

ISSN 0320-0108

Том 49, Номер 9

Сентябрь 2023



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 9, 2023

Оценка расстояния от центра Галактики до Солнца по цефеидам, расположенным близко к солнечному кругу

В. В. Бобылев

581

Повторная симбиотическая новая Т Северной Короны перед вспышкой

*Н. А. Масленникова, А. М. Татарников, А. А. Татарникова, А. В. Додин,
В. И. Шенаврин, М. А. Бурлак, С. Г. Желтоухов, И. А. Страхов*

589

Активность молодого аналога Солнца звезды HD 109833 и оценки потери вещества атмосфер двух ее планет

И. С. Саванов

605

Маневр ухода из окрестности коллинеарной точки либрации при использовании сил светового давления

Д. В. Шиманчук, А. С. Шмыров, В. А. Шмыров

612

ОЦЕНКА РАССТОЯНИЯ ОТ ЦЕНТРА ГАЛАКТИКИ ДО СОЛНЦА ПО ЦЕФЕИДАМ, РАСПОЛОЖЕННЫМ БЛИЗКО К СОЛНЕЧНОМУ КРУГУ

© 2023 г. В. В. Бобылев^{1*}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21.08.2023 г.

После доработки 21.08.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

По цефеидам, расположенным вблизи солнечного круга, определены значение галактоцентрического расстояния Солнца R_0 и скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии V_0 . Для анализа использована выборка ~ 200 классических цефеид из каталога Сковрон и др. (2019), где расстояния до них были определены на основе соотношения период–светимость. Для этих звезд собственные движения и лучевые скорости взяты из каталога Gaia DR3. Найденные значения R_0 заключены в интервале 7.8–8.3 кпк в зависимости от гелиоцентрического расстояния звезд выборки, от принятых значений скорости Солнца относительно местного стандарта покоя, а также от того учитываются или нет возмущения, вызванные галактической спиральной волной плотности. Дисперсия оценок R_0 составляет ~ 2 кпк. Аналогично значения V_0 заключены в интервале 240–270 км/с с дисперсией оценок 70–90 км/с. Итоговыми считаем следующие оценки: $R_0 = 8.24 \pm 0.20$ кпк и $V_0 = 268 \pm 8$ км/с, найденные с учетом возмущений от галактической спиральной волны плотности.

Ключевые слова: классические цефеиды, галактоцентрическое расстояние Солнца, скорость вращения Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010823090024, EDN: OGRDUJ

ВВЕДЕНИЕ

Значение галактоцентрического расстояния Солнца R_0 является важным параметром для изучения структуры, кинематики и динамики Галактики. Известны разнообразные методы оценки этой величины. Согласно Риду (1993), такие измерения можно разделить на прямые, вторичные и непрямые. Бланд-Хотторн, Герхард (2016) предлагают делить такие измерения на прямые, модельно-зависимые и вторичные. Никифоров (2004) предложил особую классификацию с разделением измерений на три класса в зависимости от типа измерений, типа оценки R_0 и типа опорных объектов.

В полном смысле прямым является метод определения абсолютного тригонометрического параллакса объекта, находящегося вблизи галактического центра. По РСДБ-наблюдениям нескольких источников мазерного излучения в области Sgr B2 этим методом Ридом и др. (2009) была получена оценка $R_0 = 7.9^{+0.8}_{-0.7}$ кпк. К прямым можно отнести и метод динамического параллакса. В настоящее время анализ орбитального движения звезд

вокруг центральной сверхмассивной черной дыры позволяет оценивать этим методом R_0 с относительной погрешностью около 0.3% (Коллаборация GRAVITY, 2019). Согласно одному из последних определений этой коллаборации, $R_0 = 8275 \pm 9_{\text{stat}} \pm 33_{\text{sys}}$ пк (Коллаборация GRAVITY, 2021).

Для оценки R_0 важны такие переменные звезды, как классические цефеиды, цефеиды типа II и переменные типа RR Лиры. Высокая точность оценок расстояния до этих переменных возможна благодаря соотношениям период–светимость (Левитт, 1908; Левитт, Пикеринг, 1912), а также период–Весенхейт (Мадоре, 1982), которые в настоящее время хорошо откалиброваны с помощью высокоточных тригонометрических параллаксов звезд (Рипепи и др., 2019).

Цефеиды типа II и переменные типа RR Лиры распределены по всей Галактике. Относительно более молодые классические цефеиды распределены по всему галактическому диску. Для оценки R_0 используются как геометрические, так и кинематические их свойства. Например, известны методы оценки R_0 , основанные на предположении о симметричном распределении цефеид в балдже Галактики или симметричном распределении в Галактике

* Электронный адрес: bob-v-vzz@rambler.ru

переменных звезд — членов шаровых скоплений. Довольно часто оценки R_0 получают при анализе кривой вращения Галактики, где R_0 выступает как искомое неизвестное наряду с другими параметрами. Впрочем оценки R_0 при анализе кривой вращения Галактики получают не только по цефеидам, но и по другим объектам галактического диска — мазерным источникам, OB-звездам, рассеянными звездным скоплениям и др.

Кроме первоклассных расстояний до цефеид важно иметь их высокоточные собственные движения и лучевые скорости. С этой точки зрения большой интерес представляет космический эксперимент Gaia (Коллаборация Gaia, 2016), посвященный определению высокоточных тригонометрических параллаксов, собственных движений и ряда фотометрических характеристик более 1.5 млрд звезд. В опубликованной недавно версии Gaia DR3 (Коллаборация Gaia, 2022) существенно улучшены лучевые скорости звезд — уточнены ранее измеренные значения и определены новые для большого количества звезд. При этом значения тригонометрических параллаксов и собственных движений звезд скопированы из более ранней версии каталога Gaia EDR3 (Gaia Early Data Release 3, Коллаборация Gaia, 2021).

Различными авторами регулярно выполняют обзоры индивидуальных оценок значений R_0 с выводом среднего значения. Например, по 65 оригинальным измерениям, полученным с 1974 по 2004 г., Никифоров (2004) нашел $R_0 = 7.9 \pm 0.2$ кпк, из анализа 53 индивидуальных оценок, полученных с 1992 по 2011 г., Малкин (2013) вычислил среднее $R_0 = 8.0 \pm 0.25$ кпк, по 56 измерениям, полученным с 2011 по 2021 г., Бобылев, Байкова (2021) нашли $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк.

Целью настоящей работы является оценка R_0 и круговой скорости вращения Галактики на околосолнечном расстоянии V_0 с использованием большой выборки классических цефеид, расположенных вблизи солнечного круга. Для этой цели используются цефеиды из каталога Сковрон и др. (2019), где расстояния до них были определены на основе соотношения период—светимость со средней ошибкой около 5%. Собственные движения и лучевые скорости этих цефеид взяты нами из каталога Gaia DR3. Применен специфический метод оценки R_0 и V_0 , основанный на анализе близких к солнечному кругу объектов. Метод интересен тем, что даже по одной звезде, расположенной на солнечном круге, можно оценить значения R_0 и V_0 .

МЕТОД

Для оценки галактоцентрического расстояния Солнца R_0 и круговой скорости вращения Галакти-

ки на околосолнечном расстоянии V_0 с использованием объектов, расположенных вблизи солнечного круга, известен способ (см., например, Шехтер и др. 1992), который будем называть классическим:

$$R_0 = \frac{r}{2 \cos l}, \quad V_0 = -\frac{V_l}{2 \cos l}, \quad (1)$$

где r — гелиоцентрическое расстояние звезды, V_l — скорость, направленная вдоль галактической долготы ($V_l = 4.74r\mu_l \cos b$). Здесь предполагается, что лучевая скорость V_r каждой звезды, лежащей на солнечном круге, равна нулю.

В работе Софуэ и др. (2011) предложена следующая модификация классического способа:

$$R_0 = \frac{r}{2 \cos l} \left(1 - \frac{d}{r} \right), \quad (2)$$

$$V_0 = -\frac{V_l}{2 \cos l} \left(1 - \frac{d}{r} \right) + V_r \operatorname{ctg} l, \quad (3)$$

где d — расстояние по лучу зрения звезды от солнечного круга

$$d = -\frac{V_r}{A \sin 2l}, \quad (4)$$

A — постоянная Оорта, значение которой в настоящей работе принимается равным $A = 15$ км/с/кпк. Скорости V_r и V_l должны быть даны относительно местного стандарта покоя. Для приведения наблюдаемых гелиоцентрических скоростей звезд к местному стандарту покоя используем два набора скоростей. В первом случае берем скорости из работы Шонриха и др. (2010):

$$(U, V, W)_\odot = (11.10, 12.24, 7.25) \text{ км/с}, \quad (5)$$

а во втором случае используем скорости, найденные по большой выборке классических цефеид в работе Бобылева, Байковой (2023):

$$(U, V, W)_\odot = (9.39, 15.96, 6.88) \text{ км/с}. \quad (6)$$

Скорости (6) близки к значениям соответствующих скоростей так называемого стандартного апекса Солнца $(U, V, W)_\odot = (10.3, 15.3, 7.7)$ км/с, которые были использованы Софуэ и др. (2011) при анализе мазеров Onsala 1 и Onsala 2N. При повторении нами их вычислений обнаружилось, что оценка R_0 довольно сильно зависит от принятой скорости Солнца относительно местного стандарта покоя. Поэтому в настоящей работе используем два набора таких скоростей.

Ошибки определения R_0 и V_0 оцениваются в соответствии со следующими формулами:

$$\delta R_0 = \frac{1}{2 \cos l} \left[\delta r^2 + \left(\frac{\delta V_r}{A \sin 2l} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (7)$$

$$\delta V_0 = \frac{1}{2 \cos l} \times \quad (8)$$

$$\times \left[\delta V_l^2 + V_l^2 \delta V_r^2 \left(\frac{1}{Ar \sin 2l} - \frac{2 \cos^2 l}{V_l \sin l} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Согласно подходу Софуэ и др. (2011), факт принадлежности звезды к области солнечного круга должен быть согласован с ее наблюдаемыми скоростями и параметрами кривой вращения Галактики.

Ошибки (7) и (8) вычисляются для каждой звезды, в дальнейшем они могут служить весами при вычислении среднего взвешенного, как это сделано в работе Софуэ и др. (2011). В настоящей работе мы предпочитаем вычислять средние значения R_0 и V_0 , стандартные отклонения σ_{R_0} и σ_{V_0} , а также ошибки среднего ε_{R_0} и ε_{V_0} с использованием известных соотношений.

Выражения (2)–(3) получены Софуэ и др. (2011) в предположении о чисто круговых движениях звезд вокруг галактического центра. В работе Бобылева (2013) была предложена модификация метода с исключением систематических некруговых движений звезд, связанных с влиянием галактической спиральной волны плотности. Для учета указанных эффектов служат следующие формулы:

$$V_r = -u_{\odot} \cos b \cos l - v_{\odot} \cos b \sin l - \quad (9)$$

$$- w_{\odot} \sin b + f_r(GR) +$$

$$+ \tilde{v}_{\theta} \sin(l + \theta) \cos b -$$

$$- \tilde{v}_R \cos(l + \theta) \cos b + V',$$

$$V_l = u_{\odot} \sin l - v_{\odot} \cos l + f_p(GR) + \quad (10)$$

$$+ \tilde{v}_{\theta} \cos(l + \theta) + \tilde{v}_R \sin(l + \theta) + V',$$

где $(u_{\odot}, v_{\odot}, w_{\odot})$ — групповая скорость рассматриваемых звезд, вызванная пекулярным движением Солнца, через $f_r(GR)$ и $f_p(GR)$ обозначены функции, описывающие дифференциальное галактическое вращение, конкретный вид которых в нашем случае не существен, через V' обозначено влияние остаточных эффектов.

Для учета влияния спиральной волны плотности использована кинематическая модель, основанная на линейной теории волн плотности Линя и Шу (1964), в которой возмущение потенциала имеет вид бегущей волны, тогда

$$\tilde{v}_R = f_R \cos \chi, \quad \tilde{v}_{\theta} = f_{\theta} \sin \chi, \quad (11)$$

где f_R и f_{θ} — амплитуды возмущений радиальной (возмущение направлено к центру Галактики в спиральном рукаве) и тангенциальной (направленной вдоль галактического вращения) скоростей; фаза волны

$$\chi = m[\text{ctg}(i) \ln(R/R_0) - \theta] + \chi_{\odot}, \quad (12)$$

i — угол закрутки спиралей ($i < 0$ для закручивающихся спиралей); m — число спиральных рукавов; θ — позиционный угол звезды: $\text{tg } \theta = y/(R_0 - x)$, где x, y — гелиоцентрические галактические прямоугольные координаты звезды, причем ось x направлена от Солнца к галактическому центру, а направление оси y совпадает с направлением галактического вращения; χ_{\odot} — фазовый угол Солнца. Длина спиральной волны λ — расстояние (по галактоцентрическому радиальному направлению) между соседними отрезками спиральных рукавов в околосолнечной окрестности, вычисляется на основе соотношения $\text{tg } |i| = \lambda m / (2\pi R_0)$. Поэтому при моделировании можем задавать либо угол закрутки, либо длину волны.

ДАННЫЕ

Основой для изучения нам послужила работа Скворон и др. (2019), где для 2431 классической цефеиды дано расстояние, возраст, период пульсации и фотометрические данные. Наблюдения этих переменных звезд были выполнены в рамках программы OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment, Удальский и др., 2015). Расстояния до цефеид были вычислены на основе калибровочных соотношений период–светимость, найденных Вангом и др. (2018) по кривым блеска цефеид в среднем инфракрасном диапазоне для восьми полос. Это четыре полосы каталога космического телескопа WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer, Чен и др., 2018), W1–W4: [3.35], [4.60], [11.56] и [22.09] мкм и четыре полосы обзора GLIMPSE (Spitzer Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire, Бенджамин и др., 2003): [3.6], [4.5], [5.8] и [8.0] мкм. Для каждой звезды в каталоге Скворон и др. (2019) вычислено значение поглощения A_{K_s} по картам поглощения. Согласно этим авторам, ошибка определения расстояния до цефеид в их каталоге составляет ~5%. Оценки возраста Скворон и др. (2019) получили по методике Андерсона и др. (2016) с учетом периода осевого вращения звезд и индекса металличности.

В работе Бобылева и др. (2021) при изучении кинематики большой выборки классических цефеид было показано, что шкалу Скворон и др. (2019) необходимо слегка удлинить. Поэтому в настоящей работе расстояния до цефеид из этого каталога были увеличены на 10%. Для анализа отбираем цефеиды из интервала R : 7–9 кпк, вычислив для них галактоцентрическое расстояние R с использованием предварительного значения $R_0 = 8.0$ кпк.

В методе Софуэ и др. (2011) с использованием соотношений (2)–(8) требуется, чтобы звезды лежали в первом и четвертом галактических квадрантах, т.е. в достаточно узком интервале долгот

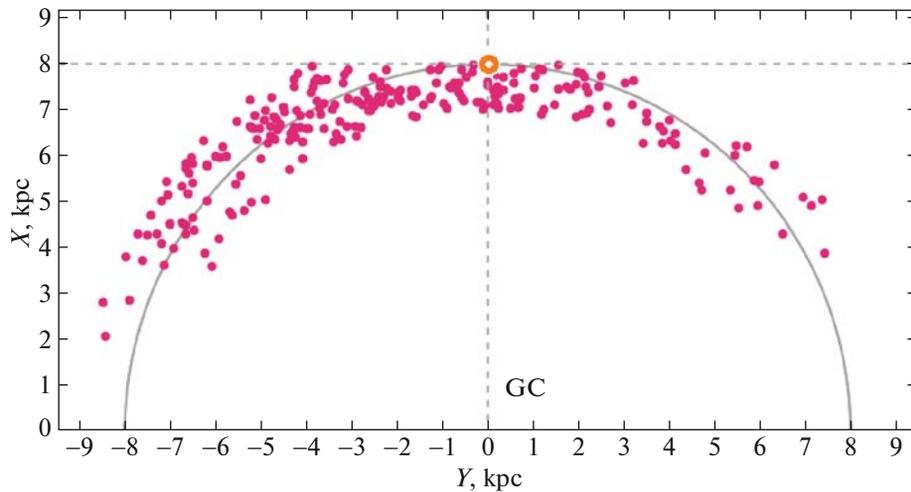


Рис. 1. Распределение отобранных для анализа цефеид в проекции на галактическую плоскость XY , дан круг радиусом 8 кпк, положение Солнца отмечено желтым кружком, GC — центр Галактики.

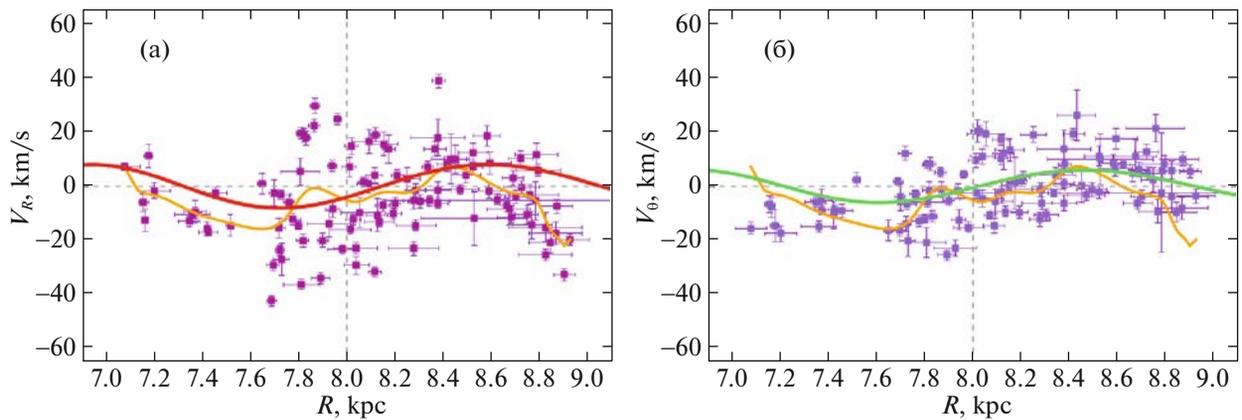


Рис. 2. Радиальные скорости цефеид V_R (а) и их тангенциальные скорости V_θ (б) в зависимости от расстояния R .

$|l| < 80^\circ$, а также необходимо иметь $d \ll r$. Поэтому применяем ограничение на координату x , а вычисления выполняем при различных ограничениях на расстояние r . Для того чтобы улучшить однородность выборки, берем цефеиды моложе 120 млн лет. Наконец, не должно быть больших значений лучевых скоростей. В итоге используем следующие ограничения:

$$\begin{aligned} 7 < R < 9 \text{ кпк}, \quad x > 0 \text{ кпк}, \\ \text{AGE} < 120 \text{ млн лет}, \quad |V_r| < 20 \text{ км/с}. \end{aligned} \quad (13)$$

При таких условиях отбора получилась выборка из примерно 200 цефеид со средним возрастом 87 млн лет. На рис. 1 дано распределение отобранных цефеид в проекции на галактическую плоскость XY , где ось X направлена из центра Галактики в сторону Солнца, а ось Y направлена по вращению Галактики.

На рис. 2 даны радиальные V_R и тангенциальные скорости V_θ цефеид в зависимости от расстоя-

ния R . Здесь цефеиды были взяты при условии $r > 3$ кпк. Хорошо видно наличие периодичности как в радиальных, так и в тангенциальных скоростях цефеид. Желтыми линиями на рисунке показаны усредненные скорости (усредняет программа GNU PLOT), а жирной красной и зеленой периодической кривой показано подобранное нами влияние спиральной волны плотности. Для этого была использована четырехрукавную модель спирального узора Галактики $m = 4$ с длиной волны $\lambda = 1.7$ кпк, амплитудами скоростей возмущения f_R и f_θ , равными 7 и 4 км/с соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 1–3 даны значения R_0 и V_0 , полученные тремя способами как без учета, так и с учетом влияния спиральной волны плотности. Данные в этих таблицах были вычислены с использованием параметров движения Солнца относительно местного стандарта покоя (5).

Таблица 1. Оценки R_0 и V_0 , полученные классическим способом (1)

Параметры	$r > 2$ кпк	$r > 2.5$ кпк	$r > 3.0$ кпк	$r > 3.5$ кпк	$r > 4$ кпк
N_*	117	104	94	84	75
$R_0 \pm \varepsilon_{R_0}$, кпк	7.68 ± 0.22	7.98 ± 0.22	8.24 ± 0.21	8.32 ± 0.18	8.41 ± 0.19
σ_{R_0} , кпк	2.39	2.20	2.02	1.69	1.61
$V_0 \pm \varepsilon_{V_0}$, км/с	248 ± 8	259 ± 8	265 ± 8	270 ± 8	271 ± 8
σ_{V_0} , км/с	87	82	79	71	67

Таблица 2. Оценки R_0 и V_0 , полученные способом Софуэ и др. (2011) с использованием соотношений (2)–(8)

Параметры	$r > 2$ кпк	$r > 2.5$ кпк	$r > 3.0$ кпк	$r > 3.5$ кпк	$r > 4$ кпк
N_*	119	105	94	86	78
$R_0 \pm \varepsilon_{R_0}$, кпк	7.44 ± 0.21	7.73 ± 0.21	7.83 ± 0.21	7.89 ± 0.22	7.97 ± 0.23
σ_{R_0} , кпк	2.28	2.15	2.08	2.06	2.07
$V_0 \pm \varepsilon_{V_0}$, км/с	239 ± 8	249 ± 8	249 ± 8	252 ± 8	252 ± 8
σ_{V_0} , км/с	82	79	76	74	74

Таблица 3. Оценки R_0 и V_0 , полученные способом Софуэ и др. (2011) с дополнительным учетом влияния спиральной волны плотности со следующими значениями параметров волны: $m = 4$, $\lambda = 1.7$ кпк, $\chi_{\odot} = -60^\circ$, $f_R = 7$ км/с и $f_{\theta} = 4$ км/с

Параметры	$r > 2$ кпк	$r > 2.5$ кпк	$r > 3.0$ кпк	$r > 3.5$ кпк	$r > 4$ кпк
N_*	122	109	97	89	80
$R_0 \pm \varepsilon_{R_0}$, кпк	7.38 ± 0.21	7.67 ± 0.20	7.78 ± 0.21	7.78 ± 0.22	7.96 ± 0.22
σ_{R_0} , кпк	2.32	2.14	2.06	2.06	1.99
$V_0 \pm \varepsilon_{V_0}$, км/с	244 ± 8	253 ± 8	252 ± 8	254 ± 8	257 ± 9
σ_{V_0} , км/с	87	82	77	78	77

В табл. 4 и 5 даны значения R_0 и V_0 , полученные двумя способами как без учета, так и с учетом влияния спиральной волны плотности (также как в табл. 2 и 3), с параметрами движения Солнца относительно местного стандарта покоя вида (6).

Как видно из табл. 1, классическим методом найдены значения R_0 и V_0 , которые неплохо согласуются с известными, например, отмеченными во Введении. Однако классический метод обладает важным недостатком — лучевые скорости всех рассматриваемых цефеид отличны от нуля. Поэтому результаты, представленные в табл. 2–5, являются более интересными, так как они получены свободным от такого недостатка методом.

Учет возмущений от спиральной волны плотности благоприятно сказывается на оценках R_0 и V_0 . Значения R_0 и V_0 принципиально не изменяются, но уменьшаются, хотя и немного, дисперсии σ_{R_0} и ошибки ε_{R_0} . Поэтому мы отдаем предпочтение параметрам, которые указаны в табл. 3 и 5. Ориентируемся на значения, полученные при ограничении $r > 3.0$ кпк, так как здесь и звезд еще достаточно много, и ошибки малы.

Отметим, что главный интерес в настоящей работе связан с определением R_0 . Скорость же вращения Галактики на околосолнечном расстоянии V_0 более надежно определяется из анализа кинематики больших звездных выборок. Напри-

Таблица 4. Оценки R_0 и V_0 , полученные способом Софуэ и др. (2011), с использованием соотношений (2)–(8) и параметрами движения Солнца относительно местного стандарта покоя вида (6)

Параметры	$r > 2$ кпк	$r > 2.5$ кпк	$r > 3.0$ кпк	$r > 3.5$ кпк	$r > 4$ кпк
N_*	107	96	89	82	75
$R_0 \pm \varepsilon_{R_0}$, кпк	8.07 ± 0.22	8.30 ± 0.22	8.30 ± 0.22	8.23 ± 0.22	8.31 ± 0.22
σ_{R_0} , кпк	2.31	2.19	2.03	1.97	1.93
$V_0 \pm \varepsilon_{V_0}$, км/с	263 ± 8	269 ± 8	265 ± 8	265 ± 8	265 ± 8
σ_{V_0} , км/с	87	84	77	75	73

Таблица 5. Оценки R_0 и V_0 , полученные способом Софуэ и др. (2011) с параметрами движения Солнца относительно местного стандарта покоя вида (6) с дополнительным учетом влияния спиральной волны плотности со следующими значениями параметров волны: $m = 4$, $\lambda = 1.7$ кпк, $\chi_{\odot} = -60^\circ$, $f_R = 7$ км/с и $f_\theta = 4$ км/с

Параметры	$r > 2$ кпк	$r > 2.5$ кпк	$r > 3.0$ кпк	$r > 3.5$ кпк	$r > 4$ кпк
N_*	114	102	93	84	76
$R_0 \pm \varepsilon_{R_0}$, кпк	7.80 ± 0.21	8.14 ± 0.20	8.24 ± 0.20	8.27 ± 0.20	8.35 ± 0.21
σ_{R_0} , кпк	2.21	2.04	1.91	1.84	1.82
$V_0 \pm \varepsilon_{V_0}$, км/с	258 ± 8	268 ± 8	268 ± 8	269 ± 8	269 ± 9
σ_{V_0} , км/с	89	85	80	78	78

мер, по кинематике 773 классических цефеид с собственными движениями и лучевыми скоростями из каталога Gaia DR2 (Коллаборация Gaia, 2018) Мроз и др. (2021) нашли $V_0 = 233.6 \pm 2.8$ км/с; по кинематике около 800 классических цефеид с собственными движениями и лучевыми скоростями из каталога Gaia DR2 в работе Бобылева и др. (2021) была получена оценка $V_0 = 240 \pm 3$ км/с; по выборке из $\sim 23\,000$ красных гигантов Эйлерс и др. (2021) нашли $V_0 = 229.0 \pm 0.2$ км/с.

Как видно из сравнения данных табл. 2–4 и табл. 3–5, полученные результаты сильно зависят от принимаемой скорости Солнца относительно местного стандарта покоя.

В работе Бобылева (2013) по 18 цефеидам с собственными движениями из каталогов Hipparcos (1997) и UCAC4 (Захариас и др., 2012) были получены следующие оценки: $R_0 = 7.64 \pm 0.32$ кпк и $V_0 = 217 \pm 11$ км/с. При этом были использованы параметры Шонриха и др. (2010) для скорости Солнца (5) и выполнен учет влияния спиральной волны плотности. Таким образом, этот результат необходимо сравнивать с данными, указанными в табл. 3. В итоге имеем хорошее согласие оценок, но в настоящей работе использовано большее ко-

личество цефеид, поэтому получены существенно меньшие ошибки ε_{R_0} и ε_{V_0} .

История определения скорости Солнца относительно местного стандарта покоя весьма драматична. Так, по данным каталога Hipparcos, Денен, Бинни (1998) нашли $(U, V, W)_{\odot} = 10.00, 5.25, 7.17$ км/с. Если с этими скоростями повторить подход табл. 4 для случая $r > 3.0$ кпк, то получим довольно маленькие значения $R_0 = 7.64 \pm 0.21$ кпк и $V_0 = 240 \pm 8$ км/с. Параметры (5), найденные в работе Шонриха и др. (2010), более сбалансированные. В настоящее время они широко используются при кинематических исследованиях.

Параметры стандартного апекса Солнца $U, V, W_{\odot} = 10.3, 15.3, 7.7$ км/с определены по небольшой выборке ярких звезд, зафиксированы как движение Солнца со скоростью 20 км/с в направлении $\alpha, \delta = 18^h, 30^\circ$. Однако эти параметры широко используются радиоастрономами для сохранения преемственности результатов, полученных ими, начиная с 50-х гг. XX в.

В работе Бобылева, Байковой (2014) показано, что имеется влияние галактической спиральной волны плотности на значения скорости Солнца

относительно местного стандарта покоя, определяемые по молодым звездам диска. Поэтому, по нашему мнению, параметры (6) более строго учитывают скорость Солнца относительно местного стандарта покоя в точке $R = R_0$, т.е. они учитывают скорость Солнца, возмущенную спиральной волной в этой точке. Поэтому параметры, указанные в табл. 4 и 5, являются более интересными по сравнению с данными табл. 2 и 3.

Во Введении были указаны оценки R_0 , полученные как среднее из анализа многочисленных индивидуальных определений. Здесь отметим ряд последних индивидуальных оценок. В работе Люнга и др. (2023) получена оценка $R_0 = 8.23 \pm 0.12$ кпк по кинематике звезд в центральном баре Галактики с использованием данных каталогов APOGEE DR17 (Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment, Блантон и др., 2017) и Gaia EDR3, дополненных спектрофотометрическими расстояниями. Хей и др. (2023) нашли $R_0 = 8108 \pm 106_{\text{stat}} \pm 93_{\text{sys}}$ пк с использованием около 190 000 полуправильных переменных в балдже Галактики.

Интересно отметить работу Гордона и др. (2023), где представлены новые абсолютные РСДБ-измерения радиисточника Sgr A* в рамках реализации третьей международной небесной системы отсчета (ICRF 3). Наблюдения были проведены в 52 эпохи на решетке VLBA в диапазоне 24 ГГц в период 2006–2022 гг. На основе измеренного собственного движения Sgr A* по галактической долготе эти авторы оценили $V_0 = 248.0 \pm 2.8$ км/с (при заданном значении $R_0 = 8.178 \pm 0.022$ кпк).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые оценки галактоцентрического расстояния Солнца R_0 и скорости вращения Галактики на солнечном расстоянии V_0 . Они найдены специфическим методом, основанным на анализе объектов, расположенных вблизи солнечного круга. Использован как метод в модификации Софуэ и др. (2011), так и расширенный метод с дополнительным учетом влияния спиральной волны плотности. Расширенный метод был предложен ранее Бобылевым (2013) при анализе небольших выборок классических цефеид и областей звездообразования.

В настоящей работе использована выборка классических цефеид из каталога Сковрон и др. (2019), где расстояния до них были определены на основе соотношения период–светимость со средней случайной ошибкой около 5%. Собственные движения и лучевые скорости цефеид были взяты из каталога Gaia DR3. Ранее нами было показано (Бобылев и др. 2021), что цефеидную шкалу

Сковрон и др. (2019) необходимо слегка удлинить. Поэтому в настоящей работе расстояния до цефеид из этого каталога были увеличены на 10%. Для анализа были отобраны около 200 цефеид со средним возрастом 87 млн лет, расположенных в интервале расстояний $7 < R < 9$ кпк.

Найденные значения R_0 заключены в интервале 7.8–8.3 кпк в зависимости от гелиоцентрического расстояния звезд выборки, от принятых значений скорости Солнца относительно местного стандарта покоя, а также от того, учитываются или нет возмущения, вызванные галактической спиральной волной плотности. Дисперсия оценок R_0 составляет около 2 кпк, а ошибка среднего 0.2 кпк. Аналогично значения V_0 заключены в интервале 240–270 км/с, где дисперсия оценок V_0 составляет 70–90 км/с, а ошибка среднего 8 км/с.

Наилучшими мы считаем оценки $R_0 = 8.24 \pm 0.20$ кпк и $V_0 = 268 \pm 8$ км/с, которые были получены по выборке из 93 цефеид с учетом возмущений от галактической спиральной волной плотности. Причем расположены эти цефеиды от Солнца далее 3 кпк.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андерсон и др. (R.I. Anderson, H. Saio, S. Ekström, C. Georgy, and G. Meynet), *Astron. Astrophys.* **591**, A8 (2016).
- Бенджамин и др. (R.A. Benjamin, E. Churchwell, B.L. Babler, T.M. Bania, D.P. Clemens, M. Cohen, J.M. Dickey, R. Indebetouw, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **115**, 953 (2003).
- Бланд-Хотторн, Герхард (J. Bland-Hawthorn and O. Gerhard), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 529 (2016).
- Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **39**, 115 (2013) [V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **39**, 95 (2013)].
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *MNRAS* **441**, 142 (2014).
- Бобылев и др. (V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, A.S. Rastorguev, and M.V. Zabolotskikh), *MNRAS* **502**, 4377 (2021).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., *Астрон. журн.* **98**, 497 (2021) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Rep.* **65**, 498 (2021)].
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *Res. Astron. Astrophys.* **23**, 045001 (2023).
- Блантон и др. (M.R. Blanton, M.A. Bershady, B. Abolfathi, F.D. Albareti, C. Allende Prieto, A. Almeida, J. Alonso-Garcia, F. Anders, et al.), *Astron. J.* **154**, 28 (2017).
- Ванг и др. (S. Wang, X. Chen, R. de Grijs, and L. Deng), *Astrophys. J.* **852**, 78 (2018).
- Гордон и др. (D. Gordon, A. de Witt, and C.S. Jacobs), *Astron. J.* **165**, 49 (2023).
- Денен, Бинни (W. Dehnen and J.J. Binney), *MNRAS* **298**, 387 (1998).

13. Захариас и др. (N. Zacharias, C.T. Finch, T.M. Girard, et al.), каталог I/322 в страсбургской базе данных (2012).
14. Коллаборация Gaia (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, 1 (2016).
15. Коллаборация Gaia (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 1 (2018).
16. Коллаборация Gaia (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, 1 (2021).
17. Коллаборация Gaia (Gaia Collaboration, A. Vallenari, A.G.A. Brown, T. Prusti, et al.), arXiv: 2208.0021 (2022).
18. Коллаборация GRAVITY (GRAVITY Collaboration, R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, et al.), *Astron. Astrophys.* **625**, L10 (2019).
19. Коллаборация GRAVITY (GRAVITY Collaboration, R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A59 (2021).
20. Левитт (H.S. Leavitt), *Annals of Harvard College Observatory* **60**, 87 (1908).
21. Левитт, Пикеринг (H.S. Leavitt and E.C. Pickering), *Harvard College Observatory Circular* **173**, 1 (1912).
22. Линь, Шу (C.C. Lin and F.H. Shu), *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
23. Люнг и др. (H.W. Leung, J. Bovy, and J.T. Mackereth), *MNRAS* **519**, 948 (2023).
24. Мадоре (B.F. Madore), *Astrophys. J.* **253**, 575 (1982).
25. Малкин (Z. Malkin), *Advancing the Physics of Cosmic Distances*, Proc. IAU Symp. No. 289, 2012, Ed. R. de Grijs and G. Bono (2013).
26. Мроз и др. (P. Mróz, A. Udalski, D.M. Skowron, J. Skowron, I. Soszynski, P. Pietrukowicz, M.K. Szymanski, R. Poleski, S. Kozłowski, and K. Ulaczyk), *Astrophys. J.* **870**, L10 (2019).
27. Никифоров (I.I. Nikiforov), *Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems*, Proc. Conf. 17–24 August, 2003 at St. Petersburg State University, Russia. Eds G.G. Byrd, K.V. Kholshchevnikov, A.A. Myllari, I.I. Nikiforov and V.V. Orlov. ASP Conf. Proc., V. **316**. San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 199 (2004).
28. Рид (M.J. Reid), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 345 (1993).
29. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, X.W. Zheng, A. Brunthaler, and Y. Xu), *Astrophys. J.* **705**, 1548 (2009).
30. Рипепи и др. (V. Ripepi, R. Molinaro, I. Musella, M. Marconi, S. Leccia and L. Eyer), *Astron. Astrophys.* **625**, 14 (2019).
31. Скворон и др. (D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, A. Udalski, P. Pietrukowicz, I. Soszynski, M. Szymanski, R. Poleski, et al.), *Science* **365**, 478 (2019).
32. Софуэ и др. (Y. Sofue, T. Nagayama, M. Matsui, and A. Nakagawa), *Publ. Astron. Soc. Japan* **63**, 867 (2011).
33. Удальский и др. (A. Udalski, M.K. Szymański, and G. Szymański), *Acta Astron.* **65**, 1 (2015).
34. Хей и др. (D.R. Hey, D. Huber, B.J. Shappee, J. Bland-Hawthorn, Th. Tepper-Garcia, R. Sanderson, S. Chakrabarti, N. Saunders, et al.), arXiv: 2305.19319 (2023).
35. Чен и др. (X. Chen, S. Wang, L. Deng, R. de Grijs, and M. Yang), *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **237**, 28 (2018).
36. Шехтер и др. (P.L. Schechter, I.M. Avruch, J.A.R. Caldwell, and M.J. Keane), *Astron. J.* **104**, 1930 (1992).
37. Шонрих и др. (R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen), *MNRAS* **403**, 1829 (2010).
38. Эйлерс и др. (A.-C. Eilers, D.W. Hogg, H.-W. Rix, and M.K. Ness), *Astrophys. J.* **871**, 120 (2021).
39. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP–1200 (1997).

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 $\lambda 4686$ 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: ONGYIV

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 M4III 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 \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 (Клоппенборг, 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 зависит 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 СгВ

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 $\lg F_{SSX} = -6.5$, 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

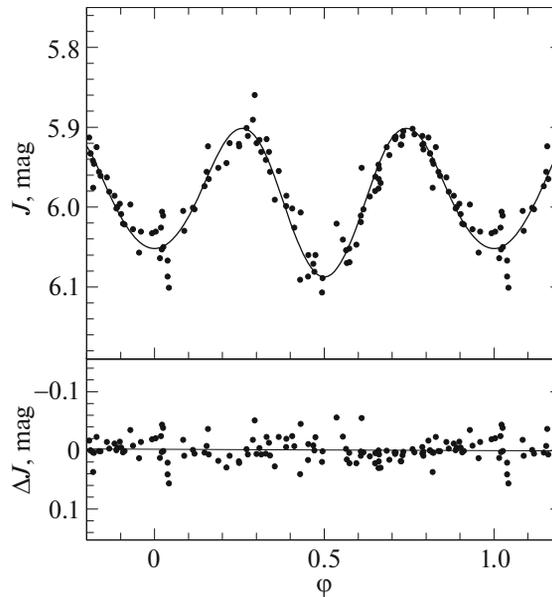


Рис. 1. Свертка с периодом $P = 227.55^d$ наблюдаемой кривой блеска Т СгВ в полосе J (точки) и модельная кривая блеска (сплошная линия) приливо деформированного красного гиганта (параметры модели: $\mu = 1$, $q = 0.57$, $i = 58^\circ$, $T_{\text{eff}} = 3500$ К, описание см. текст). На нижней панели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

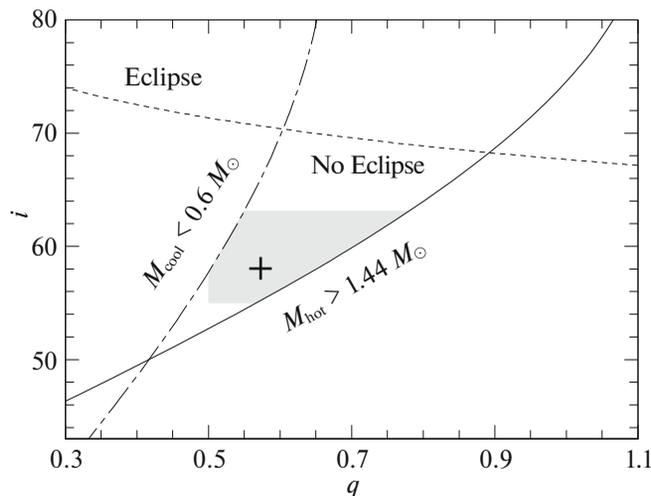


Рис. 2. Диаграмма (q, i) с кривыми, демонстрирующими для фиксированного значения функции масс холодного компонента $f(m) = 0.3224$ (Фекел и др., 2000) ограничения $M_{\text{cool}} > 0.6M_\odot$, $M_{\text{hot}} < 1.44M_\odot$ и отсутствие затмений в системе. Серая область — область параметров, в которую 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 $0.6M_\odot$, а масса горячего компонента не должна превышать предел Чандрасекара. Кроме того, согласно данным УФ-наблюдений, система Т СгВ — не затменная (Сел-

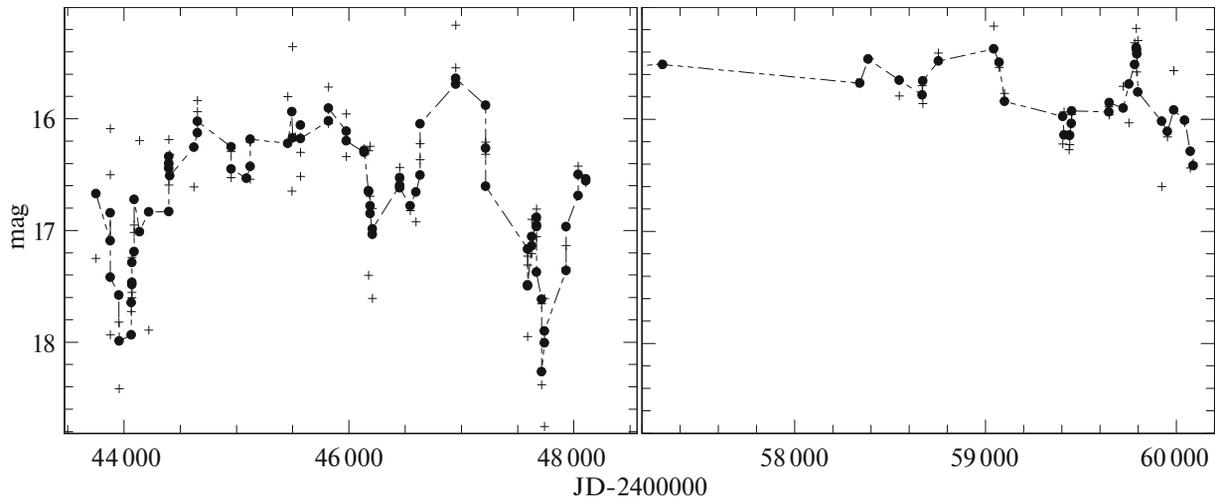


Рис. 3. УФ-кривые блеска Т СгВ (условные звездные величины), построенные по УФ спектрам IUE (левая панель) и UVOT (правая панель). Крестиками показаны индивидуальные оценки, точками — усредненные скользящим средним (по трем точкам) оценки (подробности см. текст).

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

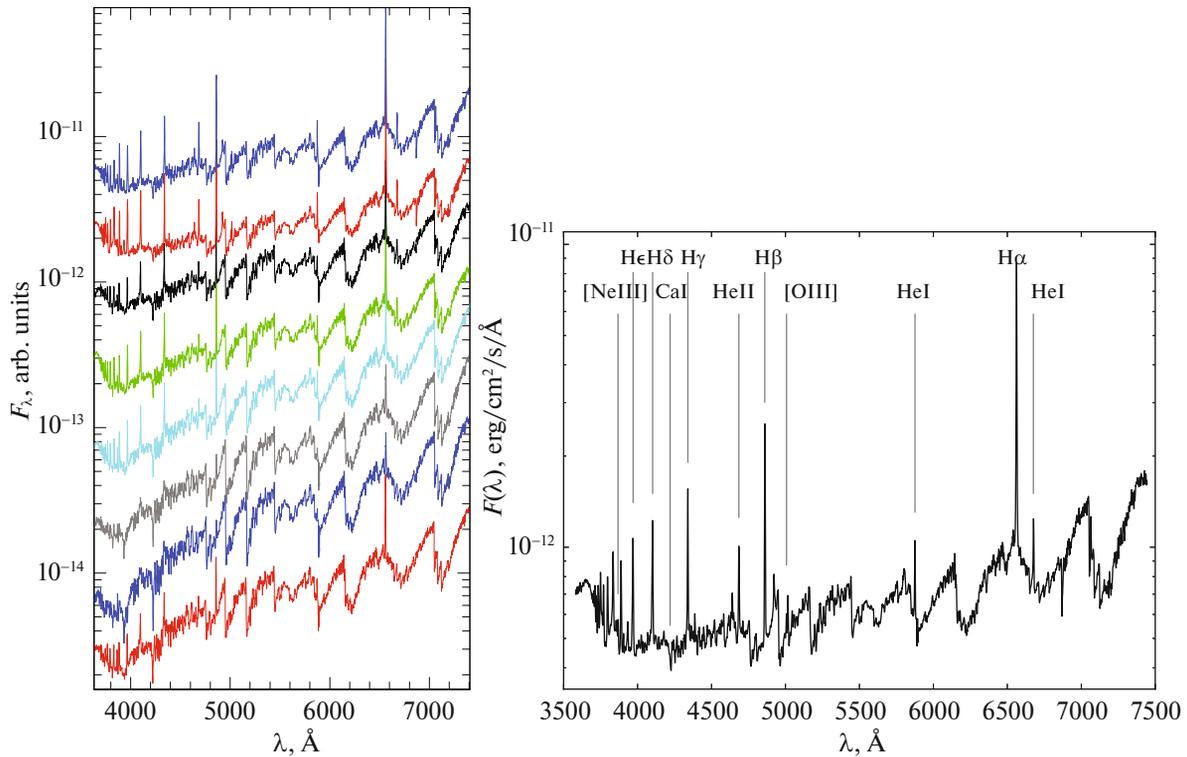


Рис. 4. Наблюдаемые спектры Т СгВ (левая панель), полученные (сверху — вниз) 22.03.2020, 05.01.2022, 27.01.2023, 26.02.2023, 09.03.2023, 24.06.2023, 26.05.2023, 14.07.2023. Для удобства сравнения спектры умножены на произвольную постоянную. На правой панели представлен спектр Т СгВ, полученный 05.01.2022, 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 ($Ca I \lambda 4227$ и “голубые” полосы TiO) стали более выраженными. Так, например, стала хорошо заметна в поглощении линия $H Ca II$, ранее замытая излучением соседней линии

$He I$. 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 $[Ne III] \lambda 3869$ 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-

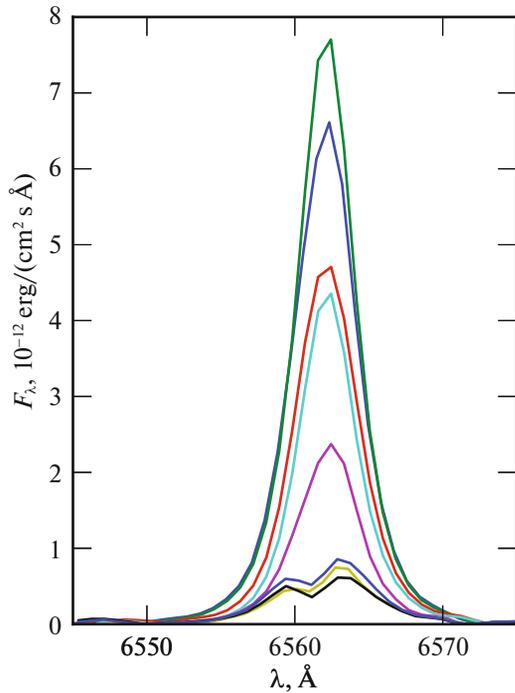


Рис. 5. Профиль линии $H\alpha$ в спектрах, полученных (сверху вниз) 05.01.2022, 22.03.2020, 26.02.2023, 09.03.2023, 26.05.2023, 14.07.2023, 24.06.2023 и 04.07.2023.

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).

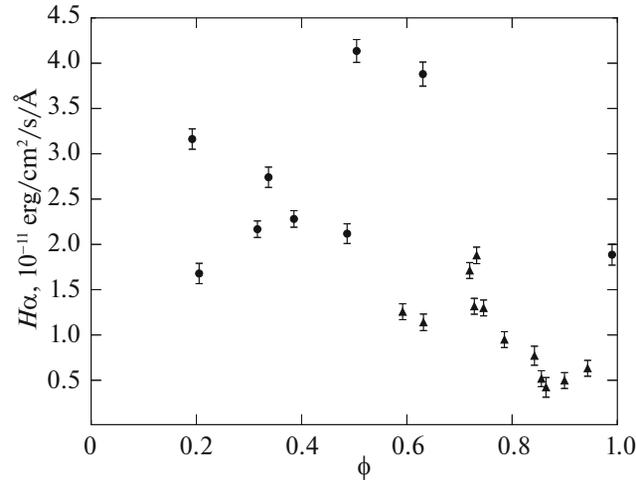


Рис. 6. Зависимость потока в линии $H\alpha$ от орбитальной фазы для спектров, полученных до середины апреля (кружки) и после (треугольники).

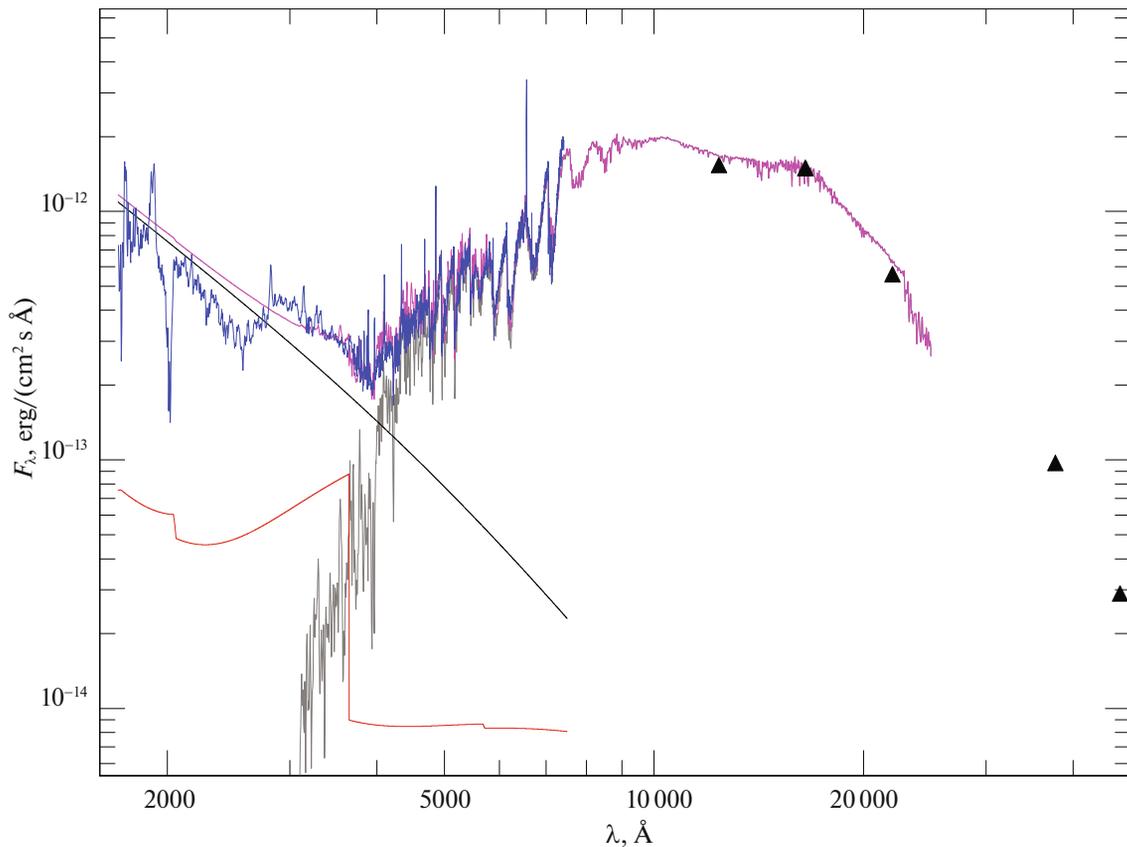


Рис. 7. Исправленный за межзвездное покраснение спектр Т СгВ (синяя линия) и модельное распределение энергии в спектре системы (фиолетовая линия). Спектр в оптическом диапазоне был получен 09.12.2022, в УФ-области (наблюдения Swift) — 10.12.2022. Треугольниками отмечены оценки блеска Т СгВ в инфракрасных 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 $i = 58^\circ$, $\dot{M} = 4 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$.

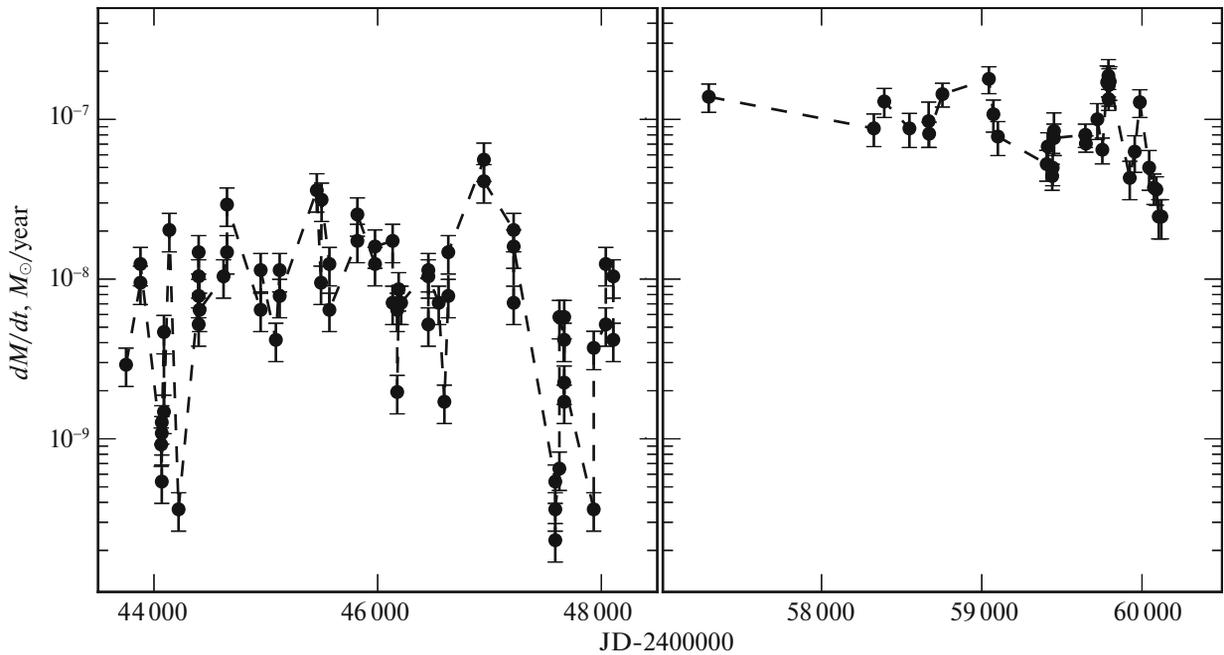


Рис. 8. Зависимость скорости аккреции от времени по ультрафиолетовым спектрам.

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 СгВ 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}_{λ} : $D_{\lambda} = f_{\lambda} - \bar{f}_{\lambda}$. 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

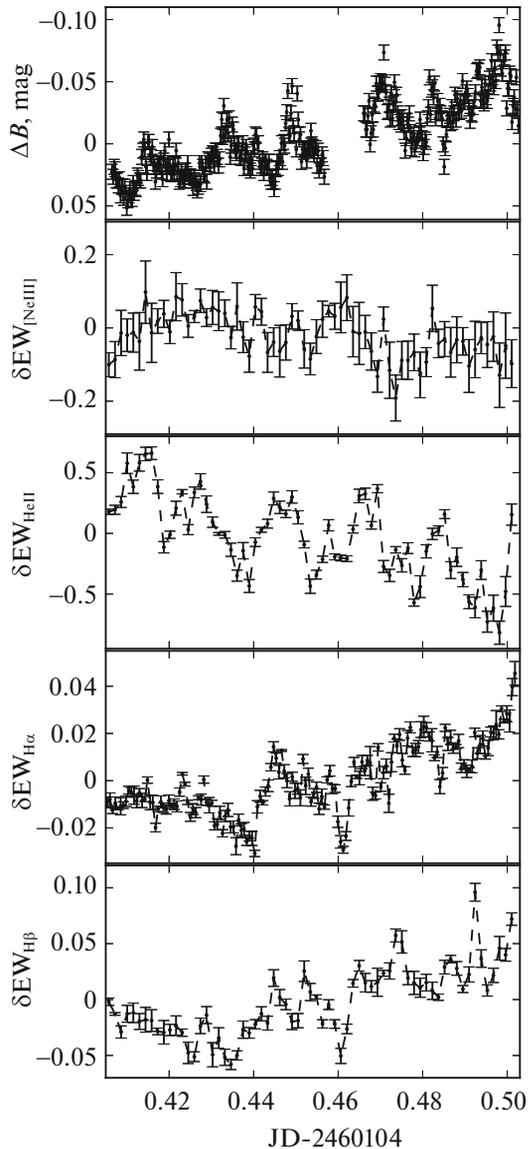


Рис. 9. Кривая блеска Т СгВ в полосе B и кривые изменения эквивалентной ширины линий $H\alpha$, $H\beta$, $He\ II\ \lambda 4686$, $[Ne\ III]\ \lambda 3869$, полученные во время мониторинга 08.06.2023 г.

интеграл $\int D_\lambda d\lambda / \int (\bar{f}_\lambda - f_c) d\lambda$ по профилю линии, который является относительным изменением эквивалентной ширины линии $\delta EW = \Delta EW / \overline{EW}$. Величина f_c представляет собой уровень континуума, который определяется всего один раз, и ошибка в нем входит только в \overline{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 г. 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

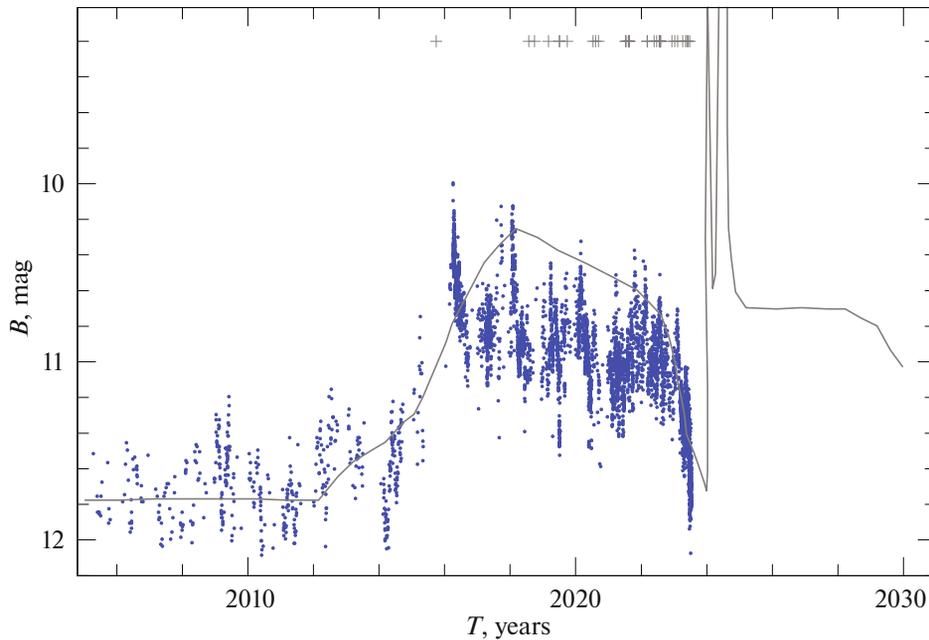


Рис. 10. Кривая блеска Т СгВ в полосе B по данным AAVSO (точки). Черная линия — усредненная кривая блеска вспышки Т СгВ 1946 г. из работы Шефера (2023), крестиками обозначены даты наблюдений УФ-спектров на Swift-UVOT.

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 $\sim 2000 \text{ \AA}$ 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

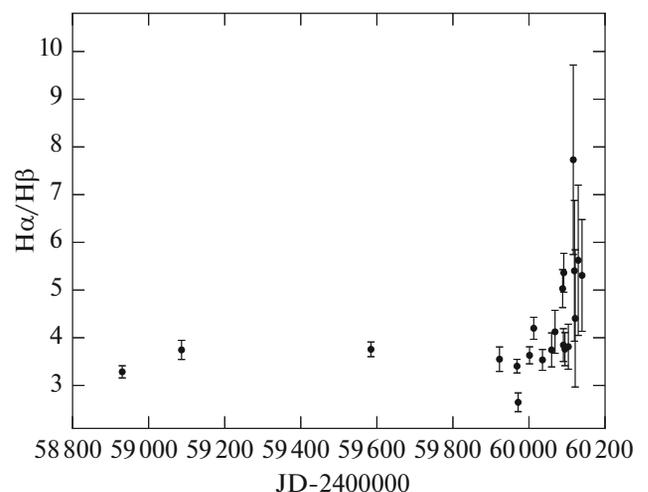


Рис. 11. Изменение со временем отношения $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$, вычисленного по исправленным за межзвездное покраснение оптическим спектрам Т СгВ из табл. 1.

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 $N\alpha/N\beta$ 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 $N\alpha$ и $N\beta$, 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 Фекелем и др. (2000) из анализа 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 $1.30M_\odot$ и массе холодного компонента $0.74M_\odot$.

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 $He\ II\ 4686$ 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. Manoussakis, 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](https://www.ascl.net) (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. Соколоски и др. (J.L. Sokolowski, 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. Шенаврин 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).

АКТИВНОСТЬ МОЛОДОГО АНАЛОГА СОЛНЦА ЗВЕЗДЫ HD 109833 И ОЦЕНКИ ПОТЕРИ ВЕЩЕСТВА АТМОСФЕР ДВУХ ЕЕ ПЛАНЕТ

© 2023 г. И. С. Саванов^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12.07.2023 г.

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

Представлены результаты анализа проявлений активности молодого аналога Солнца звезды HD 109833 и выполнены оценки потери вещества атмосфер двух ее планет. Вероятно, HD 109833 принадлежит ассоциации Lower Centaurus Crux (LCC) с возрастом 27 ± 3 млн лет, но не исключено, что звезда лишь пространственно связана с ассоциацией и может быть старше, хотя в любом случае ее возраст не превосходит 100–200 млн лет. По данным архива TESS для HD 109833 установлена величина периода вращения звезды $P = 5.08 \pm 0.30$ сут, амплитуда переменности блеска (около 0.6% от уровня среднего блеска звезды) и оценены площади пятен на ее поверхности, которые превосходят максимальную площадь пятен на Солнце и составляют величины 15 200–17 700 м.д.п. По данным из архива наблюдений обзора All Sky Automated Survey установлен цикл активности звезды длительностью около 1950 сут (5.3 года). Обе планеты в системе звезды HD 109833 характеризуются как суб-нептуны с радиусами 2.9 и 2.6 R_{\oplus} , с периодами 9.2 и 13.9 сут. По аппроксимационной формуле, соответствующей модели потери атмосферы с ограничением по энергии, найдены величины потери вещества атмосферами планет. Для оценки потока XUV -фотонов применялись аналитические зависимости, связывающие величины потока и параметр $\log R'_{HK}$, и сведения о распределении этих величин для звезд спектрального класса G, согласно которым имеются два хорошо выраженных пика с максимумами для величин порядка -5.0 dex у малоактивных звезд и -4.5 dex — у активных. Кроме того, было использовано соотношение, связывающее поток от звезды в рентгеновском диапазоне с величиной $\log F_{XUV}$. Найденная величина сопоставима с оценкой, полученной при применении параметра $\log R'_{HK}$ для активных звезд и превосходит ее в 4 раза. Обе рассматриваемые нами экзопланеты HD 109833 b и c попадают в область на диаграмме ($M - R$), в которой популяции каменных и богатых летучими веществами экзопланет перекрываются и не дают возможности провести однозначную оценку их масс. Расчеты были выполнены для двух случаев — каменных экзопланет и экзопланет, богатых летучими веществами. Массы экзопланет HD 109833 b и c составили соответственно 34.9 и 24 M_{\oplus} для каменных экзопланет и 9.3 и 7.8 M_{\oplus} для экзопланет, богатых летучими веществами. Представлены результаты расчетов величин потери вещества атмосфер планетами HD 109833 b и c при изменении параметров, связанных с оценками масс планет и падающего на планеты потока УФ-излучения. Диапазоны изменений параметра \dot{M} для HD 109833 b и c лежат в интервалах от 9.60×10^7 до 1.38×10^{10} г/с и от 4.56×10^7 до 5.28×10^9 г/с соответственно. Найденные высокие значения темпа оттока вещества могут являться следствием достаточно высокого уровня потока XUV -фотонов от звезды солнечного типа (аналога молодого активного Солнца), а также достаточно близкого расположения планет от родительской звезды.

Ключевые слова: активность молодого аналога Солнца, звезды HD 109833.

DOI: 10.31857/S0320010823090048, EDN: OHKBNF

ВВЕДЕНИЕ

Вуд и др. (2023) установили характеристики открытой ими близлежащей (около 85 пк) популяции звезд Lower Centaurus Crux (LCC) с возрастом порядка 27 ± 3 млн лет, первоначально идентифицированной при поиске звезд, сопутствующих

по пространственной скорости транзитной системе TESS TIC 360630575 (HD 109833; TOI 1097). Авторы установили члены ассоциации, используя данные о кинематике из архива Gaia, информацию о показателях цвета и периодах вращения кандидатов. Оценки возраста объектов подтверждались сопоставлениями с изохронами, данными гирохронологии, определениями содержания лития Li. Хо-

*Электронный адрес: igs231@mail.ru

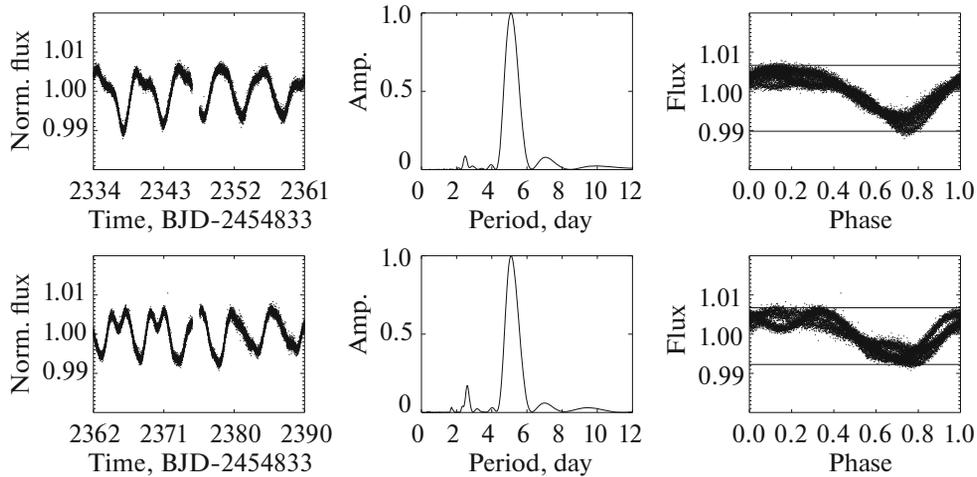


Рис. 1. Слева — кривые блеска для HD 109833, в центре — спектры мощности переменности блеска, справа — фазовые диаграммы переменности блеска (горизонтальные линии характеризуют величину амплитуды переменности блеска). Данные приведены для наблюдений в секторах 38 и 39.

тя ассоциация находится вблизи других известных популяций LCC, было обнаружено, что она старше любой ранее найденной подгруппы LCC (10–16 млн лет) и отличается как по положению, так и по скорости. Вуд и др. (2023) идентифицировали вторую планету-кандидата по наличию транзитов на кривой блеска звезды. HD 109833 b и c войдут в небольшую, но растущую выборку экзопланет с возрастом менее 100 млн лет. HD 109833 имеет период вращения и содержание Li, указывающие на молодой возраст (около 100 млн лет), но после детального сопоставления с характеристиками других объектов Вуд и др. (2023) не отвергают возможность того, что HD 109833 является молодой звездой поля, случайно расположенной поблизости от популяции LCC.

В первой части настоящей работы представлены результаты анализа проявлений активности HD 109833. Во второй — полученные результаты использованы для оценки потери вещества атмосферы планет HD 109833 b и c.

ПРОЯВЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ HD 109833

Выполненный Вуд и др. (2023) анализ позволил уточнить основные параметры (масса, радиус, светимость и пр.) HD 109833 и охарактеризовать свойства планет HD 109833 b и c. Внутренняя планета, HD 109833 b, обращается по орбите с периодом 9.2 сут. По оценке Вуд и др. (2023) радиус планеты $R_b = 2.9 R_{\oplus}$. Кандидат на внешнюю планету, HD 109833 c, имеет орбитальный период 13.9 сут, радиус $2.6 R_{\oplus}$. Расстояния от звезды до планет составляют 19.9 и $29.4 R_{\odot}$.

Интересно, что обе планеты имеют радиусы, присущие более старым объектам, в то время как

большинство молодых (менее 100 млн лет) транзитных планет ближе по свойствам к объектам пустыни суб-сатурнов (sub-Saturn desert), которые имеют радиусы $4\text{--}10 R_{\oplus}$.

Согласно Вуд и др. (2023), эффективная температура звезды равна 5881 ± 50 K, логарифм ускорения силы тяжести $\log g = 4.45 \pm 0.10$, радиус $R/R_{\odot} = 1.00 \pm 0.04$, светимость $L/L_{\odot} = 1.18 \pm 0.08$ и масса $M/M_{\odot} = 1.08 \pm 0.05$. По данным Вуд и др. (2023, табл. 3) возраст HD 109833 равен 27 ± 3 млн лет, при этом не исключено, что звезда может быть старше, но в любом случае с возрастом, не превосходящим 100–200 млн лет. Объект отождествлен с источником Gaia EDR3 5838450865699668736, его параллакс составляет $\pi(mas) = 12.5686 \pm 0.0118$.

Для HD 109833 в архиве TESS имеются данные двух сетов наблюдений (сектора 38 и 39). Наша обработка была аналогична проводимой ранее в случае измерений для других объектов из архива космического телескопа Кеплер и из архива наблюдений миссии TESS (см., например, Саванов, 2021). На рис. 1 представлены кривые блеска HD 109833, соответствующие спектры мощности и фазовые диаграммы. Хорошо заметна периодическая модуляция блеска, обладающая заметной переменностью амплитуды. К концу 39 сета наблюдений звезда несколько уменьшила свою активность. На шкале времени порядка длительности периода вращения (5 сут, см. ниже), форма фазовой кривой и глубина минимумов претерпевали изменения.

На построенном нами спектре мощности переменности блеска звезды по объединенным данным двух последовательных секторов наблюдений

(37 830 точек) имеется характерный пик, соответствующий величине периода вращения звезды $P = 5.08 \pm 0.30$ сут (погрешность оценена по полуширине пика, пик широкий). Вуд и др. (2023) приводят совпадающую с полученной нами величину периода вращения HD 109833 — 5.111 ± 0.51 сут.

Амплитуда переменности блеска составляет около 0.6% от уровня среднего блеска звезды. По стандартной методике (Саванов, 2021) нами были оценены величины параметра запятненности HD 109833, которые достигают 1.8–2.1% от площади поверхности звезды. Принимая оценку радиуса звезды $R = 1.00 \pm 0.04$ радиусов Солнца из Вуд и др. (2023), можно получить величину A площади запятненной поверхности звезды в абсолютной мере (в миллионных долях видимой полусферы Солнца, м.д.п.). На Солнце средние по размерам пятна имеют площадь 10–200 м.д.п. (детали см. Наговицын, Певцов, 2021). Площадь пятен на поверхности HD 109833 многократно превосходит максимальную площадь пятен на Солнце и составляет величину порядка 15 200–17 700 м.д.п.

Оценка возможных долговременных циклов активности HD 109833 была проведена по данным из архива наблюдений обзора All Sky Automated Survey (www.astrouw.edu.pl.asas). Всего было рассмотрено 1295 оценок блеска звезды в фильтре V . Представленные на рис. 2 (вверху) данные свидетельствуют о возможном присутствии цикличности в изменении блеска звезды. На основе построенного спектра мощности для HD 109833 можно предположить существование цикла активности величиной около 1950 сут (5.3 года) (рис. 2, нижняя диаграмма).

ПОТЕРЯ ВЕЩЕСТВА АТМОСФЕР HD 109833 b и c

Обе планеты звезды HD 109833 характеризуются в Вуд и др. (2023) как суб-нептуну с радиусами $2.9 R_{\oplus}$ и $2.6 R_{\oplus}$, с периодами 9.2 и 13.9 сут, которые вероятно свидетельствуют о возможном резонансе 3 : 2 в системе.

Несмотря на то что за последние 5 лет наблюдаемая выборка молодых планет резко возросла (см., например, Ньютон и др., 2023), по-прежнему, число планет моложе 200 млн лет еще не достаточно велико, кроме того, известно мало мультипланетных систем такого возраста. Интересно, что обе планеты HD 109833 b и c имеют радиусы, сравнимые с более старыми планетами, в то время как большинство молодых (менее 100 млн лет) транзитных планет на диаграммах радиус–период лежат в пустыне суб-сатурнов ($4\text{--}10 R_{\oplus}$). Даже если мы примем, что звезда старше и имеет возраст

100–200 млн лет, все равно большинство планет этого возраста все еще имеют большие радиусы (раздуты) по сравнению со своими более старыми аналогами (Ньютон и др., 2023). Возможно, небольшие размеры планет HD 109833 b и c могут быть вызваны более интенсивным фотоиспарением их атмосфер под воздействием высокоэнергетического излучения звезды.

Для подсчета потери вещества атмосферами планет (без детального моделирования процессов в системе звезда–планета) нами была использована аппроксимационная формула (см., например, Коскинен и др., 2022; Еркаев и др., 2007), часто называемая в литературе как модель потери атмосферы с ограничением по энергии. В этой модели предполагается, что поток жесткого УФ-излучения поглощается в тонком слое радиуса R_{XUV} , где оптическая толщина для звездных XUV -фотонов равна единице, а также включен учет приливного эффекта:

$$\dot{M} = \frac{\epsilon_{XUV} \pi F_{XUV} R_p R_{XUV}^2}{GM_p K_{\text{tide}}(\xi)}, \quad (1)$$

где ϵ_{XUV} — параметр эффективности нагрева ($\epsilon_{XUV} = 0.2 \pm 0.1$ для мини-нептуну и суперземель); G — гравитационная постоянная; F_{XUV} — поток XUV -фотонов; R_p — радиус планеты; M_p — масса планеты; R_{XUV} — радиус поглощения XUV -фотонов; $K_{\text{tide}}(\xi)$ — приливный параметр. Подробности использования соотношения (1) можно найти во многих литературных источниках, в том числе в Коскинен и др. (2022), Еркаев и др. (2007), Калининцева и др. (2022) и Саванов, Шематович (2021).

На основе данных об экзопланетах, основанных на надежных и максимально точных измерениях масс и радиусов транзитных планет с массой до $120 M_{\oplus}$, Отеги и др. (2020) построили диаграмму масса–радиус ($M - R$) и установили, что на ней присутствуют две различные популяции, соответствующие каменистым и богатым летучими веществами экзопланетам, которые перекрываются как по массам, так и по радиусам. Популяция скалистых экзопланет демонстрирует относительно небольшие изменения плотности и по массе не превосходит $25 M_{\oplus}$, что, возможно, указывает на максимальную массу ядра, которое может быть сформировано. Линия, соответствующая составу H_2O , разделяет две популяции. Отеги и др. (2020) представили два новых эмпирических соотношения $M - R$, основанных на рассмотренных ими популяциях. Особый интерес представляет область перехода от каменистых экзопланет к экзопланетам, богатым летучими веществами, которая соответствует диапазону масс $5\text{--}25 M_{\oplus}$ и диапазону радиусов $2\text{--}3 R_{\oplus}$. Отметим, что обе рассматриваемые

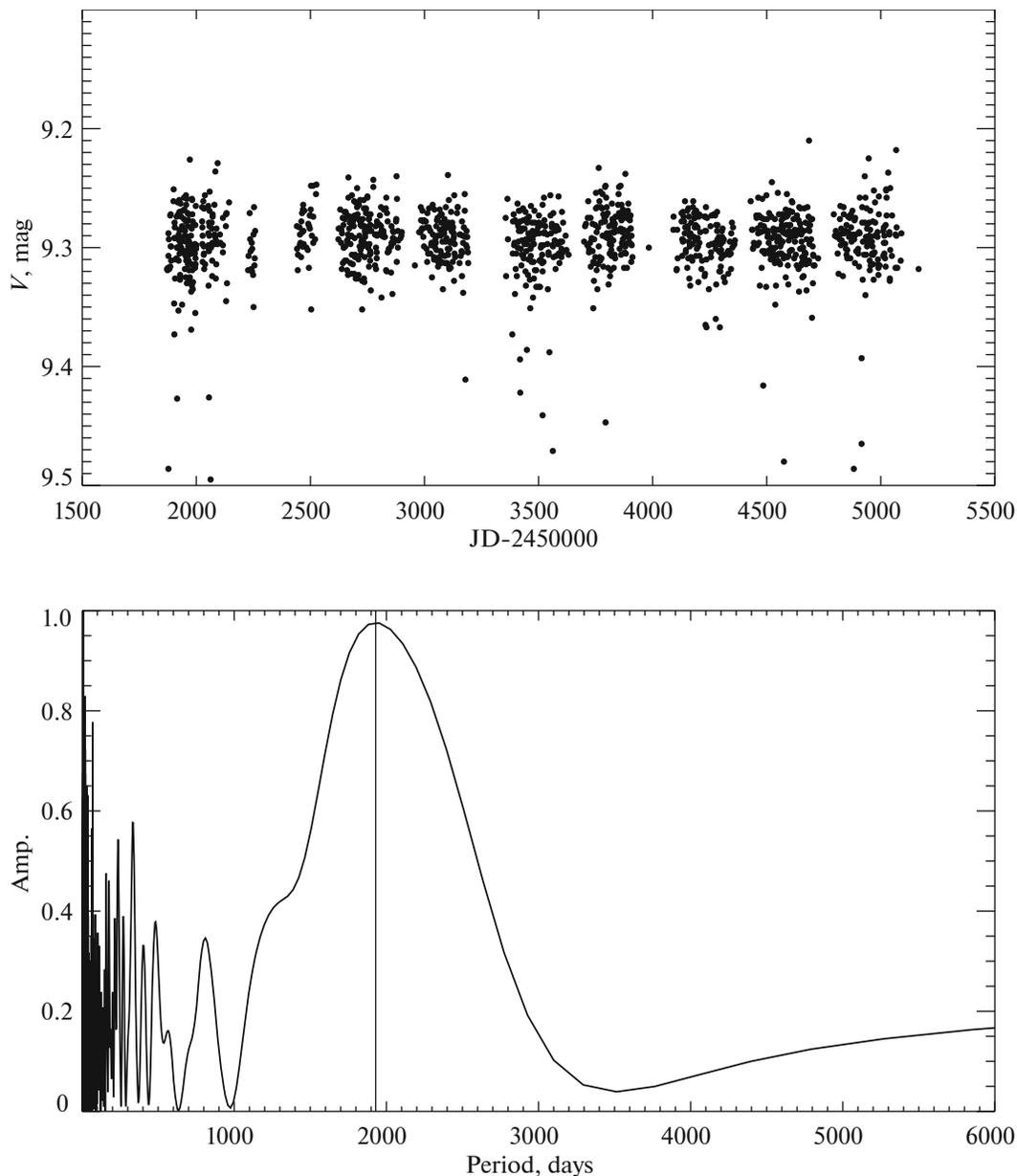


Рис. 2. Вверху — кривая блеска HD 109833 по данным из архива наблюдений All Sky Automated Survey. Внизу — спектр мощности для диапазона периодов 1–6000 сут. Вертикальной линией отмечен цикл продолжительностью 1950 сут (5.3 года).

нами экзопланеты HD 109833 b и c попадают именно в эту область, что приводит к неоднозначной оценке их масс. Требуется дальнейшие наблюдения для установления более детального статуса этих экзопланет и их параметров. На данном этапе мы выполнили расчеты по формуле (1) для двух случаев экзопланет (каменистых и богатых летучими веществами). Массы экзопланет HD 109833 b и c составили соответственно 34.9 и $24 M_{\oplus}$, если планеты являются каменными, и 9.3 и $7.8 M_{\oplus}$, если это экзопланеты, богатые летучими веществами (см. также табл. 1).

Для оценки массы планет нами были использованы эмпирические соотношения $M-R$, представленные в Отеги и др. (2020). Сопоставление аналогичных соотношений, полученных другими исследователями, можно найти в Отеги и др. (2020). Для того чтобы выяснить, как могут измениться оценки масс планет при переходе к другим калибровкам, например, представленной в статье Зенг и др. (2016), мы выполнили дополнительные вычисления. Зенг и др. (2016) привели соотношение, связывающее $M-R$ для планет, в зависимости от параметра, характеризующего структуру планеты —

Таблица 1

$\log R'_{HK}$	R_{pl}/R_{\oplus}	M_{pl}/M_{\oplus}	\dot{M} , г/с	F_{XUV} , эрг/с
Планета b				
-4.50	2.888	34.9(a)	8.56×10^8	9.24×10^{28}
-5.00	2.888	34.9(a)	9.60×10^7	1.04×10^{28}
-4.50	2.888	9.3(b)	3.33×10^9	9.24×10^{28}
-5.00	2.888	9.3(b)	3.74×10^8	1.04×10^{28}
-	2.888	34.9(a)	3.54×10^9	3.82×10^{29}
-	2.888	9.3(b)	1.38×10^{10}	3.82×10^{29}
-4.50	2.888	4.2(c)	7.61×10^9	9.24×10^{28}
-5.00	2.888	4.2(c)	8.54×10^8	1.04×10^{28}
-	2.888	4.2(c)	7.61×10^9	3.82×10^{29}
Планета c				
-4.50	2.59	24.0(a)	4.07×10^8	9.24×10^{28}
-5.00	2.59	24.0(a)	4.56×10^7	1.04×10^{28}
-4.50	2.59	7.8(b)	1.28×10^9	9.24×10^{28}
-5.00	2.59	7.8(b)	1.43×10^8	1.04×10^{28}
-	2.59	24.0(a)	1.68×10^9	3.82×10^{29}
-	2.59	7.8(b)	5.28×10^9	3.82×10^{29}
-4.50	2.59	3.6(c)	2.80×10^9	9.24×10^{28}
-5.00	2.59	3.6(c)	3.14×10^8	1.04×10^{28}
-	2.59	3.6(c)	1.16×10^{10}	3.82×10^{29}

Примечание. Каменистые (a) и богатые летучими веществами (b) экзопланеты согласно Отеги и др. (2020), (c) — согласно Зенг и др. (2016).

доли массы ядра. Принимая, как и в Зенг и др. (2016), величину этого параметра, равной 0.26, мы установили массы экзопланет b и c. Они составили соответственно 4.2 и 3.6 масс Земли (меньше чем по эмпирическим соотношениям Отеги и др., 2020, табл. 1), что очевидно (см. формулу (1)) приводит к большим величинам оттока вещества.

Для вычислений по формуле (1) требуются оценки величины потока XUV -фотонов F_{XUV} . Для этой цели нами были применены два подхода. Во-первых, были использованы аналитические зависимости, полученные в Стрехит и др. (2020) и связывающие величины F_{XUV} потока и параметра $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов от F до M. Поскольку данные о величине $\log R'_{HK}$

для HD 109833 в литературе отсутствуют, мы использовали данные Гомез да Силва (2021) о распределении величин этого параметра для звезд солнечного типа. Согласно Гомез да Силва (2021), распределение $\log R'_{HK}$ для звезд спектрального класса G имеет два хорошо выраженных пика с максимумами для величин порядка -5.0 dex у малоактивных звезд и -4.5 dex — у активных. Скорее всего, рассматриваемая нами звезда вследствие своей молодости обладает величиной параметра $\log R'_{HK}$, характерной для активных звезд, тем не менее мы выполнили расчеты для двух значений этого параметра (табл. 1). Отметим, что о высокой активности звезды свидетельствуют и ее быстрое вращение, и уровень рентгеновского излучения (см. ниже).

Согласно Стрехит и др. (2020) нами были получены оценки величины $\log(F_{XUV}/F_{bol})$ и величины потока XUV -фотонов, они представлены в табл. 1. Следует отметить, что в дополнение ко всему неучтенная циклическая переменность хромосферной активности звезды также может приводить к разбросу в оценках величины $\log R'_{HK}$.

Во-вторых, для определения величины потока XUV -фотонов F_{XUV} нами было применено предложенное Санч-Форкада и др. (2022) соотношение, связывающее поток от звезды в рентгеновском диапазоне с величиной $\log F_{XUV}$. Оценку величины рентгеновской светимости HD 109833 $\log L_X = 29.07$ можно найти в Вуд и др. (2023). Соответствующая величина потока XUV -фотонов составила 3.82×10^{29} эрг/с, она сопоставима с оценкой, полученной при применении параметра $\log R'_{HK}$ для активных звезд и превосходит ее в 4 раза. Отметим, что оценки соответствующих потоков, выполненные ранее с использованием параметра $\log R'_{HK}$ для активных и малоактивных звезд, различаются более чем в 9 раз (табл. 1).

В табл. 1 представлены результаты расчетов по соотношению (1) величин потери вещества атмосфер планетами HD 109833 b и c при изменении параметров, связанных с оценками масс планет и падающего на планеты потока УФ-излучения. Диапазоны изменений параметра \dot{M} для HD 109833 b и c лежат в интервалах от 9.60×10^7 г/с до 1.38×10^{10} г/с и от 4.56×10^7 г/с до 5.28×10^9 г/с, соответственно. Данные табл. 1 позволяют проводить сопоставления полученных оценок \dot{M} в зависимости от вариаций принятых параметров.

Как и следовало ожидать, максимальные значения \dot{M} достигаются в случаях, когда планеты b и c рассматриваются как богатые летучими веществами, а оценка величины потока XUV -фотонов — наибольшей. Напротив, минимальные значения \dot{M}

были получены для каменных планет и низкого значения оценки параметра $\log R'_{HK}$. Однако, вероятно, оценка $\log R'_{HK} = -5.00$ является заниженной и не соответствует реальному уровню активности звезды.

Полученные оценки наглядно демонстрируют, как погрешности определений параметров планеты, независимо от того, используются ли они в приближенных аппроксимационных оценочных вычислениях или при точном моделировании, влияют на окончательный результат. Найденные высокие значения темпа оттока вещества могут являться следствием достаточно высокого уровня потока XUV -фотонов от звезды солнечного типа, а также близкого расположения планет от родительской звезды. Учет влияния приливного параметра $K_{\text{tide}}(\xi)$ (его величина меняется от 0.90 до 0.96) также приводит к более высокому значению оценки темпа оттока.

Наконец, как выше указывалось, обе рассматриваемые нами экзопланеты HD 109833 b и c попадают в область на диаграмме $(M - R)$, в которой популяции каменных и богатых летучими веществами экзопланет перекрываются и не дают возможности провести однозначную оценку их масс. Детальный статус этих экзопланет и их параметров требует уточнения.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей статье представлены результаты анализа проявлений активности HD 109833 и выполнены оценки потери вещества атмосфер двух ее планет. Звезда солнечного типа HD 109833 (спектральный класс G3V, $V = 9^m.31$) расположена от нас на расстоянии около 80 пк. Согласно Вуд и др. (2023), если HD 109833 принадлежит ассоциации Lower Centaurus Crux (LCC), то ее возраст равен 27 ± 3 млн лет, но не исключено, что звезда лишь пространственно связана с ассоциацией и может быть старше, хотя в любом случае ее возраст не превосходит 100–200 млн лет.

Для HD 109833 в архиве TESS имеются данные двух сетов наблюдений (38 и 39), по которым нами была установлена величина периода вращения звезды $P = 5.08 \pm 0.30$ сут. Амплитуда переменности блеска составляет около 0.6% от уровня среднего блеска звезды. По стандартной методике нами были оценены площади пятен на поверхности HD 109833, которые превосходят максимальную площадь пятен на Солнце и составляют 15 200–17 700 м.д.п. Оценка долговременных циклов активности HD 109833 была проведена по данным из архива наблюдений обзора All Sky Automated Survey (www.astrouw.edu.pl.asas). Установлен цикл активности длительностью около 1950 сут (5.3 года).

Обе планеты в системе звезды HD 109833 характеризуются как суб-нептуны с радиусами 2.9 и $2.6R_{\oplus}$, с периодами 9.2 и 13.9 сут. Для подсчета потери вещества атмосферами планет в нашем исследовании использовалась аппроксимационная формула, соответствующая модели потери атмосферы с ограничением по энергии. Для оценки величины потока XUV -фотонов применялись аналитические зависимости, связывающие величины потока и параметр $\log R'_{HK}$. Поскольку данные о величине $\log R'_{HK}$ для HD 109833 в литературе отсутствуют, мы использовали сведения о распределении этих величин для звезд спектрального класса G, согласно которым оно имеет два хорошо выраженных пика с максимумами для величин порядка -5.0 dex у малоактивных звезд и -4.5 dex — у активных. Оценки соответствующих потоков, выполненные по $\log R'_{HK}$ для активных и малоактивных звезд, различаются более чем в 9 раз.

Кроме того, для определения величины потока XUV -фотонов F_{XUV} было использовано соотношение, связывающее поток от звезды в рентгеновском диапазоне с величиной $\log F_{XUV}$. Найденная величина сопоставима с оценкой, полученной при применении параметра $\log R'_{HK}$ в случае активных звезд, и превосходит ее в 4 раза.

Обе рассматриваемые нами экзопланеты HD 109833 b и c попадают в область на диаграмме $(M - R)$, в которой популяции каменных и богатых летучими веществами экзопланет перекрываются и не дают возможности провести однозначную оценку их масс. Расчеты были выполнены для двух случаев — каменных экзопланет и экзопланет, богатых летучими веществами. Массы экзопланет HD 109833 b и c составили соответственно 34.9 и $24 M_{\oplus}$ для каменных экзопланет и 9.3 и $7.8 M_{\oplus}$ для экзопланет, богатых летучими веществами.

В табл. 1 представлены результаты расчетов величин потери вещества атмосфер планетами HD 109833 b и c при изменении параметров, связанных с оценками масс планет и падающего на планеты потока УФ-излучения. Диапазоны изменений параметра \dot{M} для HD 109833 b и c лежат в интервалах от 9.60×10^7 г/с до 1.38×10^{10} г/с и от 4.56×10^7 г/с до 5.28×10^9 г/с соответственно.

Найденные высокие значения темпа оттока вещества могут являться следствием достаточно высокого уровня потока XUV -фотонов от звезды солнечного типа (аналога молодого активного Солнца), а также довольно близкого расположения планет от родительской звезды.

Исследование выполнено в рамках проекта “Исследование звезд с экзопланетами” по гранту

Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашения № 075-15-2019-1875, 075-15-2022-1109).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вуд и др. (M.L. Wood, A.W. Mann, M.G. Barber, J.L. Bush, A.L. Kraus, B.M. Tofflemire, et al.), *Astron. J.* **165**, 85 (2023).
2. Гомез да Силва и др. (J. Gomes da Silva, N.C. Santos, V. Adibekyan, S.G. Sousa, T.L. Campante, P. Figueira, et al.), *Astron. Astrophys.* **646**, A77 (2021).
3. Еркаев и др. (N.V. Erkaev, Y.N. Kulikov, H. Lammer, F. Selsis, D. Langmayr, G.F. Jaritz, et al.), *Astron. Astrophys.* **472**, 329 (2007).
4. Зенг и др. (L. Zeng, D.D. Sasselov, and S.B. Jacobsen), *Astrophys. J.* **819**, 127 (2016).
5. Калиничева и др. (E.S. Kalinicheva, V.I. Shematovich, and I.S. Savanov), *Astron. Rep.* **66**, 1318 (2022).
6. Коскинен и др. (T.T. Koskinen, P. Lavvas, C. Huang, G. Bergsten, R.B. Fernandes, and M.E. Young), *Astrophys. J.* **929**, 52 (2022).
7. Наговицин, Певцов (Y.A. Nagovitsyn and A.A. Pevtsov), *Astrophys. J.* **906**, 27 (2021).
8. Ньютон и др. (E.R. Newton, R. Rampalli, A.L. Kraus, A.W. Mann, J.L. Curtis, A. Vanderburg, et al.), *Astron. J.* **165**, 136 (2023).
9. Отеги и др. (J.F. Otegi, F. Bouchy, and R. Helled), *Astron. Astrophys.* **634**, A43 (2020).
<https://www.doi.org/10.1051/0004-6361/201936482>
10. Саванов (I.S. Savanov), *Astrophysics* **64**, 178 (2021).
<https://www.doi.org/10.1007/s10511-021-09679-y>
11. Саванов, Шематович (I.S. Savanov and V.I. Shematovich), *Astrophys. Bull.* **76**, 450 (2021).
12. Санч-Форкада и др. (J. Sanz-Forcada, M. López-Puertas, L. Nortmann, and M. Lampón), *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, 138.
<https://www.doi.org/10.5281/zenodo.7561725>
13. Стрехит и др. (A.G. Sreejith, L. Fossati, A. Youngblood, K. France, and S. Ambily), *Astron. Astrophys.* **644**, A67 (2020).

МАНЕВР УХОДА ИЗ ОКРЕСТНОСТИ КОЛЛИНЕАРНОЙ ТОЧКИ ЛИБРАЦИИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СИЛ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2023 г. Д. В. Шиманчук^{1*}, А. С. Шмыров¹, В. А. Шмыров¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 04.07.2023 г.

После доработки 25.07.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

Исследуется орбитальное движение космического аппарата с солнечным парусом в окрестности коллинеарной точки либрации системы Солнце–Земля. Исследование проводится в рамках хилловского приближения круговой ограниченной задачи трех тел. Коллинеарная точка либрации является неустойчивой, но неустойчивость может быть положительным фактором в задачах маневрирования в межпланетном пространстве. Это связано с тем, что малое изменение скорости вблизи неустойчивой точки либрации может привести к существенному изменению орбитального движения. Данное свойство может быть использовано в разработке проектов по противодействию кометно-астероидной опасности. Предлагается схема построения траекторий перехвата космического аппарата с потенциально опасным объектом. Рассмотрен один из этапов этой схемы — оптимальный уход из окрестности точки либрации с помощью сил светового давления. Представлены результаты численного моделирования.

Ключевые слова: ограниченная задача трех тел, точка либрации, солнечный парус, управляемое движение, инвариантное многообразие, маневрирование.

DOI: 10.31857/S032001082309005X, EDN: OHGKEF

ВВЕДЕНИЕ

Понимание реальной угрозы столкновения Земли с крупным небесным телом можно отнести к середине 90-х гг. XX в., когда астрономы непосредственно наблюдали падение фрагментов кометы Шумейкеров–Леви 9 на Юпитер. С этого времени астрономические наблюдения активизировались, и были открыты новые объекты в Солнечной системе, представляющие угрозу для Земли. Одним из вариантов решения задачи кометно-астероидной опасности является ударное воздействие на угрожающий объект. Примером такого воздействия является успешная миссия 2022 г. AMS DART (NASA), результатом которой было столкновение космического аппарата (КА) DART с астероидом Диморф двойной системы астероидов Дидим–Диморф. Начальная орбита обращения Диморфа вокруг Дидима была почти круговой, а период равнялся 11 ч и 55 мин, в результате столкновения период изменился на 32 мин.

Отметим, что в работе (Эйсмонт и др., 2013) для ударного воздействия предлагается использовать подходящий астероид достаточно малых размеров, орбитальным движением которого можно

управлять. Такой управляемый астероид может в результате удара оказать существенное влияние на траекторию опасного астероида и предотвратить его столкновение с Землей. Для уменьшения энергетических затрат предполагается использование гравитационного маневрирования, т.е. используется свойство неустойчивости траектории соударения. В работе (Шмыров, Шиманчук, 2015) было предложено использовать другой вид неустойчивости — а именно, неустойчивость коллинеарных точек либрации системы Солнце–Земля (Маркеев, 1978). Поместив на орбиту ожидания в окрестности точки либрации объект достаточно большой массы (космическую станцию или даже небольшой астероид), свойство неустойчивости можно использовать для проведения маневра перехвата. Уже имеются исследования, связанные с использованием малой тяги для корректировки орбит астероидов в окрестности точек либрации (Кериорри, Квартеллез, 2013) и продлением миссии КА вблизи точки либрации с целью исследования астероидов (Пупков и др., 2023).

В данной работе на примере КА с солнечным парусом исследуем вопросы построения траекторий перехвата с потенциально опасным небесным телом. Под траекторией перехвата будем понимать траекторию управляемого движения (маневра) КА,

* Электронный адрес: d.shimanchuk@spbu.ru

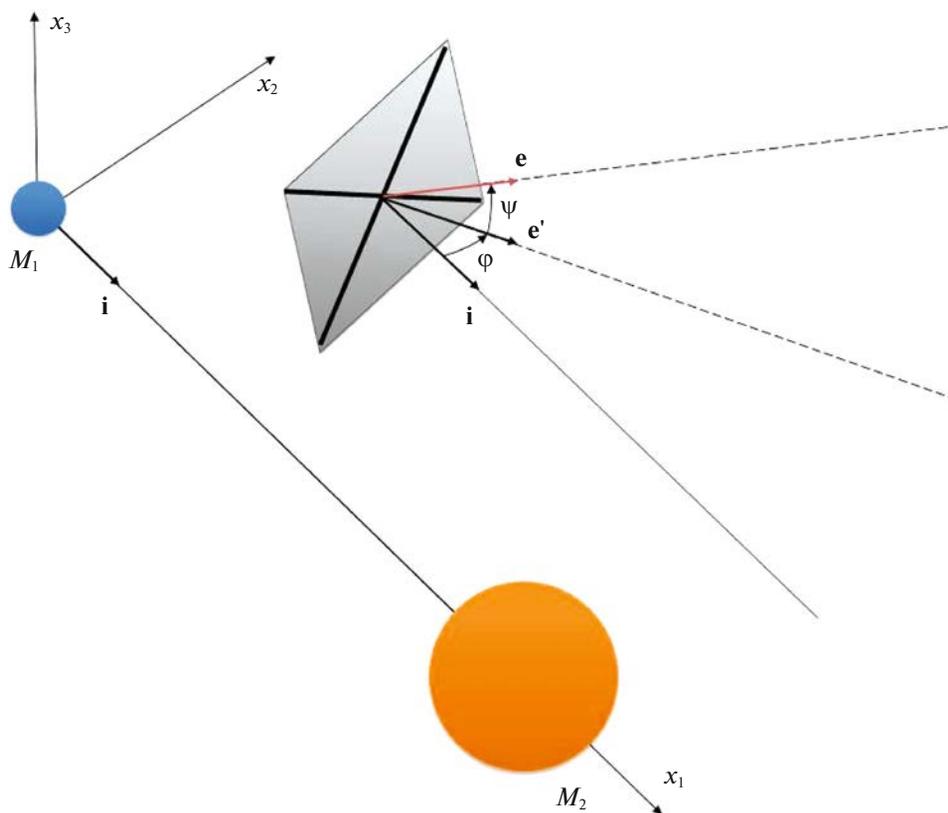


Рис. 1. Солнечный парус во вращающейся системе координат $M_1 x_1 x_2 x_3$.

обеспечивающую его достаточно тесное сближение с небесным телом, траектория движения которого, вообще говоря, известна.

Исследования орбитального движения в окрестности коллинеарных точек либрации L_1 и L_2 системы Солнце–Земля активизировались в связи с проектами, проводимыми NASA и ESA. С использованием теоретических свойств коллинеарных точек либрации L_1 и L_2 системы Солнце–Земля связаны многие проекты как освоения космического пространства, так и защиты Земли от потенциально опасных космических объектов. Поскольку точки либрации L_1 и L_2 неустойчивые, возникает вопрос удержания или стабилизации движения КА в окрестностях этих точек. В некоторых случаях неустойчивость может являться положительным фактором, позволяющим уменьшить энергетические затраты при маневрировании. Эти маневры могут происходить на достаточно большом промежутке времени как под действием сил гравитации, так и других возмущающих факторов.

Для описания движения КА с солнечным парусом используем модифицированную математическую модель круговой ограниченной задачи трех тел (Шмыров, 2005). Известно, что частным решением ограниченной задачи трех тел является движение в плоскости эклиптики. В нашем случае

именно свойства плоского движения и обеспечивают неустойчивость L_1 . С другой стороны, орбиты опасных небесных тел могут иметь некоторый наклон к плоскости эклиптики. Для перехвата таких небесных тел необходимо, чтобы пространственная координата менялась в достаточно большом промежутке. В работе (Шмыров, Шиманчук, 2015) это свойство обеспечивалось за счет специального выбора орбиты ожидания. В данной работе данное свойство будет обеспечиваться как выбором орбиты ожидания, так и тягой, создаваемой парусом.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И СХЕМА МАНЕВРИРОВАНИЯ

Под солнечным парусом будем понимать КА с установленной и развернутой отражающей поверхностью, которая, поглощая и отражая солнечный свет, сообщает КА управляющее ускорение. На рис. 1 представлена модель солнечного паруса, где e есть орт вектора нормали паруса. Примем допущение, что при движении солнечного паруса в достаточно малой окрестности линии, соединяющей центры масс Земли и Солнца, направление фотонов коллинеарно вектору i , тогда уравнения управляемого движения КА с солнечным парусом во вращающейся системе координат при использовании хилловского приближения для солнечного

потенциала, следуя (Шиманчук и др., 2021), могут быть представлены в виде

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 + y_1, \\ \dot{x}_2 = -x_1 + y_2, \\ \dot{x}_3 = y_3, \\ \dot{y}_1 = -\frac{3x_1}{\|\mathbf{x}\|^3} + 2x_1 + y_2 - \\ - 2k\frac{pS}{m}\cos^3\psi\cos^3\varphi - \\ - (1-k)\frac{pS}{m}\cos\psi\cos\varphi, \\ \dot{y}_2 = -\frac{3x_2}{\|\mathbf{x}\|^3} - x_2 - y_1 - \\ - 2k\frac{pS}{m}\cos^3\psi\cos^2\varphi\sin\varphi, \\ \dot{y}_3 = -\frac{3x_3}{\|\mathbf{x}\|^3} - x_3 - \\ - 2k\frac{pS}{m}\cos^2\psi\cos^2\varphi\sin\psi, \end{cases} \quad (1)$$

где $\mathbf{x} = (x_1; x_2; x_3)$ — вектор координат КА, $\mathbf{y} = (y_1; y_2; y_3)$ — вектор сопряженных импульсов, центр инерции Земли совпадает с началом системы координат, а ось Ox_1 направлена вдоль оси, соединяющей центры масс Земли и Солнца; p — давление солнечного света; S — площадь паруса; m — масса КА с солнечным парусом; k — коэффициент отражательной способности паруса, удовлетворяющий ограничениям $0 \leq k \leq 1$ (при $k = 1$ имеем случай идеально отражающей поверхности паруса, при $k = 0$ — случай абсолютно черной поверхности); φ — угол между осью Ox_1 и проекцией \mathbf{e}' на плоскость, параллельную плоскости эклиптики $M_1x_1x_2$, орта вектора нормали паруса \mathbf{e} , ψ — угол между \mathbf{e} и \mathbf{e}' . Если парус обладает односторонней отражающей поверхностью, то согласно (1) управляющие параметры лежат в отрезках $\varphi \in [-\pi/2, \pi/2]$, $\psi \in [-\pi/2, \pi/2]$. Если $\varphi = \pm\pi/2$ и/или $\psi = \pm\pi/2$, то движение КА — неуправляемое, а саму систему (1) будем называть неуправляемой. В принятой модели единицы времени и расстояния выбраны так, что единица расстояния приблизительно равна 10^{-2} а.е., а единица времени — 58.0916 сут (год, деленный на 2π). Точки либрации L_1 и L_2 во вращающейся системе неподвижны и имеют координаты $\mathbf{x}^* = (1; 0; 0)$, $\mathbf{y}^* = (0; 1; 0)$ и $\mathbf{x}^{**} = (-1; 0; 0)$, $\mathbf{y}^{**} = (0; -1; 0)$ соответственно.

Если отражательная способность k постоянна, то имеем два управляющих параметра: φ и ψ . Однако следует заметить, что параметр k можно использовать как управление (Шиманчук и др., 2022). Уравнения управляемого движения паруса (1) описывают орбитальное движение, динамика

вращательного движения паруса не рассматривается (Шиманчук, 2017).

Неуправляемая система (1) — гамильтонова, с Гамильтонианом

$$H = \frac{\|\mathbf{y}\|^2}{2} - \frac{3}{\|\mathbf{x}\|} - \frac{3x_1^2}{2} + \frac{\|\mathbf{x}\|^2}{2} + x_2y_1 - x_1y_2.$$

Это свойство неуправляемой системы (1) можно использовать для оценки точности численного интегрирования.

Система линеаризованных уравнений неуправляемой системы (1) в окрестности L_1 имеет вид (Шмыров, 2005)

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2 + y_1, \\ \dot{x}_2 = -x_1 + y_2, \\ \dot{x}_3 = y_3, \\ \dot{y}_1 = 8(x_1 - 1) + (y_2 - 1), \\ \dot{y}_2 = -4x_2 - y_1, \\ \dot{y}_3 = -4x_3. \end{cases} \quad (2)$$

Матрица неуправляемой линеаризованной системы (2) имеет спектр

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= \pm\sqrt{1 + 2\sqrt{7}} = \pm l, \\ \lambda_{3,4} &= \pm i\sqrt{2\sqrt{7} - 1} = \pm i\omega_e, \\ \lambda_{5,6} &= \pm 2i = \pm i\omega_n. \end{aligned}$$

Из положительности собственного значения $\lambda_1 = \sqrt{1 + 2\sqrt{7}}$ следует неустойчивость координат точки либрации L_1 , т.е. координаты коллинейной точки либрации — неустойчивые положения равновесия типа седло, центр, центр.

Как видно из линеаризованных уравнений (2) в окрестности коллинейной точки либрации L_1 , а также из численного исследования (Шиманчук и др., 2020), поведение нормальной (к плоскости эклиптики) составляющей движения носит колебательный характер. Поэтому в задачах удержания в окрестности точки либрации основное внимание следует обращать на поведение плоских переменных, которые с точностью до линейного приближения характеризуют орбитальное движение как неустойчивое, однако именно это свойство неустойчивости позволяет существенно изменять траектории орбитального движения с помощью малых управляющих воздействий.

Таким образом, для задач удержания в окрестности точки либрации можно предполагать, что солнечный парус движется так, что орт вектора нормали паруса \mathbf{e} все время параллелен плоскости эклиптики. Тогда управляющее ускорение, создаваемое направленным потоком фотонов от Солнца, также будет лежать в плоскости, параллельной

плоскости эклиптики. Однако для задач маневрирования КА с солнечным парусом, например, с целью перехвата потенциально опасных объектов для Земли, существенным является наличие пространственной компоненты управления

$$u_3 = -2\frac{pS}{m}f_{u_3}(k, \varphi, \psi), \quad (3)$$

где $f_{u_3}(k, \varphi, \psi) = k \cos^2 \psi \cos^2 \varphi \sin \psi$, которая обеспечивается управляющим параметром ψ . Поскольку $\partial f_{u_3} / \partial \psi = k \cos^2 \varphi \cos \psi (3 \sin^2 \psi - 1)$, то из условия $\partial f_{u_3} / \partial \psi = 0$ можем найти значения $\psi = \pm 0.61548$ рад, которые могут быть использованы для оптимального изменения пространственных характеристик орбиты движения.

В предлагаемой схеме маневрирования заданного КА с солнечным парусом для противодействия кометно-астероидной опасности имеются основные этапы: выбор и расчет орбиты ожидания; построение активных участков траектории; расчет и описание траектории перехвата; коррекция траектории движения.

В работе (Шмыров, Шиманчук, 2015) орбиту ожидания выбирали специальным образом так, чтобы изменилась лишь пространственная координата, а изменения плоских переменных были малыми по отношению к амплитуде A_n пространственной переменной x_3 (вертикальная орбита Ляпунова):

$$\begin{cases} lx_1(t, A_n) = 1 + A_n^2 \left(-\frac{1}{4} - \frac{13}{116} \cos(4t + 2\alpha) \right) + o(A_n^2), \\ x_2(t, A_n) = A_n^2 \frac{2}{29} \sin(4t + 2\alpha) + o(A_n^2), \\ x_3(t, A_n) = A_n \cos(2t + \alpha) + o(A_n^2), \\ y_1(t, A_n) = A_n^2 \frac{11}{29} \sin(4t + 2\alpha) + o(A_n^2), \\ y_2(t, A_n) = 1 + A_n^2 \left(-\frac{1}{4} + \frac{19}{116} \cos(4t + 2\alpha) \right) + o(A_n^2), \\ y_3(t, A_n) = -2A_n \sin(2t + \alpha) + o(A_n^2). \end{cases} \quad (4)$$

Активные участки траекторий моделировали в виде мгновенного изменения скорости. Необходимые импульсы для задания маневра, моделирующего оптимальный уход из окрестности коллинеарной точки либрации, выбирались так, чтобы приращение «функции опасности» (Шмыров и др., 2015; Шмыров, Шиманчук, 2015; Поляхова и др., 2018), характеризующее уход из окрестности L_1 , было экстремальным. Тем самым обеспечивается достаточно быстрый уход из окрестности L_1 , т.е.

неустойчивость обеспечивает использование достаточно малых управляющих воздействий и, следовательно, позволяет при минимальных энергетических затратах существенно изменить траекторию. Там же было показано, что неустойчивость коллинеарной точки либрации оказывает существенное влияние на поведение плоских переменных и практически не влияет на изменения пространственных переменных. Для пространственных координаты характерны колебания с амплитудой, близкой к амплитуде орбиты ожидания.

Нашей задачей является исследование траекторий движения и возможностей управляемого движения КА с солнечным парусом в межпланетном космическом пространстве Земли при использовании окрестности коллинеарной точки либрации после совершения маневра по предложенной схеме с помощью численного моделирования. Ясно, что для рассматриваемой задачи активный участок траектории (траектория управляемого движения) может совпадать со всей траекторией маневра.

ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ УПРАВЛЯЕМОГО ДВИЖЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ СИЛ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

В работе (Шиманчук и др., 2020) описан алгоритм управления орбитальным движением по принципу оптимального демпфирования некоторой функции фазовых переменных. Демпфируемая функция строится исходя из следующих свойств уравнений движения. У линейных неуправляемых систем уравнений (2) имеется инвариантное 5-мерное многообразие, заполненное ограниченными траекториями, асимптотически приближающимися к двухчастотным колебаниям с частотами ω_e и ω_n . Это многообразие определяется уравнением

$$d_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = 0,$$

где $d_1 = \mathbf{a}_1 \mathbf{z}$ называется функцией опасности, $\mathbf{a}_1 = \frac{1}{\sqrt{((l^2 + 3)/l)^2 + 4}} \left(l^2 + 5; \frac{l^2 - 3}{l}; 0; \frac{l^2 + 3}{l}; 2; 0 \right)$ — собственный вектор-строка, соответствующий собственному значению l , $\mathbf{z} = (x_1 - 1; x_2; x_3; y_1; y_2 - 1; y_3)$ — вектор столбец. Вектор \mathbf{a}_1 определяется с точностью до множителя, для определенности положили, что его первая, четвертая и пятая компоненты удовлетворяют условиям

$$a_{11} > 0, \quad a_{14}^2 + a_{15}^2 = 1. \quad (5)$$

На траекториях неуправляемой линеаризованной системы (2) функция опасности как функция

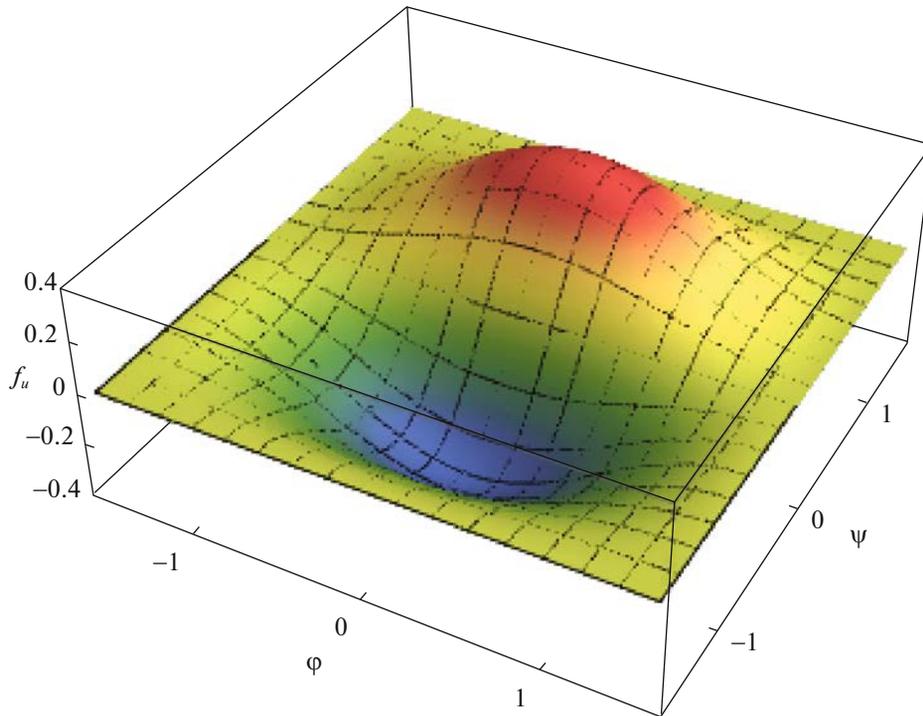


Рис. 2. График функции $f_{u3}(k, \varphi, \psi)$ при $k = 1$.

времени имеет вид

$$d_1(t) = ce^{lt},$$

где c — действительное число, определяемое начальными данными. Для случая движения КА по орбите ожидания $d_1 \approx 0$ (в линейном приближении это означает $d_1 = 0$).

Известно (Шиманчук и др., 2021), что в общем случае для неуправляемой нелинейной системы (2) знак функции опасности определяет направление ухода КА из окрестности коллинеарной точки либрации L_1 к Земле или к Солнцу. Учитывая (5), движению к Солнцу из окрестности L_1 соответствует траектория с $d_1 > 0$, а движению к Земле — траектория с $d_1 < 0$. Для производной функции опасности, учитывая (1) и (5), согласно (Шиманчук и др., 2020) можем записать

$$\dot{d}_1 = ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(k, \varphi, \psi), \quad (6)$$

где $f(k, \varphi, \psi) = \cos \psi \cos \varphi \left(k \cos^2 \psi \cos \varphi \sin(\varphi + \varphi_0) + (1 - k) \frac{a_{14}}{2} \right)$, $\varphi_0 = \arctg \frac{l^2 + 3}{2l} \approx 1.076$ рад.

При решении задачи удержания (стабилизации) значение функции опасности не слишком отличается от нуля. Поэтому управляющий параметр φ выбираем так, чтобы правая часть (6) была положительной, если $d_1 < 0$, и отрицательной, если

$d_1 > 0$. Однако сделать это не всегда возможно. Мы опишем область фазового пространства, в которой этот выбор существует. Эта область приближенно описывает область управляемости при решении задачи удержания и дает представление о возможностях солнечного паруса.

Из анализа рис. 2 следует, что наибольшую эффективность, например, для задачи удержания, имеет случай $\psi = 0$. Из рис. 3, 4 можно видеть, что эффективность управления в области $d_1 < 0$ уменьшается при уменьшении коэффициента k и отклонении значения параметра ψ от нуля, т.е. сама возможность управления в области $d_1 < 0$ обеспечивается достаточно высокой отражающей способностью паруса, поскольку при $k \leq k_{cr} = 0.88$ и $\psi = 0$ функция $f(k, \varphi, \psi) \geq 0$ для любого $\varphi \in [-\pi/2, \pi/2]$.

Параметр k , если позволяют отражающие свойства паруса, можно использовать как управляющий параметр совместно или при фиксированном значении углов φ и ψ (Шиманчук и др., 2022). Однако можно проверить, что при постоянном ψ имеются значения угла φ , для которых $f(k, \varphi, \psi)$ — константа при любом значении $k \in [0, 1]$. Так, например, при $\psi = 0$ имеются такие значения угла φ : -0.537866 и 1.03293 , для которых $f(k, \varphi, \psi)$ равняется соответственно 0.377847 и 0.225398 при любом значении $k \in [0, 1]$. Это характеризует ограниченность использования только отражающей спо-

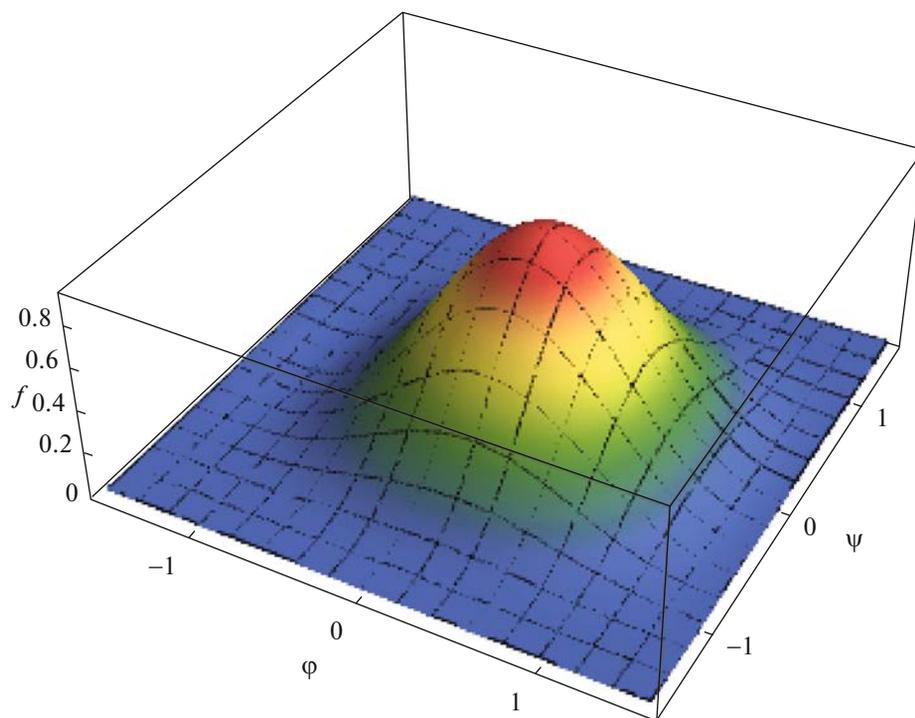


Рис. 3. График функции $f(k, \varphi, \psi)$ при $k = 1$.

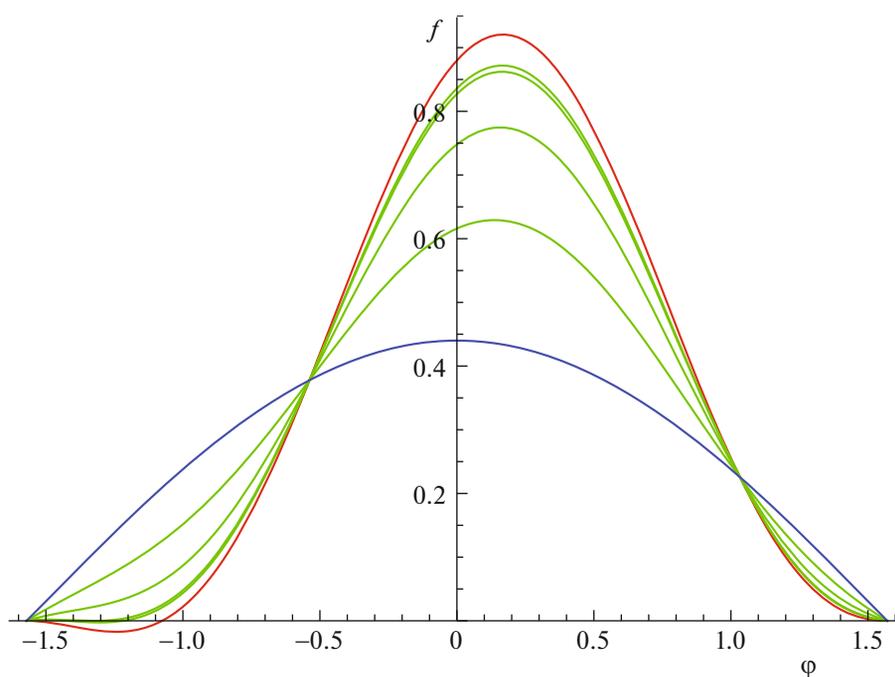


Рис. 4. Графики функции $f(k, \varphi, \psi)$ при $\psi = 0$: $k = 1$ (красный), $k = 0.9, 0.88, 0.7, 0.4$ (зеленый), $k = 0$ (синий).

способности солнечного паруса при таких значениях углов ориентации.

Пусть рассматривается случай движения паруса в окрестности точки либрации L_1 . Тогда для удержания паруса в области $d_1 < 0$ из равенства (6) и условия оптимального демпфирования функции опасности получаем

$$ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(k, \beta, 0) > 0. \quad (7)$$

Это условие может быть обеспечено, если отражающая способность паруса $k > k_{cr}$, иначе управление с целью удержания в области $d_1 < 0$ не представляется возможным.

Аналогично для удержания солнечного паруса в области $d_1 > 0$ можно получить

$$ld_1 - 2\frac{pS}{m}f(k, \alpha, 0) < 0. \quad (8)$$

Если условия (7), (8) не выполняются для α и β , то они не выполняются для любого другого угла φ , что во многом обусловлено начальными данными и характеристикой солнечного паруса — парусностью S/m . В этом случае солнечный парус будет просто уходить из окрестности коллинеарной точки либрации L_1 к Земле или к Солнцу.

Из условий (7) и (8) можно получить оценку снизу и сверху для значения функции опасности, а следовательно, и оценку области управляемости для задачи стабилизации орбитального движения в окрестности коллинеарной точки либрации L_1 :

$$d_1^{\min} \leq d_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \leq d_1^{\max},$$

$$\text{где } d_1^{\min} = \frac{2pS}{ml}f(k, \beta, 0), \quad d_1^{\max} = \frac{2pS}{ml}f(k, \alpha, 0).$$

Ясно, что в случае $k < k_{cr}$ можно принять $d_1^{\min} = 0$. Такой анализ для случая идеально отражающей поверхности паруса в работе (Шиманчук и др., 2020) был использован для построения законов управления орбитальным движением паруса с целью его удержания в окрестности точки либрации L_1 .

Наконец, учитывая представление (3), для случая $k = 1$ для $\varphi = \beta, 0, \alpha$ построим графики функции $f_{u_3}(k, \varphi, \psi)$ (см. рис. 5).

На примере паруса с идеальной отражающей способностью приведем способ расчета траекторий сближения КА с солнечным парусом на основании условия оптимального демпфирования функции опасности.

О ТРАЕКТОРИЯХ ПЕРЕХВАТА

В середине 60-х гг. XX в. Фаркуар предложил использовать орбиты неуправляемого движения в окрестности коллинеарной точки либрации L_1 как идеальное место размещения космической станции для мониторинга космического пространства. Он рассчитал траекторию первого космического проекта (ISEE-3), предполагающего использование орбиты неуправляемого движения в окрестности коллинеарной точки либрации L_1 , для которой $A_n = 120$ тыс. км (Фаркуар и др., 1977). В проекте SOHO значение A_n имеет тот же порядок. Следующие два проекта ACE и WMAP предполагали использование орбит в окрестности коллинеарных точек либрации L_1 и L_2 с $A_n = 157$ тыс. км. Первый российский аппарат из проекта SRG (ROSCOSMOS, DLR) движется по орбите с $A_n \approx 400$ тыс. км (Сюняев и др., 2022).

В рамках принятой математической модели для орбит ожидания мы можем использовать приближенное аналитическое представление вида (4), где с точностью до величины второго порядка плоские переменные имеют частоту колебания 4, а пространственные — 2, если контекст задачи предполагает, что в начальный момент КА находится на орбите неуправляемого движения. Также контекст задачи может предполагать использование орбит управляемого движения КА с солнечным парусом. Эти орбиты могут быть рассчитаны, например, согласно (Шиманчук и др., 2022).

Предположим теперь, что на начальной периодической орбите в окрестности коллинеарной точки либрации находится космическая станция достаточно большой массы. Эта станция, а быть может и небесное тело (малый астероид), можно использовать как перехватчик в задаче противодействия кометно-астероидной опасности. Когда к Земле приблизится опасный астероид, можно попытаться реализовать ударное воздействие на него с помощью перехватчика. В силу неустойчивости движения на начальной орбите, для ухода потребуются не слишком большие расходы энергии по крайней мере на первоначальном этапе. Проектирование перехвата состоит из нескольких этапов. На первом этапе реализуется выход из окрестности точки либрации в межпланетное пространство. Затем движение КА корректируется так, чтобы обеспечить кинетическое воздействие на опасный астероид. В настоящей работе изучается движение КА на начальном этапе под действием сил светового давления, где на конкретном примере показывается, что использование сил светового давления может быть весьма эффективным.

Ясно, что конкретная траектория маневра КА из окрестности точки либрации характеризуется начальным положением КА на орбите ожидания, значениями управляющих параметров φ и ψ . Для

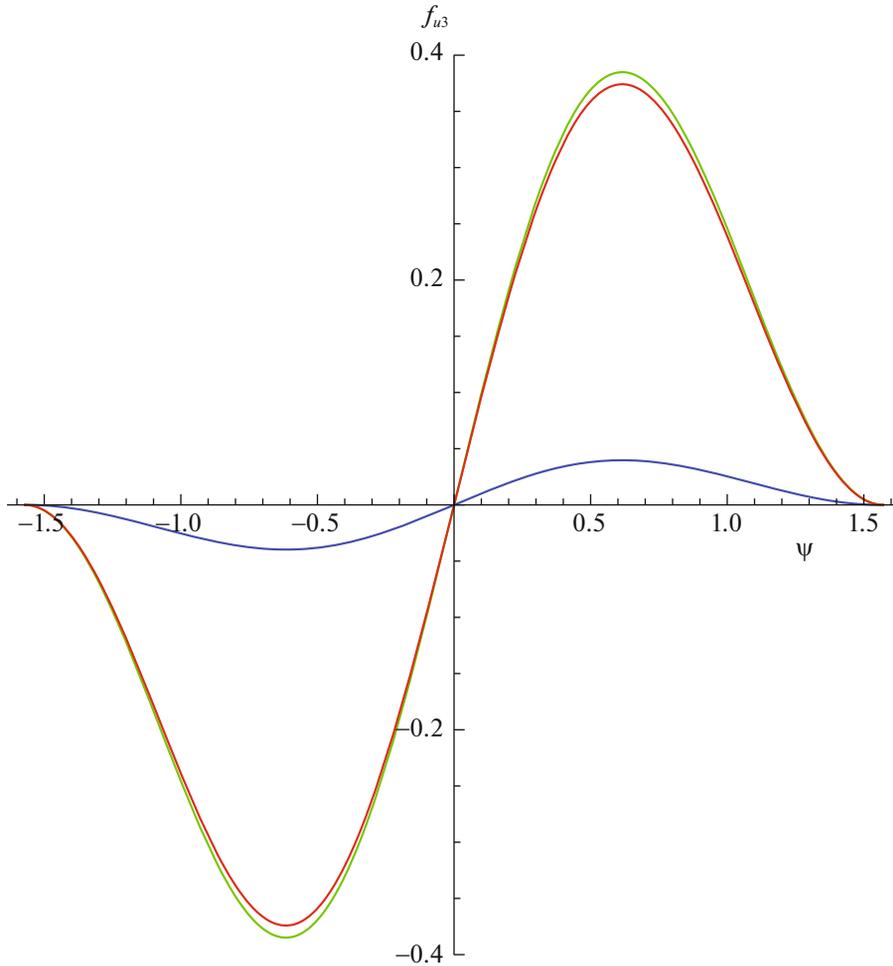


Рис. 5. Графики функции $f_{u3}(k, \varphi, \psi)$ при $k = 1$: $\varphi = \alpha$ (красный), $\varphi = 0$ (зеленый), $\varphi = \beta$ (синий).

моделирования ухода КА с солнечным парусом из окрестности точки либрации L_1 в случае идеально отражающей способности паруса используем значения угла $\varphi = \alpha, \beta$ (см. табл. 1), которые с точ-

Таблица 1. Значения угла φ , которые обеспечивают экстремум функции $f(k, \varphi, \psi)$ (α — максимум, β — минимум) при $\psi = 0$ и фиксированных значениях отражающей способности паруса k

N	k	α	β
1	1	0.168016	-1.24375
2	0.9	0.165262	-1.30361
3	0.88	0.164649	$\pm\pi/2, -1.3232$
4	0.7	0.157865	$\pm\pi/2$
5	0.4	0.137104	$\pm\pi/2$
6	0	0	$\pm\pi/2$

ностью до линейного приближения обеспечивают скорейший выход из окрестности точки либрации L_1 в сторону Земли или Солнца соответственно, и условие $\psi \in [-\pi/2, \pi/2]$ для возможности построения пространственных траекторий. Это условие имеет особое значение в случае плоской орбиты ожидания.

Далее на примере паруса с идеально отражающей способностью приведем численные примеры, которые демонстрируют возможности управляемого маневрирования КА с солнечным парусом при значении парусности $1 \text{ м}^2/\text{г}$.

ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ ДВИЖЕНИЯ КА С СОЛНЕЧНЫМ ПАРУСОМ

Проведем компьютерное моделирование движения солнечного паруса в окрестности коллинеарной точки либрации L_1 . Для моделирования движения используем параметры солнечного паруса $m = 1$ тыс. кг, $S = 100 \text{ м}^2$, которому будет соответствовать значение парусности $1 \text{ м}^2/\text{г}$. Это существенно меньше парусности солнечных парусов из

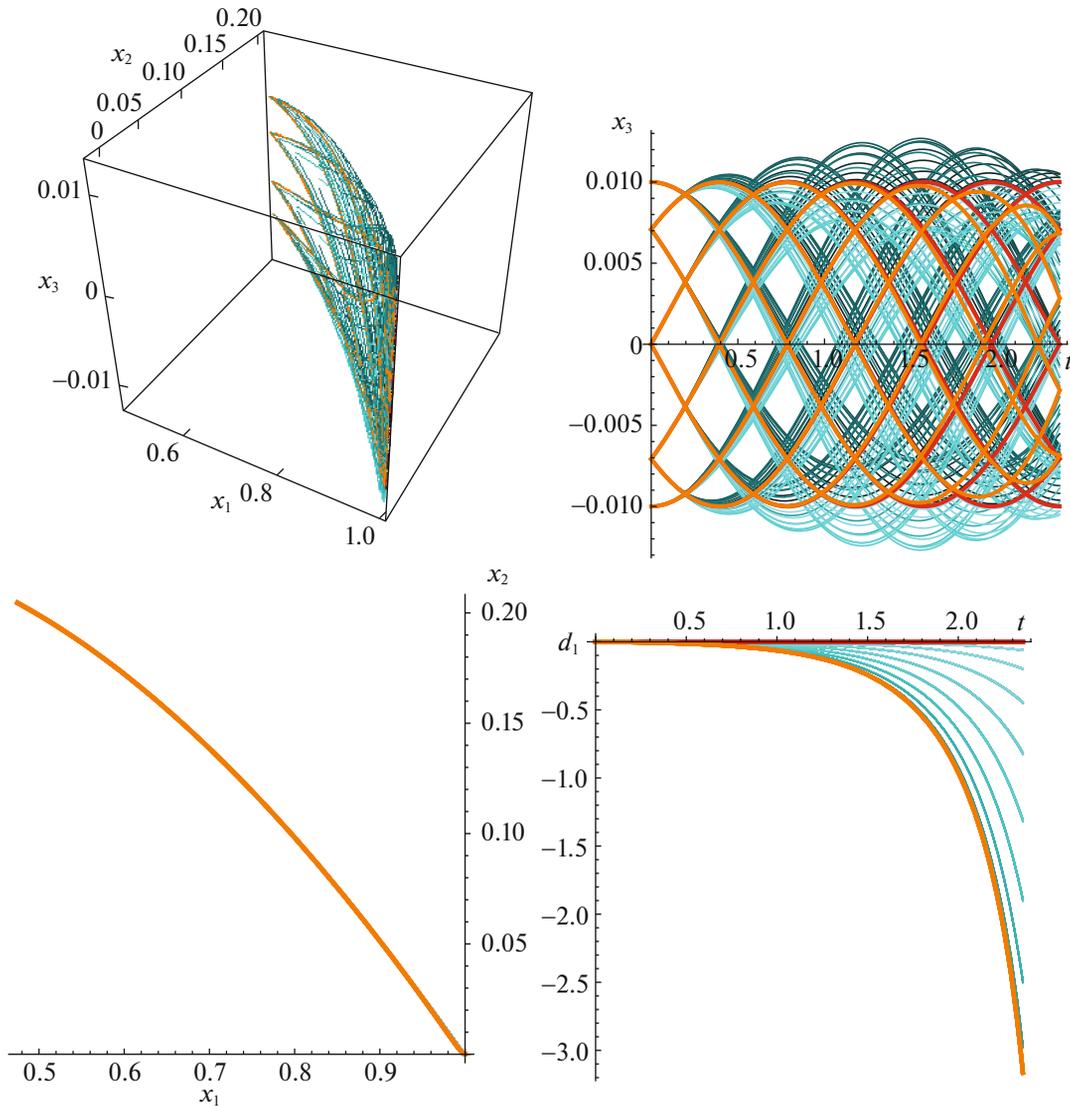


Рис. 6. Траектории движения солнечного паруса из окрестности L_1 при $\varphi = \alpha$ (слева сверху) и график значений функции опасности (справа внизу).

реализованных проектов: для IKAROS (2010) — $6.2 \text{ см}^2/\text{г}$, а для LightSail-2 (2019) — $64 \text{ см}^2/\text{г}$.

Пусть КА с солнечным парусом находится в окрестности точки орбиты ожидания в фазовом пространстве, например, согласно (4) при $A_n = 15$ тыс. км, $\varphi = \alpha, \beta, \psi \in [-\pi/2, \pi/2)$. Численные результаты на промежутке времени 4.5 мес приведены на рис. 6, 7, где также проиллюстрированы значения функции опасности на траекториях движения. Выделенные на рисунках красным цветом кривые относятся к неуправляемому движению КА (движение вдоль орбиты ожидания), оранжевые кривые относятся к движению КА при $\varphi = \alpha, \beta, \psi = 0$. Для сравнения заметим, что если $\varphi = \psi = 0$ (нормаль паруса направлена на Солнце), то ускорение от солнечного паруса для массы

m будет равно $9.12 \times 10^{-7} \text{ м/с}^2$, т.е. под действием только сил светового давления КА с массой m из состояния покоя за 4.5 мес отклонится на расстояние порядка 63.77 тыс. км.

На рис. 6, 7 показано, как КА с солнечным парусом совершает маневр, который обеспечивает достаточно быстрый уход из окрестности орбиты ожидания вблизи точки либрации L_1 . Движению по траекториям соответствует промежуток времени порядка 4.5 мес. Рисунки 6, 7 демонстрируют поведение таких траекторий в зависимости от положения КА на орбите ожидания вблизи коллинеарной точки либрации L_1 и ориентации паруса. На рис. 6 представлены траектории движения КА из окрестности точки L_1 и соответствующие графики значений функции опасности на этих траекториях. Здесь для каждой точки равномерного разбиения

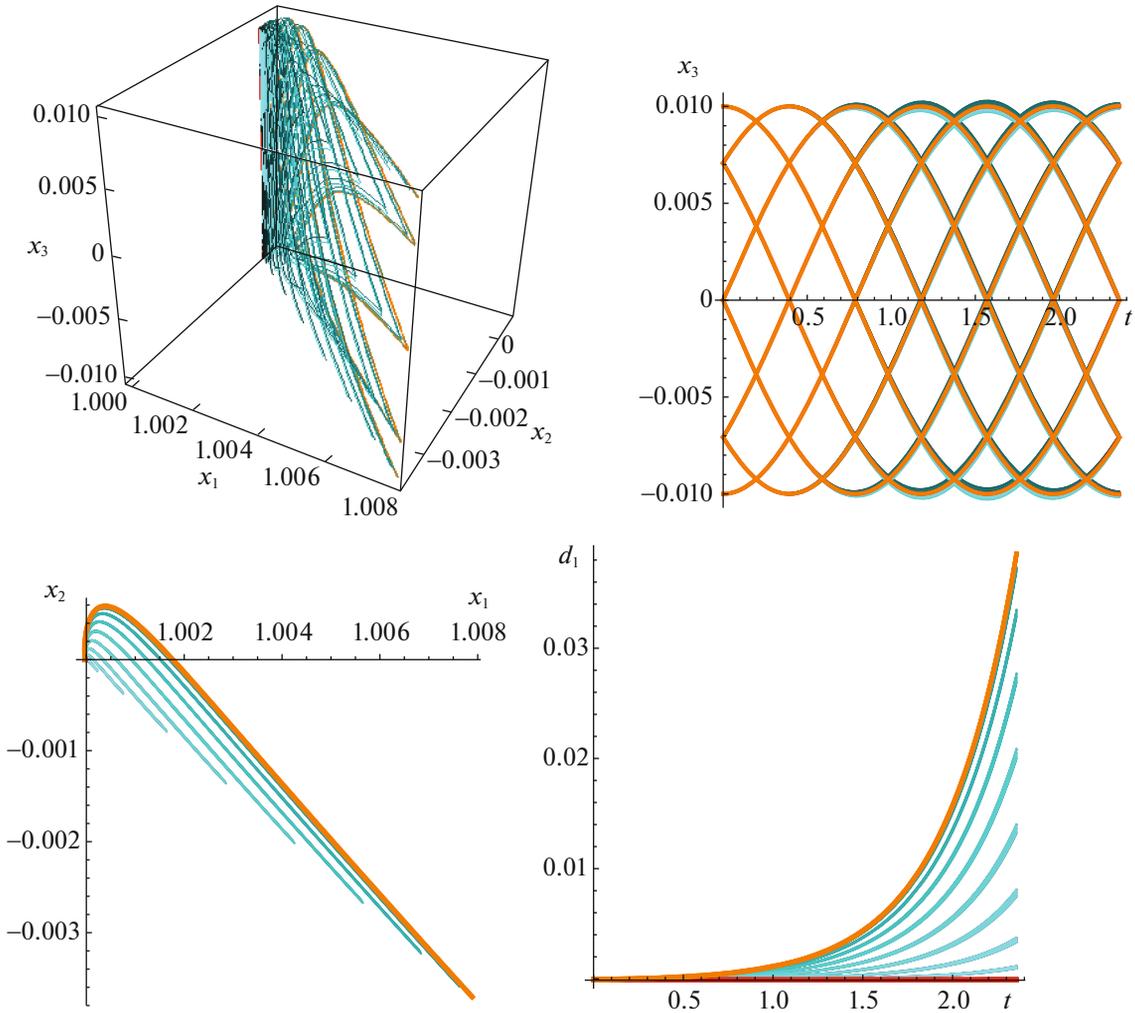


Рис. 7. Траектории движения солнечного паруса из окрестности L_1 при $\varphi = \beta$ (слева сверху) и график значений функции опасности (справа внизу).

(8 точек) орбиты ожидания построены траектории, которым соответствуют постоянное значение управляющего параметра $\varphi = \alpha$, значения ψ — узлы (20 точек) равномерного разбиения полуинтервала $[-\pi/2, \pi/2]$ (в каждом из примеров строится 8×20 кривых). На рис. 7 аналогичные результаты при $\varphi = \beta$.

Численные примеры демонстрируют возможности управляемого движения КА с солнечным парусом при фиксированном значении управляющих параметров φ и ψ , что и позволяет перейти к решению задач, связанных с маневрированием в межпланетном космическом пространстве Земли, например, с целью противодействия кометно-астероидной опасности. При этом характеристики орбиты ожидания существенным образом влияют на динамику маневра ухода из окрестности точки либрации. Также численные результаты (см. рис. 6, 7) подтверждают принятую гипотезу о соответствии значения функции опасности и тра-

ектории орбитального движения — когда функция опасности возрастает, наблюдается переход к гелиоцентрическому движению из окрестности L_1 ; если же значение функции опасности убывает, то это соответствует переходу к геоцентрическому движению из окрестности L_1 . Использование управляющего параметра ψ позволяет изменять пространственную переменную x_3 . При этом эффективность такого изменения зависит от парусности, времени и направления движения КА с солнечным парусом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование орбитального движения КА с солнечным парусом показывает, что с помощью малого управляющего воздействия в виде сил светового давления можно обеспечить достаточно быстрый уход из окрестности коллинеарной точки либрации L_1 . Рассмотренные примеры

орбитального движения демонстрируют теоретическую возможность маневрирования небесного тела в межпланетном космическом пространстве при использовании окрестности коллинеарной точки либрации L_1 . В данных случаях неустойчивость обеспечивает эффективность использования достаточно малых управляющих воздействий и, следовательно, позволяет при минимальных энергетических затратах существенно изменить траекторию КА. Энергетические затраты на выведение управляемого объекта из неустойчивого состояния могут быть весьма малыми. Это делает привлекательной предложенную нами схему маневрирования для управления орбитальным движением тел с большой массой. Такие тела можно использовать, в частности, для ударного воздействия на опасные астероиды.

Предложенная методика управления ориентацией солнечного паруса позволяет решать как задачи удержания солнечного аппарата в окрестности коллинеарной точки либрации, которая заключается в обеспечении близости в фазовом пространстве КА к инвариантному многообразию, так и задачи маневрирования в межпланетном космическом пространстве Земли. Задача выхода из окрестности точки либрации с помощью управлений оптимально демпфирования функции опасности рассмотрена в работе (Шмырова, Шиманчука, 2015). В этой работе проведено исследование возможностей оптимального маневрирования и дана оценка области достижимости на конечном промежутке времени движения. Отметим также, что в работе (Шмырова, Шиманчука, 2015) было показано, что неустойчивость коллинеарной точки либрации оказывает существенное влияние на поведение плоских переменных x_1, x_2, y_1, y_2 и практически не влияет на изменения пространственных переменных x_3, y_3 , когда управляющее воздействие параллельно плоскости эклиптики. Для x_3 характерны колебания с амплитудой, близкой к амплитуде орбиты ожидания по пространственной переменной. Настоящее исследование показывает, что силы светового давления могут быть использованы и для изменения пространственной компоненты траектории перехвата.

Наконец, численное исследование показало, что силы светового давления, учитывая свойство неустойчивости точки либрации, могут существенно повысить эффективность орбитального маневрирования в окрестности коллинеарной точки либрации системы Солнце–Земля, что в конечном счете на основании предложенной схемы маневрирования и расчета орбит сближения может быть использовано для разработки и реализации вычислительных алгоритмов по определению номинальных орбит перехвата из окрестности точки либрации потенциально опасных тел для Земли.

Здесь особую важность представляют задачи, связанные с наблюдением и расчетом эфемерид таких тел.

Исследование выполнено в рамках проекта Санкт-Петербургского государственного университета ID 93024916.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кериорри, Куартельлез (M. Ceriogy and J.P.S. Cuartiellez), Proceed. of 64th Inter. Astronautical Congress, Beijing, China. Paper IAC-13-C1.4.3 (2013).
2. Маркеев А.П., *Точки либрации в небесной механике и космодинамике* (М.: Наука, 1978).
3. Поляхова и др. (E. Polyakhova, A. Shmyrov, and V. Shmyrov), AIP Conf. Proceed. (Ed. E.V. Kustova, G.A. Leonov, M.P. Yushkov, N.F. Morosov, M.A. Mekhonoshina, St. Petersburg, AIP, 2018).
4. Пупков и др. (M.V. Pupkov, N.A. Eismont, K.S. Fedyayev, and V.A. Zubko), 17th Inter. Conf. on Space Operations, SpaceOps-2023, ID # 357 (2023).
5. Сюняев Р.А. и др., Письма в Астрон. журн. **48**, 301 (2022).
6. Фаркуар и др. (R.W. Farquhar, D.P. Muhonen, and D.L. Richardson), J. Spacecraft and Rockets **14**, 170 (1977).
7. Шиманчук Д.В., Вестн. СПбГУ. Сер. 10: Прикладная математика, информатика, процессы управления. **13**, 147 (2017).
8. Шиманчук Д.В., Шмыров А.С., Шмыров В.А., Письма в Астрон. журн. **46**, 193 (2020) [D.V. Shimanuchuk et al., Astron. Lett. **46**, 185 (2020)].
9. Шиманчук Д.В., Шмыров А.С., Шмыров В.А., Письма в Астрон. журн. **47**, 733 (2021) [D.V. Shymanuchuk et al., Astron. Lett. **47**, 710 (2021)].
10. Шиманчук Д.В., Шмыров А.С., Шмыров В.А., Письма в Астрон. журн. **48**, 592 (2022) [D.V. Shymanuchuk et al., Astron. Lett. **48**, 469 (2022)].
11. Шмыров В.А., Вестн. СПбГУ. Сер. 10. Прикладная математика. Информатика. Процессы управления. **2**, 193 (2005).
12. Шмыров, Шиманчук (A. Shmyrov and D. Shymanuchuk), 2015 Inter. Conf. on Mechanics — Seventh Polyakhov's Reading (Ed. A.A. Tikhonov, St. Petersburg, IEEE, 2015).
13. Шмыров и др. (A. Shmyrov, D. Shymanuchuk, and L. Sokolov), 2015 Inter. Conf. on "Stability and Control Processes" in Memory of V.I. Zubov, SCP 2015 — Proceed. (Ed. L.A. Petrosyan, A.P. Zhabko, St. Petersburg, IEEE, 2015), p. 129.
14. Эйсмонт Н.А., Боярский М.Н., Ледков А.А., Назиров Р.Р., Данхэм Д.У., Шустов Б.М., Астрон. вестник. **47**, 352 (2013).