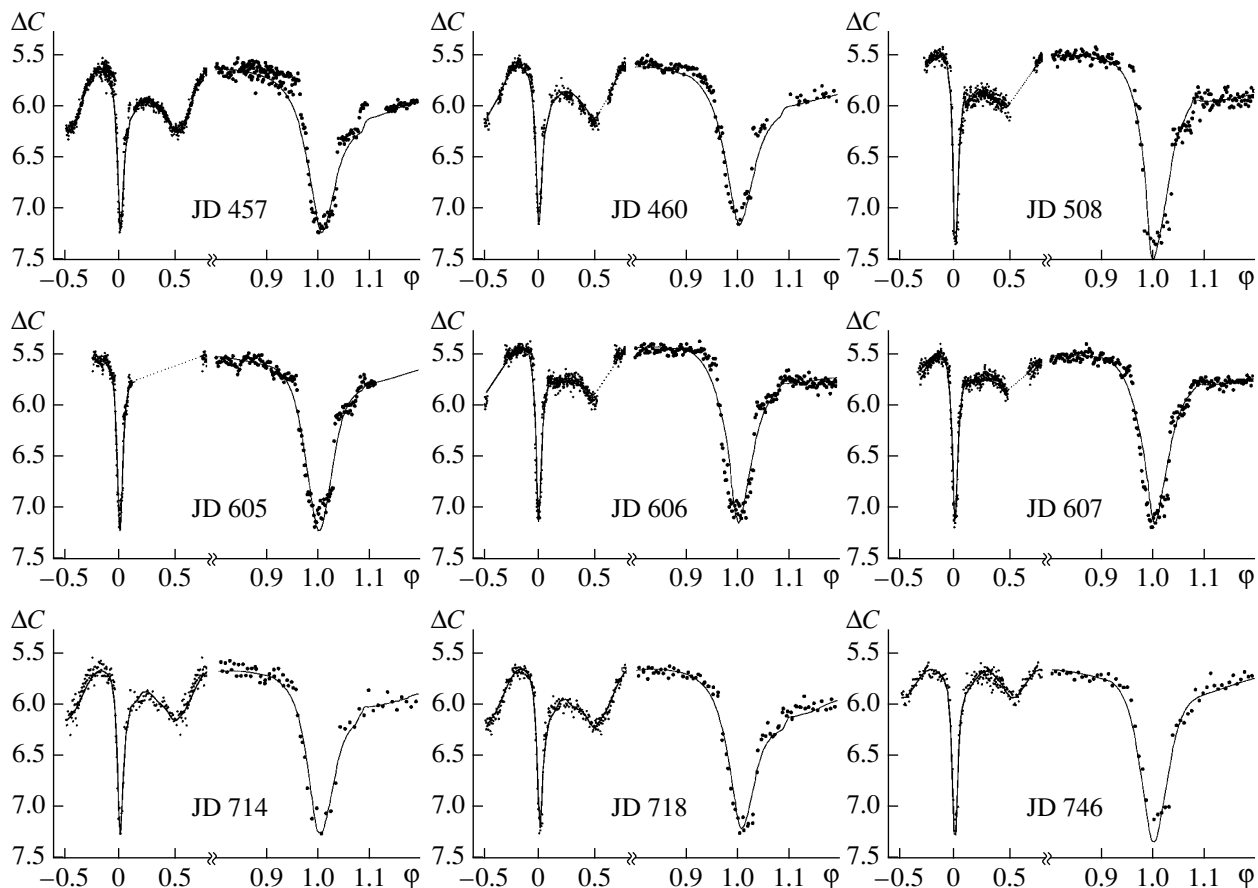


Рис. 8. Сравнение неосредненных наблюдаемых кривых блеска V1239 Her (точки), полученных в 2013–2014 гг., с теоретическими кривыми, синтезированными с параметрами из табл. 4 (сплошные линии). На каждом графике слева приведены орбитальные кривые, справа — наблюдения в районе главного минимума ($\varphi \sim 0.8\text{--}1.2$).

3. Наиболее значимыми для формирования кривой блеска являются потоки излучения от диска с горячим пятном на его боковой поверхности (кривые 3). Полного затмения диска не наблюдается ни у одной из кривых блеска (табл. 5). Из табл. 4 видно, что радиус диска (R_d/a_0) всегда больше среднего радиуса красного карлика. Исключением является кривая блеска JD 746, для которой эти величины совпадают в пределах погрешностей. Величина потока излучения от диска в его верхнем соединении (фазы $\varphi \sim 0.3\text{--}0.6$, приблизительно совпадающие с положением плато на кривых излучения диска), как и ожидалось, не показывает какой-либо явной зависимости ни от радиуса диска, ни от параметра распределения температуры вдоль радиуса диска α_g .

Орбитальный горб на кривых блеска вызван суммарным вкладом горячего пятна на поверхности диска и излучением с подветренной стороны “горячего эллипсоида”. Как и следовало ожидать, поток излучения от горячего пятна определяется произ-

ведением размера пятна ($\sim R_{sp}$) на его температуру ($\sim T_U$).

4. “Горячая струя” (в основном, ее основание, т.е. те ее районы, которые примыкают к боковой поверхности диска) дает вклад в суммарный поток излучения в двух участках орбитальной кривой с максимумами на орбитальных фазах $\varphi \sim 0.2$ и 0.8 в результате попадания на луч зрения наветренной и подветренной сторон струи, соответственно. Из табл. 4 следует, что температуры вещества здесь ($\Delta T_{ww,\max}$ и $\Delta T_{lw,\max}$) отличаются незначительно — от 0.02% до 6%, а поскольку условия видимости области ударной волны на подветренной стороне струи более благоприятны, чем с наветренной, поток излучения от первой области в 1.5–2 раза выше, чем от второй.

Наличие потока излучения струи в области $\varphi \sim 0.2$ приводит к появлению небольшого горба на кривой блеска при выходе из затмения — в случае отсутствия такого вклада поток от системы был бы на уровне минимума, расположенного на фазах $\varphi \sim 0.5\text{--}0.6$.

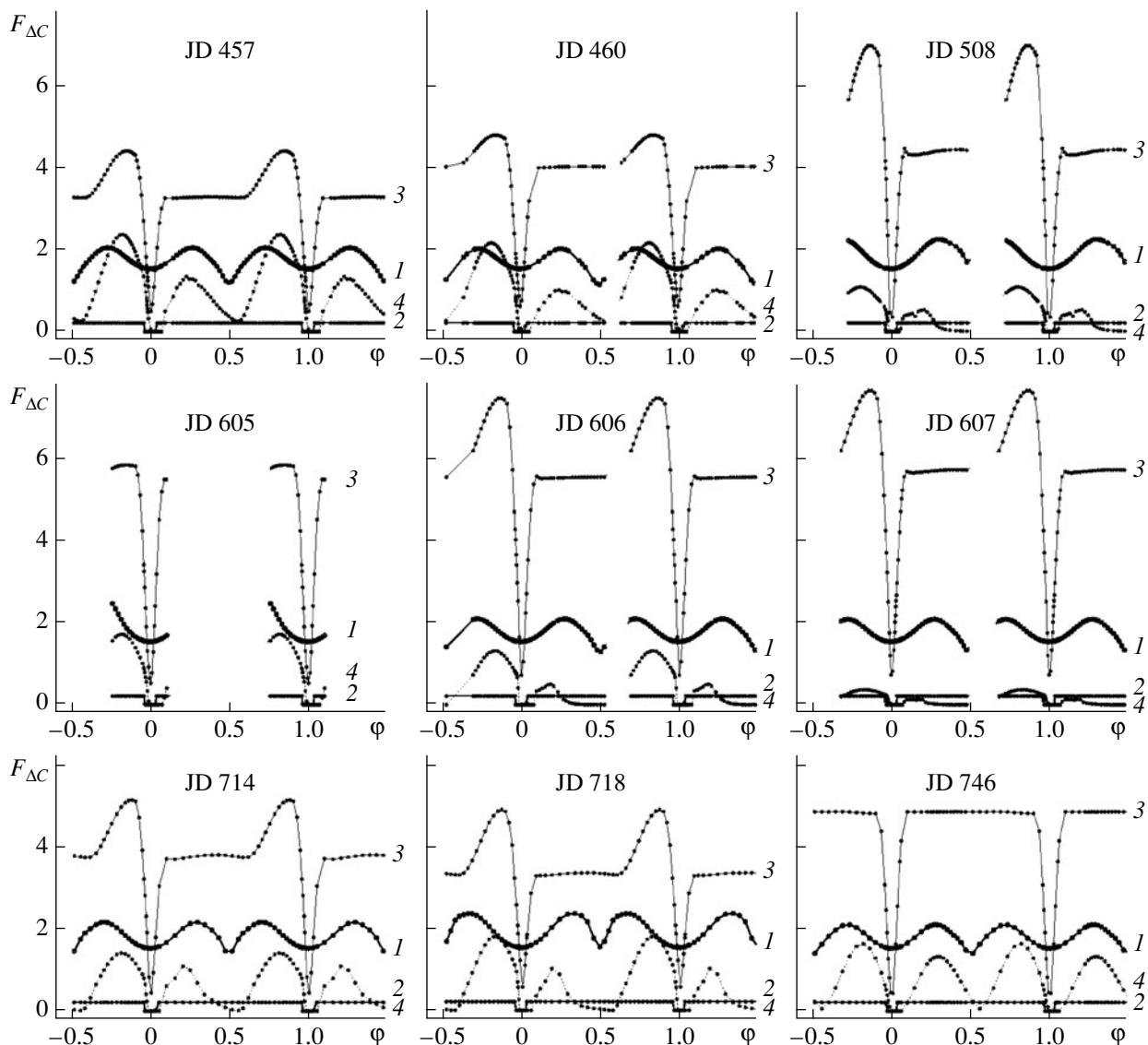


Рис. 9. Вклад излучения различных компонент системы V1239 Нег в суммарный поток в неактивном состоянии в 2013–2014 гг. (в усл. ед.): 1 — красный карлик, 2 — белый карлик, 3 — аккреционный диск с горячим пятном на боковой поверхности, 4 — “горячая струя”.

Наконец, кривая блеска JD 2456746 (и, возможно, JD 2456605) показывает полное отсутствие горячего пятна на боковой поверхности диска. Данный факт вызвал расслоение точек на два рукава при получении сводной кривой блеска, объединяющей все наблюдения (см. раздел 3 и график 10 на рис. 2). Температуры в основании “горячей струи” здесь самые низкие среди остальных кривых блеска, температура на оси струи T_U ниже средней температуры на внешнем крае диска. Это может свидетельствовать об ослаблении темпа истечения вещества из красного карлика, уменьшении плотности газового потока, а следовательно, и о снижении интенсивности ударной волны.

На рис. 10 приведены схематические изображения V1239 Нег в картинной плоскости для визуализации относительных размеров компонент системы (рис. 10а) и под углом $i = 82.64^\circ$ в орбитальной фазе $\varphi = 0.80$ (рис. 10б). Для построения использовались параметры диска, полученные для кривой блеска JD 2456457.

8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В неактивном состоянии кривая блеска V1239 Нег показывает узкий первичный минимум (глубиной до $\sim 1.5^m$), являющийся результатом затмения белого карлика вторичной компонентой,

Таблица 5. Потоки F в условных единицах от компонент V1239 Нег в 2013–2014 гг., полученные из решения обратной задачи определения параметров системы в рамках “комбинированной” модели в 9 наблюдательных сетях

Параметр	Дата, JD 2456000+								
	457	460	508	605	606	607	714	718	746
Красный карлик									
Минимум $\varphi = 0.0$	1.55	1.55	1.55	1.55	1.55	1.55	1.55	1.55	1.55
Минимум $\varphi = 0.5$	1.21	1.19	1.71	—	1.30	<1.34	1.47	1.56	1.42
Квадратуры	2.06	2.03	2.26	2.48	2.10	2.10	2.19	2.38*	2.12
Белый карлик									
Минимум $\varphi = 0.0$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Максимум	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22	0.22
Диск									
Минимум $\varphi = 0.0$	0.50	0.62	0.36	0.53	1.06	0.73	0.45	0.57	0.44
⟨Плато $\varphi = 0.1–0.6$ ⟩	3.3	4.0	4.4	>5.5	5.6	5.7	3.8	3.4	4.9
Горб	4.44	4.82	7.02	5.87	7.50	7.68	5.19	4.93	4.9
“Горячая струя”									
Минимум $\varphi = 0.0$	0.0	0.08	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Максимум $\varphi \sim 0.2$	1.36	1.02	0.53	—	0.51	0.14	1.10	1.03	1.34
Максимум $\varphi \sim 0.8$	2.38	2.17	1.09	1.73	1.32	0.37	1.43	1.81	1.65

* Квадратуры смещены на фазы $\varphi \sim 0.34$ и ~ 0.66 .

и также частным затмением диска и областей энерговыделения на “горячей струе”. Перед входом в главный минимум расположен горб с амплитудой

Таблица 6. Наблюдаемые изменения параметров диска со временем

JD 2456000+	Δt , сут	ΔN	R_d/ξ	α_g	T_{in}	$0.5\beta_d$	β_1
457–460	3	30	1	2κ	2κ	2с	1
460–508	48	478	2	3	3	3	2
508–605	97	968	3	3с	3	2	3
605–606	1	10	1	2κ	2κ	3κ	2κ
606–607	1	10	1	1	1	1	2κ
607–714	107	1073	3с	3	3	3с	2с
714–718	4	40	3	3	3	3κ	3κ
718–746	28	280	2	2	2	2	2

Примечание. Характер изменений: 1 — нет изменений, 2 — падение, 2с — слабое падение, 2κ — крутое падение, 3 — рост, 3с — слабый рост, 3κ — крутой рост.

до 0.5^m в интегральном свете. Выход из главного минимума наблюдается на фазах $\varphi \sim 0.12–0.15$, после чего блеск плавно падает на $\sim 0.2^m$. На фазе $\varphi \sim 0.5$ явно видно вторичное затмение, после чего идет плавное повышение блеска вплоть до фазы начала горба $\varphi \sim 0.8$. Такая физическая картина одинаково хорошо воспроизводится как в распространенной модели горячего пятна [28], так и в моделях “горячей струи” и “комбинированной” [17–19].

Однако в области внезатменного блеска наблюдаются плавные колебания, хотя и небольшие по амплитуде. Как отмечалось в разделе 6, возможности в описании формы кривых блеска у “комбинированной” модели выше, чем у модели одного только “горячего пятна”. Рассмотрим поведение параметров диска, полученных в рамках используемой модели.

В спокойном состоянии у системы V1239 Нег наблюдаются довольно активные изменения температуры и радиуса диска, возможно, его вязкости (о чем свидетельствует изменение параметра α_g), темпа истечения вещества (табл. 4, 5). Хотя данных слишком мало, попробуем проследить зависимость от времени разных параметров диска —

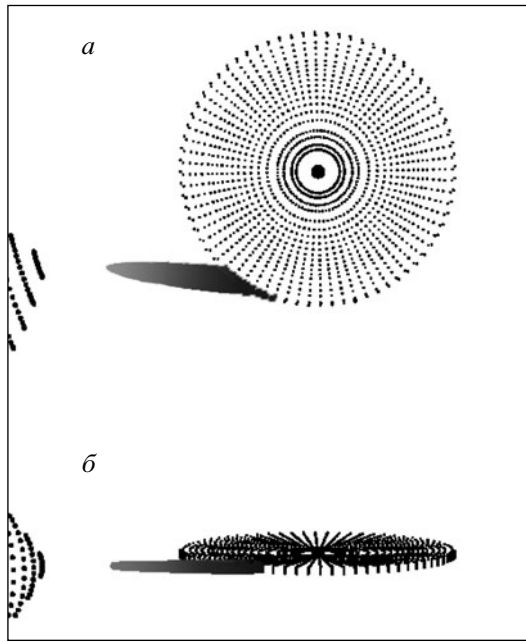


Рис. 10. Схематическое изображение системы V1239 Her.

радиуса R_d/ξ , параметра α_g , температуры диска в пограничном слое T_{in} , толщины внешнего края диска β_d и угла β_1 , который образует ось газового потока с линией, соединяющей центры масс компонент системы. Параметр β_1 косвенно характеризует скорость истечения вещества из вторичной компоненты — чем он больше, тем меньше скорость вещества в газовом потоке.

На рис. 11 представлены соответствующие зависимости, а в табл. 6 — характер изменения соответствующего параметра. Заметим, что кривая блеска последнего дня наблюдений качественно отличается от остальных кривых блеска — здесь нет предзатменного горба, вызванного излучением подветренной стороны “горячей струи” и горячего пятна. Точки, соответствующие датам JD2456718–746, соединены штриховыми линиями.

Из анализа рис. 11 и табл. 6 можно сделать следующие выводы.

1. Промежутки между наблюдательными сетями, имеющиеся в нашем распоряжении, можно грубо разделить на 3 группы: короткие (10–40 орбитальных циклов P_{orb}), средние ((280–480) P_{orb}) и продолжительные (более 960 P_{orb}). Изменения на средних и продолжительных временах не дают полноценной информации. Изменения параметров на коротких временах могут дать нижнюю границу времени его изменения.

2. На коротких временах ($<30P_{orb}$) радиус диска R_d постоянен в пределах погрешности, при $\Delta N \sim$

$\sim (30-40)P_{orb}$ изменения радиуса диска уже заметны.

3. Заметные изменения параметра α_g могут происходить за время $\sim 10P_{orb}$, скорость изменения α_g за один орбитальный цикл может достигать $\Delta\alpha_g/\Delta N \sim 0.015$ (в период JD 2456605–606), в других ситуациях она на порядок ниже или не меняется в пределах погрешности.

4. Изменения толщины внешнего края диска β_d также могут происходить на временах $\sim 10P_{orb}$.

5. Еще более резкое изменение (на временах $<10P_{orb}$) показывает угол наклона газового потока β_1 .

6. Резкие значимые изменения параметров α_g , T_{in} и β_d могут происходить и при неизменном радиусе диска. Однозначной зависимости между изменениями R_d и остальными параметрами нет, хотя и есть тенденция — при резком уменьшении радиуса диска толщина его внешнего края также резко увеличивается, с ростом R_d она в целом уменьшается.

7. В исследуемый период времени ($\sim 3000P_{orb}$) радиус диска после достаточно резкого уменьшения от $R_d \sim 0.48\xi$ до $\sim 0.38\xi$, начиная с 500-го цикла показывает систематическое увеличение вплоть до $\sim 0.56\xi$.

8. Параметр α_g демонстрирует систематический рост, т.е. приближение к равновесному состоянию, на фоне которого происходит стремительное падение вязкости за время $\sim 10P_{orb}$ примерно посередине наших наблюдений ($\sim 1500P_{orb}$) при неизменном радиусе диска, после которого продолжается его плавный рост. Поведение температуры в пограничном слое T_{in} в целом повторяет поведение параметра α_g во всем диапазоне наших наблюдений.

9. Толщина внешнего края диска при резком спадаении R_d (вблизи JD 508) достигает самого высокого значения за время наших наблюдений, в последующее время рост радиуса диска сопровождается снижением толщины его края.

10. Накануне JD 2456746, в сете JD 718, радиус диска и его вязкость имели максимальное значение за исследуемый период времени, температура в пограничном слое также была довольно высока, в ~ 2 раза превышая среднюю температуру белого карлика. Полутолщина внешнего края диска также увеличилась до 2.6° , что в ~ 3 раза больше его минимальных значений. Все это свидетельствует о заметном накоплении вещества в теле диска.

11. В сете JD 746 исчезновение горячего пятна сопровождается резкими уменьшениями всех четырех параметров; снижение температуры вещества в области взаимодействия газового потока и гало диска происходит на фоне пониженной температуры вещества в пограничном слое, т.е. в

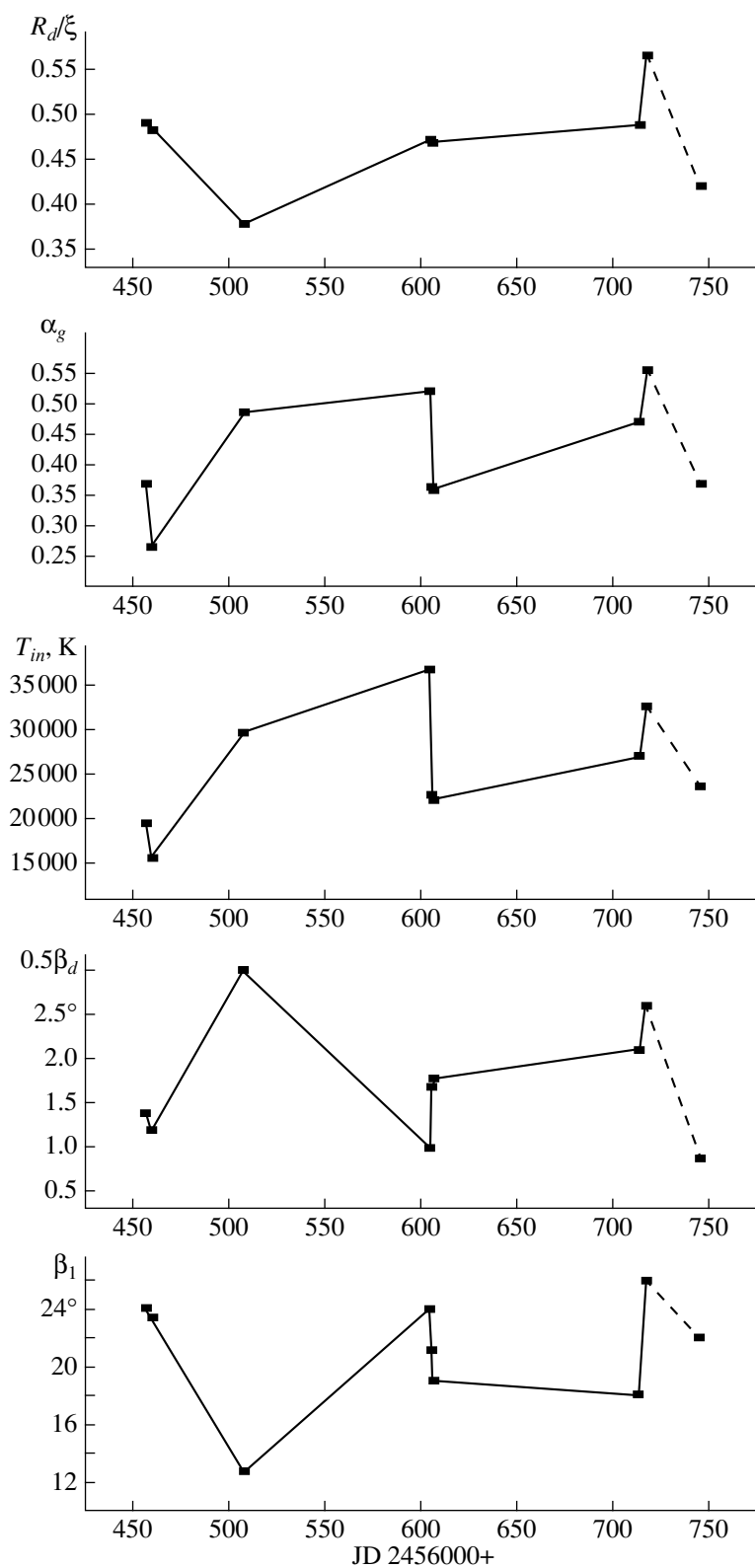


Рис. 11. Зависимость от времени разных параметров диска — радиуса R_d/ξ , параметра α_g , температуры диска в пограничном слое T_{in} , толщины внешнего края диска β_d и угла β_1 .

условиях умеренного темпа аккреции, уменьшенного радиуса диска с более близким к равновесному распределением температуры вдоль радиуса. Толщина его внешнего края также минимальна в этот период.

12. Сравнивая параметры двух последних сетов (JD 718 и 746), можно заключить, что в промежутке между ними произошло значимое уменьшение массы диска.

13. Наконец, рассмотрим поведение угла β_1 в зависимости от времени. По величине этого угла можно судить о скорости истечения вещества из внутренней точки Лагранжа: рост угла β_1 с $\sim 12^\circ$ до $\sim 26^\circ$ говорит о значимом уменьшении скорости газа в струе. Величина β_1 в сете JD 718 максимальна в сравнении с другими сетями, что говорит об ослаблении темпа поступления вещества из внутренней точки Лагранжа. Данный факт также свидетельствует в пользу уменьшения массы диска в сете JD 746. Причины изменения β_1 и, следовательно, начальной скорости истечения вещества из вторичной компоненты, могут быть различны: изменение температуры красного карлика, режима турбулентции, колебательные процессы и пр. К сожалению, данных слишком мало для однозначных выводов.

Принято считать, что вторичные компоненты взрывных переменных с периодами ниже 6 часов являются обычными красными карликами главной последовательности. Однако в последнее время найдено несколько звезд, более горячих для своей массы. Список этих ВП со ссылками дан в статье Ребасса-Мансергаса и др. [29]. Из звезд, орбитальные периоды которых близки или находятся в “пробеле периодов”, кроме V1239 Her, надо отметить QZ Ser ($P_{orb} = 2$ часа), CSS J134052.0+151341 ($P_{orb} = 2.45$ часа) и новый объект SDSS J001153.08–064739.2 ($P_{orb} = 2.41$ часа). То, что красный карлик в системе имеет значительно меньшую массу, чем следует из его орбитального периода, и он более горячий, чем следует из его массы, говорили Литтлфайер и др. [9], они же отметили, что вторичная компонента является далеко проэволюционировавшей звездой, а его масса и эффективная температура соответствуют звезде, у которой перенос вещества начался в эпоху, когда водородная фракция в ее центре заметно уменьшилась.

9. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Выполнен фотометрический мониторинг затменной взрывной переменной V1239 Her с временным разрешением 15–30 с в белом (интегральном) свете, т.е. без фильтра.

2. Уточнена эфемерида орбитальной переменности по всем доступным наблюдениям (как по нашим данным, так и по данным из литературы).

3. Кривая блеска V1239 Her в неактивном состоянии системы, в основном, имеет классическую для взрывных переменных форму с горбом перед затмением. Наряду с этим, система V1239 Her неоднократно оказывается в ситуации, когда предзатменный горб отсутствует. Это следует как из наших наблюдений (JD 2456746), так и из наблюдений Бойда и др. [8].

4. Определены параметры аккреционного диска в спокойном состоянии в рамках “комбинированной” модели, учитывающей совместное присутствие в системе горячего пятна и “горячей струи”. Полученные кривые блеска V1239 Her в период неактивной стадии удовлетворительно описываются в рамках такой модели.

5. Оценены нижние границы времени изменения параметров диска α_g , T_{in} и β_d , которые могут заметно меняться на временах менее 10 орбитальных циклов. При этом радиус диска при лавинообразных изменениях этих параметров в пределах погрешности может сохранять свою величину.

6. Кривая блеска сета JD 746 (и, возможно, JD 605) показывает полное отсутствие горячего пятна на боковой поверхности диска. Радиус пятна, его температура, а также температуры в основании “горячего эллипсоида” здесь самые низкие среди тех значений, что были получены для остальных кривых блеска, а температура на оси струи ниже средней температуры на внешнем крае диска.

7. Поведение угла β_1 в зависимости от времени свидетельствует о двукратном изменении скорости вещества в газовом потоке в период наших наблюдений.

8. Рассмотрение параметров диска в двух последних сетах (JD 718 и 746), разделенных промежутком времени в 280 орбитальных циклов, а также значимое уменьшение начальной скорости истечения вещества из точки L_1 в сете JD 718 позволяет заключить, что в промежутке между этими двумя датами произошло заметное уменьшение массы аккреционного диска, вызванное как уменьшением темпа истечения, так и возможным сбрасыванием значительной доли вещества диска на поверхность белого карлика. В последнем случае должно было бы наблюдаться некоторое повышение потока излучения от системы, однако надежной информации о блеске V1239 Her в период времени между сетями JD 718 и 746 нам найти не удалось.

9. Таким образом, между вспышками в системе V1239 Her происходят регулярные колебания таких параметров диска, как его радиус, вязкость, температура, и возможно, плотность. Не исключена связь этих колебаний с нестационарными

процессами в атмосфере далеко проэволюционировавшей вторичной компоненты.

10. Все эти процессы происходят в системе, расположенной в “провале периодов”, у которой согласно эволюционным расчетам, истечение из вторичной отсутствует или же минимально.

11. Считается, что вторичные компоненты взрывных переменных с периодами ниже 6 часов являются обычными красными карликами главной последовательности. Однако в последнее время найдено несколько звезд, более горячих для своей массы [29]. Из звезд, орбитальные периоды которых близки или находятся в “пробеле периодов” кроме V1239 Her, надо отметить QZ Ser ($P_{orb} = 2$ часа), CSS J134052.0+151341 ($P_{orb} = 2.45$ часа) и новый объект SDSS J001153.08–064739.2 ($P_{orb} = 2.41$ часа). О том, что красный карлик в системе более горячий, чем следует, высказались Литтлфайер и др. [9]; они же и отметили, что вторичная компонента является более проэволюционировавшим объектом, чем это считается.

Авторы благодарны М. Габдееву (САО РАН) за наблюдения на телескопе Цейсс-1000 2 августа 2013 г. Н.И. Шакура и П.Ю. Голышева благодарят за поддержку работы в рамках гранта Российского научного фонда 14-12-00146.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, and S. Yu. Sugarov, *Highly Evolved Close Binary Stars: Catalogue* (Amsterdam: Gordon and Breech, 1996).
2. Н. А. Катышева, Е. П. Павленко, *Астрофизика*, **46**, 147 (2003).
3. D. Nogami, T. Kato, H. Baba, and S. Matsuda, *Publ. Astron. Soc. Japan* **50**, L1 (1998).
4. E. P. Pavlenko, T. Kato, O. I. Antonyuk, T. Ohshima, F.-J. Hambsch, K. A. Antonyuk, A. A. Sosnovskij, A. V. Baklanov, S. Yu. Shugarov, N. V. Pit, Ch. Nakata, G. Masi, K. Nakajima, H. Maehara, P. A. Dubovsky, I. Kudzej, M. V. Andreev, Y. G. Kuznyetsova, and K. A. Vasiliskov, e-Print arXiv:1408.4285 [astro-ph.SR] (2014).
5. Z.-B. Dai and S.-B. Qian, *ASP Conf. Ser.* **451**, 127 (2011).
6. Z.-B. Dai and S.-B. Qian, *Mem. Soc. Astron. Ital.* **83**, 614 (2012).
7. P. Szkody, A. Henden, O. Fraser, N. Silvestri, J. Bochanski, M. A. Wolfe, M. Agüeros, B. Warner, P. Woudt, J. Trampusch, L. Homer, G. Schmidt, G. R. Knapp, S. F. Anderson, K. Covey, H. Harris, S. Hawley, D. P. Schneider, W. Voges, and J. Brinkmann, *Astron. J.* **128**, 1882 (2004).
8. D. Boyd, A. Oksanen, and A. Henden, *J. Brit. Astron. Assoc.* **116**, 4 (2006).
9. S. P. Littlefair, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, and B. T. Gänsicke, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **371**, 1435 (2006).
10. C. D. J. Savoury, S. P. Littlefair, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, B. T. Gänsicke, C. M. Copperwheat, P. Kerry, R. D.G. Hickman, and S. G. Parsons, *S. G.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **415**, 2025 (2011).
11. W. H. Press, B. P. Flannery, and S. A. Teukolsky, *Numerical recipes, The Art of Scientific Computing* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1986).
12. T. Kato, A. Imada, M. Uemura, D. Nogami, H. Maehara, R. Ishioka, H. Baba, K. Matsumoto, H. Iwamatsu, K. Kubota, K. Sugiyasu, Y. Soejima, Y. Moritani, T. Ohshima, H. Ohashi, J. Tanaka, M. Sasada, A. Arai, K. Nakajima, S. Kiyota, K. Tanabe, K. Imamura, N. Kunitomi, K. Kunihiro, H. Taguchi, M. Koizumi, N. Yamada, Y. Nishi, M. Kida, S. Tanaka, R. Ueoka, H. Yasui, K. Maruoka, A. Henden, A. Oksanen, M. Moilanen, P. Tikkanen, M. Aho, B. Monard, H. Itoh, P. A. Dubovsky, I. Kudzej, R. Dancikova, T. Vanmunster, J. Pietz, G. Bolt, D. Boyd, P. Nelson, Th. Krajci, L. M. Cook, K. Torii, D. R. Starkey, J. Shears, L.-T. Jensen, G. Masi, R. Novak, T. Hynek, R. Kocian, L. Kral, H. Kucakova, M. Kolasa, P. Stastny, and B. Staels, *Publ. Astron. Soc. Japan* **61**, S395 (2009).
13. T. Kato, F.-J. Hambsch, H. Maehara, G. Masi, I. Miller, R. Noguchi, Ch. Akasaka, T. Aoki, H. Kobayashi, K. Matsumoto, Sh. Nakagawa, T. Nakazato, T. Nomoto, K. Ogura, R. Ono, K. Taniuchi, W. Stein, A. Henden, E. de Miguel, S. Kiyota, P. A. Dubovsky, I. Kudzej, K. Imamura, H. Akazawa, R. Takagi, Y. Wakabayashi, M. Ogi, K. Tanabe, J. Ulowetz, E. Morelle, R. D. Pickard, T. Ohshima, K. Kasai, E. P. Pavlenko, O. I. Antonyuk, A. V. Baklanov, K. Antonyuk, D. Samsonov, N. Pit, A. Sosnovskij, C. Littlefield, R. Sabo, J. Ruiz, Th. Krajci, Sh. Dvorak, A. Oksanen, K. Hirokawa, W. N. Goff, B. Monard, J. Shears, D. Boyd, I. B. Voloshina, S. Yu. Shugarov, D. Chochol, A. Miyashita, J. Pietz, N. Katysheva, H. Itoh, G. Bolt, M. V. Andreev, N. Parakhin, V. Malanushenko, F. Martinelli, D. Denisenko, Ch. Stockdale, P. Starr, M. Simonson, P. J. Tristram, A. Fukui, T. Tordai, R. Fridrich, K. B. Paxson, K. Itagaki, Y. Nakashima, S. Yoshida, H. Nishimura, T. V. Kryachko, A. V. Samokhvalov, S. A. Korotkiy, B. L. Satovski, R. Stubbings, G. Poyner, E. Muylaert, V. Gerke, W. MacDonald II, M. Linnolt, Y. Maeda, and H. Hautecler, *Publ. Astron. Soc. Japan* **65**, 23 (2013).
14. S. P. Littlefair, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, B. T. Gänsicke, J. Southworth, I. Baraffe, C. A. Watson, and C. Copperwheat, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **388**, 1582 (2008).
15. S. P. Littlefair, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, B. T. Gänsicke, I. Baraffe, and C. A. Watson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **381**, 827 (2007).
16. И. Б. Волошина, Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **89**, 906 (2012).
17. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, В. М. Чечеткин, *Астрон. журн.* **74**, 807 (1997).

18. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, Т. С. Хрузина, А. М. Черепашук, В. М. Чечеткин, *Астрон. журн.* **75**, 40 (1998).
19. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, V. M. Chechetkin, D. Molteni, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **390**, 39 (1998).
20. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, П. В. Кайгородов, О. А. Кузнецов, *Астрон. журн.* **80**, 879 (2003).
21. M. Makita, K. Miyawaki, and T. Matsuda, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **316**, 906 (2000).
22. K. Sawada and T. Matsuda, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **255**, 17P (1992).
23. Z. Kopal, *Close Binary Systems* (London: Chapman and Hall, 1959).
24. Т.С. Хрузина, *Астрон. журн.* **88**, 463 (2011).
25. Т.С. Хрузина, *Астрон. журн.* **77**, 510 (2000).
26. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
27. Д. Химмельблау, *Прикладное нелинейное программирование* (М.: Мир, 1975), с. 163.
28. B. Warner, *Cataclysmic variables* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995).
29. A. Rebassa-Mansergas, S. G. Parsons, C. M. Copperwheat, S. Justham, B. T. Gänsicke, M. R. Schreiber, T. R. Marsh, and V. S. Dhillon, *Astrophys. J.* **790**, 28 (2014).