

УДК 524.337.7

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАТМЕННОЙ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ GY Спс В СПОКОЙНОМ СОСТОЯНИИ И ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ

© 2016 г. Т. С. Хрузина^{1*}, И. Б. Волошина^{1**}, В. Г. Метлов^{1,2}¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия²Крымская астрономическая станция Московского государственного университета, Научный, Россия

Поступила в редакцию 21.04.2016 г.; принята в печать 17.06.2016 г.

Приведены результаты фотометрических наблюдений карликовой новой GY Спс в в фильтре Rc в 2013–2015 гг. (~ 3900 орбитальных циклов, всего 19 сетов), в том числе, во время апрельской вспышки 2014 г. Уточнены орбитальные эфемериды системы и показано, что величина орбитального периода за $\sim 30\,000 P_{\text{orb}}$ со времени предыдущих наблюдений изменилась незначительно, систематические изменения $O - C$ не обнаружены, зафиксированы флуктуации в пределах 0.004^d на временах $1500 - 2000 P_{\text{orb}}$. В рамках “комбинированной” модели решены обратные задачи определения параметров GY Спс для обоих состояний системы. Показано, что поток от белого карлика пренебрежимо мал из-за малых размеров звезды. Температура звезды-донора $T_2 \sim 3667$ К (Sp M0.2 V) меняется от 3440 до 3900 К (Sp K8.8–M1.7 V). Большая полуось диска составляет в среднем $a \sim 0.22a_0$. В неактивном состоянии величина a колеблется в пределах $\sim 40\%$. Диск имеет заметный эксцентриситет ($e \sim 0.2 - 0.3$) при $a \lesssim 0.2a_0$. С ростом a форма диска приближается к круговой ($e < 0.1$). Вспышка в GY Спс вызвана ростом светимости диска из-за уменьшения параметра α_g , связанного с вязкостью вещества диска, до $0.1 - 0.2$, и двукратного роста температуры в его внутренних областях T_{in} до $\sim 95\,000$ К, по-видимому, из-за сброса вещества на поверхность белого карлика в процессе развития вспышки. Для всех параметров аккреционного диска в неактивном состоянии характерны заметные вариации относительно их средних значений.

DOI: 10.7868/S0004629916110025

1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные (КП) — мало-массивные двойные системы на стадии вторичного обмена масс, состоящие из звезды позднего спектрального класса (вторичный компонент, звезда-донор), истекающей на соседнюю вырожденную звезду (главный или первичный компонент) — белый (БК) или коричневый карлик. У карликовых новых без магнитного поля переносимое вещество образует аккреционный диск вокруг БК, позволяя веществу аккрецировать на его поверхность. Средний темп переноса вещества меняется в широком диапазоне, что приводит к разным типам КП.

Карликовые новые (КН) являются одним из подклассов КП, у которых на фоне относительно спокойного состояния время от времени наблюдаются внезапные вспышки. Общепринято, что

нестабильность, приводящая к вспышкам, возникает в случае, когда количество вещества, аккумулируемое в аккреционном диске, достигает критического значения. При этом вследствие тепловой неустойчивости резко меняется его вязкость, и скорость переноса вещества в диске значительно увеличивается. Поскольку светимость диска пропорциональна скорости аккреции, поток излучения от диска возрастает в $10 - 1000$ раз в зависимости от параметров системы, давая начало вспышке КН.

Орбитальные периоды КН лежат в диапазоне от ~ 80 минут до ~ 12 часов. На диаграмме распределения периодов КП в области $2 - 3^h$ зафиксирован дефицит объектов, т.н. “пробел” периодов. У КН, располагающихся на диаграмме ниже пробела периодов, наряду с нормальными вспышками наблюдаются сверхвспышки, характеризующиеся наличием на кривых блеска системы “сверхгорбов”. Этот подкласс КН называют переменными типа SU UMa. КН с периодами, значительно превышающими $2 - 3$ часовой пробел, демонстрируют

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

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

другие характерные черты, их относят к КН типа U Gem (классические системы) или Z Cam (у звезд этого типа наблюдается т.н. “остановка” — промежуточное состояние между спокойным состоянием и вспышкой). Подробный обзор КН приведен в [1].

Физические характеристики двойной системы (наклон орбиты, отношение масс компонентов и их температуры, размер аккреционного диска и характер изменения его температуры вдоль радиуса) могут быть достаточно надежно определены в затменных КП из-за высокой чувствительности профиля затмения к параметрам компонентов. Так, установлено, что радиус диска влияет на глубину профиля затмения, а параметр α_g в формуле распределения температуры вдоль радиуса диска $T(r) \sim r^{-\alpha_g}$ — на форму профиля на входе и выходе из затмения: чем круче градиент температуры, тем более сглажены крылья затмения [2]. Среди КП карликовые новые дают наилучшую возможность исследовать изменения структуры диска при изменении скорости аккреции.

Целью настоящей работы является получение высокоточных фотометрических наблюдений карликовой новой GY Спс, построение детальных кривых блеска системы как для активного, так и для неактивного состояния в 2013–2015 гг., изучение переменности блеска в обоих состояниях и выяснение природы этой переменности, определение наилучших параметров системы в рамках “комбинированной” модели КП и сравнение синтезированных кривых блеска с наблюдаемыми.

В разделе 2 даны краткое описание исследуемой системы и результаты наблюдений, полученные ранее другими авторами, в разделах 3 и 4 описаны наши наблюдения и вид кривых блеска, соответственно. В 5-м разделе даны орбитальные эфемериды, используемые для вычисления фаз наших наблюдений. В разделе 6 кратко описана используемая модель КП, в рамках которой выполнен поиск параметров GY Спс. Значения параметров, полученных для различных эпох наблюдений, приведены в разделе 7. В разделах 8 и 9, соответственно, обсуждаются и суммируются полученные результаты.

2. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМЕ

Система GY Спс = GSC 1404.1830 = USNO-A2.0 1050-05975509 = HS 0907+1902 = J0909+1849 (RX, 1RXS) была обнаружена в ходе осуществления проекта The Hamburg Schmidt objective prism survey (HQS) [3], и как яркий рентгеновский источник в диапазоне 0.1–2.4 кэВ в проекте ROSAT Bright Source catalogue 1990–1991 гг. [4]. Звезда была идентифицирована как возможная КП в работе [5]. В результате последующих фотометрических и спектральных наблюдений [6] объект

был классифицирован как затменная карликовая новая с орбитальным периодом около 4 ч. Шафтер и др. [2] обнаружили различные состояния блеска системы, тем самым подтвердив классификацию объекта как КП. По профилям затмений они определили температуры белого карлика, горячего пятна и аккреционного диска, указав на их слабую зависимость от отношения масс компонентов q . В работе [7] были получены ограничения на значения базовых параметров: $q = M_{\text{wd}}/M_2 = 2.44 \pm \pm 0.25$, $i = 77.0^\circ \pm 0.9^\circ$. Наблюдения вне затмений в [2, 7] не учитывались, поскольку уже на выходе из затмения его профиль становился асимметричным, и не поддавался описанию в рамках параметрической модели [2].

Като и др. [8] по данным VSNET в фильтре R_c , относящимся к спадающей ветви вспышки и к спокойному состоянию, оценили типичный интервал вспышек как 200–300 дней. Это наибольшее рекуррентное время среди КН с похожими орбитальными периодами. При выходе из вспышки падение блеска было почти линейным со средней скоростью $0.65^m/\text{сут}$. Исследование профилей затмений на кривых блеска GY Спс, полученных на спадающей ветви вспышки, свидетельствует об увеличении их асимметрии и систематическом уменьшении ширины затмения. Часто наблюдаются кривые блеска, на которых отсутствует предзатменный горб, что может быть следствием низкой температуры горячего пятна из-за меньшей скорости переноса вещества между компонентами, чем у типичных КП.

Статистическое исследование вспышечной активности GY Спс, выполненное на основе фотографического материала Зоннебергской обсерватории (около 18 вспышек) [9], показало, что средняя продолжительность вспышки составляет $\sim 5^d$, блеск в максимуме может достигать 12.5^m , на уровне 14^m наблюдается плато продолжительностью $\sim 2^d$. В спокойном состоянии внезатменный поток от системы $V \sim 16^m$.

Спектр GY Спс типичен для КН в неактивном состоянии. Спектральный класс вторичного компонента, $M3 \pm 1.5$ V [6], оценен из сравнения его спектра с данными каталога наблюдаемых спектров М-карликов. Аналогичный результат получен в работе [7], но с меньшей погрешностью, $M3 \pm \pm 0.5$ V. Полученные в [7] кривые лучевых скоростей с полуамплитудами $K_2 = 297 \pm 15$ и $K_1 = 115 \pm 7$ км/с дают отношение масс компонентов в системе $q = M_{\text{wd}}/M_2 = 2.6 \pm 0.3$. Однако учет возможных искажений линий может уменьшить это значение до $q \sim 1.5$ [7].

В табл. 1 собраны параметры GY Спс, определенные в рамках параметрической модели профиля

Таблица 1. Параметры GY Спс, полученные из анализа профиля затмения и из спектральных наблюдений

Параметр	Значение	Ссылка	Параметр	Значение	Ссылка
i , град	73–79 77.3 ± 0.9	[6] [7]	$a_0, R_\odot$	1.30–1.55	[6]
$q = M_{\text{wd}}/M_2$	1.4–3.3 2.6	[6] [7]	ξ, a_0	0.54–0.62	[6]
$M_{\text{wd}}, M_\odot$	0.56–1.25 0.99 ± 0.12	[6] [7]	K_1 , км/с	297 ± 15	[7]
$M_2, M_\odot$	0.39–0.37 0.38 ± 0.06	[6] [7]	K_2 , км/с	115 ± 7	[7]
$R_{\text{wd}}, R_\odot$	$(13.1–5.1) \times 10^{-3}$	[6]	R_d, a_0	0.27–0.37	[6]
R_{wd}, a_0	0.0100–0.0033	[6]	R_d, ξ	0.5–0.6	[2]
$R_2, R_\odot$	0.43–0.45	[6]	d , пк	320 ± 100 200–250	[6] [2]
T_{wd}, K	20 000–80 000	[6]	$(B-V)$	0.46–0.48 0.45 ± 0.07	[6] [2]
T_2, K	3370–3480	[6]	Sp	M3 $\pm$ 0.5 V M3–4 V	[6] [2]

Примечание. a_0 — расстояние между центрами масс компонентов системы, K_1 — амплитуда лучевой скорости белого карлика, K_2 — амплитуда лучевой скорости вторичного компонента, d — расстояние до системы, ξ — расстояние между центрами масс компонентов.

затмения при различных предположениях о строении системы. Однако из-за наблюдаемых изменений формы кривых блеска GY Спс от цикла к циклу, в том числе и из-за изменений самого профиля затмения, эти параметры системы оказываются не очень надежными. Поэтому мы предприняли попытку заново определить основные параметры GY Спс в рамках “комбинированной” модели КП, рассматривающей не только область затмения, но и всю кривую блеска системы.

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения GY Спс проводились при помощи ПЗС-фотометра на 50- и 60-см телескопах Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ. В качестве приемника излучения на 50-см телескопе использовалась ПЗС камера Apogee Alta U8300 (3326×2504 pix, 1 pix = $5.4 \mu\text{m}$) с максимумом эффективности 60% в области 5800–6600 Å и 30% в области ~ 4000 Å. На телескопе 60-см использовалась ПЗС-камера Apogee 47 (1024×1024 pix, 1 pix = $13 \mu\text{m}$). Продолжительность рядов наблюдений зависела от погодных условий и в среднем достигала 5–6 часов. Длительность единичной экспозиции на 60-см телескопе составляла 60 с, на 50-см телескопе — 40–90 с в зависимости от погодных условий и яркости объекта. Наблюдения проводились в красной области спектра в полосе

Rc , близкой к R системы Джонсона, поскольку чувствительность используемого ПЗС-приемника излучения максимальна в красной области спектра. Погрешность единичного наблюдения зависит от погодных условий и примерно одинакова для обоих телескопов, $\sigma(i) \sim 0.02 - 0.06^m$.

В качестве звезды сравнения использовалась звезда 137 из списка стандартов AAVSO с координатами $\alpha(2000) = 9^{\text{h}}09^{\text{m}}57^{\text{s}}.8$ и $\delta(2000) = +18^\circ 49' 03''$ из ближайшей окрестности GY Спс с $V = 13.740^m$ и $Rc = 13.665^m$. Постоянство блеска стандарта проверялось по нескольким контрольным звездам. Обработка полученных наблюдений производилась с помощью метода апертурной фотометрии с использованием пакета программ MAXIM-DL.

Мониторинг GY Спс начался в октябре 2013 г. и продолжается до настоящего времени. В данной работе мы использовали для анализа наблюдения 2013–2015 гг. Журнал наблюдений, использованных для анализа, приведен в табл. 2. На рис. 1 показано распределение всех полученных наблюдений по времени. Видно, что основная часть наблюдений соответствует спокойному состоянию системы. Наблюдалась одна вспышка (14–21 апреля 2014 г.), хотя данные 20 и 21 апреля по уровню блеска уже говорят о переходе системы к неактивной стадии.

Таблица 2. Журнал наблюдений системы GY Спс в 2013–2015 гг.

Дата	$T_1, T_2,$ JD 2450000+	Фазы, $\varphi_1 - \varphi_2^*$	N	$T_{\min}(\text{набл})$ JD 2450000+	$T_{\min}(\text{теор})$ JD 2450000+	$R_{c\min}$	$R_{c\max}$
18.12.2013	6645.329, 6645.542	0.356–1.571	255	6645.443691	6645.441450	17.10	15.86
20.12.2013	6647.307, 6647.474	0.627–1.583	198	6647.371737	6647.371185	16.96	15.75
23.12.2013	6650.362, 6650.652	0.058–1.710	349	6650.527210	6650.527034	16.96	15.81
02.02.2014	6691.202, 6691.455	0.830–2.272	217	6691.231377 6691.407222	6691.405368	17.07	16.00
03.02.2014	6692.175, 6692.475	0.373–2.085	364	6692.284844 6692.460275	6692.282579	17.14	15.95
04.02.2014	6693.213, 6693.460	0.302–1.707	212	6693.335983	6693.335142	17.12	16.09
05.02.2014	6694.363, 6694.535	0.854–1.837	205	6694.388703	6694.387359	16.95	15.91
24.03.2014	6741.217, 6741.458	0.905–2.276	287	6741.234028 6741.407604	6741.231137	16.95	15.83
31.03.2014	6748.211, 6748.477	0.770–2.284	323	6748.252094 6748.426228	6748.250617	17.09	16.01
вспышка 14.04.2014	6762.221, 6762.474	0.620–2.061	447	6762.286921 6762.463414	6762.463307	14.49	12.94
вспышка 16.04.2014	6764.268, 6764.416	0.284–1.127	248	6764.394039	6764.393471	16.23	13.82
вспышка 20.04.2014	6768.238, 6768.438	0.912–2.054	246	6768.251134 6768.428912	6768.428188	17.04	15.68
вспышка 21.04.2014	6769.280, 6769.440	0.854–1.771	194	6769.305601	6769.305532	16.89	15.67
02.05.2014	6780.246, 6780.397	0.342–1.198	181	6780.362234	6780.359053	16.84	15.87
07.05.2014	6785.245, 6785.394	0.844–1.694	175	6785.272824	6785.271635	16.86	15.74
25.03.2015	7107.287, 7107.499	0.470–1.676	279	7107.380694	7107.379369	17.23	16.30
26.03.2015	7108.228, 7108.470	0.831–2.113	285	7108.257615 7108.434722	7108.256125	17.10	16.33
04.11.2015	7331.425, 7331.628	0.998–2.153	200	7331.425462 7331.601238	7331.599876	17.18	15.94
05.11.2015	7332.417, 7332.633	0.674–1.902	197	7332.474618	7332.474586	17.24	15.94

Примечание. * Для вычисления начальных φ_1 и конечных φ_2 фаз наблюдений использованы эфемериды (1). $T_{\min}(\text{теор})$ соответствует моменту середины затмения белого карлика, вычисленному в процессе решения обратной задачи.

4. КРИВЫЕ БЛЕСКА GY Спс

На рис. 2 в одинаковом масштабе приведены неосредненные кривые блеска системы GY Спс, полученные нами в 2013–2015 гг. Для удобства

здесь и далее наблюдаемый сет идентифицируется по 4-м последним цифрам юлианской даты. По оси абсцисс даны доли соответствующего юлианского дня, указанного на рисунке. Очевидны заметные

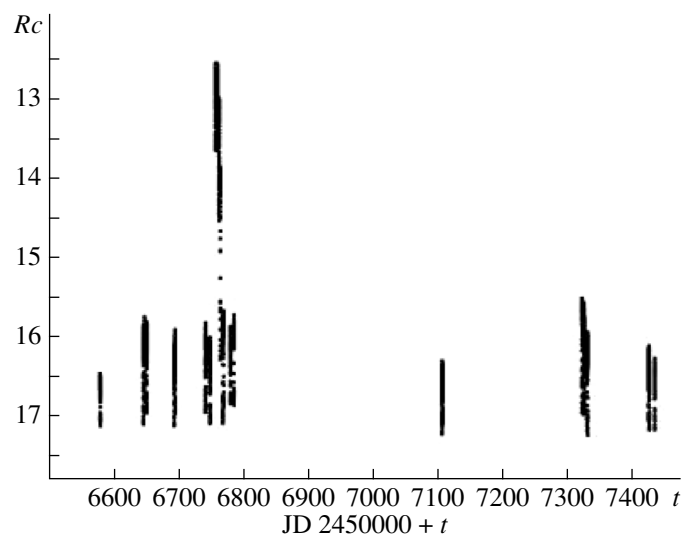


Рис. 1. Распределение по времени полученных нами наблюдений GY Спс.

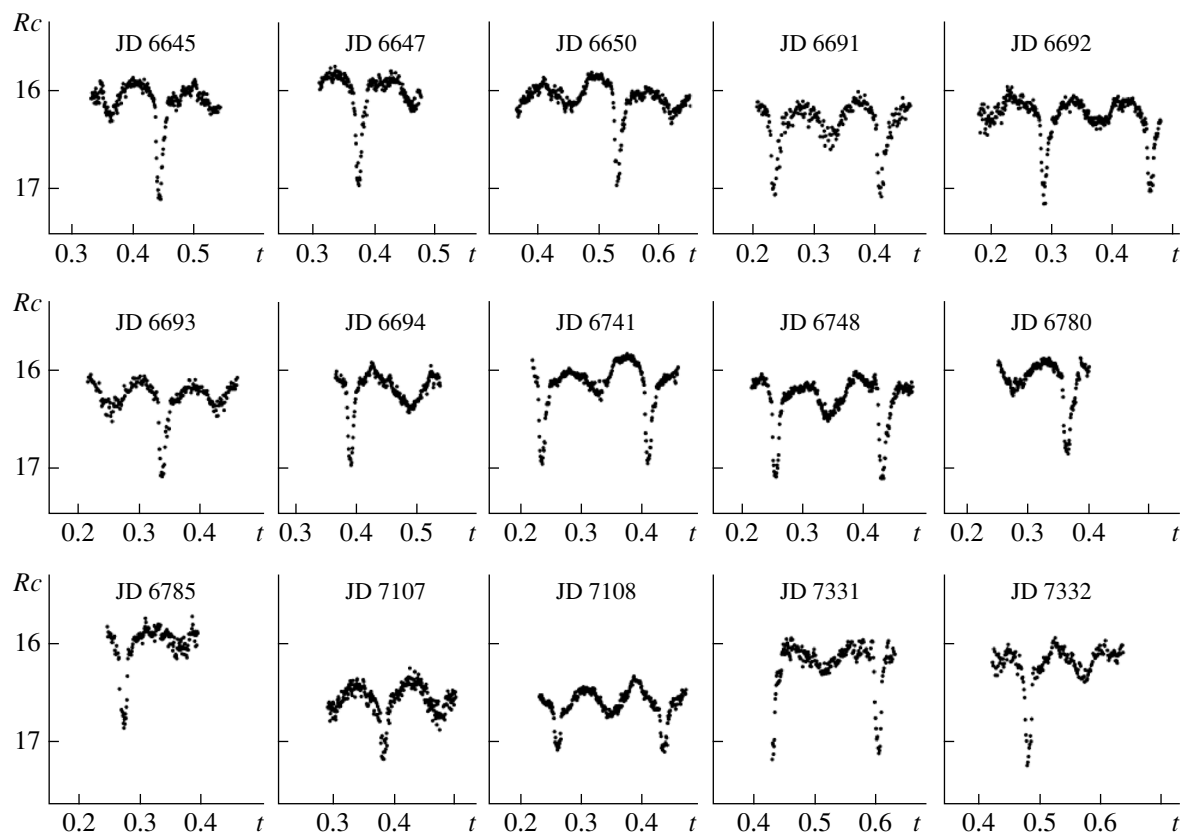


Рис. 2. Наблюдаемые кривые блеска GY Спс в период 2013–2015 гг. в неактивном состоянии.

изменения как формы кривых блеска, так и глубины затмения в неактивном состоянии системы, которая меняется от 16.8^m до 17.2^m . Амплитуда переменности варьируется от 0.8^m до 1.2^m , при этом ее минимальная величина вызвана уменьшением внезатменного блеска системы при со-

хранении глубины затмения на уровне 17.1 – 17.2^m (JD 7107, JD 7108).

Рисунок 3 демонстрирует эволюцию кривой блеска GY Спс во время апрельской вспышки 2014 г. Реально к вспышке относятся наблюдения JD 6762–6764, когда внезатменный блеск системы

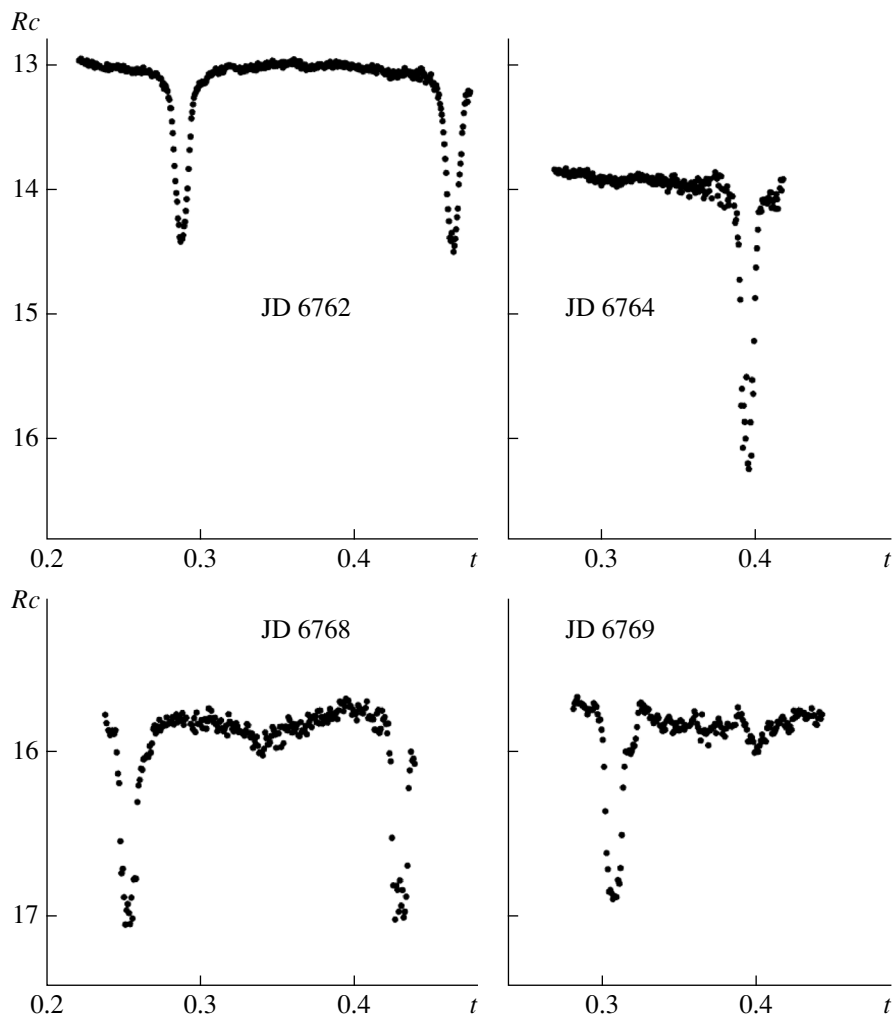


Рис. 3. Наблюдения GY Спс во время вспышки (вверху) и через 6 и 7 дней после наблюдавшегося максимума блеска (внизу).

вырос до $\sim 13^m$. Наблюдения JD 6768–6769 хотя достаточно близки по времени к моменту вспышки, $\Delta t \sim 4^d$, но по уровню внезатменного потока и форме кривой блеска их уже можно отнести к неактивному состоянию. Согласно выводам Шугарова и др. [9], после быстрого ($\sim 1^d$) роста к максимуму потока вспышка показывает плато длительностью $\sim 2^d$. Время спадания блеска на $\sim 1^m$ составляет ~ 2 – 4^d , поведение блеска слабее 14^m неизвестно. Наши данные показывают, что уже через 6 дней после максимума (JD 6762) блеск системы возвращается к обычному уровню.

Из 19 наблюдательных сетов шесть были получены на 50-см телескопе AZT-5, оставшиеся 13 — на 60-см телескопе Zeiss-600. Для получения однородной группы в течение двух ночей были проведены одновременные наблюдения GY Спс на обоих телескопах. Сравнение полученных кривых блеска показало, что для перевода наблюдений,

полученных на AZT-5 ($Rc50$), в инструментальную систему Zeiss-600 ($Rc60$), их следует сместить по звездной величине согласно выражению $Rc60 = Rc50 - 0.05^m$. На рис. 4 для примера показаны кривые блеска GY Спс, полученные на обоих телескопах 3 февраля 2014 г. (JD 6692): серым цветом — на Zeiss-600, черным — на AZT-5. В области пересечения кривые подобны. На рис. 2, 3 все приведенные кривые блеска даны в инструментальной системе Zeiss-600.

Несколько сетов наблюдений, полученных в период 27–31 октября 2015 г., к сожалению, не полностью покрывают орбитальный период, поэтому в последующих расчетах они не использовались и в табл. 2 не включены. Хотя эти кривые блеска и неполные (см. рис. 5), они наглядно демонстрируют тот факт, что в неактивном состоянии кривая блеска системы непрерывно меняется: при примерном совпадении глубин минимумов на уровне $\sim 17^m$ в первые три дня уровень внезатменного блеска

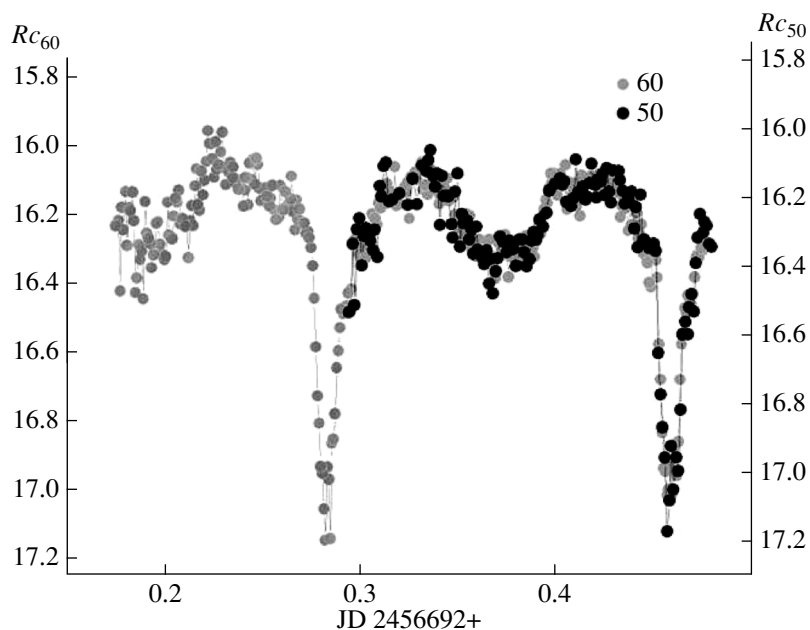


Рис. 4. Кривые блеска GY Спс, полученные 3 февраля 2014 г. (JD 6692) на телескопах Zeiss-600 (серые точки) и на AZT-5 (черные точки).

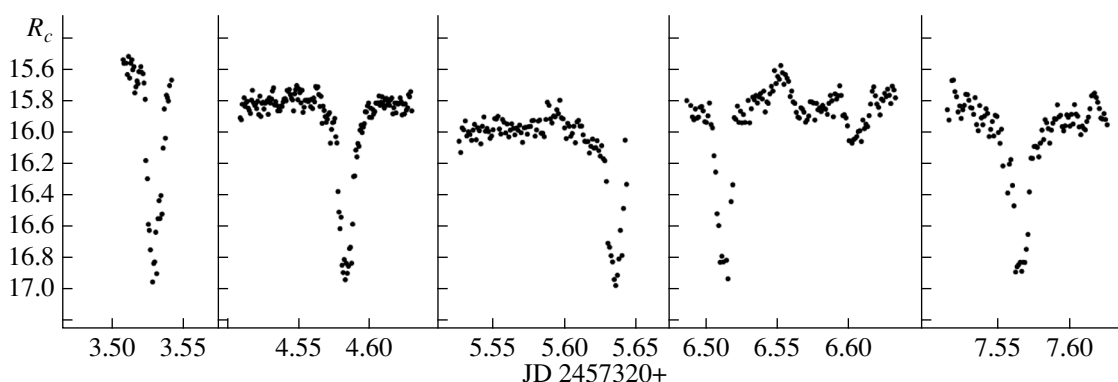


Рис. 5. Наблюдения GY Спс в течение 5 последовательных ночей (27–31 октября 2015 г.), не использовались в последующем анализе из-за неполного покрытия орбитального цикла.

падает на $\sim 0.2\text{--}0.3^m$ в сутки, на 4-й день внезапная часть кривой блеска искажается флуктуациями с полуамплитудой до $\sim 0.2^m$, которая на 5-й день уменьшается вдвое. Заметим, что аналогичные флуктуации просматриваются и в других сетах (см. рис. 2, 3) как в активном, так и в спокойном состояниях.

5. ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭФЕМЕРИДЫ

Все имеющиеся к настоящему времени эфемериды для системы GY Спс были получены по наблюдениям 2000 г. (см. табл. 3). Здесь приведены: момент минимума кривой блеска ($T_{\min}$), значение орбитального периода (P_{orb}) в сутках для этой эпохи, ссылка на источник исследования,

величина ($O-C$) (в сутках) и количество полных орбитальных циклов N относительно момента первого главного минимума в наших наблюдениях, JD 2456645.44145.

Наши наблюдения получены через более чем 10 лет после тех, по которым были определены ранее эфемериды системы. Поэтому мы провели самостоятельный поиск орбитального периода GY Спс только с использованием наших наблюдений 2013–2015 гг. Для построения спектров мощности использовалась программа В. П. Горанского, основанная на методе Лафлера–Кинмана, любезно предоставленная автором. Поиск орбитального периода в эпоху 2013–2015 гг. по объединенным однородным наблюдениям (без данных вспышки)

Таблица 3. Эфемериды GY Спс по наблюдениям 2000 г. и 2013–2015 гг.

$T_{\min}$	P_{orb} , сут	Ссылка	$O - C$, сут	N
Неактивное состояние				
2451581.8263(1)	0.175446(3)	[6]	+0.0464	–28 862
2451581.8265(1)	0.175441(1)	[2]	+0.0453	–28 862
2451639.7228	0.175444	[7]	+0.0428	–28 532
2451581.82665(1)	0.175442499(2)	[10]	+0.0444	–28 862
2451586.21271(8)	0.17544251(5)	[8]	+0.0444	–28 837
2456645.44145(6)	0.1754420(8)	наст. работа	–0.01370–+0.0272	0–3916
Вспышка				
2456762–6769	0.1754420(8)	наст. работа	+0.0116–+0.0134	667–706

Примечание. N — количество орбитальных циклов относительно момента JD 2456645.44145.

выполнен в диапазоне 0.1753–0.1756^d с шагом смещения 0.000001^d. На рис. 6 приведены построенные спектры мощности с разным частотным разрешением.

Максимум мощности спектра соответствует периоду, в пределах погрешности совпадающему со значениями, определенными в [2, 8, 10],

$$T_{\min} = 2456645.44145(6) + 0.1754420(8)^d N. \quad (1)$$

В качестве начальной эпохи принят момент середины затмения белого карлика, вычисленный при решении обратной задачи определения параметров ТДС из наблюдаемой кривой блеска в первую ночь наших наблюдений, JD 6645. Подробно используемая нами методика вычисления уточненного момента минимума кривой блеска описана в работе [11]. В табл. 2 в столбце $T_{\min}(\text{теор})$ приведены вычисленные таким образом “уточненные” моменты середины затмения БК для соответствующего орбитального цикла. Зависимость $O - C$ между “уточненными” моментами минимумов и вычисленными согласно эфемеридам (1) приведены на рис. 7. Здесь не приведены данные 2000 г. из табл. 3, т.к. реально они представляют собой всего 3 точки с $N \sim -28\,862$, $-28\,837$ и $-28\,532$ и имеют примерно одинаковое $O - C \sim 0.043-0.046$ (см. табл. 3). Стрелкой помечены точки, относящиеся к апрельской вспышке 2014 г. Очевидно, что вспышка не привела к изменению текущего значения $O - C$. Близость в пределах погрешности полученного периода к тем значениям, что были получены на $\sim 28\,000 P_{\text{orb}}$ ранее, свидетельствует об отсутствии систематических изменений в его величине. Скорее, можно заподозрить флуктуации $O - C$ в пределах $\sim 0.004^d$.

На рис. 8 приведена свертка всех наблюдений GY Спс с орбитальными эфемеридами (1). Рисунок

показывает высокую дисперсию точек вдоль всей орбитальной кривой блеска как в затмении, так и вне его, распадаясь зрительно на три характерные кривые. Самая нижняя кривая показывает преобладание эллипсоидальной переменности вторичного компонента с незначительным вкладом излучения диска и, возможно, области столкновения с ним газового потока, затмение которых проявляется в неглубоком минимуме. Здесь полностью отсутствует предзатменный горб. Для второй и третьей характерных кривых внезатменный уровень блеска на $\sim 0.3^m$ и $\sim 0.6^m$ выше, соответственно, предзатменный горб ($\Delta R_c \sim 0.1^m$) очевидно присутствует, глубина затмения при этом меняется в меньшей степени, чем внезатменный блеск. Далее мы рассмотрим, изменение каких параметров системы приводит к столь высокой дисперсии наблюдательных данных и к стратификации кривых блеска.

6. ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ

Для определения параметров GY Спс в орбитальных циклах, полученных в 2013–2015 гг. в разных стадиях активности, использовались сглаженные кривые блеска системы, каждая нормальная точка которых была получена в результате усреднения 5–20 последовательных наблюдений в области фаз $\Delta\varphi \sim 0.02-0.03$. В области главного минимума наблюдения усреднялись лишь в том случае, если в диапазон $\Delta\varphi \simeq 0.01$ попадало два и более наблюдений. В остальных случаях за нормальную точку принималось неусредненное наблюдение. В качестве ошибки для них использовалось значение средней погрешности одного наблюдения в сети, $\sim 0.02-0.04^m$.

Для решения обратной задачи определения параметров системы мы использовали “комбинированную” модель КП. Детальное описание модели

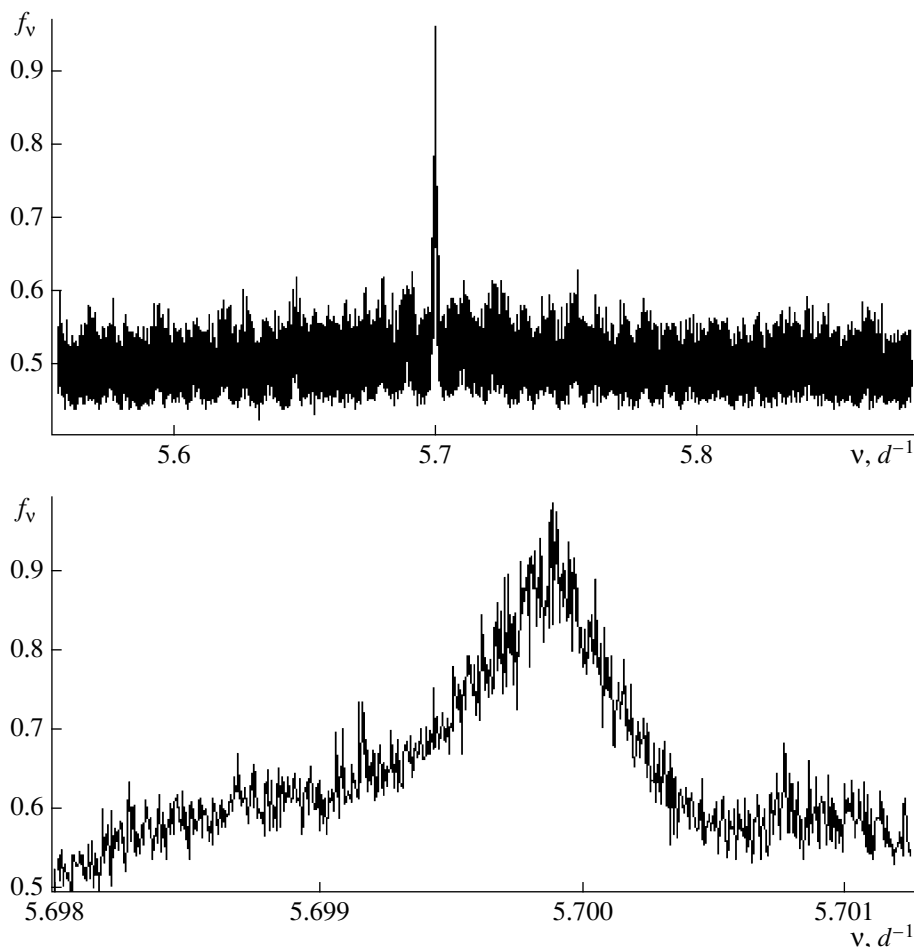


Рис. 6. Периодограммы в методе Лафлера–Кинмана для объединенных наблюдений GY Спс с разным частотным расширением.

дано в работах [12, 13]. Кратко опишем основные положения модели.

6.1. Основные положения модели

Система состоит из БК, окруженного диском, и красного карлика (КК), полностью заполняющего свою полость Роша. Звезда (КК) разбита на 648 элементарных площадок, излучающих в соответствии с собственной температурой T_i , зависящей от эффективной температуры вторичного компонента T_2 . При вычислении T_i учитывается прогрев поверхности КК излучением из внутренних областей аккреционного диска с температурой T_{in} , $T_{in} \geq T_{wd}$, где T_{wd} — температура БК. Форма и размеры вторичного компонента задаются параметром $q = M_{wd}/M_2$, звезда полностью заполняет свою полость Роша. При вычислении потока с элементарной площадки на поверхности КК учитываются гравитационное потемнение и потемнение к краю в нелинейном приближении.

Белый карлик представлен сферой радиусом R_{wd} , он окружен слабо эллиптическим аккреционным диском с эксцентриситетом e и большой полуосью a . Ориентация диска задается углом α_e — это угловое расстояние в плоскости орбиты между периастром диска и линией, соединяющей центры масс компонентов (далее — “ось системы”). Диск оптически непрозрачен и имеет сложную форму — геометрически тонкий вблизи поверхности белого карлика и геометрически толстый на внешнем крае с углом раскрытия β_d . Температура каждой элементарной площадки на диске определяется зависимостью

$$T(r) = T_{in}(R_{in}/r)^{\alpha_g}, \quad (2)$$

где R_{in} — радиус первой орбиты вблизи БК, $R_{in} \sim R_{wd}$, а параметр α_g пропорционален вязкости газа в диске. Если каждая точка поверхности диска излучает как абсолютно черное тело, в первом приближении имеем $\alpha_g = 0.75$ [14]. В активном состоянии КП значение α_g может уменьшаться до ~ 0.1 , в результате чего распределение температуры

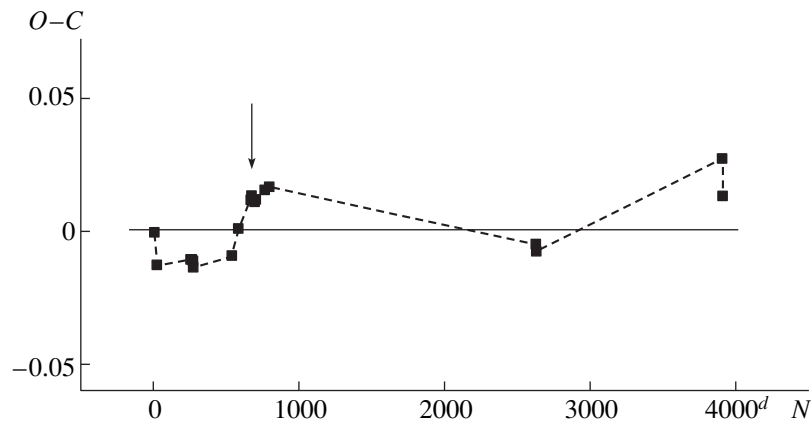


Рис. 7. Зависимость $O-C$ для GY Спс в 2013–2015 гг. Стрелка указывает область апрельской вспышки 2014 г.

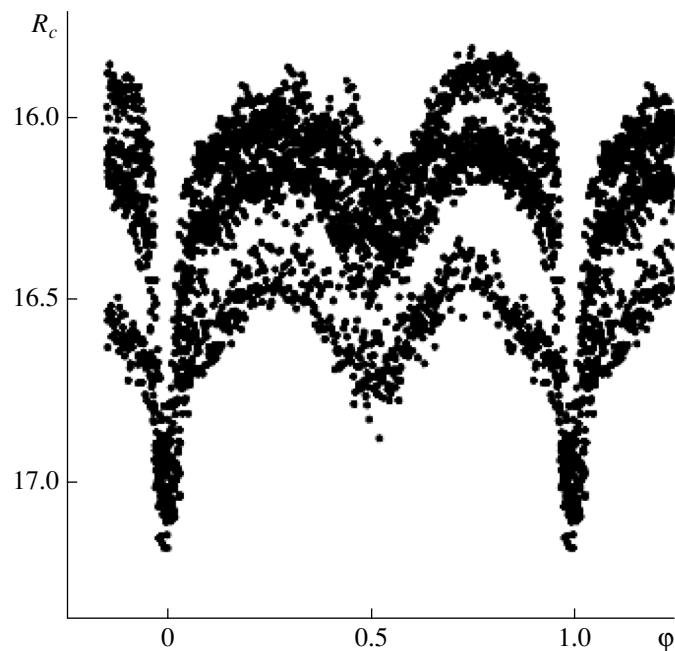


Рис. 8. Свертка всех наблюдений GY Спс в неактивной стадии блеска с орбитальными эфемеридами (1).

вдоль радиуса диска оказывается более плоским, а поток от диска при равных значениях T_{in} — более высоким. При расчете локальной температуры избранной элементарной площадки на диске учитываются ее нагрев излучением вторичного компонента (данный эффект, как правило, незначителен) и нагрев высокотемпературным излучением из внутренних областей диска.

Наконец, еще один излучающий компонент — область взаимодействия газового потока с боковой поверхностью диска. Газодинамические исследования установившейся картины течения вещества в полуразделенных ДС показывают, что взаимодействие струи и диска является *безударным* (см., напр., [15, 16]). Ударная волна возникает, но лишь

в узкой области вдоль края струи (“горячая линия”, ГЛ), как следствие взаимодействия набегающих потоков диска и околодискового гало с веществом струи. В результате область энергосвечения в используемой модели состоит из двух областей на поверхности ГЛ на ее наветренной и подветренной сторонах и горячей области на боковой поверхности диска. Излучающая область ГЛ представлена усеченным эллипсоидом, центр которого расположен в плоскости орбиты внутри диска, горячее пятно — половиной эллипса, лежащего на боковой поверхности диска с подветренной стороны струи. Центр U этого эллипса совпадает с точкой пересечения оси газового потока с диском (подробнее см. [13]).

Основные параметры области взаимодействия газового потока с боковой поверхностью диска это 1) полуоси a_v , b_v и c_v усеченного эллипсоида, описывающего форму ГЛ; 2) максимальные температуры вещества струи на границе с диском с наветренной ($T_{ww,\max}$) и подветренной ($T_{lw,\max}$) сторон эллипсоида (при удалении от края диска температура вещества уменьшается по косинусоидальному закону); 3) угол β_1 , образованный осью газового потока с осью системы; 4) радиус горячего пятна на боковой поверхности диска R_{sp} (расстояние между точкой U и внешним краем пятна в плоскости орбиты). Поскольку часть горячего пятна оказывается закрытой газовой струей, его реальный размер на поверхности диска меньше, однако закрытая часть пятна компенсируется излучающими районами на подветренной стороне струи. Параметр β_{sp} задает толщину внешнего края диска (в градусах) в области его взаимодействия со струей. Обычно эта величина больше толщины внешнего края диска в остальных районах.

Излучение всех компонентов чернотельное, представляет собой сумму потоков F_j от наблюдаемых в данной орбитальной фазе элементарных площадок, на которые разбиты компоненты системы, значения $F_j(T_i)$ вычислены по формуле Планка для соответствующей каждой площадке эффективной температуры T_i .

6.2. Схема получения оптимальных параметров системы

Для решения обратной задачи определения параметров системы, при которых форма синтезированной кривой блеска максимально приближена к наблюдаемой, используется метод Нелдера—Мида [17]. 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

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(m_j^{\text{theor}} - m_j^{\text{obs}})^2}{\sigma_j^2}, \quad (3)$$

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 -ой точке, n — число нормальных точек на кривой.

Из-за большого количества свободных параметров 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 однородных кривых блеска GY Спс, т.е. полученных с одной и той же звездой сравнения, а различие, вносимое в наблюдения разными телескопами, было устранено в процессе обработки данных (см. раздел 3). Это позволяет наложить дополнительное ограничение на область допустимых параметров задачи. А именно, при наличии последовательности из нескольких однородных 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 $F_{\text{opt}}(R_c)$ 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 (см., напр., [18, 19]).

Поиск решений проводился в несколько этапов.

Задача первого этапа — установить значение энергетической единицы и выбрать ряд параметров, значения которых можно было бы зафиксировать при определении остальных параметров модели. Обычно это базовые параметры системы, такие как отношение масс компонентов q , наклонение орбиты i , температура T_{wd} и радиус R_{wd} белого карлика, иногда — температура вторичного компонента. Выбираются 1–2 кривые блеска с минимальным вкладом излучения диска и области энерговыделения вблизи него, и методом Нелдера—Мида выполняется поиск параметров, при которых синтезированная кривая блеска наилучшим образом описывает наблюдаемую. Для перевода вычисленных потоков излучения в звездные величины на этом этапе используется значение потока для данной пробной кривой в первой квадратуре ($\varphi = 0.25$, $\varphi = 0.0$ соответствует верхнему соединению БК). Для этой цели мы выбрали кривые блеска в неактивном состоянии JD 7107 и JD 7108 (см. рис. 2), демонстрирующие как самый низкий внезатменный поток среди всех кривых блеска, так и явное преобладание в суммарном блеске вклада вторичного компонента при очевидно небольшом вкладе диска.

На рис. 9 представлена зависимость невязки χ^2 от q для этих двух дат. Чтобы иметь возможность сравнивать невязки для двух разных кривых блеска их значения были нормированы на минимальное $\chi_{\min}^2$, полученное в соответствующем прогоне. В процессе прогона проводился поиск решения

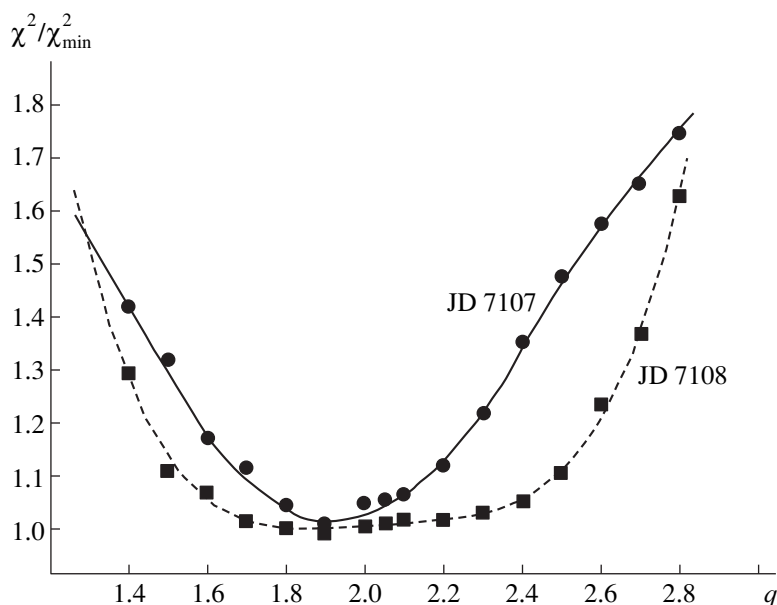


Рис. 9. Зависимость $\chi^2(q)$ при прогоне по q для двух сетов наблюдений, JD 7107 и JD 7108.

при фиксированном значении q из диапазона $q = 1.3\text{--}3.3$, полученных в работах [6, 7] из анализа формы главного затмения. Прочие параметры модели были свободными и ограничивались лишь естественными границами их вариаций. Из рисунка следует, что для JD 7108 зависимость $\chi^2(q)$ имеет минимум вблизи $q \sim 1.7\text{--}2.4$ (по уровню $\chi^2/\chi^2_{\min} \sim 1.02$), для JD 7107 форма кривой $\chi^2(q)$ значительно уже, $q \sim 1.7\text{--}2.15$ даже по уровню $\chi^2/\chi^2_{\min} \sim 1.10$ с минимумом при $q \simeq 1.9$. Значения i , R_{wd} , T_{wd} и $F_{\text{opt}}(Rc)$, соответствующие $q \sim 1.7\text{--}2.2$, распределены в диапазонах: $i \sim 71.6\text{--}74.3^\circ$, $R_{\text{wd}}/\xi \sim 0.0068\text{--}0.0073$, $T_{\text{wd}} \sim 16\,040\text{--}19\,020$ К, $F_{\text{opt}} \sim (0.097\text{--}0.110) \times 10^{-9}$ усл. ед. для $Rc = 15.9^m$. 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, представляет собой поток энергии, проходящий через площадку 1 см^2 , а единицей измерения расстояний в программном коде является a_0 — расстояние между компонентами ТДС, т.е. величина, заранее неизвестная.

Далее мы провели поиск параметров по всем остальным 13 кривым блеска в спокойном состоянии, ограничив диапазон базовых параметров приведенными выше границами. На основании полученных результатов мы зафиксировали базовые параметры на следующих средних значениях: $q = 1.9$, $i = 73.0^\circ$, $R_{\text{wd}} = 0.007\xi$, $T_{\text{wd}} = 17\,490$ К, $F_{\text{opt}} = 0.106 \times 10^{-9}$ усл. ед. для $Rc = 15.9^m$. Заметим, что несмотря на определение спектрального

класса системы из наблюдений [6, 7] как $M(3 \pm 1.5)$ V, которому соответствует диапазон эффективных температур вторичного компонента $T_2 \sim 3030\text{--}3480$ К согласно [20], полученные на первом этапе оптимальные значения T_2 нередко выходили за указанные выше границы. Поэтому в последующих расчетах мы не фиксировали параметр T_2 .

Сравнение значений базовых параметров с теми, что были определены другими исследователями (см. табл. 1), показывает различия. По-видимому, это связано с тем фактом, что все они для определения параметров системы использовали только область затмения, мы же для этой цели использовали полную кривую блеска.

На втором этапе мы выполнили поиск наилучших значений параметров системы GY Спс для всех кривых блеска как в неактивном состоянии, так и во время вспышки, с учетом нормирования потоков излучения на выбранное значение $F_{\text{opt}}(Rc)$ и базовыми параметрами, зафиксированными на указанных выше величинах. Полученные на втором этапе параметры системы приведены в табл. 4 для спокойного и активного состояний. Цифры в скобках соответствуют погрешности 1–2 последних знаков рассматриваемого параметра. Приведенная погрешность получена прогонкой по выбранному параметру до достижения $1.1\chi^2_{\min}$ при сохранении всех остальных параметров равными тем, для которых была получена минимальная невязка.

Таблица 4. Параметры карликовой новой GY Спс, полученные из анализа кривых блеска системы в 2013–2015 гг. для $q = M_{\text{wd}}/M_2 = 1.9(2)$, $i = 73.0(4)^\circ$, $R_{\text{wd}} = 0.0040(7)a_0$, $T_{\text{wd}} = 17\,490 \pm 415$ К. Значению $q = 1.9(2)$ соответствуют средний радиус вторичного компонента $\langle R_2 \rangle = 0.335(7)a_0$ и $\xi = 0.566(14)a_0$

Параметр	JD 2456645	2456647	2456650	2456691	2456692	2456693	2456694
Неактивная стадия							
N согл. (1)	0	11	29	261	267	273	279
$O - C$	0	−0.000720	−0.012740	−0.010750	−0.010744	−0.011252	−0.0137310
Rc_{max}	15.86	15.75	15.81	16.00	15.95	16.09	15.91
Rc_{min}	17.10	16.96	16.96	17.07	17.14	17.12	16.95
T_2 , К	3514 ± 57	3722 ± 30	3642 ± 30	3790 ± 20	3614 ± 36	3797 ± 16	3867 ± 24
Параметры аккреционного диска							
e	0.175(11)	0.144(16)	0.040(12)	0.283(23)	0.077(6)	0.192(23)	0.172(44)
$R_d(\text{max}), \xi$	0.329(8)	0.359(25)	0.374(8)	0.294(11)	0.357(4)	0.299(5)	0.29(2)
$R_d(\text{min}), a_0$	0.131(8)	0.152(25)	0.196(8)	0.093(11)	0.173(4)	0.115(5)	0.116(20)
$R_d(\text{max}), a_0$	0.158(8)	0.203(25)	0.212(8)	0.166(11)	0.202(4)	0.169(5)	0.164(20)
a, a_0	0.158(4)	0.177(12)	0.204(5)	0.130(5)	0.188(2)	0.142(2)	0.14(1)
$0.5\beta_d$, град	2.08(45)	3.06(14)	2.89(14)	1.9(1)	1.76(7)	2.0(1)	2.6(3)
T_{in} , К	$40\,830 \pm 740$	$42\,354 \pm 470$	$35\,005 \pm 395$	$41\,840 \pm 930$	$43\,160 \pm 515$	$40\,245 \pm 685$	$34\,980 \pm 570$
T_{out} , К	6316 ± 87	7216 ± 51	5860 ± 50	9405 ± 80	5435 ± 58	5050 ± 58	$10\,540 \pm 80$
α_g	0.548(1)	0.551(5)	0.504(5)	0.665(7)	0.545(2)	0.652(7)	0.520(6)
α_e , град	93 ± 11	89 ± 4	133 ± 5	115 ± 5	33 ± 9	101 ± 2	37 ± 7
Параметры горячей линии							
a_v, a_0	0.049(2)	0.065(2)	0.062(1)	0.031(1)	0.046(1)	0.041(1)	0.040(1)
b_v, a_0	0.391(8)	0.381(5)	0.361(9)	0.418(11)	0.331(5)	0.416(5)	0.352(7)
c_v, a_0	0.009(2)	0.012(1)	0.014(1)	0.007(1)	0.008(1)	0.007(1)	0.008(1)
$T_{wv, \text{max}}$, К	$20\,020 \pm 1040$	$22\,990 \pm 905$	$14\,515 \pm 790$	$18\,565 \pm 800$	$20\,210 \pm 1775$	$15\,915 \pm 444$	$25\,635 \pm 1465$
$T_{lv, \text{max}}$, К	$17\,850 \pm 175$	$19\,365 \pm 280$	$14\,770 \pm 370$	$15\,620 \pm 200$	$17\,715 \pm 605$	$14\,480 \pm 170$	$19\,390 \pm 300$
β_1 , град	6.4(2)	6.1(2)	11.0(3)	5.8(1)	9.6(5)	6.4(1)	5.5(3)
Параметры горячего пятна							
R_{sp}, a_0	0.14(2)	0.106(21)	0.202(14)	0.059(1)	0.18(6)	0.116(18)	0.055(1)
$0.5\beta_{\text{sp}}$, град	5.5(5)	5.4(8)	6.7(3)	5.3(1)	2.5(3)	5.2(6)	5.8(4)
χ^2	2739	343	882	294	990	294	1103

Таблица 4. Продолжение

Параметр	JD 2456741	2456748	2456762	2456764	2456768	2456769
Неактивная стадия			Вспышка			
N согл. (1)	546	586	667	678	701	706
$O - C$	-0.009376	+0.000883	+0.011643	+0.013366	+0.010807	+0.011571
$R_{c\max}$	15.83	16.01	12.94	13.82	15.68	15.67
$R_{c\min}$	16.95	17.09	14.49	16.23	17.06	16.89
T_2 , К	3620 ± 31	3793 ± 16	2786 ± 715	2689 ± 655	3224 ± 65	3727 ± 50
Параметры аккреционного диска						
e	0.024(21)	0.225(26)	0.233(5)	0.341(9)	0.206(5)	0.152(36)
$R_d(\max)$, ξ	0.553(12)	0.468(24)	0.311(2)	0.283(1)	0.334(2)	0.329(15)
$R_d(\min)$, a_0	0.298(12)	0.168(24)	0.110(2)	0.079(1)	0.124(2)	0.137(15)
$R_d(\max)$, a_0	0.313(12)	0.265(24)	0.176(2)	0.160(1)	0.189(2)	0.186(15)
a , a_0	0.305(7)	0.216(11)	0.143(1)	0.119(1)	0.157(2)	0.161(7)
$0.5\beta_d$, град	2.8(2)	2.3(1)	2.26(9)	0.62(1)	1.90(1)	2.5(3)
T_{in} , К	$39\,400 \pm 395$	$38\,420 \pm 430$	$95\,030 \pm 700$	$68\,155 \pm 860$	$39\,940 \pm 420$	$36\,400 \pm 940$
T_{out} , К	4615 ± 35	4725 ± 33	$59\,530 \pm 430$	$30\,680 \pm 380$	7940 ± 70	$11\,115 \pm 120$
α_g	0.535(4)	0.599(4)	0.110(3)	0.196(5)	0.479(4)	0.51(1)
α_e , град	148 ± 36	116 ± 5	166 ± 6	168 ± 1	151 ± 1	127 ± 9
Параметры горячей линии						
a_v , a_0	0.050(2)	0.072(2)	0.042(2)	0.059(1)	0.055(1)	0.074(2)
b_v , a_0	0.359(13)	0.395(6)	0.386(11)	0.391(4)	0.411(2)	0.41(8)
c_v , a_0	0.019(2)	0.012(1)	0.009(1)	0.002(1)	0.007(1)	0.010(2)
$T_{ww,\max}$, К	$12\,690 \pm 670$	$14\,385 \pm 460$	$80\,550 \pm 8640$	$46\,214 \pm 3190$	$27\,482 \pm 1040$	$22\,205 \pm 1650$
$T_{lw,\max}$, К	$13\,635 \pm 580$	$13\,605 \pm 160$	$75\,440 \pm 2810$	$41\,540 \pm 790$	$21\,120 \pm 300$	$19\,020 \pm 495$
β_1 , град	24.4(8)	8.5(5)	5.6(8)	3.3(1)	6.5(1)	5.1(2)
Параметры горячего пятна						
R_{sp} , a_0	0.160(27)	0.212(16)	0.07(2)	0.09(7)	0.10(2)	0.11(4)
$0.5\beta_{\text{sp}}$, град	4.6(6)	4.9(4)	4.8 ± 1.4	1.6(6)	3.7 ± 1.0	5.1 ± 1.1
χ^2	1435	362	1232	1694	537	4679

Таблица 4. Окончание

Параметр	JD 2456780	2456785	2457107	2457108	2457331	2457332
Неактивная стадия						
N согл. (1)	769	797	2633	2638	3911	3916
$O - C$	+0.015418	+0.016592	-0.004942	-0.007530	+0.027154	+0.012905
$R_{c\max}$	15.87	15.74	16.30	16.33	15.94	15.94
$R_{c\min}$	16.84	16.86	17.23	17.10	17.18	17.24
T_2 , К	3582 ± 32	3438 ± 50	3840 ± 10	3896 ± 12	3610 ± 32	3737 ± 27
Параметры аккреционного диска						
e	0.096(13)	0.184(27)	0.164(7)	0.133(23)	0.182(23)	0.268(2)
$R_d(\max)$, ξ	0.590(23)	0.455(20)	0.308(20)	0.322(8)	0.377(7)	0.344(2)
$R_d(\min)$, a_0	0.275(23)	0.177(20)	0.125(20)	0.140(8)	0.141(7)	0.112(2)
$R_d(\max)$, a_0	0.334(23)	0.258(20)	0.174(20)	0.182(8)	0.213(7)	0.195(2)
a , a_0	0.305(12)	0.218(10)	0.150(1)	0.161(4)	0.181(4)	0.154(1)
$0.5\beta_d$, град	2.0(2)	2.05(16)	1.83(2)	1.7(1)	2.2(1)	2.8(1)
T_{in} , К	$39\,545 \pm 370$	$39\,510 \pm 395$	$39\,160 \pm 390$	$40\,365 \pm 575$	$37\,040 \pm 460$	$35\,240 \pm 825$
T_{out} , К	4715 ± 35	6185 ± 52	3855 ± 27	3670 ± 37	9230 ± 55	4660 ± 75
α_g	0.525(4)	0.486(3)	0.697(7)	0.700(6)	0.522(4)	0.625(8)
α_e , град	152 ± 1	114 ± 40	76 ± 3	52 ± 15	119 ± 3	102 ± 1
Параметры горячей линии						
a_v , a_0	0.045(1)	0.050(4)	0.038(1)	0.030(1)	0.052(1)	0.052(1)
b_v , a_0	0.343(1)	0.373(11)	0.369(2)	0.367(5)	0.391(7)	0.413(1)
c_v , a_0	0.014(1)	0.012(1)	0.007(1)	0.007(1)	0.009(1)	0.009(1)
$T_{ww,\max}$, К	$18\,630 \pm 50$	$19\,530 \pm 1200$	$16\,550 \pm 370$	$15\,540 \pm 540$	$21\,620 \pm 1250$	$19\,385 \pm 640$
$T_{lw,\max}$, К	$16\,050 \pm 15$	$16\,435 \pm 675$	$13\,795 \pm 135$	$13\,310 \pm 120$	$17\,040 \pm 350$	$16\,170 \pm 215$
β_1 , град	24.8(7)	11.2(8)	6.9(2)	10.0(2)	8.3(1)	5.0(2)
Параметры горячего пятна						
R_{sp} , a_0	0.128(1)	0.116(26)	0.104(30)	0.112(66)	0.084(33)	0.167(30)
$0.5\beta_{\text{sp}}$, град	3.0(1)	3.9 ± 1.1	4.6(5)	3.7(9)	4.2(6)	4.1(9)
χ^2	499	628	55.7	438	236	260

7. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

7.1. Кривые блеска в неактивном состоянии

На рис. 10, 11, 12 и 13 представлены теоретические кривые блеска, построенные с соответствующими параметрами из табл. 4 для неактивного состояния, на панели I — для средних кривых блеска, на панели II — для неосредненных наблюдений. Панель III показывает сходимость теоретических и неосредненных данных в районе главного минимума. Видно, что воспроизведение наблюдаемых кривых блеска в неактивном состоянии GY Snc является вполне удовлетворительным и позволяет сделать определенные выводы об изменении параметров диска при вариациях блеска системы в рамках используемой модели. На некоторых орбитальных кривых просматриваются интенсивные флуктуации блеска, в основном, в районе первой квадратуры, реже — во второй. Заметим, что минимальный разброс данных как в квадратурах, так и в остальных частях кривой блеска имел место у кривых JD 7101 и JD 7108. На панелях IV рис. 10–13 приведены вклады компонентов системы — белого (1) и красного (2) карликов, диска с горячим пятном (3) и “горячей линии” (4) в суммарный поток от системы в условных единицах. Рассмотрение орбитальных изменений относительных вкладов компонентов в суммарный блеск системы показывает, что в период этих двух дат основной вклад в суммарный поток вносил вторичный компонент. Вклад излучения диска был почти в 4 раза меньше среднего потока от звезды, вклад излучения горячей линии немного выше либо сравним с потоком от диска. Это приводит к закономерному выводу, что источником флуктуаций потока являются нестационарности в излучении газа в области взаимодействия струи и диска, и в меньшей степени — в самом диске.

В табл. 5 приведены пределы изменения потоков излучения от соответствующего компонента для удобства сравнения кривых блеска в разных сетах.

Из анализа рисунков и табл. 5 можно сделать следующие выводы.

1. Амплитуда кривой блеска GY Snc в неактивном состоянии определяется в основном орбитальной переменностью потока излучения от диска, ГЛ и КК в разных сочетаниях. Поток от БК пренебрежимо мал из-за малых размеров звезды, $F_{wd} \sim 0.044$ усл. ед., и значимого влияния на форму кривых блеска не оказывает, как и его затмение телом вторичного компонента.

2. Орбитальные изменения F_2 потока излучения от звезды-донора говорят о заметной роли эффекта эллипсоидальности в формировании переменности, средний поток от звезды составляет $F_2 \sim 2\text{--}4$ усл. ед. Изменение величины среднего потока излучения вызвано вариациями эффективной температуры вторичного компонента в неактивном

состоянии в диапазоне 3440–3900 К (K8.8 V–M1.7 V согласно [20]). Влияние эффекта отражения в неактивной стадии невелико, и проявляется как небольшое увеличение потока излучения во вторичном минимуме ($\varphi \sim 0.5$) (см. табл. 5). В рамках используемой модели величина эффекта отражения зависит от температуры внутренних районов диска T_{in} , меняющейся в период наших наблюдений в диапазоне 34 000–42 000 К.

3. Детали внезатмненного блеска системы определяются потоками излучения от диска с горячим пятном на его боковой поверхности (кривые 3) и от ГЛ (кривые 4). Полного затмнения диска не наблюдается ни у одной из кривых блеска (см. табл. 5). Из табл. 4 видно, что из-за сравнительно большой эллиптичности диска его максимальный ($R_d = a(1 + e)$) в апоастре и минимальный ($R_d = a(1 - e)$) в периастре радиусы могут отличаться в 1.5 раза при $e = 0.2$. Однако столь высокие значения e имеют место только при малых значениях большой полуоси диска a , $a \lesssim 0.2a_0$. С ростом величины a форма диска приближается к круговой, $e < 0.1$, а размеры его полуосей сближаются. На рис. 14 представлена зависимость полученных из наблюдений большой полуоси диска a от его эксцентриситета e как в неактивном состоянии, так и во время вспышки. Наблюдается явная закономерность, свидетельствующая об очевидном округлении диска при увеличении его радиуса.

Полного затмнения аккреционного диска не наблюдается ни у одной из кривых блеска, даже у набора параметров с минимальным радиусом диска. Это связано с тем, что при наклонении орбиты $i = 73^\circ$ даже диски с самым малым радиусом полностью не затмеваются. На рис. 15 показаны схематические изображения GY Snc, построенные для набора параметров, соответствующих JD 7107 (с минимальным вкладом излучения диска в фазе $\varphi = 0.0$, $F_d \sim 0.151$ усл. ед.) и JD 6785 соответственно с максимальным значением потока излучения от диска ($F_d \sim 2.942$ усл. ед.) в момент, близкий к середине затмнения. Видно, что даже при небольшом диске почти половина его поверхности открыта наблюдателю. Величина потока излучения в затмнении зависит не только от радиуса диска, но и от его светимости, определяемой параметрами T_{in} и α_g . Так, для сета JD 6691 значение $a = 0.130a_0$, однако температура внутренних районов диска выше, чем для JD 7107, а распределение температуры вдоль радиуса диска более крутое (см. табл. 4). В результате поток от диска в затмнении почти в 2 раза выше, $F_d \sim 0.270$ усл. ед.

Орбитальный горб на кривых блеска вызван суммарным вкладом излучения горячего пятна на поверхности диска, излучением с подветренной стороны ГЛ и диска на внешнем крае. Кривые орбитальной переменности потока излучения от

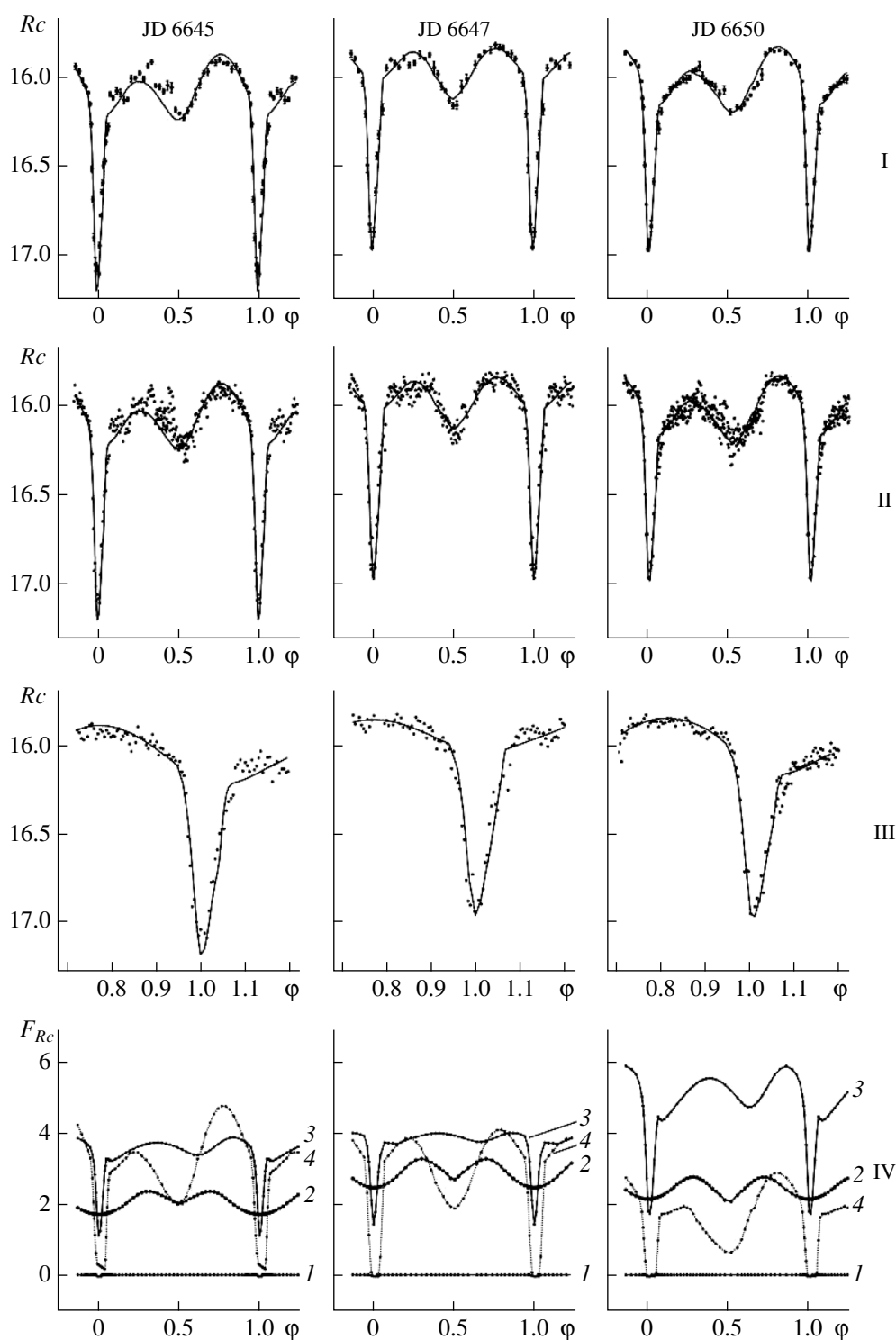


Рис. 10. Результаты решения обратной задачи определения параметров GY Спс из кривых блеска, полученных в сетях JD 6645, JD 6647 и JD 6650. Сверху вниз представлены: средние кривые блеска (точки с соответствующими погрешностями) (I), неусредненные наблюдения (точки), свернутые с орбитальным периодом в полном орбитальном цикле (II) и в районе главного минимума (III), сплошной линией на панелях I, II, III показана теоретическая кривая блеска, синтезированная с параметрами из табл. 4. Внизу (IV) представлен вклад в суммарный поток белого (1) и красного (2) карликов, аккреционного диска с горячим пятном на его боковой поверхности (3) и “горячей линии” (4).

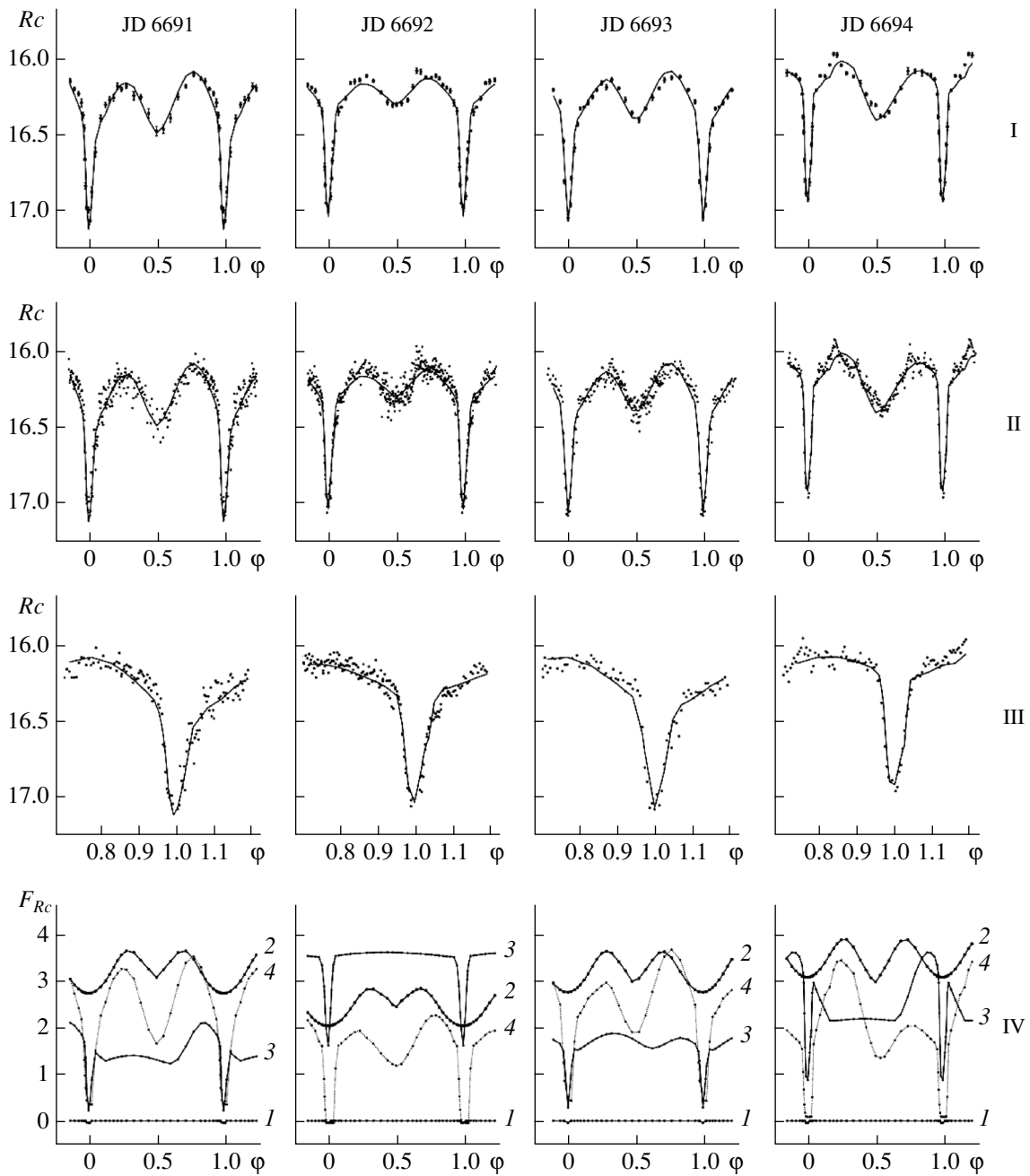


Рис. 11. То же, что на рис. 10, для наблюдений JD 6691, JD 6692, JD 6693 и JD 6694.

диска сильно меняются при переходе от одного наблюдательного сета к другому и могут быть условно разделены на два типа.

Первый тип зрительно напоминает классическую кривую блеска КП: глубокий минимум на $\phi \sim 0$, предзатменный горб и небольшие плавные колебания вне затмения. К этому типу относится большая часть кривых переменности. Второй тип — это кривая переменности без предзатменного горба (JD 6692, JD 6780, JD 6785, JD 7332), при этом колебания внезатменного блеска могут как вовсе

отсутствовать (JD 6692), так и показывать волну на фазах $\phi \sim 0.3-0.5$. Наличие такой волны и характеристики последней (амплитуда, орбитальная фаза максимума и пр.) вызваны совокупным воздействием эксцентриситета диска, его радиуса, светимости и азимута периастра.

4. Наконец, кривая переменности ГЛ имеет классическую форму, с двумя максимумами на фазах $\phi \sim 0.2$ и 0.8 , когда излучающие области горячей линии оказываются на луче зрения. Как правило, из-за лучших условий видимости горб с

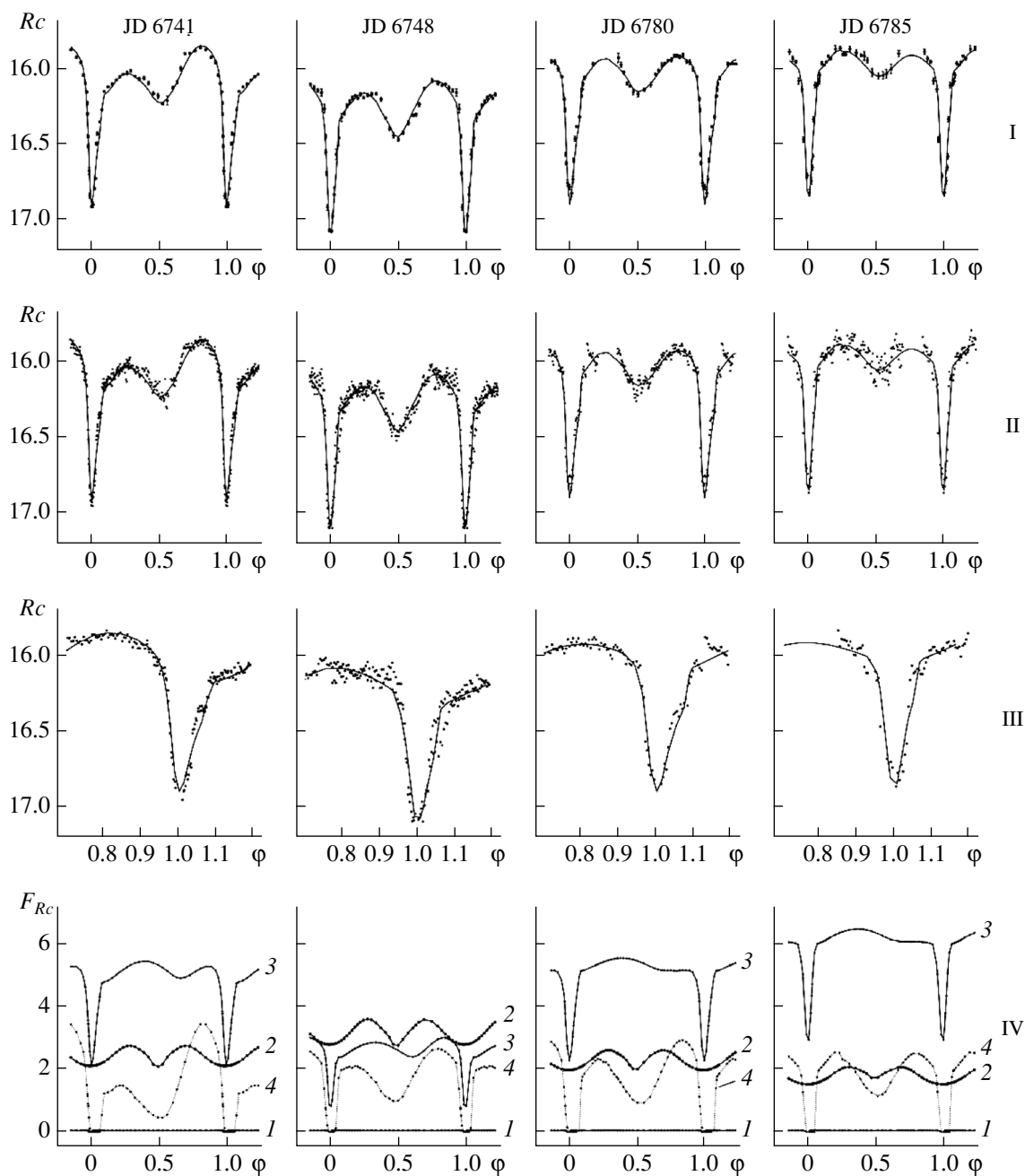


Рис. 12. То же, что на рис. 10, для наблюдений JD 6741, JD 6748, JD 6780 и JD 6785.

подветренной стороны ($\varphi \sim 0.8$) выше, чем горб с наветренной, несмотря на более высокую температуру последней. Рассмотрение табл. 5 показывает, что вклад горячей линии составляет 2–4 усл. ед. и меняется в меньшей степени, чем вклад излучения диска в суммарный поток.

7.2. Кривые блеска во время вспышки

Параметры компонентов GY Спс во время вспышки приведены в табл. 4. Теоретические

кривые блеска, построенные с параметрами из этой таблицы, и их сравнение с наблюдаемыми, приведено на рис. 16, построенному по той же схеме, что и рис. 10–13. Рассмотрение этих данных показывает, что уже в сети JD 6768 система практически вернулась к спокойному состоянию, хотя во время JD 6769 флуктуации блеска весьма велики.

Причина наблюдаемой вспышки — резкий рост светимости диска, до ~ 120 усл. ед. для JD 6762 и до ~ 35 усл. ед. для JD 6764 из-за роста температуры

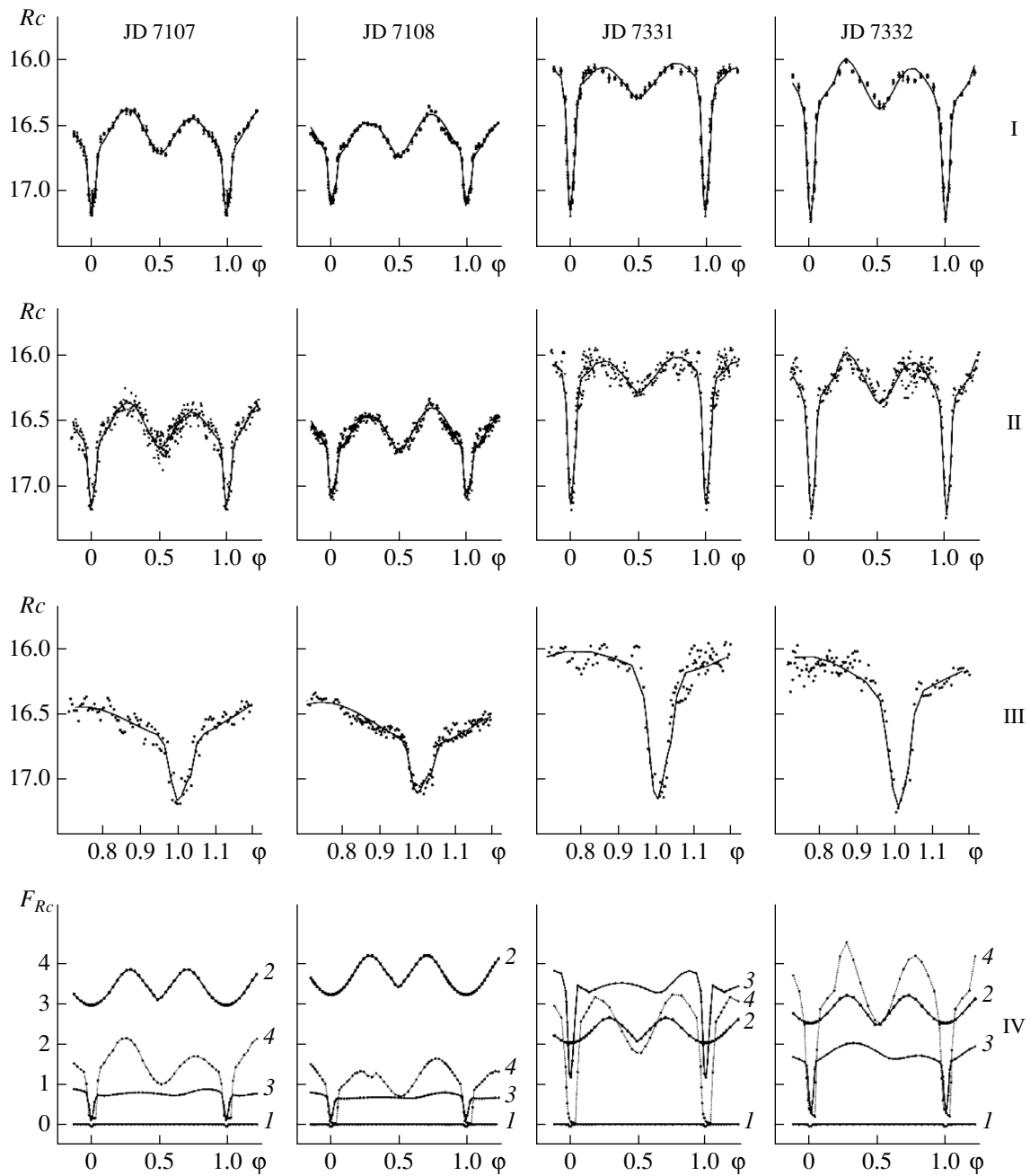


Рис. 13. То же, что на рис. 10, для наблюдений JD 7107, JD 7108, JD 7331 и JD 7332.

T_{in} и уменьшения параметра α_g до $\sim 0.1-0.2$. Подобный эффект наблюдался и другими исследователями (см., напр., [21]). Радиус диска в максимуме вспышки $a \sim 0.143a_0$, через два дня после максимума радиус диска минимальный, $a \sim 0.119a_0$, что может свидетельствовать об интенсивном сбрасывании вещества на поверхность БК в процессе развития вспышки. В расчетах мы фиксировали значение температуры БК, но о возможном ее повышении, по крайней мере, в плоскости орбиты, говорит увеличение температуры вещества на

первой орбите диска вблизи поверхности БК до $\sim 95\,000$ К. В неактивном состоянии эта величина не превышает $\sim 43\,000$ К.

Для кривой переменности вторичного компонента характерен высокий эффект отражения, до ~ 17 усл. ед. в области эллипсоидального минимума $\phi \sim 0.5$, из-за высокого прогрева звезды со стороны соседнего компонента. Через два дня после максимума вспышки температура во внутренних областях диска еще велика, $T_{\text{in}} \sim 68\,000$ К, и эффект отражения значимый, достигая 5 усл. ед. на

Таблица 5. Потоки в условных единицах от компонентов GY Спс в 2013–2015 гг., полученные из решения обратной задачи определения параметров системы в рамках “комбинированной” модели

Параметр	JD 6645	6647	6650	6691	6692	6693	6694	6741	6748
Красный карлик									
Min $\varphi = 0.0$	1.747	2.497	2.184	2.783	2.084	2.808	3.130	2.105	2.792
Фаза $\varphi = 0.5$	2.050	2.718	2.116	3.123	2.496	3.039	3.027	2.081	2.761
Квадратуры	2.396	3.306	2.790	3.692	2.885	3.687	3.937	2.754	3.592
Белый карлик									
Min $\varphi = 0.0$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Max	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044
Аккреционный диск									
Min $\varphi = 0.0$	1.288	1.471	1.764	0.270	1.664	0.331	0.920	2.147	0.822
$\varphi \sim 0.1 - 0.6$	3.75	3.39	5.55	1.40	3.60	1.85 ²	2.23	5.18 ²	2.65 ²
Горб	3.911	4.038	5.919	2.148	3.59 ¹	1.826	3.658	5.272	3.002
Горячая линия									
Min $\varphi \sim 0.0$	0.209	0.0	0.0	0.402	0.0	0.502	0.133	0.0	0.0
Max $\varphi \sim 0.2$	3.486	3.897	1.981	3.305	1.980	3.012	3.490	1.480	2.102
Max $\varphi \sim 0.8$	4.789	4.124	2.897	3.575	2.308	3.722	2.081	3.427	2.657

Параметр	JD 6762	6764	6768	6769	6780	6785	7107	7108	7331	7332
Красный карлик										
Min $\varphi = 0.0$	0.335	0.252	0.988	2.514	1.972	1.517	3.003	3.267	2.068	2.556
Фаза $\varphi = 0.5$	17.18	4.838	1.309	2.491	2.004	1.732	3.141	3.463	2.106	2.522
Квадратуры	5.800	1.600	1.454	3.226	2.609	2.065	3.890	4.240	2.695	3.248
Белый карлик										
Min $\varphi = 0.0$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Max	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044	0.044
Аккреционный диск										
Min $\varphi = 0.0$	40.69	8.567	1.984	1.307	2.281	2.942	0.151	0.172	1.208	0.334
$\varphi \sim 0.1 - 0.6$	119¹	35.30	5.60²	4.36²	5.35 ²	6.28 ²	0.80	0.71	3.44 ²	1.87 ²
Горб	109	33.6¹	5.40¹	4.768	5.15 ¹	6.07 ¹	0.92	0.83	3.856	1.66 ¹
Горячая линия										
Min $\varphi \sim 0.0$	0.0	0.0	0.495	0.175	0.0	0.0	0.195	0.055	0.110	0.238
Max $\varphi \sim 0.2$	29.54	29.65	4.775	4.076	2.334	2.542	2.180	1.367	3.204	4.568
Max $\varphi \sim 0.8$	31.70	28.42	5.433	5.487	2.926	2.502	1.736	1.680	3.271	4.235

Примечание. Для дат неактивного состояния “квадратурам” соответствуют фазы максимального блеска вторичного компонента, для дат вспышки — фазы $\varphi = 0.25$ и 0.75 . Жирным шрифтом отмечены данные для дат вспышки.

¹ Предзатменный горб отсутствует.

² Вместо плато — волна с максимумом на $\varphi \sim 0.3-0.4$.

$\varphi \sim 0.5$. Так же сильно прогрето вещество и в основании горячей линии, ее вклад в суммарный поток в 10–15 раз превышает светимость основания струи в неактивном состоянии (см. табл. 5).

8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 17 приведены зависимости от времени основных параметров аккреционного диска. Используются данные табл. 4. Погрешности величин

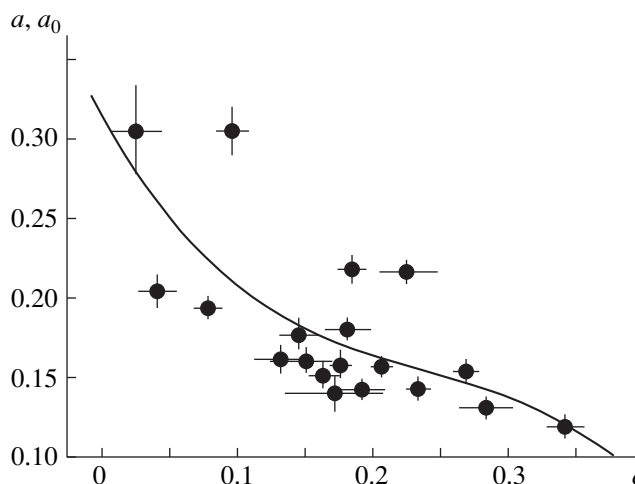


Рис. 14. Зависимость между большой полуосью аккреционного диска a и его эксцентриситетом e , полученные из решения кривых блеска GY Спс. Сплошная линия представляет аппроксимацию наблюдений полиномом 3 степени.

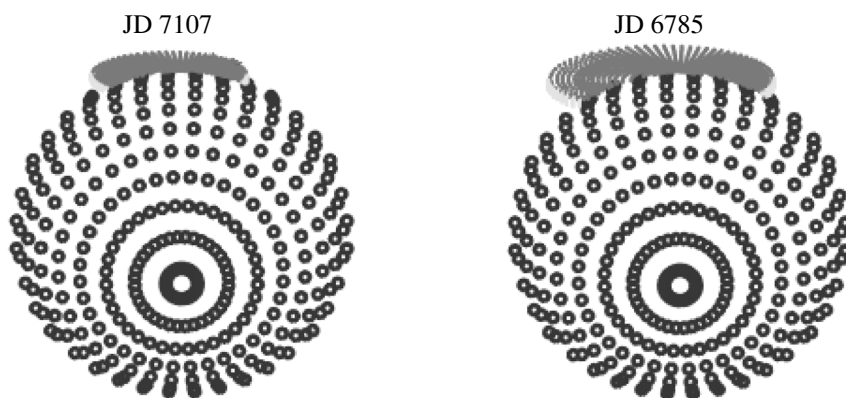


Рис. 15. Схематические изображения GY Спс в моменты вблизи середины затмения, построенные для набора параметров, соответствующих JD 7107 и JD 6785 с минимальным и максимальным потоком излучения от диска соответственно.

в среднем укладываются в размеры точек, за исключением погрешности температуры вторичного компонента вблизи максимума вспышки. Область внутри вертикальных линий соответствует апрельской вспышке, точки внутри этой области показаны серым цветом. Данные во время вспышки даны с целью сравнить соответствующие параметры накануне, во время вспышки и сразу же после ее окончания.

Все приведенные на рисунке параметры показывают более-менее значимые вариации даже за 1–2 дня. Это особенно заметно для последовательных кривых блеска, полученных в период 4-х ночей JD 6691–6694. Величина дисперсии параметров за период наблюдений (~ 700 дней) сравнима с той, что имеет место за 2–5 дней.

Сравним поведение параметров компонентов во время вспышки и в близкие к ней периоды. Большая полуось эллиптического диска накануне

вспышки и сразу после нее имеет максимальное значение: за две недели до и после вспышки $a \sim 0.2–0.3a_0$, в самой вспышке значение a уменьшается до $a \sim 0.12a_0$ с одновременным увеличением эксцентриситета диска до $e \sim 0.34$. В остальное время величина a колеблется в диапазоне $a/a_0 \sim 0.13–0.30$.

Температура вещества вблизи БК (T_{in}) и на внешнем крае диска (T_{out}) до и после вспышки составляют 38 000–39 000 К и ~ 4700 К, соответственно, что близко к среднему значению этих параметров в неактивном состоянии.

Полная толщина внешнего края диска как в спокойном состоянии системы, так и во время вспышки колеблется в диапазоне $\beta_d \sim 3–6^\circ$. Лишь через 2 дня после максимума вспышки β_d уменьшается до 1° , что в совокупности с малым радиусом диска в этот момент свидетельствует о значительном уменьшении количества вещества в нем.

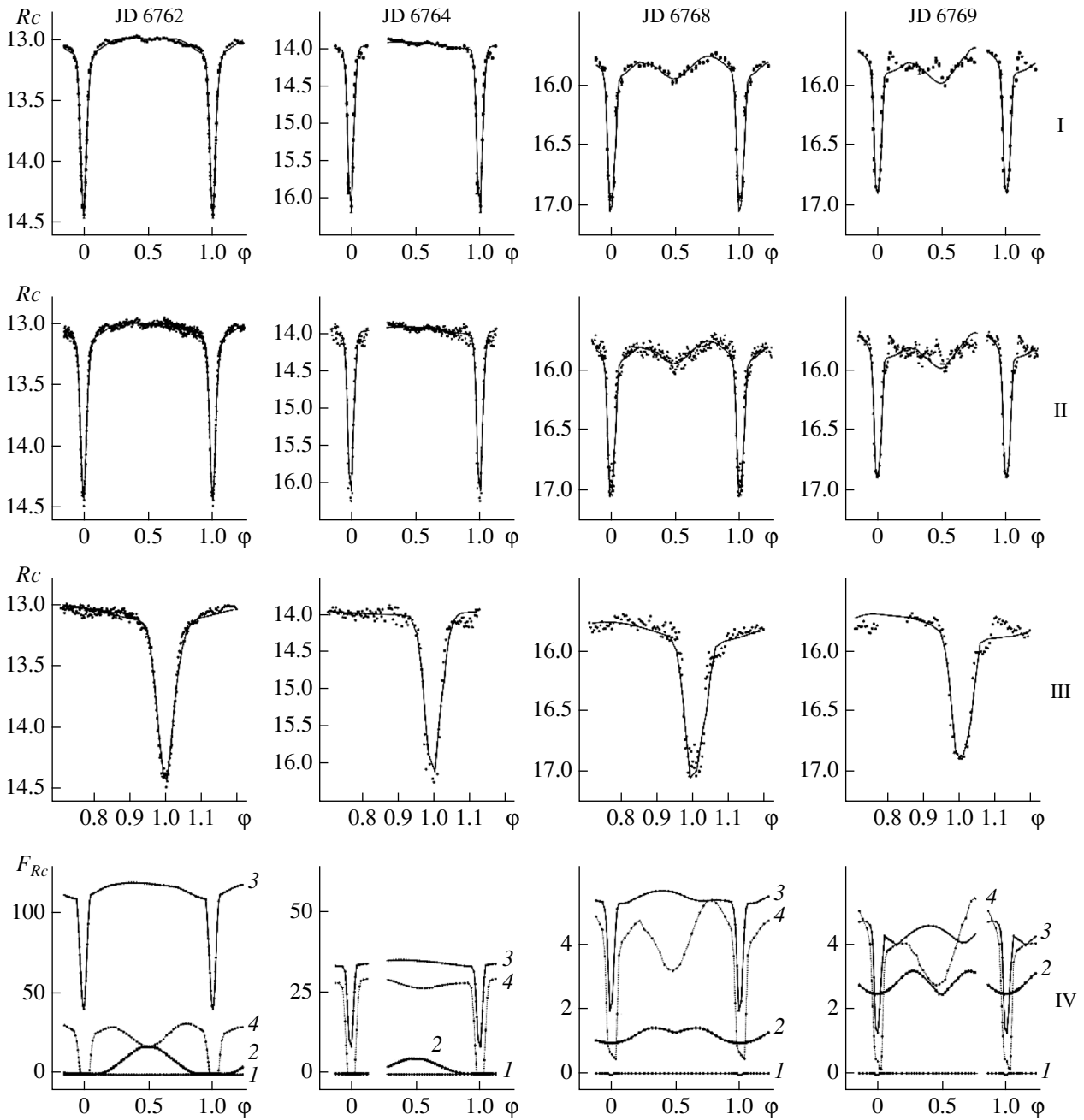


Рис. 16. То же, что на рис. 10 для наблюдений во время вспышки JD 6762, JD 6764, JD 6768 и JD 6769.

Параметр α_g в неактивном состоянии варьируется в диапазоне 0.5–0.65. Лишь для двух дат, JD 7107 и JD 7108, значения параметра приближались к $\alpha_g \sim 0.7$. Напомним, что при $\alpha_g = 0.75$ предполагается, что каждая частица вещества в диске излучает как абсолютно черное тело, а распределение температуры вещества вдоль радиуса диска наиболее крутое. В результате для этих двух ночей вклад излучения диска в суммарный поток от системы минимален по сравнению с другими сетями. Накануне вспышки значение $\alpha_g \sim 0.6$, после нее

$\alpha_g \sim 0.53$. В максимуме вспышки α_g уменьшается до ~ 0.1 и затем в процессе ее развития плавно меняется от $\alpha_g \sim 0.2$ до $\sim 0.48 - 0.50$.

Таким образом, можно заключить, что перестройка внутренних характеристик диска, приводящих к феномену вспышки, происходит за время $\Delta t < 10^d$ до ее максимума.

Интересно поведение эффективной температуры вторичного компонента. В неактивном состоянии ее величина колеблется от 3400 до 3900 К,

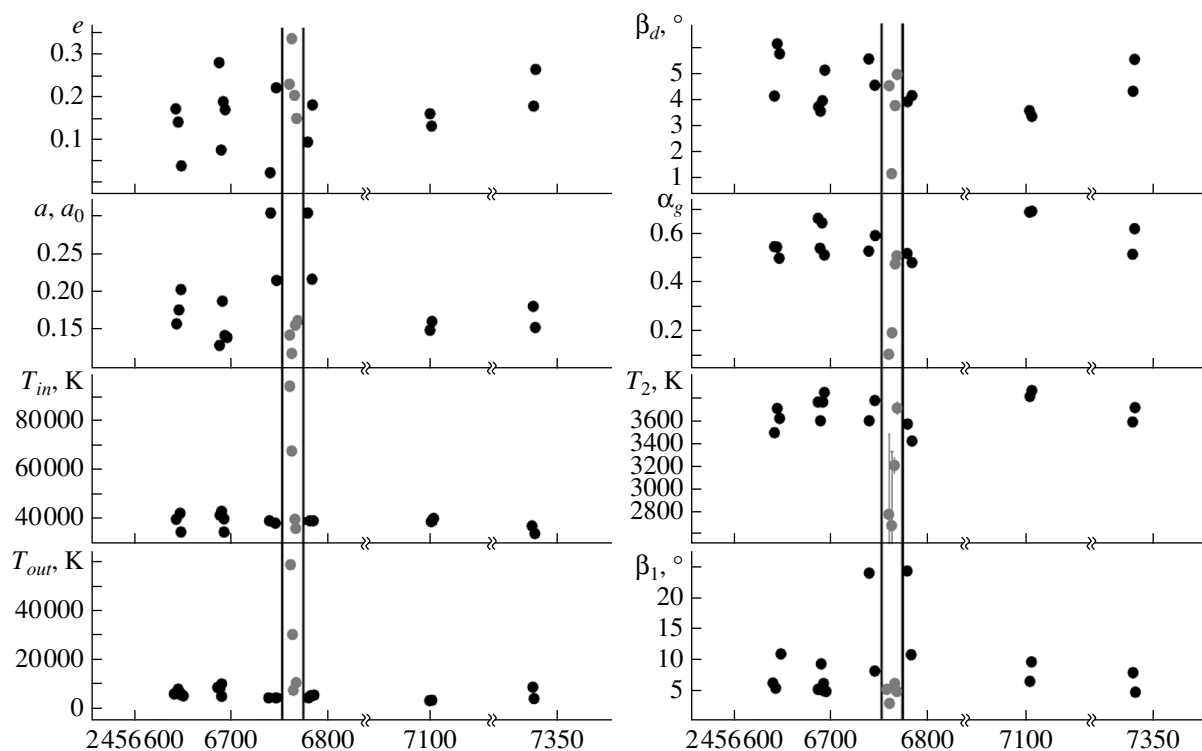


Рис. 17. Зависимость от времени параметров аккреционного диска в GY Спс: эксцентриситета (e), большой полуоси (a), температур газа во внутренних частях диска (T_{in}) и на его внешнем крае (T_{out}), полной толщины внешнего края диска (β_d , в градусах), параметра α_g , температуры вторичного компонента (T_2) и угла, который образует ось газового потока с линией, соединяющей центры масс компонентов (β_1 , в градусах). Вертикальные линии указывают область вспышки, серые точки — соответствующие параметры, полученные во время вспышки. Погрешности параметров в среднем близки к размерам точек.

что соответствует спектральному классу K8.8 V—M1.7 V. Вычисленная нами нижняя граница спектрального класса вторичного компонента близка к верхней границе приведенного в работе [6] значения $M3 \pm 1.5$ V, полученного из сравнения полос TiO/CaOH ($\lambda\lambda$ 6160–6320 Å) и TiO ($\lambda\lambda$ 7190–7210 Å) с данными каталога наблюдаемых спектров М-карликов. К сожалению, выводы о спектральном классе GY Спс основаны лишь на одном полученном спектре звезды [6]. В максимуме вспышки вычисленные значения эффективных температур звезды падают до 2600–2700 K. Однако погрешность этих величин из-за очень высокого эффекта отражения весьма высока, $\Delta T_2 \sim 700$ K, что сравнимо с отклонением T_2 в эти ночи от среднего значения в неактивной стадии.

На 8-й панели рисунка показаны вариации параметра β_1 , представляющего собой угол между осью газового потока и осью системы. Этот параметр можно назвать индикатором темпа истечения вещества из красного карлика. Чем больше этот угол, тем меньше скорость вещества в газовом потоке. В среднем, значение угла β_1 колеблется в диапазоне $\beta_1 \sim 5$ – 11° . Во время вспышки его

величина уменьшилась до $\beta_1 \sim 3$ – 6° , т.е. темп истечения вещества был выше среднего. За 21 день до вспышки (JD 6741) и через 11 дней после нее (JD 6780) темп истечения из вторичного компонента снизился, значение параметра достигало $\beta_1 \sim 24$ – 25° . За 14 дней до максимума вспышки (JD 6748) $\beta_1 \sim 8$ – 9° . К сожалению, данных слишком мало, чтобы делать какие-либо определенные выводы, можно лишь утверждать, что скорость истечения вещества из вторичного компонента переменна.

Сравним полученные нами параметры системы с теми, что были выведены ранее (см. табл. 1) из исследования формы затмения. Нам удалось согласовать теоретические кривые блеска со всеми 19 наблюдаемыми кривыми, полученными на протяжении $\sim 700^d$, при базовых значениях параметров системы: $q = 1.9(2)$, $i = 73.0(4)^\circ$, $T_{wd} = 18000 \pm 400$ K, $R_{wd}/a_0 = 0.0040(7)$, $R_2/a_0 = 0.335(7)$. Полученное нами отношение масс компонентов q и радиус БК R_{wd}/a_0 попадают в диапазон значений, вычисленный в работе [2], но заметно ниже решения Торстенсена [7]. Наклонение орбиты оказалось ниже полученного в [2] значения для $q \sim 2.0$ на $\sim 3^\circ$. Возможно, это

связано с используемой нами моделью, в которую включено излучение горячей линии. Температура БК также оказалась ниже, чем в [2], однако из-за малого радиуса звезды отклонение в 1500–2000 К несущественно. Используя ту же методику, что использовали в [2] для определения масс компонентов и расстояния между ними a_0 в солнечных единицах, получим: $M_{\text{wd}} = 0.73(7)M_{\odot}$, $M_2 = 0.386(3)M_{\odot}$, $a_0 = 1.37(3)R_{\odot}$. Тогда для приведенных выше значений a_0 , R_{wd}/a_0 , R_2/a_0 из табл. 4, получим $R_{\text{wd}}/R_{\odot} = 0.0055 \pm 0.0011$, $R_2/R_{\odot} = 0.459 \pm 0.021$. Значения обеих величин попадают в диапазоны их значений, что были получены в [2].

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ниже приведены основные результаты работы.

1. В 2013–2015 гг. получены фотометрические наблюдения карликовой новой GY Спс в ближнем инфракрасном диапазоне спектра (в фильтре R_c). Наблюдения охватывают в целом ~ 700 дней (~ 3900 орбитальных циклов) и составляют три группы: с декабря 2013 г. по май 2014 г. (JD 2456645–6785), по 2 ночи в марте (JD 2457107–7108) и в ноябре (JD 2457331–7332) 2015 г. В первую группу попала апрельская вспышка 2014 г., остальные наблюдения по уровню блеска относятся к спокойному состоянию системы.

2. По многочисленным новым фотометрическим данным в спокойном состоянии осуществлен поиск орбитального периода в 2013–2015 гг. Полученное нами значение P_{orb} в пределах точности совпадает со значениями, что были определены в 2000–2002 гг. (см. табл. 3). Фазовые кривые блеска системы показывают заметные изменения как своей формы, так и глубины затмения в неактивном состоянии в диапазоне 16.8–17.2^m. Полная амплитуда переменности варьируется от 0.8^m до 1.2^m, при этом ее минимальная величина вызвана уменьшением внезатменного блеска системы при сохранении глубины затмения на уровне 17.1–17.2^m (JD 2457107–7108). У некоторых кривых блеска отсутствует орбитальный горб.

3. Для определения параметров компонентов системы GY Спс была использована “комбинированная” модель взрывной переменной, в которой наряду с потоком от ГЛ принимается во внимание излучение горячего пятна на подветренной стороне струи. Несомненным преимуществом этой модели является то, что она позволяет проводить анализ *всей* кривой блеска, а не только области затмения.

4. Средняя температура КК $T_2 \sim 3667$ К (Sp M0.2 V согласно [20]), T_2 меняется от 3440 до 3900 К (K8.8–M1.7 V). За 1–2 дня ($5\text{--}12P_{\text{orb}}$)

эффективная температура может измениться на $\sim 150\text{--}200$ К. Причиной подобных колебаний может служить, в том числе, и изменение интенсивности прогрева звезды излучением из внутренних областей диска.

5. Размеры аккреционного диска, в среднем, меньше тех значений, что были получены ранее в параметрической модели профиля затмения [2, 6]. Диск имеет заметный эксцентриситет при малых значениях его большой полуоси a , $a \lesssim 0.2a_0$. С ростом величины a форма диска приближается к круговой, $e < 0.1$. Для наклона орбиты $i = 73^\circ$ полного затмения аккреционного диска не наблюдается ни у одной кривой блеска, даже для набора параметров с минимальным радиусом диска.

6. Причина вспышки в катаклизмической переменной GY Спс — резкий рост светимости диска, как минимум в ~ 30 раз, из-за уменьшения параметра α_g до $\sim 0.1\text{--}0.2$ и роста температуры T_{in} до $\sim 95\,000$ К. В неактивном состоянии $T_{\text{in}} \lesssim 43\,000$ К. Причиной роста температуры вблизи поверхности БК карлика может служить интенсивный сброс вещества на его поверхность в процессе развития вспышки: на спаде вспышки на второй день после максимума (т.е. через $\sim 11P_{\text{orb}}$) радиус диска минимальный, $a \sim 0.119a_0$.

7. Для всех параметров аккреционного диска в неактивном состоянии характерны заметные вариации их величин относительно средних значений: $\Delta a/a_0 \sim 40\%$, $\Delta e \sim 75\%$, $\Delta T_{\text{in}} \sim 10\%$, $\Delta T_{\text{out}} \sim 48\%$, $\Delta \alpha_g \sim 18\%$. Переменность параметров диска вне вспышки наблюдалась и у других взрывных переменных вне вспышки [11, 22].

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 14-02-00825), а также гранта НШ-1675.2014.2 Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge University Press, 1995).
2. A. W. Shafter, L. L. Clark, J. Holland, and S. J. Williams, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **112**, 1467 (2000).
3. H. J. Hagen, D. Groote, D. Engels, and D. Reimers, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **111**, 195 (1995).
4. W. Voges, B. Aschenbach, Th. Boller, H. Bräuninger, U. Briel, W. Burkert, K. Dennerl, J. Englhauser, R. Gruber, F. Haberl, G. Hartner, G. Hasinger, M. Kürster, E. Pfeiffermann, W. Pietsch, P. Predehl, C. Rosso, J. H. M. M. Schmitt, J. Trümper, and H. U. Zimmermann, *Astron. and Astrophys.* **349**, 389 (1999).

5. N. Bade, D. Engels, W. Voges, V. Beckmann, Th. Boller, L. Cordis, M. Dahlem, J. Englhauser, K. Molthagen, P. Nass, J. Studt, and D. Reimers, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **127**, 145 (1998).
6. B. T. Gänsicke, R. E. Fried, H.-J. Hagen, K. Beuermann, D. Engels, F. V. Hessman, D. Nogami, and K. Reinsch, *Astron. and Astrophys.* **356**, L79 (2000).
7. J. R. Thorstensen, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **112**, 1269 (2000).
8. T. Kato, R. Ishioka, and M. Uemura, *Publ. Astron. Soc. Japan* **54**, 1023 (2002).
9. S. Yu. Shugarov, N. A. Katysheva, and P. Kroll, *Stellar Variability*, Proc. of the AFOEV International Conference on Variable Stars, Bourbon-Lancy, France, 26–28 August 2002 (Vannes: Buril-lier, 2003), p. 95.
10. W. J. Feline, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, C. A. Watson, and S. P. Littlefair, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **364**, 1158 (2005).
11. Т. С. Хрузина, И. Б. Волошина, *Астрон. журн.* **92**, 406 (2015).
12. Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **75**, 209 (1998).
13. Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **88**, 463 (2011).
14. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
15. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, П. В. Кайгородов, О. А. Кузнецов, *Астрон. журн.* **80**, 879 (2003).
16. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, В. М. Чечеткин, *Астрон. журн.* **74**, 807 (1997).
17. Д. Химмельблау, *Прикладное нелинейное программирование* (М.: Мир, 1975), с.163.
18. Т. С. Хрузина, А. М. Черепашук, Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, *Астрон. журн.* **80**, 239 (2003).
19. И. Б. Волошина, Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **89**, 906 (2012).
20. G. M. H. J. Habets and J. R. W. Heintze, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **46**, 193 (1981).
21. G. Djurasevic, *Astrophys. Space Sci.* **240**, 317 (1996).
22. Т. С. Хрузина, П. Ю. Голышева, Н. А. Катышева, С. Ю. Шугаров, Н. И. Шакура, *Астрон. журн.* **92**, 323 (2015).