

ПОВТОРНАЯ СИМБИОТИЧЕСКАЯ НОВАЯ Т СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ ПЕРЕД ВСПЫШКОЙ

© 2023 г. Н. А. Масленникова^{1,2*}, А. М. Татарников^{1,2}, А. А. Татарникова¹,
А. В. Додин¹, В. И. Шенаврин¹, М. А. Бурлак¹, С. Г. Желтоухов^{1,2}, И. А. Страхов¹

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.07.2023 г.

После доработки 12.09.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

Представлены результаты фотометрических и спектральных наблюдений Т СгВ, полученных в широком диапазоне длин волн с 2011 по 2023 г. По кривым блеска в ближнем ИК-диапазоне определены эфемериды моментов минимумов блеска $JD_{\min} = 2455828.9 + 227.55 \times E$, в которые красный гигант расположен между наблюдателем и горячим компонентом. Отношение потоков $H\alpha/H\beta$ в 2020–2023 гг. менялось от ~ 3 до ~ 8 , что может быть связано с изменением отношения потоков в рентгеновском и оптическом диапазонах. Показано, что величина $H\alpha/H\beta$ антикоррелирует с темпом аккреции вещества на горячий компонент системы. По данным мониторинга 08.06.2023, обнаружена переменность в линии $He\ II\ 4686$ с характерным временем ~ 25 мин, амплитуда переменности в полосе B составила $\sim 0.07^m$. Моделирование кривых блеска в ближнем ИК-диапазоне в рамках эффекта эллипсоидальности позволило получить параметры двойной системы: степень заполнения холодным компонентом полости Роша $\mu = 1.0$, отношение масс компонентов $q = M_{\text{cool}}/M_{\text{hot}} \in [0.5, 0.77]$, угол наклона плоскости орбиты $i \in [55^\circ, 63^\circ]$. Сравнение кривой блеска, полученной в 2005–2023 гг., с шаблоном вспышки 1946 г. позволило предсказать дату возможного начала следующей вспышки — январь 2024 г.

Ключевые слова: звезды двойные симбиотические, звезды индивидуальные Т СгВ, аккреционные диски.

DOI: 10.31857/S0320010823090036, **EDN:** OHGYIV

ВВЕДЕНИЕ

Т СгВ — известная симбиотическая повторная новая. За всю историю наблюдений у Т СгВ дважды, в 1866 и в 1946 г., наблюдались вспышки по типу новых, в максимуме блеска которых звезда становилась ярче 2^m . Ожидается, что в ближайшее время она может вспыхнуть в очередной раз (Шефер, 2023). Т СгВ является симбиотической двойной — системой, состоящей из красного гиганта и белого карлика. Из-за наличия в системе звезды спектрального класса М4III высокой светимости, амплитуда вспышек по сравнению с классическими новыми невелика — примерно $\sim 8^m$. Тем не менее сама вспышка, развивающаяся на поверхности белого карлика, полностью соответствует вспышкам классических новых.

Согласно Фекелу и др. (2000), орбитальный период Т СгВ примерно равен $P_{\text{orb}} = 227.6^d$. При этом в системе не наблюдаются затмения (Селвелли и др., 1992). Кривые блеска Т СгВ в оптическом и ближнем ИК-диапазонах демонстрируют наличие периодических колебаний, которые происходят с периодом $P_{\text{orb}}/2$ и связаны с эллипсоидальностью холодного компонента. Амплитуда этого эффекта указывает на то, что холодный компонент полностью заполняет свою полость Роша (Шахбаз и др., 1997).

Помимо регулярной долгопериодической переменности у Т СгВ в коротковолновом диапазоне наблюдается неправильная переменность (см., например, Заманов, Брух, 1998; Заманов и др., 2004, 2005; Минев и др., 2023, и др.) с характерным временем изменения блеска в десятки минут и амплитудой до $\sim 0.5^m$ в полосе U (по аналогии с катаклизмическими переменными такую перемен-

*Электронный адрес: maslennikova.na16@physics.msu.ru

ность симбиотических звезд называют фликкер-эффектом). Подобная переменность была зарегистрирована в работе Масленниковой и др. (2023) и при спектральных наблюдениях как в континууме, так и для потоков в эмиссионных линиях. Она связана с наличием вокруг горячего компонента аккреционного диска. Оценки величины темпа аккреции, выполненные в разных работах, показывают, что она может значительно отличаться в разные периоды. Изменение темпа аккреции сказывается на светимости аккреционного диска, вызывая изменения в общем распределении энергии в спектре системы, заметные на длинах волн, короче $4500 \text{ \AA}$.

В 2015 г. началась так называемая сверхактивная стадия (Илькевич и др., 2016; Мунари, 2023) — к 2016 г. более чем на порядок вырос поток в линиях бальмеровской серии водорода, появились яркие линии He I и He II, на 1^m увеличился средний уровень блеска в полосе B , упала амплитуда фликкер-эффекта. Согласно (Мунари, 2023), эта стадия продолжалась почти до середины 2023 г., достигнув максимума в апреле 2016 г.

Анализ всего массива фотометрических наблюдений T CrB, выполненных с 1855 по 2023 г., показал, что форма кривой блеска до, после и во время вспышек 1866 г. и 1946 г. была очень похожей. Это позволило Шефер (2023) получить шаблоны изменения блеска и сделать предсказание момента будущей вспышки T CrB: она произойдет 2025.5 ± 1.3 .

Целью данной работы является исследование фотометрической и спектральной переменности T CrB на стадии, предшествующей вспышке новой, и уточнение возможной даты начала очередной вспышки.

НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения T CrB были проведены с помощью Транзиентного Двухлучевого Спектрографа (TDS Потанин и др., 2020), установленного на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (КГО). При наблюдениях использовалась щель шириной $1''$, с которой в коротковолновом канале (так называемый B -канал, диапазон длин волн $3600\text{--}5770 \text{ \AA}$) спектральная разрешающая сила $R = 1300$, в длинноволновом канале (R -канал, диапазон длин волн $5700\text{--}7400 \text{ \AA}$) — $R = 2500$. Щель была ориентирована вдоль зенитного расстояния для минимизации атмосферной дисперсии. В качестве теллурических стандартов использовались звезды спектрального класса A0V. Журнал наблюдений приведен в табл. 1. Помимо регистрации отдельных спектров, 08.06.2023 был проведен спектральный мониторинг продолжительностью 2 ч, в течение

которого непрерывно (с перерывами на 20 с для считывания сигнала) регистрировались спектры с экспозициями 100 с в B -канале и 30 с в R -канале. Стандартные звезды, выбранные на близкой высоте к объекту, наблюдались перед мониторингом и сразу после него. При калибровке спектров производилось приведение высоты стандарта к высоте, на которой был получен обрабатываемый спектр T CrB.

Полученные спектры были обработаны по методике, описанной в работе Потанина и др. (2020). Калибровка по длинам волн выполнялась по линейчатому спектру газоразрядной Ne-Kr-Pb-лампы с полым катодом (HCL), поправки за виньетирование и неравномерность ширины щели вычислялись по лампе с непрерывным спектром. Для контроля качества перевода наблюдаемых потоков в абсолютные использовались оценки блеска T CrB в полосе V в ближайшую дату из базы данных AAVSO (Клоппенбург, 2023). Все спектры были приведены к барицентру Солнечной системы и исправлены за межзвездное поглощение с $E(B - V) = 0.15$ (Селвелли и др., 1992). Обработка спектров проводилась с помощью авторских скриптов, написанных на языке *Python*.

Фотометрический мониторинг T CrB был проведен 08.06.2023 на 60-см телескопе RC-600 КГО (Бердников и др., 2020) в полосе B . Наблюдения продолжались около 2 ч, всего было получено 348 кадров с экспозицией 15 с. Первичная калибровка кадров проводилась стандартным для ПЗС-фотометрии способом (учет кадров подложки, темнового тока и плоских полей), измерения блеска выполнены методом апертурной фотометрии в программе *MaxIm DL* относительно звезд сравнения, в качестве которых использовались звезды поля с блеском, сравнимым с T CrB.

Инфракрасные наблюдения T CrB в полосах $JHKL$ фотометрической системы, близкой к системе Джонсона (Джонсон, 1965), проводились с 2011 по 2023 г. на 1.25-м телескопе ЗТЭ Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ (КАС) с использованием одноканального InSb-фотометра (Шенаврин и др., 2011). В качестве стандарта использовалась звезда BS 5947 ($J = 2.09$, $H = 1.60$, $K = 1.30$, $L = 1.12$, $M = 1.35$). Результаты наблюдений в полосах J и K представлены в табл. 2, а в полосах $JHKL$ — в табл. 3. Точность оценок блеска в полосах $JHKL$ составляет $<0.02^m$, в полосе $M \sim 0.05^m$.

В работе использовались спектральные наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне, полученные на спутниках IUE (в 1978–1990 гг.) и Swift-UVOT (в 2015–2023 гг., Роминг и др., 2005). Данные с телескопа UVOT обрабатывались с помощью HEASOFT (v6.31.1, Научно-исследовательский центр астрофизики высоких энергий НАСА, 2014).

Таблица 1. Журнал наблюдений Т СгВ со спектрографом TDS

Дата	Экспозиция в <i>B</i> -канале, с	Экспозиция в <i>R</i> -канале, с	FWHM	Фаза
2020-03-22	3×100	4×30	1.5''	0.63
2020-08-25	48×150	142×30	1.8''	0.32
2022-01-05	8×100	8×30	1.5''	0.50
2022-12-09	6×100	7×30	0.9''	0.99
2023-01-24	4×100	6×30	0.9''	0.19
2023-01-27	2×100	2×30	1.7''	0.21
2023-02-26	3×100	4×30	1.1''	0.34
2023-03-09	2×100	4×30	1.2''	0.39
2023-04-01	3×100	5×30	1.0''	0.49
2023-04-25	2×100	3×30	1.4''	0.59
2023-05-04	2×100	3×30	1.6''	0.63
2023-05-24	4×100	4×30	1.4''	0.72
2023-05-26	2×100	3×30	1.5''	0.73
2023-05-27	2×100	3×30	1.1''	0.75
2023-05-30	2×100	3×30	1.5''	0.75
2023-06-08	67×100	153×30	1.0''	0.79
2023-06-21	2×100	3×30	1.0''	0.84
2023-06-24	2×100	3×30	0.9''	0.86
2023-06-26	3×100	6×30	1.2''	0.86
2023-07-04	2×100	3×30	1.0''	0.90
2023-07-14	2×100	4×30	1.5''	0.94

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

В табл. 2 и 3 приведены оценки блеска Т СгВ в инфракрасном диапазоне, полученные на спокойной и активной стадиях. Большое количество измерений в полосах *J* и *K* позволяет утверждать, что средний уровень блеска в этих полосах не зависел от стадии активности горячего компонента. Это позволяет предположить, что и в других ИК полосах он был постоянным: $\overline{J} = 5.91 \pm 0.06$, $\overline{H} = 5.07 \pm 0.05$, $\overline{K} = 4.74 \pm 0.05$, $\overline{L} = 4.38 \pm 0.04$, $\overline{M} = 4.68 \pm 0.05$.

Периодограммный анализ фотометрических ИК наблюдений, приведенных в табл. 2, выполнялся с помощью модернизированной программы L2

(автор Ю. Колпаков). Метод, используемый программой, заключается в аппроксимации временного ряда полиномом третьей степени, который восстанавливает тренд постоянной составляющей сигнала, и в последующем разложении отклонений наблюдательных данных от этого полинома в ряд Фурье вплоть до третьей гармоники. В спектре мощности для полосы *J* выделяются два максимума на частотах, соответствующих периодам колебаний блеска $P = 227.55^d \pm 0.1$ и $P' \approx 0.5P$. Первый из них совпадает с орбитальным периодом системы, определенным Фекем и др. (2000) по кривой лучевых скоростей холодного компонента, и с периодом, определенным Татарниковой и др. (2013) по ИК наблюдениям Т СгВ, выполненным с 1987 по 2003 г. Моменты минимумов блеска, когда

Таблица 2. Результаты J , K фотометрических наблюдений Т CrB

JD (-2400000)	J , mag	K , mag	JD (-2400000)	J , mag	K , mag	JD (-2400000)	J , mag	K , mag	JD (-2400000)	J , mag	K , mag
55760.3	5.88	4.70	56848.3	6.04	4.84	57976.3	6.00	4.81	58963.4	5.83	4.68
55782.3	5.88	4.72	56871.3	5.98	4.80	58213.5	6.00	4.82	58980.4	5.89	4.72
55783.3	5.90	4.72	56880.3	5.92	4.76	58231.5	5.98	4.79	59020.4	6.01	4.81
55783.3	5.90	4.72	56886.2	5.88	4.74	58252.4	5.88	4.72	59036.4	5.91	4.74
55794.2	5.93	4.74	56886.2	5.91	4.74	58303.4	5.91	4.72	59067.3	5.83	4.67
56005.6	5.87	4.72	56916.2	5.86	4.70	58334.3	5.96	4.76	59073.3	5.82	4.68
56033.5	5.98	4.76	56941.2	5.94	4.76	58348.3	5.94	4.74	59288.6	5.83	4.66
56058.4	6.01	4.81	57103.6	5.93	4.76	58519.7	5.87	4.71	59306.5	5.83	4.67
56080.4	5.96	4.77	57124.5	5.84	4.68	58534.6	5.93	4.76	59326.4	5.91	4.75
56089.4	5.88	4.70	57227.3	5.89	4.70	58546.6	5.94	4.78	59376.4	5.93	4.77
56110.3	5.88	4.68	57261.3	5.84	4.68	58556.6	5.94	4.77	59412.3	5.82	4.69
56147.3	5.98	4.77	57268.3	5.88	4.72	58561.6	5.92	4.76	59451.3	5.94	4.76
56409.5	6.00	4.80	57485.5	5.78	4.62	58598.5	5.86	4.70	59652.6	5.86	4.70
56431.4	5.91	4.73	57525.5	6.00	4.80	58617.4	5.81	4.67	59697.5	5.94	4.77
56438.4	5.88	4.71	57540.4	5.94	4.75	58627.4	5.84	4.71	59712.4	5.92	4.75
56442.4	5.86	4.71	57557.3	5.87	4.72	58630.4	5.85	4.69	59741.4	5.86	4.69
56467.4	5.92	4.72	57566.4	5.88	4.68	58632.4	5.84	4.70	59768.3	5.83	4.68
56471.4	5.90	4.72	57583.4	5.84	4.65	58636.4	5.90	4.70	59776.4	5.87	4.73
56485.3	5.94	4.75	57591.3	5.82	4.66	58653.3	6.00	4.79	59986.6	5.81	4.67
56492.4	5.94	4.75	57620.3	5.92	4.75	58686.3	5.96	4.76	60028.5	5.98	4.81
56498.3	6.00	4.78	57644.2	5.95	4.75	58706.3	5.86	4.71	60049.5	5.99	4.82
56517.3	6.03	4.80	57801.6	5.84	4.68	58721.2	5.83	4.70	60068.4	5.90	4.73
56517.3	6.01	4.82	57812.6	5.82	4.65	58735.2	5.83	4.68			
56517.3	—	4.81	57834.5	5.84	4.68	58875.6	5.91	4.76			
56694.7	5.88	4.72	57846.5	5.90	4.71	58889.6	5.98	4.81			
56739.6	6.00	4.82	57878.4	5.92	4.73	58909.5	5.95	4.78			
56769.5	5.91	4.75	57908.4	5.87	4.69	58921.6	5.92	4.75			
56824.4	5.92	4.76	57971.3	5.92	4.73	58949.5	5.82	4.67			

Таблица 3. Результаты *JHKLM* фотометрических наблюдений Т СгВ

JD (-2400000)	<i>J</i> , mag	<i>H</i> , mag	<i>K</i> , mag	<i>L</i> , mag	<i>M</i> , mag
55760.3	5.88	5.03	4.70	4.36	—
56089.4	5.88	5.04	4.70	—	—
57976.3	6.00	5.15	4.81	4.44	—
58303.4	5.91	5.07	4.72	—	—
58519.7	5.87	5.05	4.71	4.38	—
58534.6	5.93	5.11	4.76	—	—
58617.4	5.81	5.01	4.67	4.32	—
58630.4	5.85	5.03	4.69	4.35	4.67
58632.4	5.84	5.06	4.70	4.36	4.66
58636.4	5.90	5.04	4.70	4.38	—
58653.3	6.00	5.12	4.79	4.42	—
58686.3	5.96	5.09	4.76	4.42	—
58706.3	5.86	5.04	4.71	4.37	—
58721.2	5.83	5.02	4.7	4.34	—
59036.4	5.91	5.07	4.74	4.40	—
59376.4	5.93	5.12	4.77	4.43	4.72
59451.3	5.94	5.13	4.76	4.42	—
59776.4	5.87	5.07	4.73	4.38	4.65

красный гигант расположен между наблюдателем и горячим компонентом ($\varphi = 0$), задаются выражением

$$JD_{\min} = 2455828.9 + 227.55 \times E.$$

Соответствующая свертка кривой блеска в полосе *J* показана на рис. 1. Период, определенный по кривой блеска в полосе *K*, совпадает с *P* в пределах ошибок. Из табл. 2 видно, что резкий максимум активного состояния, который согласно Мунари (2023) пришелся на апрель 2016 г., соответствует фазе ~ 0.3 . На рис. 1 видно, что оценка блеска, полученная в апреле 2016 г., превышает средний уровень блеска на этой фазе лишь на $\sim 5\%$. Таким образом, можно сказать, что в целом переход в 2015 г. горячего компонента в активную стадию практически не сказался на блеске системы

в ИК-диапазоне (что подтверждается и постоянством среднего уровня блеска).

Наличие на кривой блеска двух периодов, один из которых совпадает с P_{orb} , а второй равен $0.5P_{\text{orb}}$, является признаком эффекта эллипсоидальности — изменения блеска системы за счет изменения площади проекции на картинную плоскость приливно искаженной поверхности звезды и изменения температуры видимых областей диска звезды. Этот эффект в системе Т СгВ исследовался в работе Шахбаза и др. (1997).

При анализе распределения энергии в ИК-диапазоне вкладом излучения аккреционного диска и туманности на фоне вклада красного гиганта можно пренебречь (Масленникова и др., 2023). Поэтому для моделирования кривых блеска Т СгВ в полосах *J* и *K* мы использовали модель орбитального движения приливно деформированного холодного компонента (Темкес и др., 1986). В ближнем ИК-диапазоне излучение красного гиганта достаточно хорошо аппроксимируется излучением абсолютно черного тела (Пиклз, 1998). Согласно данным табл. 2, среднее значение показателя цвета $J - K = 1.17$, что с учетом незначительного межзвездного покраснения соответствует спектральному классу М3III–М4III и эффективной температуре $T_{\text{eff}} \approx 3500$ К.

В работе Хатису и Като (1999) проводилось моделирование оптической кривой блеска Т СгВ в первые 300 дней вспышки 1946 г. Причем наличие на кривой блеска заметного вторичного максимума объяснялось с помощью эффекта отражения рентгеновского излучения горячего компонента красным гигантом и аккреционным диском. Это моделирование опиралось на результаты расчетов рентгеновской светимости (в диапазоне 30–100 Å) модели, наилучшим образом соответствующей Т СгВ ($M_{\text{hot}} = 1.377M_{\odot}$, $X = 0.7$, $Z = 0.02$). В максимуме рентгеновской светимости при расстоянии 1 кпк рентгеновский поток составлял $\lg F_{\text{SSX}} = -6.5$, к моменту середины вторичного максимума поток упал не более чем на два порядка (если линейно аппроксимировать рентгеновскую кривую блеска до момента вторичного максимума).

Рентгеновские потоки в даты, имеющие отношение к моделируемой нами ИК-кривой блеска, гораздо меньше. Так, в 2005 г., согласно Кеннеа и др. (2009), исправленный за межзвездное поглощение поток SWIFT/XRT в более широком диапазоне 0.3–10 кэВ составлял всего лишь 3.8×10^{-11} эрг/см² с (т.е. на четыре порядка меньше, чем максимальный теоретический поток в гораздо более узком диапазоне). В дальнейшем (во время сверхактивного состояния Т СгВ) рентгеновский поток упал еще на порядок (см. Куин и др., 2023, и ссылки там), а в 2023 г. вернулся к прежним

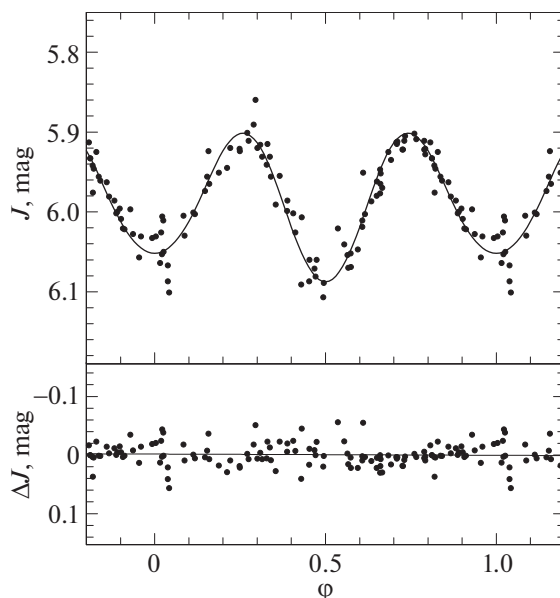


Рис. 1. Свертка с периодом $P = 227.55^d$ наблюдаемой кривой блеска Т СгВ в полосе J (точки) и модельная кривая блеска (сплошная линия) приливо деформированного красного гиганта (параметры модели: $\mu = 1$, $q = 0.57$, $i = 58^\circ$, $T_{\text{eff}} = 3500$ К, описание см. текст). На нижней панели показаны отклонения наблюдаемых оценок блеска от модельных.

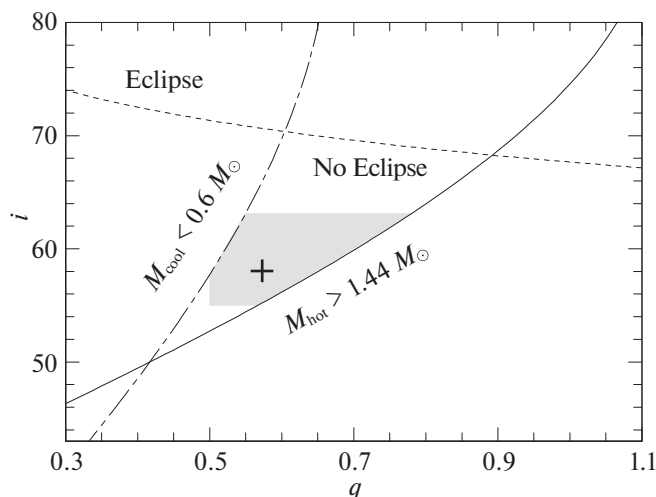


Рис. 2. Диаграмма (q, i) с кривыми, демонстрирующими для фиксированного значения функции масс холодного компонента $f(m) = 0.3224$ (Фекел и др., 2000) ограничения $M_{\text{cool}} > 0.6 M_\odot$, $M_{\text{hot}} < 1.44 M_\odot$ и отсутствие затмений в системе. Серая область — область параметров, в которую с вероятностью 90% (по критерию Фишера) попадают модели, описывающие наблюдательные данные. Крестом обозначено положение на диаграмме модели с наименьшим отклонением от наблюдений $q = 0.57$, $i = 58^\circ$.

величинам. Опираясь на приведенные выше факты, мы пренебрегаем возможным влиянием эффекта отражения.

При моделировании излучения холодного компонента средняя по поверхности температура принималась равной T_{eff} , учитывались закон гравитационного потемнения для звезд с конвективными оболочками с показателем степени $\beta = 0.08$ (Люси, 1967) и закон потемнения к краю из работы Кларет (2000). При моделировании ИК-кривых

блеска угол наклона системы i определяется с достаточно хорошей точностью, тогда как отношение масс компонентов q может принимать значения в широком диапазоне величин. В качестве дополнительных ограничений нами были приняты предположения, что масса красного гиганта системы должна быть больше $0.6 M_\odot$, а масса горячего компонента не должна превышать предел Чандрасекара. Кроме того, согласно данным УФ-наблюдений, система Т СгВ — не затменная (Сел-

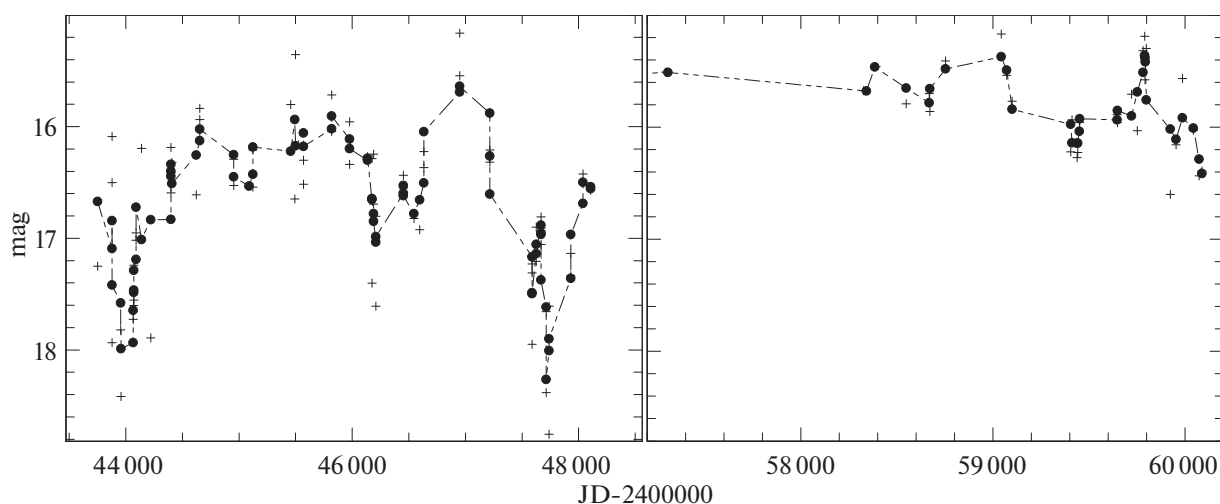


Рис. 3. УФ-кривые блеска Т СгВ (условные звездные величины), построенные по УФ спектрам IUE (левая панель) и UVOT (правая панель). Крестиками показаны индивидуальные оценки, точками — усредненные скользящим средним (по трем точкам) оценки (подробности см. текст).

велли и др., 1992). Соответствующие ограничения с учетом известной функции масс (Фекел и др., 2000) и в предположении о том, что холодный компонент заполняет свою полость Роша, показаны на рис. 2. Они существенно ограничивают область допустимых значений для q и i . С учетом этих факторов с вероятностью 90% (по критерию Фишера) значения параметров системы лежат в диапазонах $q \in [0.5, 0.77]$, $i \in [55, 63]$. Наилучшее совпадение с наблюдениями показывает модель с параметрами: степень заполнения холодным компонентом своей полости Роша $\mu = 1.0$, отношение масс компонентов $q = M_{\text{cool}}/M_{\text{hot}} = 0.57$, угол наклона плоскости орбиты $i = 58^\circ$ (см. рис. 1). При функции масс холодного компонента системы $f(m) = 0.3224$ (Фекел и др., 2000) масса горячего компонента получается равной $1.30M_\odot$, а масса холодного компонента $0.74M_\odot$.

В противоположность ИК-области спектра, где доминирует излучение холодного компонента, в УФ-области спектра наблюдается значительная переменность потока излучения. Т СгВ много раз наблюдалась в 1978–1990 гг. с помощью УФ-спектрографов космической обсерватории IUE. Анализ этих данных практически не проводился. После начала сверхактивной фазы в 2015 г. УФ-спектры звезды начали получать на телескопе UVOT космической обсерватории Swift. На рис. 3 представлена кривая блеска Т СгВ в УФ-диапазоне, построенная по этим спектрам. Для этого измерялся средний поток в областях спектра, свободных от эмиссионных линий. Для коротковолнового диапазона IUE (спектры SWP) использовался диапазон около $\lambda 1850 \text{ \AA}$, для длинноволновых диапазонов IUE (спектры LWR и

LWP), а также для спектров UVOT использовался диапазон около $\lambda 2050 \text{ \AA}$. Как показал анализ IUE спектров, полученных в близкие даты, звездные величины, вычисленные по формуле $-2.5 \lg(\text{flux})$, практически совпадают для коротковолнового и длинноволнового диапазонов. Поэтому мы объединили все данные в одну кривую блеска.

На объединенной кривой блеска выделяются несколько периодов повышения УФ-потока Т СгВ, наиболее значительный из которых приходится на сверхактивную стадию 2015–2023 гг. Меньший максимум наблюдался в 1987 г., однако, судя по данным AAVSO, он никак не проявился на оптическом блеске системы. В 1979 и 1989 гг. наблюдались глубокие узкие минимумы блеска. По-видимому, они не связаны с относительным положением компонентов двойной на орбите, так как приходится на разные фазы (около 0.8 и 0.5 соответственно). Периодограммный анализ изменения УФ-потока показывает, что в спектре мощности отсутствует частота, соответствующая орбитальному периоду системы. С невысокой степенью достоверности выделяется характерный период изменения блеска ~ 3.3 года. Ранее схожий период при анализе оптических наблюдений выделяли Илькевич и др. (2016).

Т СгВ была одной из первых симбиотических звезд, у которой был зарегистрирован фликкер-эффект (Уокер, 1957). Для изучения фликкер-эффекта проводятся мониторинги в полосах U и B — в них вклад холодного компонента меньше, чем в более длинноволновых областях. До перехода системы в сверхактивное состояние в 2015 г. амплитуда фликкер-эффекта составляла 0.08^m – 0.16^m (Соколоски и др., 2001; Заманов и др., 2010) в полосе B . Во время сверхактивного

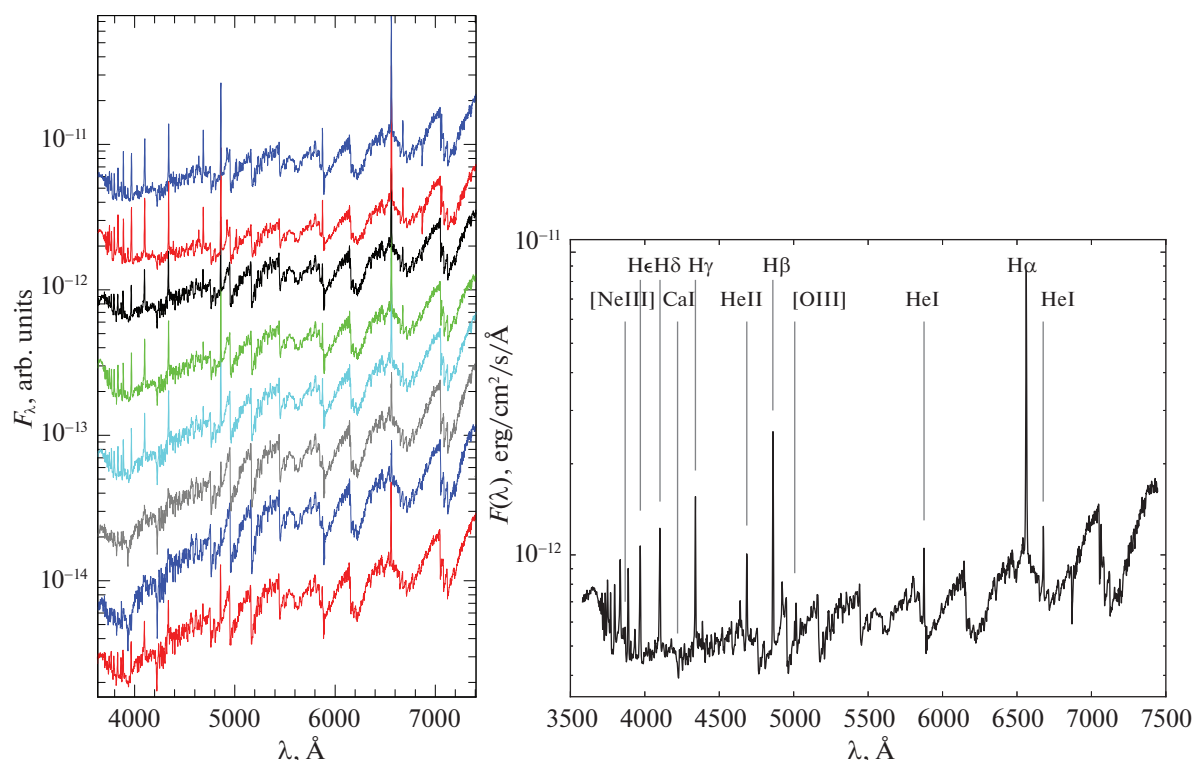


Рис. 4. Наблюдаемые спектры Т СгВ (левая панель), полученные (сверху — вниз) 22.03.2020, 05.01.2022, 27.01.2023, 26.02.2023, 09.03.2023, 24.06.2023, 26.05.2023, 14.07.2023. Для удобства сравнения спектры умножены на произвольную постоянную. На правой панели представлен спектр Т СгВ, полученный 05.01.2022, с отождествлением основных линий.

состояния амплитуда почти не изменилась и равнялась 0.08^m – 0.13^m (Заманов и др., 2016; Масленникова и др., 2023; Шор и др., 2023). Когда блеск Т СгВ в полосе B в конце апреля 2023 г. стал падать, амплитуда фликкер-эффекта возросла до 0.26^m (Минев и др., 2023). Наш мониторинг в полосе B , проведенный одновременно со спектральным мониторингом 08.06.2023, показал, что амплитуда фликкер-эффекта сильно уменьшилась и составила 0.07^m .

АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

На рис. 4 показана последовательность спектров Т СгВ, полученных в 2020–2023 гг. на стадии спада современного активного состояния. На рисунке не показаны спектры, перечисленные в табл. 1, которые практически совпадают с представленными. Хорошо заметны сильное ослабление эмиссионного спектра звезды и изменение общего наклона континуума. На последних двух спектрах 2023 г. практически не заметны эмиссионные линии, кроме линии $H\alpha$, тогда как абсорбционные полосы и линии ($\text{Ca I } \lambda 4227$ и “голубые” полосы TiO) стали более выраженными. Так, например, стала хорошо заметна в поглощении линия H Ca II , ранее замытая излучением соседней линии

He . Можно считать, что в середине апреля 2023 г. у Т СгВ закончилось сверхактивное состояние.

Спектры на рис. 4 смещены друг относительно друга, но можно считать, что поток в красной области, где доминирует излучение холодного компонента, меняется незначительно и лишь из-за эффекта эллипсоидальности. В этом случае можно предположить, что поток в коротковолновой области уменьшился в мае–июне 2023 г. в 2 раза по сравнению с 2022 г. и началом 2023 г. Вклад излучения туманности и аккреционного диска сильно уменьшился. При этом линия $[\text{Ne III}] \lambda 3869$ почти не изменилась. Видно, что последовательность спектров не является хронологической — периоды ослабления эмиссионных линий чередуются с периодами их увеличения (например, в июле 2023 г. после периода ослабления в мае–июне потоки в линиях вновь выросли).

На рис. 5 показано изменение профиля линии $H\alpha$, наблюдавшееся с начала 2020 г. по июль 2023 г. Максимальный поток в линии составлял $\sim 3 \times 10^{-11}$ эрг/см²/с, минимальный — 3.3×10^{-12} эрг/см²/с. Между 8 и 21 июня 2023 г. (т.е. на фазах от 0.84 до по крайней мере 0.94) форма линии стала двухкомпонентной. Отметим, что в предыдущем цикле 09.12.2022 при $\varphi = 0.99$ такой формы профиля не наблюдалось. Двухком-

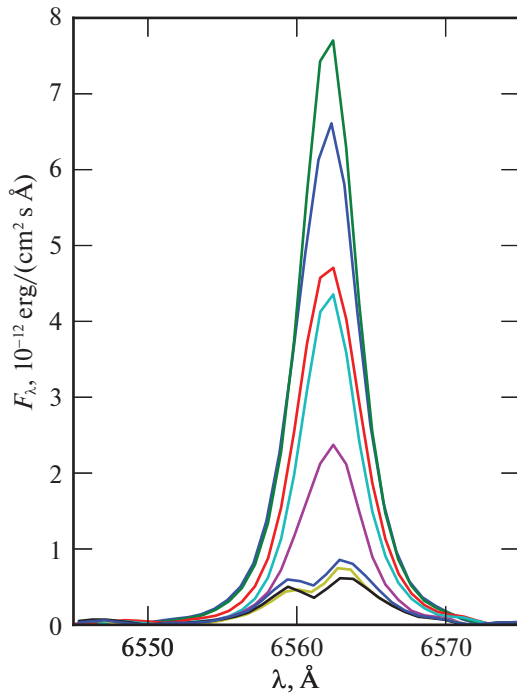


Рис. 5. Профиль линии $H\alpha$ в спектрах, полученных (сверху вниз) 05.01.2022, 22.03.2020, 26.02.2023, 09.03.2023, 26.05.2023, 14.07.2023, 24.06.2023 и 04.07.2023.

понтный профиль линии $H\alpha$ можно описать появлением дополнительной абсорбционной компоненты с лучевой скоростью -72 ± 3 км/с. При этом центр эмиссионной линии приходится на лучевую скорость -32 ± 5 км/с, близкую к γ -скорости системы, определенную Фекелем и др. (2000) по абсорбционному спектру холодного компонента. Лучевая скорость дополнительной абсорбционной компоненты близка к лучевой скорости центральной абсорбции, наблюдавшейся Станишевым и др. (2004) при похожих фазах (отметим, что в статье Станишева и др. (2004) используются не фотометрические, а спектральные эфемериды, смещенные на четверть периода).

Линии бальмеровской серии водорода могут образовываться в различных частях симбиотической системы (аккреционный диск, туманность, горячее пятно). На рис. 6 представлена зависимость потока в линии $H\alpha$ от фазы. Во время сверхактивного состояния на фазах, близких к единице, наблюдалось некоторое уменьшение потока в линии $H\alpha$. Отметим, что в спектрах, полученных 24.01.2023 и 27.01.2023 (фаза примерно 0.2), потоки в линии $H\alpha$ отличаются примерно в 2 раза. Отсутствие явной фазовой зависимости на рис. 6 свидетельствует о том, что поток в линии $H\alpha$ более чувствителен к со-

стоянию активности системы, чем к орбитальному движению.

Распределение энергии в спектрах симбиотических звезд обычно хорошо описывается трехкомпонентной моделью, состоящей из красного гиганта, горячего компонента и туманности. Из сравнения спектров Т СгВ в красной области с усредненными спектрами стандартных красных гигантов из работы Пиклза (1998) был оценен спектральный класс холодного компонента системы — М4 III, который почти не менялся за время наших наблюдений. Согласно Селвелли и др. (1992), температура горячего компонента составляет 10^5 К.

На рис. 7 представлен исправленный за межзвездное покраснение спектр Т СгВ, полученный на стадии сверхактивного состояния. В спектре присутствуют полосы поглощения TiO и линия поглощения Ca I (λ 4227), хорошо заметны бальмеровский скачок, эмиссионные линии бальмеровской серии водорода, He I (λ 5875.6, 6678.1), He II (λ 4685.7), [Ne III] (λ 3869), [O III] (λ 4363, 4959, 5007), Mg II (λ 2796.3, 2803.5). Хорошо видно, что для аппроксимации в голубой и ультрафиолетовой области необходимо излучение так называемого теплого компонента, которым является аккреционный диск.

Для моделирования распределения энергии в континууме аккреционного диска использовались формулы из работы Тайленда (1977):

$$F_{\text{disk}}(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 d^2} \sin i \int_{R_1}^{R_{\text{out}}} \frac{2\pi R}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT(R)}\right) - 1} dR,$$

$$T(R) = \left[\frac{3GM_1 \dot{M}}{8\pi\sigma R^3} (1 - (R_1/R)^{0.5}) \right]^{0.25},$$

где R_1 — внутренний радиус диска, R_{out} — внешний радиус диска, d — расстояние до системы, i — угол наклона нормали к лучу зрения, M_1 — масса горячего компонента, $\dot{M}$ — темп аккреции на горячий компонент. Внутренний радиус аккреционного диска был выбран равным $R_1 = 0.004R_{\odot}$ (Пширков и др., 2020), что соответствует радиусу белого карлика, масса которого составляет $1.3M_{\odot}$ (см. выше). Это минимально возможное значение параметра R_1 , которое будет увеличиваться с ростом напряженности магнитного поля белого карлика. Наклонение орбиты Т СгВ было взято равным оценке, полученной нами при моделировании эффекта эллипсоидальности ($i = 58^\circ$). Внешний радиус аккреционного диска был выбран равным $1 R_{\odot}$ (Селвелли и др., 1992; Масленникова и др., 2023).

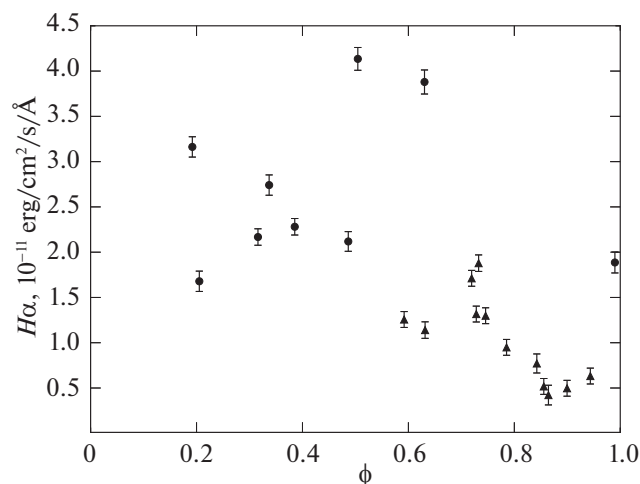


Рис. 6. Зависимость потока в линии $H\alpha$ от орбитальной фазы для спектров, полученных до середины апреля (кружки) и после (треугольники).

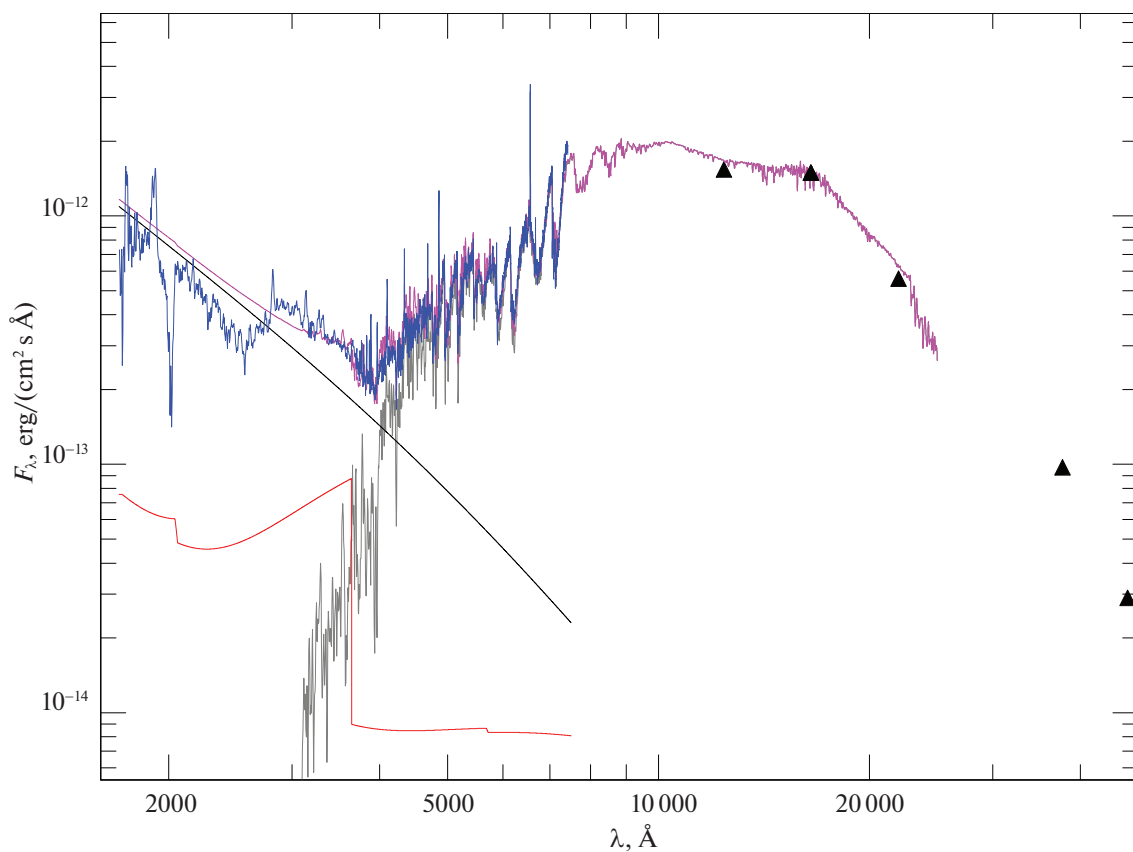


Рис. 7. Исправленный за межзвездное покраснение спектр Т СгВ (синяя линия) и модельное распределение энергии в спектре системы (фиолетовая линия). Спектр в оптическом диапазоне был получен 09.12.2022, в УФ-области (наблюдения Swift) — 10.12.2022. Треугольниками отмечены оценки блеска Т СгВ в инфракрасных полосах $JHKLM$, полученные 26 мая 2019 г. Серая линия — красный гигант М4III, красная линия — суммарное излучение горячего компонента с $T_{\text{eff}} = 10^5$ К и туманности с $T_e = 10^4$ К, черная линия — аккреционный диск при $i = 58^\circ$, $\dot{M} = 4 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$.

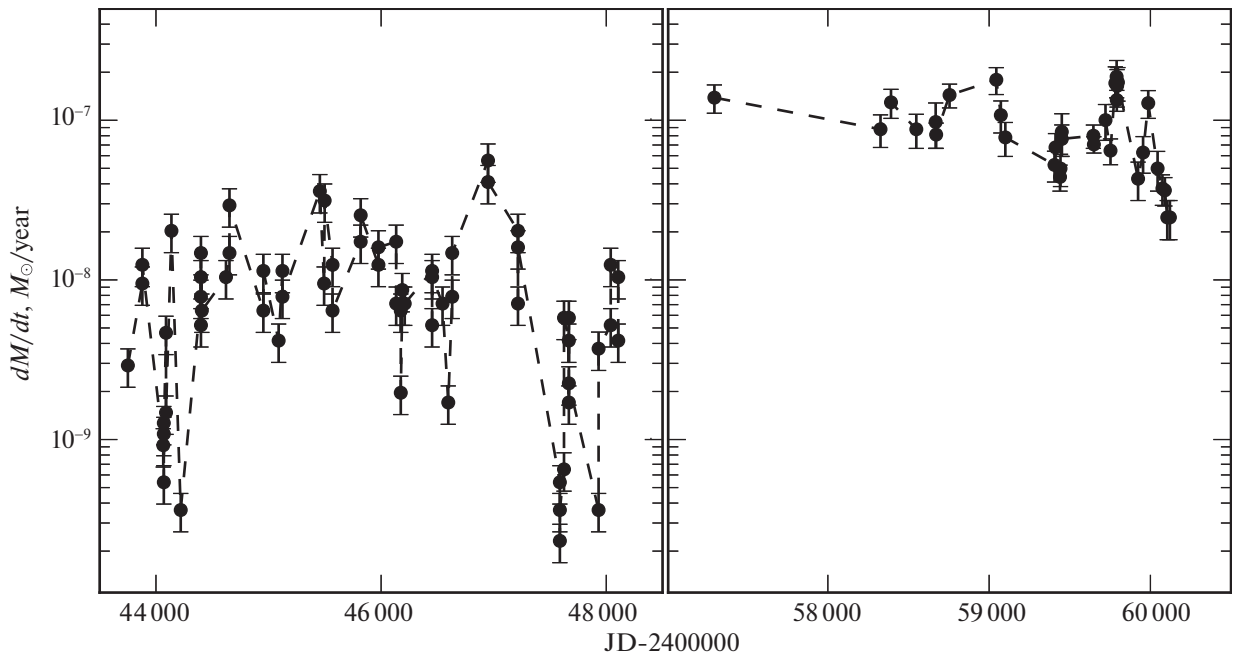


Рис. 8. Зависимость скорости аккреции от времени по ультрафиолетовым спектрам.

Из аппроксимации ультрафиолетовых спектров, полученных на IUE и UVOT/Swift, и оптических спектров данной моделью была найдена скорость аккреции (рис. 8), влияющая на температуру аккреционного диска. До перехода системы в сверхактивное состояние она была меньше $6 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. С 2015 г. до середины апреля 2023 г. скорость аккреции составляла $4 \times 10^{-8} - 2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. После окончания сверхактивного состояния скорость аккреции упала до $2.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, что примерно совпадает со значениями, полученными по спектрам IUE. Для объяснения изменений в УФ-области спектра можно было бы изменять не величину $\dot{M}$, а внешний радиус диска R_{out} . Однако для этого необходимы значительные изменения — в 6–7 раз за время в несколько десятков дней, то уменьшая диск, то наращивая его вновь. Отметим, что величина внутреннего радиуса диска R_1 слабо влияет на распределение энергии в УФ-диапазоне.

Мера эмиссии туманности на рис. 7 составила $1 \times 10^{58} \text{ см}^{-3}$, что немного меньше $ME = 4 \times 10^{58} \text{ см}^{-3}$, измеренной 25.08.2020 (Масленникова и др., 2023). Для объяснения изменений бальмеровского скачка в спектрах, показанных на рис. 4, необходимо, чтобы мера эмиссии с конца апреля 2023 г. начала уменьшаться. Например, 04.07.2023 она составила $3 \times 10^{57} \text{ см}^{-3}$.

08.06.2023 были проведены одновременные мониторинговые наблюдения Т CrV со спектрогра-

фом TDS на 2.5-м телескопе КГО и с ПЗС-фотометром на 0.6-м телескопе КГО.

Вариации размера изображений и ошибки ведения телескопа приводят к изменениям регистрируемого потока из-за переменных потерь света на узкой щели, которые составляли до двух раз. Поскольку вычисление абсолютных потоков невозможно, мы искали эффекты фликкеринга в эквивалентных ширинах (EW) эмиссионных линий. Для вычисления эквивалентной ширины линии необходимо знать уровень континуума вблизи линии, однако его определение также представляет сложность из-за сплошного покрытия спектра линиями поглощения. Поскольку нас интересуют только изменения EW, мы поступили следующим образом. Во-первых, для устранения эффекта потерь света на щели все спектры были нормированы на интегральный поток $f_{\lambda} = F_{\lambda} / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_{\lambda} d\lambda$ в широком диапазоне $\lambda_1 - \lambda_2$. Точные размеры и границы этого диапазона не играют роли, но он должен располагаться в районе изучаемой линии, поскольку потери света могут иметь небольшую зависимость от длины волны. Во-вторых, для изучения вариаций спектральных линий рассматривалась разность между индивидуальным спектром f_{λ} и медианным спектром $\bar{f}_{\lambda}$: $D_{\lambda} = f_{\lambda} - \bar{f}_{\lambda}$. Эта разность представляет собой шумовую дорожку вне переменных особенностей спектра. Переменные линии выделяются как значимые отклонения разности в положительную или отрицательную сторону. В качестве количественной характеристики этих отклонений мы вычислили нормированный

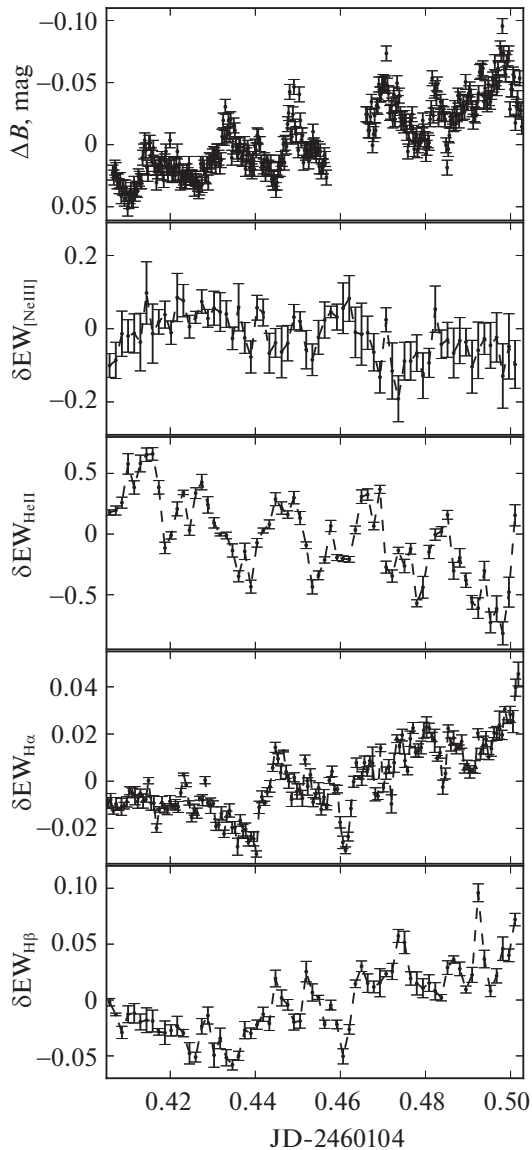


Рис. 9. Кривая блеска Т СгВ в полосе B и кривые изменения эквивалентной ширины линий $H\alpha$, $H\beta$, He II $\lambda 4686$, [Ne III] $\lambda 3869$, полученные во время мониторинга 08.06.2023 г.

интеграл $\int D_\lambda d\lambda / \int (\bar{f}_\lambda - f_c) d\lambda$ по профилю линии, который является относительным изменением эквивалентной ширины линии $\delta EW = \Delta EW / \bar{EW}$. Величина f_c представляет собой уровень континуума, который определяется всего один раз, и ошибка в нем входит только в $\bar{EW}$, но не в переменную составляющую, которую мы хотим изучить. Ошибка величины δEW оценивалась как стандартное отклонение от нуля шести аналогичных интегралов с той же длиной диапазона интегрирования, взятых слева и справа от линии. Величины δEW вместе с ошибками представлены на рис. 9 для линий $H\alpha$,

$H\beta$, He II $\lambda 4686$ и [Ne III] $\lambda 3869$ вместе с кривой блеска в полосе B .

Одной из целей мониторинга был поиск вариаций лучевых скоростей линий (поэтому использовалась узкая щель), однако систематически изменяющихся характерных особенностей в форме профилей в разностных спектрах D_λ мы не обнаружили.

На рис. 9 видно, что потоки в линиях водорода демонстрируют переменность, похожую для обеих линий, однако она отличается от переменности, видимой на других графиках. Коэффициент корреляции между кривыми для $H\alpha$ и $H\beta$ больше 0.6 при отсутствии временного сдвига между ними. Подтверждает это и наличие общей детали на кривой, наблюдавшейся вблизи отметки 0.46.

Поток в линии [Ne III] $\lambda 3869$ не показывает значимых изменений во время мониторинга. Это совпадает с результатом, полученным нами ранее для этой линии (см. Масленникова и др., 2023), и подтверждает вывод о том, что линия формируется в гораздо более протяженной области пространства, размеры которой сглаживают влияние быстрой переменности горячего компонента (и/или аккреционного диска).

Иначе ведет себя относительная эквивалентная ширина линии He II $\lambda 4686$ — она демонстрирует значительные колебания с характерным временем переменности ~ 25 мин и амплитудой, существенно превышающей ошибки измерений. Это время совпадает с оценкой, полученной нами ранее (см. Масленникова и др., 2023). Примерно с таким же характерным временем изменяется блеск системы в полосе B (верхняя панель на рис. 9). Однако корреляционный анализ показал отсутствие корреляции между данными для B и He II $\lambda 4686$.

ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 10 представлена кривая блеска Т СгВ в полосе B , построенная по данным AAVSO (Клоппенбург, 2023) с начала 2005 г. до середины июля 2023 г. На наблюдаемые точки наложен шаблон изменения блеска, построенный Шефером (2023) по данным фотометрических наблюдений вспышки 1946 г. в полосе B . Видно, что современное “высокое” состояние имеет похожее характерное время развития, но меньшую амплитуду, чем сверхактивное состояние в 1938–1946 гг. Так как в полосе B основной вклад в блеск системы дает аккреционный диск, то можно предположить, что скорость аккреции перед ожидаемой вспышкой меньше, чем была в прошлый раз. С середины марта 2023 г. у Т СгВ наблюдается характерный минимум блеска, который так же присутствует в шаблоне перед вспышкой. Таким образом, наблюдаемая кривая

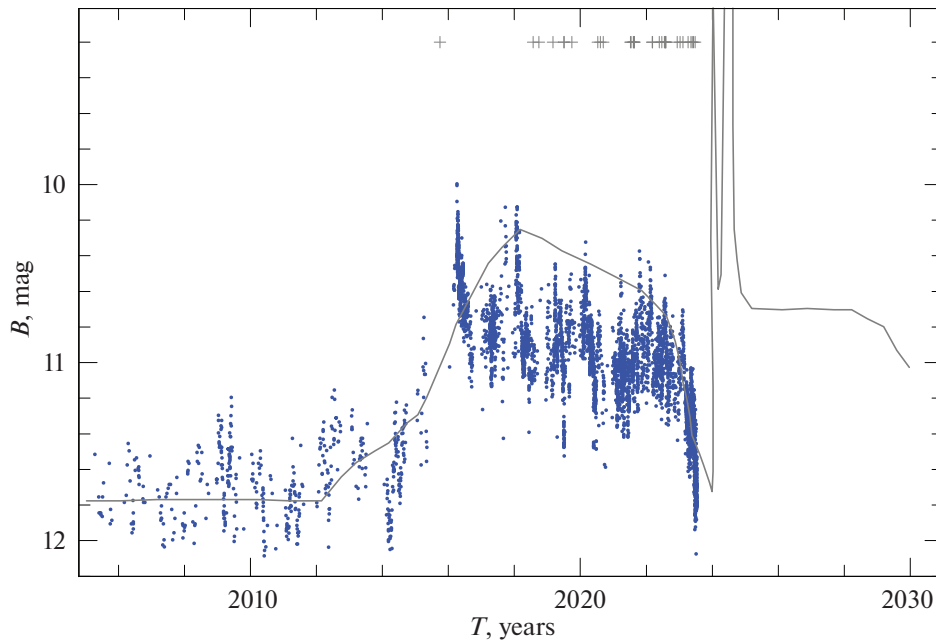


Рис. 10. Кривая блеска Т СгВ в полосе B по данным AAVSO (точки). Черная линия — усредненная кривая блеска вспышки Т СгВ 1946 г. из работы Шефера (2023), крестиками обозначены даты наблюдений УФ-спектров на Swift-UVOT.

блеска хорошо совпадает со средней кривой блеска вспышки 1946 г. Если предположить, что кривая блеска очередной вспышки будет такой же, как в 1946 г., то можно ожидать, что вспышка произойдет в начале 2024 г.

На существенный рост активности системы указывают и данные УФ-наблюдений спутника Swift (см. рис. 3). Средний УФ-поток на длине волны ~ 2000 Å в период активной фазы примерно в 2–2.5 раза превышал средний поток, зарегистрированный в 1978–1990 гг. УФ-спутником IUE. Если предположить, что изменение УФ-потока связано с изменением темпа аккреции, то последний должен изменяться от $<10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ для минимальных наблюдавшихся значений потока до $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ в максимуме. Еще одним фактором, который может оказывать влияние на наблюдаемую величину УФ-потока, может быть изменение концентрации вещества на луче зрения, ведущее к переменному поглощению. По сообщению Куина и др. (2023), поток в рентгеновском диапазоне вел себя противоположным образом — при переходе в 2015 г. к активной фазе наблюдалось падение потока в 4 раза, а в 2023 г., с завершением сверхактивного состояния, поток в рентгене вернулся к прежним значениям.

Спектральные наблюдения, выполненные нами с 2020 по 2023 г., демонстрируют уменьшение вклада аккреционного диска в суммарный поток в континууме. Значительно изменился и эмиссионный линейчатый спектр Т СгВ — практически

исчезла линия $\text{He II } \lambda 4686$, сильно ослабли линии бальмеровской серии водорода и линии He I , линии $[\text{Ne III}]$ ослабли, но в спектре пока заметны. В этом случае сложный ход континуума не позволяет измерять потоки в слабых линиях. Поэтому во все даты с хорошей точностью удалось измерить только отношение потоков $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ (рис. 11).

Как следует из рис. 11 в сверхактивном состоянии (примерно до весны 2023 г.), значение бальмеровского декремента (БД) соответствовало

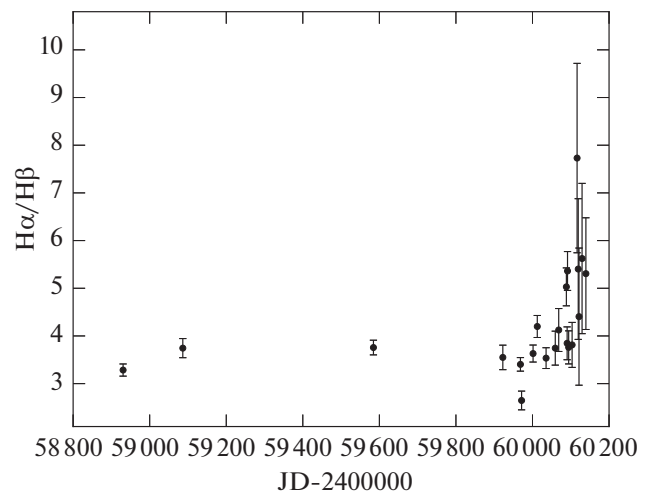


Рис. 11. Изменение со временем отношения $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$, вычисленного по исправленным за межзвездное покраснение оптическим спектрам Т СгВ из табл. 1.

стандартному случаю В (case В) рекомбинации (Остерброк, 1989). Максимальное значение БД, равное ~ 8 , наблюдалось 21.06.2023. В ту же дату наблюдались минимум потока в УФ-континууме (см. рис. 3) и минимальное значение темпа аккреции (рис. 8). Таким образом, наблюдается антикорреляция между темпом аккреции, напрямую определяющим поток в УФ-континууме, и величиной БД. Такая зависимость БД от потока в УФ-континууме характерна для активных ядер галактик и может вызываться несколькими причинами (Шаповалова и др., 2019; Ву и др., 2023). Одной из наиболее упоминаемых причин является наличие дополнительного покраснения вблизи области формирования линий. В нашем случае соответствующий избыток цвета (в предположении о нормальном законе покраснения) должен достигать величины $E(B - V) \sim 1$. Однако мы не видим признаков избыточного покраснения в распределении энергии ни в спектре красного гиганта, ни в спектре аккреционного диска. Для случая Т СгВ нам кажется более вероятным действие другого механизма. Как показали Гаскелл и Ферланд (1984), на отношение $H\alpha/H\beta$ оказывает сильное влияние увеличение отношения потоков в рентгеновском и оптическом диапазонах. Это связано с тем, что рост рентгеновского потока вызывает увеличение количества свободных электронов, обладающих достаточной энергией для возбуждения переходов с основного на третий уровень. Подобный рост потока в рентгене на фоне уменьшения потоков в УФ и оптическом диапазонах наблюдался и в случае Т СгВ (Куин и др., 2023).

08.06.2023 нами были проведены одновременные двухчасовые фотометрические и спектральные мониторинговые наблюдения Т СгВ. Они пришлись на фазу окончания сверхактивного состояния 2015–2023 гг. Мы обнаружили переменность эквивалентных ширин линий $H\alpha$ и $H\beta$, а также линии $He II \lambda 4686$. В отличие от подобных наблюдений, выполненных 25.08.2020 и 06.09.2020 во время сверхактивной фазы (Масленникова и др., 2023), мы не обнаружили временной задержки между изменениями потоков в линиях, а также между потоками в линиях и континуумом (фотометрические наблюдения в полосе В). При этом характерные времена изменения потоков в полосе В и в линии $He II$ совпали с теми, что были измерены нами ранее (~ 25 мин). Амплитуда колебаний блеска в полосе В ($\approx 0.07^m$) также оказалась близка к измеренной в 2020 г. Это не соответствует сообщению Минева и др. (2023) о том, что в мае 2023 г., когда у Т СгВ закончилось сверхактивное состояние, амплитуда фликкер-эффекта возросла и вернулась к значениям в спокойном состоянии.

Периодограммный анализ новых ИК фотометрических данных, полученных с 2011 по 2023 г.,

позволил уточнить эфемериды Т СгВ. Период колебаний $P = 227.55^d$ соответствует орбитальному и не изменился с 1958 г. (Крафт, 1958). Сравнение среднего уровня блеска до сверхактивного состояния и во время него показывает, что различные состояния активности горячего компонента слабо влияют на вид кривых блеска. Это позволяет моделировать кривые ИК-блеска без учета влияния эффекта отражения, которое должно быть мало и вследствие малых наблюдаемых потоков в рентгеновском диапазоне (см. подробнее в разделе “Анализ фотометрических наблюдений”). Как видно из рис. 1, чистый эффект эллипсоидальности хорошо описывает наблюдения. В отличие от Шахбаза и др. (1997), нам не потребовалось вводить дополнительное холодное пятно на поверхности красного гиганта для объяснения глубокого минимума на $\varphi = 0.5$. Оценки параметров системы, полученные при моделировании, с хорошей точностью соответствуют опубликованным ранее в работах Бельчински и др. (2000) и Татарниковой и др. (2013): степень заполнения полости Роша $\mu = 1.0$, угол наклона плоскости орбиты $i = 58^\circ$, отношение масс компонентов $q = M_{cool}/M_{hot} = 0.57$ (для модели с наименьшей суммой квадратов отклонений). Отметим, что степень заполнения полости Роша очень сильно влияет на глубину минимумов, и определяется с высокой точностью, поэтому можно уверенно утверждать, что холодный компонент системы заполняет полость Роша.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Нами представлены результаты фотометрических и спектральных наблюдений Т СгВ, полученных в широком диапазоне длин волн с 2011 по 2023 г. Данные фотометрии в ближнем ИК-диапазоне показывают наличие эффекта эллипсоидальности с большой амплитудой $\Delta J = 0.17$ (см. рис. 1). По ним определены эфемериды моментов главных минимумов блеска (красный гигант расположен между наблюдателем и горячим компонентом) $JD_{min} = 2455828.9 + 227.55 \times E$, что согласуется с данными, полученными Фекем и др. (2000) из анализа кривых лучевых скоростей. Моделирование кривых блеска в ближнем ИК-диапазоне в рамках эффекта эллипсоидальности позволило получить параметры двойной системы: степень заполнения холодным компонентом полости Роша $\mu = 1.0$, отношение масс компонентов $q = M_{cool}/M_{hot} \in [0.5, 0.77]$, угол наклона плоскости орбиты $i \in [55^\circ, 63^\circ]$. Параметры, соответствующие модели, наилучшим образом описывающей наблюдения, при функции масс холодного компонента системы $f(m) = 0.3224$ (Фекел и др., 2000) соответствуют массе горячего компонента $1.30 M_\odot$ и массе холодного компонента $0.74 M_\odot$.

2. По данным спектральных наблюдений 2020–2023 гг. обнаружено значительное изменение отношения потоков $H\alpha/H\beta$ — от ~ 3 до ~ 8 . Мы связываем это с наблюдавшимися, согласно Куин и др. (2023), изменениями потока в рентгеновском диапазоне и, соответственно, сменой механизма возбуждения атомов водорода. Показано, что величина $H\alpha/H\beta$ антикоррелирует с темпом аккреции вещества на горячий компонент системы (см. рис. 11 и рис. 8).

3. По данным мониторинга 08.06.2023 обнаружена быстрая переменность в полосе B с амплитудой $\sim 0.07^m$, в линии $He\ II\ \lambda 4686$ с характерным временем ~ 25 мин, а также в линиях $H\beta$ и $H\alpha$. Относительные изменения эквивалентной ширины линий достигали 0.4. Нами не обнаружена временная задержка между изменениями потоков в разных линиях и изменением потока в полосе B , которую мы наблюдали у Т СгВ ранее (см. Масленникова и др., 2023).

4. Для спектра Т СгВ, полученного нами 09.12.2022 и дополненного спектром Swift от 10.12.2022, выполнена аппроксимация модельным спектром (см. рис. 7), состоящим из спектров стандартного красного гиганта М4 III, спектров излучения в континууме аккреционного диска, туманности с $T_e = 10^4$ К и горячего компонента $T_{eff} = 10^5$ К. Это позволило сделать оценку темпа аккреции $\dot{M} = 4 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ (при внутреннем радиусе аккреционного диска, равном радиусу белого карлика $0.004 R_\odot$, и внешнем радиусе диска $1 R_\odot$).

5. Сравнение кривой блеска, представленной на сайте AAVSO за период 2005–2023 гг., с шаблоном вспышки 1946 г., полученным Шефером (2023), позволило предсказать возможную дату следующей вспышки по типу классических новых у Т СгВ — начало 2024 г.

Работа выполнялась с использованием оборудования, приобретенного по Программе развития МГУ. Работа А.В. Додина (первичная обработка и калибровка спектров), А.М. Татарникова (обработка и анализ УФ и ИК наблюдений) и Н.А. Масленниковой (обработка и анализ результатов быстрой фотометрии, моделирование спектров) поддержаны Российским научным фондом (грант 23-12-00092). Авторы благодарят базу данных AAVSO за использованные в этом исследовании результаты наблюдений, предоставленные наблюдателями со всего мира. Авторы благодарят архив INES за доступ к данным спутника IUE. В статье использовались наблюдения Swift, полученные из The Space Science Data Center (ASI). Авторы благодарят рецензентов за внимательное прочтение статьи и

ценные замечания, позволившие исправить допущенные недостатки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бельчински и др. (K. Belczynski, J. Mikolajewska, U. Munari, R.J. Ivison, and M. Friedjung), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **146**, 407 (2000).
2. Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Черясов Д.В., Жуйко С.В., *Астрон. журн.* **97**, 284 (2020).
3. Ву и др. (J. Wu, Q. Wu, H. Xue, W. Lei, and B. Lyu), *Astrophys. J.* **950**, 106 (2023).
4. Гаскелл, Ферланд (C.M. Gaskell and G.J. Ferland), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **96**, 393 (1984).
5. Джонсон (H.L. Johnson), *Communicat. of the Lunar and Planetary Laboratory* **3**, 73 (1965).
6. Заманов, Брух (R.K. Zamanov and A. Bruch), *Astron. Astrophys.* **338**, 938 (1998).
7. Заманов и др. (R. Zamanov, M.F. Bode, V. Stanishev, and J. Marti), *MNRAS* **350**, 1477 (2004).
8. Заманов и др. (R. Zamanov, A. Gomboc, M.F. Bode, J.M. Porter, and N.A. Tomov), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **117**, 268 (2005).
9. Заманов и др. (R. Zamanov, S. Boeva, S. Tsvetkova, and K. Stoyanov), *Astron. Telegram*, **2586**, 1 (2010).
10. Заманов и др. (R. Zamanov, E. Semkov, K. Stoyanov, and T. Tomov), *Astron. Telegram* **8675**, 1 (2016).
11. Илькевич и др. (K. Ilkiewicz, J. Mikolajewska, K. Stoyanov, A. Manousakis, and B. Miszalski), *MNRAS* **462**, 2695 (2016).
12. Кеннеа и др. (J.A. Kennea, K. Mukai, J.L. Sokoloski, G.J.M. Luna, J. Tueller, C.B. Markwardt, and D.N. Burrows), *Astrophys. J.* **701**, 1992 (2009).
13. Кларет (A. Claret), *Astron. Astrophys.* **363**, 1081 (2000).
14. Клоппенборг (B.K. Kloppenborg), *Observations from the AAVSO International Database*, <https://www.aavso.org> (2023).
15. Крафт (R.P. Kraft), *Astrophys. J.* **127**, 625 (1958).
16. Куин и др. (N.P. Kuin, G.J.M. Luna, K. Page, K. Mukai, J.L. Sokoloski, J.P. Osborne, and B.E. Schaefer), *Astron. Telegram* **16114**, 1 (2023).
17. Люси (L.B. Lucy), *Zeitschrift fur Astrophysik* **65**, 89 (1967).
18. Масленникова Н.А., Татарников А.М., Татарникова А.А., *Астрофиз. бюлл.* **78**, 338 (2023).
19. Минев и др. (M. Minev, R. Zamanov, and K. Stoyanov), *Astron. Telegram* **16023**, 1 (2023).
20. Мунари (U. Munari), *Res. Not. AAS* **7**, id. 145 (2023).
21. Научно-исследовательский центр астрофизики высоких энергий НАСА (NASA High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (Heasarc)), *Astrophysics Source Code Library*, ascl:1408.004 (2014).
22. Остерброк (D.E. Osterbrock), *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Univer. Sci. Books, 1989).

23. Пиклз (A.J. Pickles), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **110**, 863 (1998).
24. Потанин С.А., Белинский А.А., Додин А.В., Желтоухов С.Г., Ландер В.Ю., Постнов К.А., Саввин А.Д., Татарников А.М. и др., *Письма в Астрон. журн.* **46**, 894 (2020) [S.A. Potanin et al., *Astron. Lett.* **46**, 836 (2020)].
25. Пширков и др. (M.S. Pshirkov, A.V. Dodin, A.A. Belinski, S.G. Zheltoukhov, A.A. Fedoteva, O.V. Voziakova, S.A. Potanin, S.I. Blinnikov, et al.), *MNRAS* **499**, L21 (2020).
26. Роминг и др. (P.W.A. Roming, T.E. Kennedy, K.O. Mason, J.A. Nousek, L. Ahr, R.E. Bingham, P.S. Broos, M.J. Carter, et al.), *Space Sci. Rev.* **120**, 95 (2005).
27. Соколки и др. (J.L. Sokoloski, L. Bildsten, and W.C.G. Ho), *MNRAS* **326**, 553 (2001).
28. Станишев и др. (V. Stanishev, R. Zamanov, N. Tomov, and P. Marziani), *Astron. Astrophys.* **415**, 609 (2004).
29. Тайленда (R. Tylanda), *Acta Astron.* **27**, 235 (1977).
30. Татарникова и др. (A.A. Tatarnikova, A.M. Tatarnikov, and V.I. Shenavrin), *Proceed. Inter. Astron. Union* **7**, 203 (2013).
31. Темкес и др. (S.A. Tjemkes, E.J. Zuiderwijk, and J. van Paradijs), *Astron. Astrophys.* **154**, 77 (1986).
32. Уокер (M.F. Walker), *Proceed. Inter. Astron. Union* **3**, 46 (1957).
33. Фекел и др. (F.C. Fekel, R.R. Joyce, K.H. Hinkle, and M.F. Skrutskie), *Astron. J.* **119**, 1375 (2000).
34. Хатису, Като (I. Hachisu and M. Kato), *Astrophys. J.* **517**, L47 (1999).
35. Шаповалова и др. (A.I. Shapovalova, L.C. Popovic, V.L. Afanasiev, D. Ilic, A. Kovacevic, A.N. Burenkov, V.H. Chavushyan, S. Marceta-Mandic, et al.), *MNRAS* **485**, 4790 (2019).
36. Шахбаз и др. (T. Shahbaz, M. Somers, B. Yudin, and T. Naylor), *MNRAS* **288**, 1027 (1997).
37. Шенаврн В.И., Таранова О.Г., Наджип А.Э., *Астрон. журн.* **88**, 34 (2011).
38. Шефер (B.E. Schaefer), *MNRAS* **524**, 3146 (2023).
39. Шор и др. (S.N. Shore, F. Teyssier, ARAS Group), *Astron. Telegram* **15916**, 1 (2023).