СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 6, 2021

-

Построение штеккелевской модели Галактики: решение проблемы реалистичности вертикального распределения плотности	
А. О. Громов, И. И. Никифоров	383
Изменение орбитального периода вспыхивающей двойной системы с учетом ветра от аккреционного диска	
А. Л. Авакян, Г. В. Липунова, К. Л. Маланчев, Н. И. Шакура	403
Исследование рентгеновского пульсара XTE J1946+274 по данным обсерватории NuSTAR	
А. С. Горбан, С. В. Мольков, С. С. Цыганков, А. А. Лутовинов	416
The First Light Curve Solutions and Period Study of BQ Ari A. Poro, F. Davoudi, F. Alicavus, S. Khakpash, E. M. Esmer, O. Basturk, E. Lashgari, J. Rahimi, Y. Aladağ, N. Aksaker, A. Boudesh, M. Ghanbarzadehchaleshtori, A. Akyüz, S. Modarres, A. Sojoudizadeh,	400
M. Tereş, A. Solmaz	428
 The First Light Curve Solutions and Period Study of BQ Ari A. Poro, F. Davoudi, F. Alicavus, S. Khakpash, E. M. Esmer, O. Basturk, E. Lashgari, J. Rahimi, Y. Aladağ, N. Aksaker, A. Boudesh, M. Ghanbarzadehchaleshtori, A. Akuüz, S. Modarres, A. Sojoudizadeh, M. Tekes, A. Solmaz 	498
	420
Эффекты металличности при переключении моды колебании цефеид Ю. А. Фадеев	429
Поиск эволюционных изменений периода классической цефеиды СЕ Рир	
Л. Н. Бердников	438
Поиск эволюционных изменений периодов бимодальной цефеиды AS Cas	
Л. Н. Бердников, А. А. Белинский, Е. Н. Пастухова, М. А. Бурлак, Н. П. Иконникова, Е. О. Мишин, Н. И. Шатский	448

ПОСТРОЕНИЕ ШТЕККЕЛЕВСКОЙ МОДЕЛИ ГАЛАКТИКИ: РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ РЕАЛИСТИЧНОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ

© 2021 г. А. О. Громов^{1*}, И. И. Никифоров¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 31.01.2021 г. После доработки 25.03.2021 г.; принята к публикации 30.03.2021 г.

Рассмотрены способы решения задачи построения штеккелевской модели путем обобщения потенциала из экваториальной плоскости на все пространство. Исходные модели потенциала в плоскости Галактики получены для трех выборок мазеров, основанных на каталогах Рида и др. (2019) и Коллаборации VERA и др. (2020), посредством оптимизации модельной кривой вращения. Показано, что штеккелевское обобщение исходных моделей приводит к нереалистичному вертикальному распределению плотности (сильно сжатое гало, недостаточно сжатый диск) независимо от используемой базы данных. Рассмотрено два способа решения проблемы. В первом, более простом, накладывались наблюдательные ограничения на закон плотности в диске и/или в гало, что привело лишь к частичному успеху для диска (приемлемое, но не произвольное сжатие). Во втором способе, более сложном, но более универсальном, для обобщения потенциала на все пространство использовался метод эквипотенциалей. Показано, что это позволяет управлять вертикальной структурой модели при штеккелевском разложении, комбинируя в модели составляющие различного заданного сжатия, в том числе сферические, а значит, решает проблему учета данных о вертикальной структуре Галактики при штеккелевском моделировании. Этим способом по мазерам и на основе кривой круговой скорости по данным о ярких красных гигантах (Айлерс и др., 2019) построен набор физически адаптированных трехкомпонентных (гало, тонкий диск, балдж/толстый диск) штеккелевских моделей Галактики при разных предположениях о вертикальной структуре ее составляющих.

Ключевые слова: штеккелевские модели потенциала, вертикальное распределение плотности, мазерные источники, красные гиганты, Галактика (Млечный Путь).

DOI: 10.31857/S0320010821050053

1. ВВЕДЕНИЕ

Потенциалы, допускающие разделение переменных в уравнении Гамильтона—Якоби, а следовательно, и возможность его решения, традиционно вызывают интерес исследователей в области механики, в частности, звездной динамики. Решение этого уравнения позволяет описывать как движение отдельной звезды, так и статистические характеристики всей звездной системы, а потенциалы указанного типа дают возможность строить фазовые модели звездных систем.

Самой известной группой разделяющихся потенциалов являются потенциалы Штеккеля (1890), которые использовались им для решения механических задач, а в звездную динамику были введены Эддингтоном (1915). В эллиптических координатах

$$\xi_1 \in [1,\infty), \, \xi_2 \in [-1,1]$$
 таких, что $R = z_0 \sqrt{\left(\xi_1^2 - 1\right) \left(1 - \xi_2^2\right)}, \quad z = z_0 \xi_1 \xi_2,$

где R и z — цилиндрические координаты, а z_0 — параметр размерности длины, эти потенциалы представляются в виде

$$\Phi = \frac{\varphi_1(\xi_1) - \varphi_2(\xi_2)}{\xi_1^2 - \xi_2^2},\tag{1}$$

где $\varphi_1(\xi_1), \varphi_2(\xi_2)$ — произвольные функции.

Хори (1962) показал, что штеккелевский потенциал может быть очень хорошей аппроксимацией реального потенциала Галактики (на примере полуэмпирической модели Шмидта) с расхождениями менее 10%, а в окрестности Солнца — менее 5%. Таким образом, задачу движения в сепарабельном потенциале можно рассматривать как применение метода возмущений к реальному потенциалу.

^{*}Электронный адрес: granat08@yandex.ru

Условие существования штеккелевских потенциалов в эллиптических координатах имеет вид

$$\frac{\partial^2}{\partial \xi_1 \partial \xi_2} \left[\left(\xi_1^2 - \xi_2^2 \right) \Phi \right] = 0,$$

а в цилиндрических координатах выражается как

$$3\left(z\frac{\partial\Phi}{\partial R} - R\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right) - \left(R^2 + z_0^2 - z^2\right)\frac{\partial^2\Phi}{\partial R\partial z} + (2) + Rz\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial R^2} - \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\right) = 0.$$

Это же условие является ограничением, накладываемым на потенциал третьим квадратичным интегралом движения Кузмина (1952)

$$I_3 = (Rv_z - zv_R)^2 + z^2 v_\theta^2 + z_0^2 (v_z^2 - 2\Phi^*),$$

где

$$z_0^2 \frac{\partial \Phi^*}{\partial R} = z^2 \frac{\partial \Phi}{\partial R} - Rz \frac{\partial \Phi}{\partial z},$$
$$z_0^2 \frac{\partial \Phi^*}{\partial z} = \left(R^2 + z_0^2\right) \frac{\partial \Phi}{\partial z} - Rz \frac{\partial \Phi}{\partial R}.$$

Таким образом, штеккелевские модели допускают такой интеграл. Существование третьего интеграла (помимо двух классических интегралов энергии и площадей) позволяет, например, объяснить наблюдаемую в окрестности Солнца трехосность эллипсоида скоростей.

Мы решаем задачу построения штеккелевской модели, наиболее близкой к реальному потенциалу Галактики. В основе нашего подхода лежит метод Родионова (1974), который позволяет обобщать потенциал, заданный в одно- или двумерной области, на все трехмерное пространство штеккелевским образом. Так, если потенциал задан в экваториальной плоскости, то функции $\varphi(\xi)$ определяются как

$$\varphi(\xi) = \xi^2 \Phi\left(R = z_0 \sqrt{\xi^2 - 1}, z = 0\right),$$
 (3)

а если потенциал задан на оси симметрии, то

$$\varphi(\xi) = \Phi (R = 0, z = 0) -$$
(4)
- (1 - \xi²) $\Phi (R = 0, z = z_0 \xi)$.

Поскольку области определения координат ξ_1 и ξ_2 различны, имея лишь одну общую точку $\xi_1 = \xi_2 = 1$, здесь ξ_1 и ξ_2 были заменены на переменную $\xi \in [-1, \infty)$, которая в зависимости от принимаемого значения является одной из координат или представляет точку (ξ_1, ξ_2) = (1, 1):

$$\xi = \begin{cases} \xi_1, & \xi \ge 1, \\ \xi_2, & -1 \le \xi \le 1 \end{cases}$$

Также здесь — в случае, когда функции $\varphi_1(\xi_1)$ и $\varphi_2(\xi_2)$ одинаково выражаются через свои аргументы, — для обеих функций используется общее

обозначение $\varphi(\xi)$. Далее в статье функция $\varphi(\xi)$ (с индексами, соответствующими компонентам Галактики, или без) имеет тот же смысл. В работе Родионова (1974) также приводятся формулы для определения $\varphi(\xi)$, если потенциал задан в некотором столбе $R = R_* = \text{const}$, что позволяет использовать, например, данные о потенциале в окрестности Солнца.

Как отмечает Родионов (1974), лучше всего определять потенциал двумя различными функциями $\varphi(\xi)$, одна из которых задает поведение потенциала в экваториальной плоскости, а другая в вертикальном направлении.

Укажем работы, в которых штеккелевские модели Галактики строились с учетом наблюдательных данных. Сато, Миямото (1976) применили метод (которого придерживаемся и мы) оценки параметров модели по азимутальным скоростям объектов, но для очень маленькой выборки; использованные в работе данные и часть предположений теперь устарели. Фамаэ, Дейонге (2003) получили несколько штеккелевских моделей Галактики, основанных на производных динамических характеристиках (плоская кривая вращения, параметры Оорта, околосолнечное значение плотности и др.), т.е. без использования исходных данных о вращении Галактики, отмечая, однако, необходимость в будущем строить модели именно по ним.

Отдельно следует отметить работы, в которых был разработан алгоритм нахождения функции распределения фазовой плотности для моделей со штеккелевскими потенциалами, основанный на вычислении переменных действие-угол (см., например, Бинни, 2012). В рамках данного подхода был предложен ряд функций фазовой плотности, аргументами которых являются переменные действия и которые дают функции распределения скоростей, согласующиеся с наблюдениями (см., например, Бинни, Мак-Милан, 2011; Пости и др., 2015). Однако используемый в работах этого направления, в целом перспективного, алгоритм вычисления функций $\varphi(\xi)$, названный его авторами Stäckel fudge ("штеккелевская подгонка"; Бинни, 2012; Сандерс, Бинни, 2016), является в некоторых отношениях приближенным. В этом алгоритме в предположении, что потенциал обладает свойствами штеккелевского, функция $\varphi(\xi)$ определяется для каждой орбиты по нескольким ее точкам, что связано с численным нахождением некоторых интегралов. Значения *z*₀ в разных точках орбиты и для разных орбит, вообще говоря, могут различаться. Однако постоянство z₀ является условием сохранения интеграла І3, поэтому возникает вопрос, какой из интегралов I_3 для различных z_0 является аргументом фазовой плотности. Сами функции $\varphi(\xi)$ получаются путем дальнейшей интерполяции

по точкам орбит. Алгоритм штеккелевской подгонки был применен в работе Бинни, Вона (2017) для построения фазовой модели системы шаровых скоплений Галактики.

Используемый нами метод не требует вычисления интегралов на стадии задания функций $\varphi(\mathcal{E})$ и позволяет получать аналитические выражения для них, а значит, определять точные значения $\varphi(\xi)$ в любой точке рассматриваемой области пространства. Хотя численное интегрирование понадобится в дальнейшем — для вычисления действий при нахождении фазовой плотности, — определение функций $\varphi(\xi)$ в явном виде понижает роль численных методов в данной задаче и повышает точность результатов. Кроме того, наш подход предполагает постоянное значение параметра z₀ во всей рассматриваемой области, а значит, Із имеет одинаковый вид в каждой ее точке. Метод Родионова и "штеккелевская подгонка" являются, по сути, альтернативными подходами к решению одной и той же задачи; сейчас трудно сказать, какой из них окажется в итоге более удачным.

Применение метода Родионова к данным о вращении Галактики для моделей разного компонентного состава (Громов и др., 2015, 2016; Громов, Никифоров, 2021) привело к построению штеккелевских моделей, согласующихся с оценками ряда галактических характеристик. Например, получены близкие к наблюдаемому значения пространственной плотности в окрестности Солнца. Кроме того, в моделях удалось избежать отрицательных значений плотностей, которые появлялись на начальных этапах наших исследований. Вместе с тем эти модели имеют существенный недостаток нефизичное сжатие модели в целом и отдельных компонент. В частности, наиболее реалистичная по компонентному составу (балдж, диск и гало) модель приводит к сильно сжатому гало и избыточно сжатому балджу, а также к неправдоподобному вертикальному распределению пространственной плотности диска (Громов, Никифоров, 2021). Однако следует заметить, что вертикальная структура моделей получалась нефизичной и в других работах данного направления: так, эквиденситы (кривые равной плотности) для дисковых компонент модели, построенные Фамаэ, Дейонге (2003) и Бинни, Воном (2017), в общем случае также неправдоподобны.

В настоящей работе метод штеккелевского обобщения потенциала применяется к исходной трехкомпонентной модели, которая строится для галактической плоскости по новым данным о мазерах с тригонометрическими параллаксами. Ни обновление данных, ни некоторая модификация исходного потенциала не привели к повышению реалистичности модельного вертикального распределения плотности. Поэтому далее в работе мы рассматриваем два возможных способа решения этой проблемы. Один из способов приводит к очевидному успеху, фактически давая средства управления вертикальной структурой итоговой штеккелевской модели.

2. МОДЕЛЬ В ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ И ЕЕ ШТЕККЕЛЕВСКОЕ ОБОБЩЕНИЕ

Компоненты Галактики в исходном потенциале были заданы соответствующими потенциалами в экваториальной (галактической) плоскости. Мы использовали полностью аналитическую модель исходного потенциала, чтобы получить аналитическую штеккелевскую модель, и те выражения для компонент, которые не создавали особенностей при обобщении. Гало представлялось квазиизотермическим потенциалом Кузмина и др. (1986)

$$\Phi_1(R,0) = \Phi_{0,1} \ln \left(1 + \frac{\beta}{w(R)} \right),$$
 (5)

где функция w(R) определяется как

$$w^{2}(R) = 1 + \kappa_{1}^{2} \frac{R^{2}}{R_{0}^{2}}.$$
 (6)

Здесь *R*₀ — произвольный масштабный параметр, приравненный к принятому в работе расстоянию от Солнца до центра Галактики 8.15 кпк (Рид и др., 2019). Диск описывался обобщенно-изохронным потенциалом (Кузмин, Маласидзе, 1969)

$$\Phi_2(R,0) = \Phi_{0,2} \frac{\alpha}{(\alpha-1) + \sqrt{1 + \kappa_2^2 R^2}}.$$
 (7)

Для представления центральной компоненты (условный "балдж") выбран потенциал Миямото-Нагая (1975)

$$\Phi_3(R,0) = \Phi_{0,3} \frac{1}{\sqrt{R^2 + \kappa_3^2}}.$$
(8)

Тогда штеккелевское обобщение потенциала из экваториальной плоскости на трехмерное пространство, согласно (3), приводит к следующим функциям $\varphi(\xi)$ для этих компонент:

$$\varphi_{\rm h}(\xi) = \xi^2 \Phi_{0,1} \ln \left[1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 \left(\xi^2 - 1\right)}} \right], \quad (9)$$

$$\varphi_{\rm d}(\xi) = \xi^2 \Phi_{0,2} \frac{\alpha}{(\alpha - 1) + \sqrt{1 + \kappa_2^2 z_0^2 \left(\xi^2 - 1\right)}},$$
(10)

$$\varphi_{\rm b}(\xi) = \xi^2 \Phi_{0,3} \frac{1}{\sqrt{z_0^2 \left(\xi^2 - 1\right) + \kappa_3^2}}.$$
 (11)

Для всей Галактики $\varphi(\xi) = \varphi_{\rm h}(\xi) + \varphi_{\rm d}(\xi) + \varphi_{\rm b}(\xi).$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

Таким образом, при данном подходе функция $\varphi(\xi)$, необходимая для получения штеккелевского потенциала согласно (1), задается в явном виде: она основана на выражении для потенциала в экваториальной плоскости и аналитическим образом продолжена во все пространство.

При описании "балджа" мы отказались от потенциала Хернквиста (1990), использованного в наших предыдущих работах, в силу того, что при штеккелевском обобщении функции $\varphi(\xi)$ для него получаются особенности при $\xi = 1$. Выражение для потенциала, предложенное Миямото, Нагаем (1975), не имеет этого недостатка. Как повлияет подобное изменение вида исходного потенциала на вертикальное распределение в штеккелевской модели, представляет отдельный интерес.

Оценка параметров потенциала в экваториальной плоскости для принятого его общего вида (5)-(8) проводилась путем оптимизации модельной кривой вращения по отношению к азимутальным скоростям θ_i . Величины последних находились по измерениям тригонометрических параллаксов, собственных движений и лучевых скоростей мазеров с использованием процедуры, описанной в статье Громова и др. (2016), для значений расстояния от Солнца до центра Галактики $R_0 =$ = 8.15 кпк, компонент пекулярной скорости Солнца $u_{\odot} = 10.7$ км/с, $w_{\odot} = 7.7$ км/с и линейной скорости вращения Солнца вокруг центра Галактики $\theta_{\odot} = 247$ км/с (Рид и др., 2019). Решение искалось методом наименьших квадратов: минимизировалась целевая функция

$$L^{2} = \sum_{i=1}^{N} p_{i} \left[\theta_{i} - \theta_{C}(R_{i})\right]^{2}, \qquad (12)$$

где θ_i — точечная оценка азимутальной скорости *i*-го объекта по данным наблюдений, $\theta_C(R_i) =$ $= -R \frac{d\Phi}{dR} \Big|_{R=R_i}$ — модельная (формально кру-

 $dR|_{R=R_i}$ говая) скорость на галактоосевом расстоянии *i*-го объекта как функция параметров потенциала, $p_i = (\sigma_i^2 + \sigma_0^2)^{-1}$ — весовые коэффициенты, σ_i — средняя ошибка измерения θ_i , σ_0^2 — природная (не вызванная погрешностями измерений) дисперсия азимутальных скоростей объектов, N — число объектов в выборке.

В качестве основных источников данных об объектах, содержащих мазеры, использовались каталоги Рида и др. (2019) и Коллаборации VERA и др. (2020) (далее каталог VERA). Были рассмотрены три выборки разной степени однородности по типу объектов. Первая, наиболее однородная, выборка состояла только из областей образования массивных звезд (далее HMSFRs):

все объекты из каталога Рида и др. (2019), два HMSFRs (G125.51+02.03 и IRA\$21379+5106) из каталога VERA и один (G305.20+0.208) из каталога в работе Расторгуева и др. (2017). Две другие основывались на каталоге VERA, менее однородном. Одна из этих выборок содержала только области образования звезд (различных масс, далее SFRs). Другая включала объекты каталога VERA всех типов: SFRs, звезды поздних типов (преимущественно на асимптотической ветви гигантов, AGB), красные сверхгиганты (RSGs); далее выборка VERA. Степень однородности выборок существенна для процедуры обработки данных, так как разные типы объектов, содержащих мазеры, могут иметь кратно различные дисперсии скоростей (Громов, Никифоров, 2021). Для учета кинематической неоднородности выборки VERA находились одновременно два значения природной дисперсии — для SFRs $(\sigma_{0,1}^2)$ и для всех остальных объектов ($\sigma_{0,2}^2$). Выборки HMSFRs и SFRs рассматривались как однородные. Использование каталогов Рида и др. (2019) и VERA, созданных разными исследовательскими группами, позволяет оценить зависимость результатов от типа мазерных источников и от набора данных.

Определение для каждой выборки параметров потенциала и одного или двух значений природной дисперсии, а также исключение объектов с выбросами в данных проводилось по тому же итеративному алгоритму, что и в работе Громова, Никифорова (2021).

Выборки SFRs и VERA содержат всего один объект (Sgr B2) в центральной части Галактики, что делает фактически невозможным оценку по ним параметров центральной компоненты. Поэтому при обработке этих выборок значения $\Phi_{0,3}$ и κ_3 фиксировались равными тем, которые были получены в результате анализа выборки HMSFRs. При этом объект Sgr B2 был исключен из выборок SFRs и VERA.

В табл. 1 приведены финальные оценки параметров потенциала в галактической плоскости и характеристики решения по рассмотренным выборкам. Так как в некоторых вариантах расчетов в настоящей работе значение параметра β получается предельным ($\beta \to \infty$), вместо него оценивался связанный с ним параметр $q = \frac{\beta}{\beta+1} \in [0; 1]$. Значения стандарта σ_0 природной дисперсии для мазеров HMSFRs (фактически каталога Рида и др., 2019) получились в 3–4 раза меньше, чем у выборок на основе каталога VERA, что говорит о существенной, по крайней мере, кинематической неоднородности последнего даже в рамках класса SFRs. Для почти всех параметров потенциала оценки по разным выборкам согласуются друг с

Характеристика	HMSFRs	SFRs	VERA
Ν	$202 \rightarrow 198$	$64 \rightarrow 62$	$95(64+31) \to 92(62+30)$
σ_0 или $\sigma_{0,1}$, км/с	$7.64 \pm 0.55 \rightarrow$	$23.7\pm3.2\rightarrow$	$23.4\pm2.5\rightarrow$
	$\rightarrow 6.11 \pm 0.44$	$\rightarrow 19.9 \pm 2.7$	$\rightarrow 19.6 \pm 2.2$
$\sigma_{0,2}$, км/с			$26.0 \pm 2.8 \to 22.8 \pm 2.5$
q	$1_{-0.046}$	0.86 ± 0.15	$1_{-0.19}$
κ_1	0.0429 ± 0.0010	0.0379 ± 0.0041	0.0309 ± 0.0032
$\Phi_{0,1}$, км $^2/\mathrm{c}^2$	263.5 ± 12.5	285 ± 55	274 ± 54
α	0.1826 ± 0.0069	0.205 ± 0.038	0.209 ± 0.030
κ_2 , КПК $^{-1}$	0.1093 ± 0.0026	0.1049 ± 0.0093	0.1043 ± 0.0069
$\Phi_{0,2}$, км $^2/{ m c}^2$	304.8 ± 2.3	315.5 ± 11.7	328.6 ± 11.3
$\Phi_{0,3}$, км $^2/{ m c}^2$	226.9 ± 8.8	(226.9)	(226.9)
κ_3 , КПК	2.01 ± 0.29	(2.01)	(2.01)

Таблица 1. Результаты моделирования потенциала в плоскости Галактики по выборкам мазеров HMSFRs, SFRs и VERA

Примечание. В строке "*N*" указаны начальный и конечный (после исключения выбросов) объемы каждой выборки, разделенные знаком "→", при этом для выборки VERA в скобках дано количество объектов SFRs (первое число) и суммарно AGB и RSGs (второе число) в выборке. Для природных дисперсий азимутальных скоростей (σ_0 или $\sigma_{0,1}$, $\sigma_{0,2}$) также представлены значения до и после исключения выбросов. Оценки параметров потенциала приведены для конечных выборок.

другом с учетом статистической неопределенности. Исключение составляет масштабный фактор гало κ_1 , который по выборке VERA получился значимо (3.6 σ) меньше (в \simeq 1.4 раза), чем по HMSFRs, что может отражать динамическую неоднородность каталога VERA из-за включения в него объектов более поздних классов (например, AGB); на динамическую выделенность AGB указывают и сами авторы каталога (Коллаборация VERA и др., 2020). На рис. 1 кривые вращения для полученных моделей потенциала представлены в сопоставлении с наблюдательными данными.

Из-за ненулевой дисперсии скоростей мазеров модельные кривые на рис. 1 описывают зависимость от R, строго говоря, не круговой скорости, а средней азимутальной. Для трех выборок мазеров был оценен асимметричный сдвиг $\Delta \theta_{ad} = v_{\odot} - [\theta_{\odot} - \theta_C(R_0)]$ при пекулярной скорости Солнца в направлении вращения Галактики $v_{\odot} = 11.0 \pm 2$ км/с (Блэнд-Хоторн, Герхард, 2016), $\theta_{\odot} = 247 \pm 4$ км/с (Рид и др., 2019); здесь величина $\theta_C(R_0)$ для полученной модели рассматривается как средняя скорость вращения мазеров на солнечном круге. Найдены величины $\Delta \theta_{ad} = -7.1 \pm 0.6, -2.6 \pm 2.9$ и -0.1 ± 3.2 км/с (ошибки — статистические) для выборок HMSFRs, SFRs и VERA соответственно. Хотя только первая из

оценок оказалась значимой в рамках принятых предположений¹, данные каждой из выборок были скорректированы одинаковым образом на полученный для нее асимметричный сдвиг: $\theta_{i, \mathrm{corr}} = \theta_i - \theta_i$ $-\Delta \theta_{ad}$. Здесь мы предполагаем постоянство $\Delta \theta_{ad}$ с галактоосевым расстоянием, как это фактически сделано Ридом и др. (2019) при построении кривой вращения по мазерам. Параметры потенциала в галактической плоскости, заново найденные для $\theta_{i, \text{согг}}$ при прежних значениях σ_0 (см. табл. 1), приведены в табл. 2. Для новых результатов сделанные ранее выводы о степени зависимости параметров от выборки в основном сохраняются. Новые оценки κ_1 и по SFRs, и по VERA маргинально значимо (на уровнях 2.4σ и 2.8σ соответственно) отличаются от оценки по HMSFRs. Эти модели, скорректированные за $\Delta \theta_{\rm ad}$, и будут использованы в качестве исходных при дальнейшей работе, за исключением случаев применения условной оптимизации. Кривые круговой скорости в сравнении с кривыми средней скорости вращения, полученными на предыдущем этапе, представлены на рис. 2ав. В результате коррекции за асимметричный сдвиг кривые круговой скорости по трем выборкам прак-

¹ Систематическая ошибка, равная для всех оценок, — ±4.5 км/с.



Рис. 1. Кривые вращения Галактики для моделей потенциала, аппроксимирующих данные о мазерных источниках. (а) — Решение по выборке HMSFRs; кружки — объекты каталога Рида и др. (2019), квадраты — два объекта из каталога Коллаборации VERA и др. (2020), ромб — объект из каталога Расторгуева и др. (2017) (см. текст). (б) — Решение для выборки SFRs. (в) — Решение для выборки VERA; кружки — SFRs, квадраты — другие типы объектов. Кривые круговой скорости: сплошная линия — трехкомпонентная модель, штриховая линия — гало; пунктирная линия — дентральная компонента. Светлые символы обозначают исключенные объекты. Бары соответствуют измерительным ошибкам азимутальных скоростей мазеров; в некоторых случаях бар меньше размера символа, обозначающего объект. Бары в левом верхнем углу отображают в масштабе вертикальной оси найденные величины природных дисперсий.

тически совпали друг с другом на $R \lesssim 12$ кпк, лишь вне этой области кривые по SFRs и VERA проходят ниже кривой по HMSFRs на несколько километров в секунду (рис. 2г).

асимметричного сдвига с ростом природной дисперсии скоростей может объясняться тем, что повышенная дисперсия скоростей для выборок SFRs и VERA преимущественно не носит динамического характера, а обусловлена большими скоростями

Заметим, что отсутствие увеличения по модулю

Характеристика	HMSFRs	SFRs	VERA
$\Delta heta_{ m ad}$, км/с	(-7.1)	(-2.6)	(-0.1)
q	$1_{-0.042}$	$1_{-0.15}$	$1_{-0.17}$
κ_1	0.0432 ± 0.0010	0.0352 ± 0.0032	0.0333 ± 0.0034
$\Phi_{0,1}$, км $^2/\mathrm{c}^2$	266.3 ± 11.6	284.3 ± 46	262.0 ± 49
lpha	0.1925 ± 0.0062	0.204 ± 0.035	0.208 ± 0.031
κ_2 , КПК $^{-1}$	0.1020 ± 0.0029	0.1030 ± 0.0094	0.1011 ± 0.0069
$\Phi_{0,2}$, км $^2/\mathrm{c}^2$	313.2 ± 1.9	318.0 ± 10.4	326.0 ± 8.3
$\Phi_{0,3}$, км $^2/\mathrm{c}^2$	231.0 ± 7.4	(231.0)	(231.0)
$\kappa_3,$ КПК	1.40 ± 0.26	(1.40)	(1.40)

Таблица 2. Параметры моделей потенциала в плоскости Галактики, скорректированных за асимметричный сдвиг $\Delta \theta_{\rm ad}$

мазерных пятен и деталей относительно их центральных звезд (см. Коллаборация VERA и др., 2020). Параметр *z*₀, необходимый для построения штеккелевского потенциала, определялся из соотношения

$$z_0^2(R) = \frac{3\frac{\partial\Phi(R,0)}{\partial R} + R\left(\frac{\partial^2\Phi(R,0)}{\partial R^2} - 4\frac{\partial^2\Phi(R,0)}{\partial z^2}\right)}{\frac{\partial^3\Phi(R,0)}{\partial z^2\partial R}} - R^2,$$
(13)

которое является следствием выражения (2). Здесь требуется потенциал $\Phi(R, z)$, учитывающий в отличие от построенных моделей потенциала в плоскости Галактики, данные о вертикальном распределении. В качестве такового использовался потенциал Гарднера и др. (2011). При построении функции (13) I₃ рассматривается как квази-интеграл, значение которого приблизительно постоянно в пределах большой области, и параметр z_0 которого может несущественно варьироваться с изменением *R*. Потенциал Гарднера и др. (2011) привел к наименьшим колебаниям zo по сравнению с другими рассмотренными потенциалами (см., например, Фелльхауэр и др., 2006; Иргэнг и др., 2013). Подобные функции для z₀ строились Эйнасто, Рюммелем (1970) и Осипковым (1975). Здесь принято значение $z_0 = 5.3$ кпк, полученное для потенциала Гарднера и др. (2011) в окрестности Солнца $R = R_0 = 8.15$ кпк (Громов и др., 2016), которое используется далее как постоянное во всей рассматриваемой области. Это значение согласуется с ранними оценками $z_0 = 2.2-7$ кпк (Кузмин, 1953, 1956; Маласидзе, 1973). Параметр zo характеризует степень концентрации массы к центру системы, определяя в том числе крупномасштабную структуру модели (Родионов, 1985).

На рис. З приведены эквиденситы, полученные путем подстановки штеккелевского потенциала в уравнение Пуассона, при плотности $\rho =$ $= 0.1 \ M_{\odot}/{
m n\kappa}^3$ для всей модели и отдельных ее компонент для каждой выборки. Параметры исходных потенциалов принимались равными указанным в табл. 2. Эквиденситы показывают, что модели плохо согласуются с данными о вертикальном распределении плотности. Модельный диск получился более толстым по сравнению с вертикальным масштабом тонкого диска Галактики 300 ± 50 пк (Блэнд-Хоторн, Герхард, 2016). По звездным подсчетам сжатие внутреннего гало Галактики составляет 0.65 ± 0.05 , внешнего — $0.8 \pm$ ± 0.1 (Блэнд-Хоторн, Герхард, 2016); в моделях гало часто принимается сферическим. Сжатие модельного гало 0.24 на рис. З противоречит этим данным. Центральную компоненту также иногда полагают сферической (классический балдж), хотя отношение ее осей, если ею представлять галактический бар, должно быть ~0.35 (Блэнд-Хоторн,



Рис. 2. (а)—(в) — Сравнение кривой круговой скорости (сплошная линия), полученной после коррекции за асимметричный сдвиг, с кривой средней скорости вращения (пунктирная линия) для выборок HMSFRs (а), SFRs (б) и VERA (в) соответственно. (г) — Сравнение трех кривых круговой скорости для выборок HMSFRs (сплошная линия), SFRs (пунктирная линия) и VERA (штрихпунктирная линия). Последние две кривые практически совпадают.

Герхард, 2016). Таким образом, "балджи" моделей с отношением осей 0.27 на рис. З являются избыточно сжатыми. Замена выражения для центральной компоненты исходного потенциала в настоящей работе практически не изменила сжатие "балджа" в штеккелевском потенциале (ср. рис. 4 в статье Громова, Никифорова, 2021). При смене выборки объектов указанные недостатки штеккелевской модели сохраняются (рис. 3). Несомненно, для решения проблемы нужна разработка специальных способов учета сведений о вертикальном распределении при штеккелевском моделировании. Два таких способа рассматриваются ниже.

3. УЧЕТ ДАННЫХ О ВЕРТИКАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРИ ПОСТРОЕНИИ ШТЕККЕЛЕВСКОЙ МОДЕЛИ

Условная оптимизация

Для большинства дисковых галактик, видимых с ребра, изменение звездной плотности с *z*координатой описывается барометрическим законом, предложенным Паренаго (1940),

$$\rho(z) = \rho_0 \exp(-|z|/h_z),$$
(14)



Рис. 3. Эквиденситы (кривые равной плотности) $\rho = 0.1 M_{\odot}/\text{пк}^3$ для моделей, полученных штеккелевским обобщением исходных потенциалов в экваториальной плоскости (табл. 2) по выборкам HMSFRs (a), SFRs (б) и VERA (в). Сплошная линия — трехкомпонентная модель, штриховая линия — гало; пунктирная линия — диск; штрихпунктирная линия — центральная компонента ("балдж").

где ρ_0 — значение плотности в плоскости диска, h_z — параметр полутолщины (см., например, Локтин, Марсаков, 2009). А-В-звезды III-V классов светимости образуют слой полутолщиной примерно 200 пк; F III — F V-звезды и G- и К-гиганты простираются до |z| = 400 пк (Локтин, Марсаков, 2009). Согласно обзору Блэнда-Хоторна, Герхарда (2016), $h_z = 300 \pm 50$ пк для тонкого и 900 $\pm \pm 180$ пк для толстого дисков Галактики. Для внешних галактик, видимых с ребра, параметр полутолщины лежит в пределах 200-600 пк (Фридман, Хоперсков, 2011). При этом у галактик поздних морфологических типов вертикальная шкала не сильно изменяется с удалением от центра; подобное поведение h_z , по-видимому, имеет место и в нашей Галактике (Фридман, Хоперсков, 2011). Поэтому будем считать значение h_z в (14) посто-

Характеристика	HMSFRs	SFRs	VERA
Ν	$202 \rightarrow 198$	$64 \rightarrow 63$	$95(64+31) \rightarrow 92(62+30)$
σ_0 или $\sigma_{0,1}$, км/с	$8.16\pm0.60\rightarrow$	$23.9\pm3.2\rightarrow$	$23.7\pm2.5\rightarrow$
	$\rightarrow 7.07 \pm 0.52$	$\rightarrow 24.2\pm3.3$	$ ightarrow 20.1 \pm 2.2$
$\sigma_{0,2}$, км/с			$26.1 \pm 2.8 \to 23.2 \pm 2.5$
$\Delta heta_{ m ad}$, км/с	(-7.5)	(-4.0)	(-0.5)
q	0.5072 ± 0.0091	0.501 ± 0.040	0.509 ± 0.064
κ_1	0.1021 ± 0.0028	0.101 ± 0.014	0.0669 ± 0.0086
$\Phi_{0,1}$, км $^2/\mathrm{c}^2$	295.5 ± 6.4	299 ± 28	246 ± 35
α	1.568 ± 0.080	1.56 ± 0.31	1.57 ± 0.18
κ_2 , КПК $^{-1}$	0.435 ± 0.014	0.436 ± 0.071	0.433 ± 0.037
$\Phi_{0,2}$, км $^2/{ m c}^2$	354.1 ± 2.8	352.2 ± 15.9	395.3 ± 9.6
$\Phi_{0,3}$, км $^2/\mathrm{c}^2$	173.2 ± 13.9	(173.2)	(173.2)
$\kappa_3,$ КПК	2.06 ± 0.51	(2.06)	(2.06)

Таблица 3. Результаты моделирования потенциала в плоскости Галактики в предположении барометрического закона для диска при $h_z = 900$ пк с учетом асимметричного сдвига $\Delta \theta_{\rm ad}$

Примечание. Обозначения те же, что и в табл. 1.

янным, тогда ρ_0 — значение плотности в центре модели.

Мы непосредственно учли барометрический закон при построении штеккелевской модели в целях повышения ее реалистичности. Для этого задача решалась методом наименьших квадратов, как и в разделе 2, но на значения параметров диска накладывалось условие (14), в котором использовалось аналитическое выражение для пространственной плотности диска, найденное подстановкой штеккелевского потенциала в уравнение Пуассона. В результате получалось дополнительное уравнение для параметров α и κ_2 (параметр $\Phi_{0,2}$ сокращался), которому они должны удовлетворять при минимизации функции (12). Полученные при $h_z =$ = 900 пк решения с учетом асимметричного сдвига представлены в табл. З, соответствующие им кривые вращения — на рис. 4. Как и следовало ожидать, согласие с данными о кинематике мазеров ухудшилось, о чем говорят возросшие значения природной дисперсии (ср. σ_0 в табл. 3 и табл. 1). Эквиденситы $ho = 0.1 \, M_{\odot}/{
m nk}^3$ (рис. 5) показывают, что удалось достичь полутолщины диска ≈ 600 пк, близкой к значениям, характерным для толстого диска. Попытки сжать диск до вертикального масштаба тонкого диска Галактики (при $h_z = 300$ пк) не увенчались успехом, так как давали нефизичные эквиденситы.

Предложенный здесь способ условной оптимизации позволил отчасти решить проблему вертикального распределения для одной из компонент. Однако сплюснутость гало осталась неудовлетворительной. Это означает необходимость наложения дополнительных условий уже на параметры потенциала (5). В качестве такого условия мы рассмотрели факт примерного постоянства центральной поверхностной плотности темного гало

$$\mu_{0\mathrm{D}} \equiv r_0 \rho_0 \approx \mathrm{const},\tag{15}$$

имеющий место для внешних галактик независимо от их типа и светимости (Донато и др., 2009); здесь r_0 — радиус ядра профиля плотности темной материи, ρ_0 — центральная плотность. По оценке Донато и др. (2009), $\log \mu_{0D} = 2.15 \pm 0.2$. Де Вега, Санчес (2011), указывая, что закон (15) имеет схожую природу с известным для молекулярных облаков в нашей Галактике соотношением Ларсона, приводят значение $\mu_{0D} = 140 \ M_{\odot}/пк^2$ для 0.3 кпк $< r_0 < 30$ кпк. Ларсон (1981) получил значение $\mu_{0D} = 162 \ M_{\odot}/пк^2$. Однако наши попытки учета соотношения (15) с соответствующей условной оптимизацией не привели к приемлемому сжатию гало.

Рассмотренный метод условной оптимизации не лишен некоторого элемента случайности. Так,



Рис. 4. То же, что на рис. 1, но при условной оптимизации — в предположении барометрического закона для диска при $h_z = 900$ пк. Жирная сплошная линия — кривая круговой скорости после коррекции за асимметричный сдвиг, жирная пунктирная линия — кривая средней скорости вращения (модельная кривая до коррекции). Кривые для отдельных компонент даны с учетом асимметричного сдвига.

при условной оптимизации параметр α оказался больше 1, а при обычной он был меньше 1. Это существенно изменило вид потенциала, благодаря чему диск и получился сжатым. Удалось бы это сделать при других видах исходного потенциала не очевидно. Кроме того, эквиденситы меняются лишь за счет изменения исходного потенциала, а не внесения нужной зависимости от *z*-координаты в потенциал штеккелевский, что не гарантирует нужный результат. Поскольку условная оптимизация все же смогла решить частную задачу построения распределения типа "толстый диск", метод, возможно, применим для каких-то специальных классов моделей. Однако он явно не может претендовать на универсальность. Поэтому другой метод, описанный ниже, представляется более удачным.

Метод эквипотенциалей

Для решения проблемы вертикального распределения было решено отказаться от штеккелевского обобщения, определяющего единственную функцию $\varphi(\xi)$, чтобы иметь возможность использовать две *различные* функции $\varphi(\xi)$ в формуле (1). При этом для продолжения потенциала из экваториальной плоскости на все пространство мы



Рис. 5. То же, что на рис. 3, но при условной оптимизации — в предположении барометрического закона с $h_z = 900$ пк (параметры исходных потенциалов из табл. 3).

воспользовались методом эквипотенциалей, разработанным Кутузовым, Осипковым (1981). Суть его состоит в том, что в результате замены переменной вида $r^2 = f(R, z)$, где r — галактоцентрическое расстояние, заданный в экваториальной плоскости потенциал $\Phi(r) = \Phi(R, 0)$ (формулы (5)— (8)), обобщается на все пространство потенциалом $\Phi(f(R, z))$, который зависит от обеих цилиндрических координат R и z.

Мы рассмотрели следующие варианты функции f(R, z):

$$\begin{split} &[A.] f(R,z) = R^2 + z^2 + 2\sqrt{\varepsilon^2 \mu^2 R^2 + \mu^2 z^2 + \varepsilon^2}. \\ &[B.] f(R,z) = R^2 + z^2 + 2(1-\varepsilon)\sqrt{\mu^2 z^2 + \varepsilon^2}. \\ &[B.] f(R,z) = R^2 + z^2 + 2\mu\sqrt{(1-\varepsilon)z^2 + \varepsilon^2}. \\ &[\Gamma.] f(R,z) = R^2 + nz^2. \\ &[\Lambda.] f(R,z) = R^2 + n\sqrt{z^2 + b^2}. \end{split}$$

Первые три были предложены Осипковым (1997), последние два добавлены нами как более простые функциональные формы. Кроме того, для гало и центральной компоненты дополнительно

Гало со кли		Центральная	Диск, вариант Б	
14.10	<i>2</i> 0, KIIK	Сферическая ($Q=1$)	Сжатая ($Q=0.35$)	$(h_z = 300$ пк)
Сферическое ($Q = 1$)	2.5	$\mu_3 = 10$	$\mu_3 = 1.2$	$\mu_2 = 20$
		$\varepsilon_3 = 10$	$\varepsilon_3 = 0.47$	$\varepsilon_2 = 0.2$
Сжатое ($Q = 0.65$)	4.3	$\mu_3 = 80$	$\mu_3 = 2.6$	$\mu_2 = 750$
		$\varepsilon_3 = 45$	$\varepsilon_3 = 0.49$	$\varepsilon_2 = 0.41$

Таблица 4. Значения z0 и параметров эквиденсит при сферических и сжатых гало и центральной компоненте

рассматривалось стандартное сферическое обобщение $f(R,z) = R^2 + z^2$.

Обобщив таким образом потенциал на все пространство, мы можем получить в качестве его аппроксимации штеккелевский потенциал (1) с двумя различными $\varphi(\xi)$. Для потенциалов каждой компоненты (гало, диск, "балдж") определяются функции $\varphi_1(\xi_1)$ по формуле (3), которая отвечает за радиальное распределение, и $\varphi_2(\xi_2)$ по формуле (4), характеризующей вертикальное распределение. Как уже указывалось выше, использование двух различных функций $\varphi(\xi)$ дает более точные модели звездных систем (Родионов, 1974). Преимущество рассматриваемого метода заключается в том, что он вводит явные параметры, отвечающие за вертикальное распределение, меняя которые, можно менять значения сжатия отдельных компонент в зависимости от требований задачи.

Использование метода эквипотенциалей и последующее построение штеккелевского потенциала возможны только после нахождения параметров исходного потенциала (в галактической плоскости); далее за оптимальные принимались те значения последних, которые были указаны в табл. 2.

Были рассмотрены варианты сферических и сжатых гало и центральной компоненты, для которых целевые значения коэффициента сжатия Q(отношения вертикального и горизонтального размеров эквиденситы $ho = 0.1 \, M_\odot / \mathrm{п k}^3$ штеккелевской модели) выбирались заранее. Для гало рассматривались Q = 1, 0.65, для центральной компоненты — Q = 1, 0.35 (Блэнд-Хоторн, Герхард, 2016). Целевая полутолщина диска (половина вертикального размера эквиденситы $ho=0.1~M_{\odot}/{
m nk}^3$) выбрана равной $h_z = 300$ пк (Блэнд-Хоторн, Герхард, 2016). Далее итеративно определялись величина z₀ и параметры эквиденсит, при которых значения Q и полутолщины диска получались равными целевым. В качестве функции f(R, z)для гало использовалось сферическое обобщение $f(R,z) = R^2 + z^2$, для "балджа" — $f(R,z) = R^2 + z^2$ $+z^2+2\mu\sqrt{(1-\varepsilon)z^2+\varepsilon^2}$ (вариант В). Отметим, что при таком обобщении гало в выражение для его

потенциала не вводится новых параметров, кроме z_0 , которые могли бы влиять на вертикальную структуру. Это дает возможность определять z_0 для заданного сжатия как еще один параметр модели, а не принимать, как раньше, значение z_0 виде дополнительного предположения с использованием формулы (13). Следует отметить, что получаемые при таком подходе величины z₀ остаются в интервале 2.2-7 кпк, упомянутом в разделе 2. Значения z_0 , найденные для гало, принимались и для потенциалов центральной компоненты и диска. Применение данного метода к компоненте диска для двух различных z₀, соответствующих сферическому и сжатому гало, привело к удовлетворительным результатам при использовании эквипотенциалей вида Б; вариант Г не дал решения при сжатом гало. Величины z_0 и параметров эквиденсит, полученные для рассмотренных вариантов целевых характеристик вертикальной структуры, представлены в табл. 4.

Выпишем явные выражения функций $\varphi(\xi)$, в итоге использованных для построения штеккелевских моделей. Для гало (5) со сферическим обобщением $f(R, z) = R^2 + z^2$:

$$p_1(\xi_1) =$$
 (16)

$$= \Phi_{0,1}\xi_1^2 \ln \left[1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2(\xi_1^2 - 1)}} \right],$$

$$\varphi_2(\xi_2) = \Phi_{0,1} \ln (1 + \beta) -$$
(17)

$$\Phi_{0,1}(1 + \beta) -$$
(17)

$$-\Phi_{0,1}\left(1-\xi_2^2\right)\ln\left(1+\frac{\beta}{\sqrt{1+\kappa_1^2 z_0^2 \xi_2^2}}\right).$$

Для центральной компоненты (8) при $f(R,z) = R^2 + z^2 + 2\mu \sqrt{(1-\varepsilon)z^2 + \varepsilon^2}$:

$$\varphi_1(\xi_1) = \xi_1^2 \Phi_{0,3} \frac{1}{\sqrt{z_0^2 \left(\xi_1^2 - 1\right) + 2\mu\varepsilon + \kappa_3^2}}, \quad (18)$$

$$\varphi_2(\xi_2) = \Phi_{0,3} \frac{1}{\sqrt{2\mu\varepsilon + \kappa_3^2}} - (1 - \xi_2^2) \times$$
 (19)

$$\times \Phi_{0,3} \frac{1}{\sqrt{z_0^2 \xi_2^2 + 2\mu \sqrt{(1-\varepsilon) \, z_0^2 \xi_2^2 + \varepsilon^2} + \kappa_3^2}}.$$



Рис. 6. Эквиденситы $\rho = 0.1 \ M_{\odot}/\text{пk}^3$ для штеккелевских моделей, построенных с использованием метода эквипотенциалей по выборке HMSFRs: сферические гало и центральная компонента (а), сферическое гало и сжатая центральная компонента (б), сжатое гало и сферическая центральная компонента (в), сжатые гало и центральная компонента (г). Диск везде для целевой полутолщины $h_z = 300$ пк. Обозначения те же, что на рис. 3.

Для диска (7) при $f(R,z) = R^2 + z^2 + 2(1-\varepsilon)\sqrt{(\mu^2 z^2 + \varepsilon^2)}$:

$$\varphi_1(\xi_1) = \Phi_{0,2}\xi_1^2 \frac{\alpha}{(\alpha - 1) + \sqrt{1 + \kappa_2^2 \left[z_0^2 \left(\xi_1^2 - 1\right) + 2(1 - \varepsilon)\varepsilon\right]}},$$
(20)

$$\varphi_{2}(\xi_{2}) = \Phi_{0,2} \frac{\alpha}{(\alpha - 1) + \sqrt{1 + 2(1 - \varepsilon)\varepsilon\kappa_{2}^{2}}} - (21)$$

$$-\Phi_{0,2} \left(1 - \xi_{2}^{2}\right) \frac{\alpha}{(\alpha - 1) + \sqrt{1 + \kappa_{2}^{2} \left[z_{0}^{2}\xi_{2}^{2} + 2(1 - \varepsilon)\sqrt{\mu^{2}z_{0}^{2}\xi_{2}^{2} + \varepsilon^{2}}\right]}}.$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021



Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для выборки SFRs (а) и выборки VERA (б) в случае модели со сферическим гало и сжатой центральной компоненты.

Функции $\varphi_1(\xi_1)$ при сферическом обобщении совпадают с функциями, задаваемыми штеккелевским обобщением, при несферическом обобщении первые отличаются от вторых только включением дополнительной комбинации постоянных параметров (ср. (16) с (9) в первом случае, (18) с (11) и (20) с (10) во втором).

R, кпк

Z, КПК

На рис. 6 представлены эквиденситы для рассмотренных комбинаций сферических и сжатых гало и центральной компоненты с параметрами эквипотенциалей из табл. 4 при модели потенциала в плоскости Галактики, полученной по выборке HMSFRs (табл. 2). Для моделей по двум другим выборкам получились схожие эквиденситы (см. примеры на рис. 7 для комбинации "сферическое гало-сжатая центральная компонента"). Модель с такой комбинацией по выборке HMSFRs представляется наиболее реалистичной и надежной из построенных по мазерам.

В зависимости от сжатия Q центральная компонента потенциалов допускает разные интерпретации. В случае Q = 1 она соответствует классическому балджу. Однако существование такого балджа в Галактике не подтверждается данными, можно лишь указать верхний предел его возможного вклада в центральную компоненту (например, Блэнд-Хоторн, Герхард, 2016; Дебаттиста и др., 2017). Сжатый "балдж" (Q = 0.35, рис. 66,г и 7) по своим характеристикам получился близким к компоненте толстого диска, который по современным данным имеет полутолщину ~1 кпк, примерно вдвое меньший, чем у тонкого диска, радиальный масштаб (более сильную концентрацию к центру) и низкую плотность в окрестностях Солнца (см., например, Снэйт и др., 2015). Поэтому центральную компоненту в этих и подобных моделях более правильно рассматривать как представление толстого диска, основная масса которого сосредоточена внутри солнечного круга.

R, кпк

Итак, метод эквипотенциалей путем выбора обобщающих функций f(R, z) и значений параметров этих функций фактически позволяет задавать для каждой компоненты эквиденситы требуемого сжатия. Формулы (3)–(4) дают способ нахождения функций $\varphi(\xi)$ для различных f(R, z). Таким образом, предложенный нами способ управления вертикальной структурой компонент штеккелевской модели в целом решает задачу, вынесенную в заголовок статьи.

4. ШТЕККЕЛЕВСКИЕ МОДЕЛИ ПО КРАСНЫМ ГИГАНТАМ

Разработанный алгоритм построения штеккелевских моделей был применен также к кривой круговой скорости, полученной Айлерс и др. (2019) по данным о $\gtrsim 23\,000$ ярких красных гигантов (ЯКГ). Хотя для этих объектов использовались спектрофотометрические расстояния, откалиброванные по астрометрическим параллаксам Gaia, но все же не абсолютные расстояния, как для мазеров, полученная по ЯКГ кривая круговой скорости охватывает больший промежуток галактоцентрических расстояний ($5 \leq R \leq 25$ кпк), чем кривая вращения по мазерам. В качестве исходных данных мы использовали приведенные Айлерс и др. (2019)



Рис. 8. Кривые круговой скорости для моделей потенциала Галактики, аппроксимирующих данные Айлерс и др. (2019) о средних круговых скоростях ярких красных гигантов (кружки): сплошная линия — трехкомпонентная модель, штриховая линия — гало; пунктирная линия — тонкий диск; штрихпунктирная линия — толстый диск. (а) — Решение для легкого толстого диска (с параметрами, полученными по мазерам). (б) — Решение в предположении равенства масс тонкого и толстого дисков.



Рис. 9. Эквиденситы $\rho = 0.1 M_{\odot}/\text{пк}^3$ для штеккелевских моделей, построенных на основе метода эквипотенциалей по данным о ярких красных гигантах. (а) — Решение для легкого толстого диска. (б) — Решение в предположении равенства масс тонкого и толстого дисков. Сплошная линия — трехкомпонентная модель, штриховая линия — гало; пунктирная линия — тонкий диск; штрихпунктирная линия — толстый диск.



Рис. 10. Эквиденситы для полных штеккелевских моделей "сферическое гало — тонкий диск — толстый диск", построенных с использованием метода эквипотенциалей по данным о мазерах HMSFRs (а) и ярких красных гигантах (б). Сплошная линия — $\rho = 0.1 M_{\odot}/\text{пк}^3$, штриховая линия — $\rho = 0.01 M_{\odot}/\text{пk}^3$, пунктирная линия — $\rho = 0.001 M_{\odot}/\text{пk}^3$.

средние значения круговой скорости и их доверительные интервалы для 38 значений *R*.

По этим данным был построен исходный потенциал в составе гало (5), тонкого диска (7) и толстого диска (8). Так как Айлерс и др. (2019) исключили объекты центральной области (R < 5 кпк), то для значений параметров потенциала (8) принимались оценки из табл. 2. Сопоставление модельной кривой круговой скорости с измерениями по ЯКГ представлено на рис. 8а. Далее применялся метол эквипотенциалей: для штеккелевского потенциала с функциями $\varphi_1(\xi_1)$ и $\varphi_2(\xi_2)$, определяемыми выражениями (16)-(21), заново оценивались параметры $z_0, \mu_2, \mu_3, \varepsilon_2$ и ε_3 для сферического гало и целевых значений полутолщины тонкого и толстого дисков — 300 пк и 900 пк соответственно (Блэнд-Хоторн, Герхард, 2016). Полученные оценки всех параметров приведены в табл. 5 (столбец "Легкий толстый диск"). Соответствующие эквиденситы (рис. 9а) показывают, что удалось добиться целевых характеристик гало и обоих дисков.

Масса тонкого диска в построенной модели получилась почти в 5 раз больше массы толстого. Вместе с тем ряд данных говорит в пользу того, что масса толстого диска может составлять ~50% массы всего диска Галактики (см., например, Снэйт и др., 2015; Дебаттиста и др., 2017). Поэтому по данным о ЯКГ была также построена штеккелевская модель при условии равенства масс двух дисковых компонент (решение дает $M_{\rm thin} = M_{\rm thick} = 3.5 \times 10^{10} M_{\odot}$) в тех же остальных предположениях. Полученные параметры представлены в по-

следнем столбце табл. 5, сопоставление модельной кривой круговой скорости с данными — на рис. 86, эквиденситы $\rho = 0.1 M_{\odot}/п\kappa^3$ — на рис. 96. Оценка параметра $\kappa_3 = 2.06 \pm 0.09$ близка к значению 2.25, приведенному Пулясисом и др. (2017) для модели с близкими по массе тонким и толстым дисками (в их терминах $a_{\text{thick}} + b_{\text{thick}} = \kappa_3$ при z = 0). Эквиденситы при разных плотностях для штеккелевских моделей данного состава, построенных по мазерам HMSFRs и ЯКГ, сопоставлены на рис. 10.

Комбинация метода эквипотенциалей и формул (3), (4) позволила построить штеккелевскую модель "гало-тонкий диск-толстый диск" с заданными характеристиками двух дисков, в том числе с учетом внешнего предположения о равенстве их масс. Таким образом, предложенный алгоритм представляется универсальным способом решения проблемы вертикального распределения плотности в штеккелевских моделях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применительно к Галактике рассмотрена задача построения штеккелевской модели с реалистичной вертикальной структурой путем обобщения исходного потенциала из экваториальной плоскости звездной системы на все пространство.

Исходные модели потенциала в плоскости Галактики получены для трех разной степени однородности выборок мазеров, основанных на каталогах Рида и др. (2019) и Коллаборации VERA и др. (2020). Модельные параметры оценивались

Характери- стика	Легкий толстый диск	Тонкий и толстый диски равных масс
q	0.6592 ± 0.0018	0.6561 ± 0.0018
κ_1	0.10387 ± 0.00063	0.10940 ± 0.00061
$\Phi_{0,1}$, км $^2/\mathrm{c}^2$	264.2 ± 1.1	264.58 ± 0.95
α	0.7698 ± 0.0067	0.6467 ± 0.012
κ_2 , КПК $^{-1}$	0.2359 ± 0.0022	0.1777 ± 0.0032
$\Phi_{0,2}$, км $^2/c^2$	289.4 ± 1.0	207.8 ± 1.2
$\Phi_{0,3}$, км $^2/c^2$	(231.0)	409.6 ± 2.2
κ_3 , КПК	(1.4)	2.062 ± 0.087
z_0 , КПК	2.2	2.2
μ_2	30	14
ε_2	0.2	0.09
μ_3	0.57	2
ε_3	0.27	0.5

Таблица 5. Оценки параметров потенциала, эквипотенциалей и величины *z*₀ при штеккелевском моделировании Галактики по данным о ярких красных гигантах

посредством оптимизации модельной кривой вращения с учетом природной дисперсии скоростей по данным о тригонометрических параллаксах и пространственных скоростях мазеров. Модели для трех выборок почти по всем параметрам значимо не отличаются друг от друга и после коррекции за асимметричный сдвиг дают кривые круговой скорости, практически совпадающие в области $R \lesssim 12$ кпк.

С другой стороны, мазеры в областях образования звезд различных масс (SFRs) имеют стандарт природной дисперсии азимутальных скоростей в \approx 3 раза больше, чем мазеры в областях образования массивных звезд (HMSFRs): 20 ± ± 3 км/с против 6.1 ± 0.4 км/с. Это говорит о значительной кинематической неоднородности выборки SFRs (хотя она примерно наполовину состоит из мазеров HMSFRs), что необходимо учитывать при обработке этих данных. Однако, судя по отсутствию признаков увеличения асимметричного сдвига с ростом природной дисперсии, ее высокое значение для SFRs и в целом для выборки VERA, по-видимому, объясняется главным

образом бо́льшими отличиями скоростей мазерных деталей от системной скорости целевого объекта, если он не принадлежит к классу HMSFRs.

Проведенное штеккелевское обобщение исходных моделей приводит к хорошему согласию с наблюдениями по ряду характеристик (пространственная плотность в окрестности Солнца, модельная кривая вращения и другие). Кроме того, использованный при этом метод Родионова для определения (единственной) функции $\varphi(\xi)$ штеккелевского потенциала прост, что могло бы значительно облегчить решение производных задач. Однако метод не дает возможности влиять на вертикальную структуру и, как показывают полученные результаты, приводит к нереалистичному вертикальному распределению плотности в штеккелевской модели (сильно сжатое гало, недостаточно сжатый диск). Причем этот эффект устойчив по отношению к используемой базе данных и к модификации выражения для исходного потенциала.

В работе предложены и реализованы два способа решения этой проблемы. В первом, основанном на условной оптимизации, накладывались ограничения на диск (барометрическое вертикальное распределение) и на гало (фиксированная центральная поверхностная плотность). Этот способ также является простым, не требуя дополнительных вычислений. Однако в его рамках удалось добиться только частичного успеха для диска (приемлемое, но не произвольное сжатие), а для гало не удалось. Это означает, что первый способ нельзя рассматривать как универсальный; он может быть применим лишь к потенциалам определенного вида.

Другой способ, основанный на методе эквипотенциалей, представляется более универсальным. Во-первых, введение функций эквипотенциалей f(R, z) дает возможность получить новые параметры, изменение которых напрямую влияет на вертикальную структуру модели. Благодаря этому можно комбинировать в модели составляющие различного заданного сжатия, в том числе сферические. Во-вторых, сам выбор функций f(R, z)довольно широк. Можно вводить различные функции для разных подсистем Галактики, а также описывать иные звездные системы, базируясь на потенциале в экваториальной плоскости. Следует заметить, что некоторые функции f(R, z) давали для избранных видов исходных потенциалов физически неправдоподобные эквиденситы, в том числе отрицательные значения плотности, поэтому при введении функций f(R, z) для других потенциалов нужно проверять их "совместимость". Отметим, что метод эквипотенциалей применялся для обобщения потенциала из экваториальной плоскости на все пространство также и для нештеккелевских систем (Кутузов, Осипков, 1981; Осипков, 1997), а значит, подобным образом могут решаться проблемы реалистичности вертикального распределения в широком спектре задач.

Представленный метод применим не только к нашей Галактике. Поскольку реальность третьего интеграла движения обсуждается и для внешних галактик (Бинни, Дэвис, 1990; Меррифилд, 1991), было бы интересно построить штеккелевскую модель для некоторой внешней звездной системы с целью проверки возможности более широкого применения данного метода.

Таким образом, вопрос о возможности управления вертикальным распределением в штеккелевских моделях решен положительно. Предложено два способа, один из которых представляется нам универсальным и может быть использован при построении штеккелевских моделей различной структуры. Этим способом нам удалось построить для нашей Галактики набор штеккелевских моделей, которые согласуются с наблюдательными данными о вращении подсистем объектов — мазеров или ярких красных гигантов - и обладают физически правдоподобными вертикальными распределениями. Это означает, что штеккелевские модели присутствуют в динамическом моделировании не только в теоретическом, но и практическом плане и могут использоваться для решения различных задач звездной динамики, например, для построения фазовых функций распределения.

Авторы благодарны анонимным рецензентам за полезные замечания. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-32-90144.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Айлерс и др. (А.-С. Eilers, D.W. Hogg, H.-W. Rix, and M.K. Ness), Astrophys. J. **871**, 120 (2019).
- 2. Бинни (J. Binney), MNRAS 426, 1324 (2012).
- Бинни, Вон (J. Binney and L.K. Wong), MNRAS, 467, 2446 (2017).
- Бинни, Дэвис (J. Binney and R. Davies), Astrophys. J. 361, 78 (1990).
- 5. Бинни, Мак-Миллан (J. Binney and P. McMillan), MNRAS **413**, 1889 (2011).
- 6. Блэнд-Хоторн, Герхард (J. Bland-Hawthorn and O. Gerhard), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 54, 529 (2016).
- 7. де Bera, Санчес (H.J. de Vega and N.G. Sanchez), Inter. J. of Modern Phys. **26**, 1057 (2011).
- 8. Гарднер и др. (E. Gardner, P. Nurmi, and C. Flynn), MNRAS **411**, 947 (2011).
- Громов А.О., Никифоров И.И., Астрофиз. бюлл. 76, 187 (2021).
- 10. Громов и др. (А.О. Gromov, I.I. Nikiforov, and L.P. Osipkov), Baltic Astron. **24**, 150 (2015).

- 11. Громов и др. (А.О. Gromov, I.I. Nikiforov, and L.P. Osipkov), Baltic Astron. **25**, 53 (2016).
- 12. Дебаттиста и др. (V.P. Debattista, M. Ness, O.A. Gonzalez, K. Freeman, M. Zoccali, and D. Minniti), MNRAS **469**, 1587 (2017).
- 13. Донато и др. (F. Donato, G. Gentile, P. Salucci, C. Frigerio Martins, M.I. Wilkinson, G. Gilmore, E.K. Grebel, A. Koch, et al.), MNRAS **397**, 1169 (2009).
- 14. Иргэнг и др. (A. Irgang, B. Wilcox, E. Tucker, and L. Schiefelbein), Astron. Astrophys. **549**, 137 (2013).
- 15. Коллаборация VERA и др. (VERA collaboration, T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, Yu. Adachi, R.A. Burns, J.O. Chibueze, Yo.K. Choi, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific **72**, 50 (2020).
- 16. Кузмин Г.Г., Публ. Тарт. обсерв. 32, 332 (1952).
- 17. Кузмин Г.Г., Изв. АН ЭССР 2, 3 (1953).
- 18. Кузмин Г.Г., Астрон. журн. 33, 27 (1956).
- 19. Кузмин Г.Г., Велтманн Ю.-И.К., Теньес П.Л., Публ. Тарт. обсерв. **51**, 232 (1986).
- 20. Кузмин Г.Г., Маласидзе Г.А., Сообщ. АН ГрузССР **54**, 565 (1969).
- 21. Кутузов С.А., Осипков Л.П., Вест. Ленингр. ун-та. Сер. 1, 99 (1981).
- 22. Ларсон (R.B. Larson), MNRAS **194**, 809 (1981).
- Локтин А.В., Марсаков В.А., Лекции по звездной астрономии (Ростов-на-Дону: Южный фед. ун-т, 2009); http://www.astronet. ru/db/msg/1245721/index.html.
- 24. Маласидзе Г.А., Материалы Всесоюзного совещания, состоявшегося в Алма-Ате 23-26 октября 1972 г. (Алма-Ата, 1973), с. 93.
- 25. Меррифилд (M. Merrifield), Astron J. **102**, 1335 (1991).
- 26. Миямото, Haraй (M. Miyamoto and R. Nagai), Publ. Astron. Soc. Japan 27, 533 (1975).
- 27. Осипков Л.П., Вест. Ленингр. ун-та 7, 151 (1975).
- 28. Осипков Л.П., Письма в Астрон. журн. 23, 443 (1997) [L.P. Osipkov, Astron. Lett. 23, 385 (1997)].
- 29. Паренаго П.П., Тр. ГАИШ 13, 59 (1940).
- 30. Пости и др. (L. Posti, J. Binney, C. Nipoti, and L. Ciotti), MNRAS 447, 3060 (2015).
- 31. Пулясис и др. (E. Pouliasis, P. Di Matteo, and M. Haywood), Astron. Astrophys. **598**, A66 (2017).
- Расторгуев А.С., Уткин Н.Д., Заболотских М.В., Дамбис А.К., Байкова А.Т., Бобылев В.В., Астрофиз. бюлл. 72, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, N.D. Utkin, M.V. Zabolotskikh, A.K. Dambis, A.T. Bajkova, and V.V. Bobylev, Astrophys. Bull. 72, 122 (2017)].
- 33. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, T.M. Dame, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, et al.), Astrophys. J. **885**, 131 (2019).
- 34. Родионов В.И., Вест. Ленингр. ун-та 13, 142 (1974).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

- 35. Родионов В.И., Докл. АН УзССР 3, 28 (1985).
- 36. Сандерс, Бинни (J.L. Sanders and J. Binney), MNRAS 457, 2107 (2016).
- 37. Сато, Миямото (S. Satoh and M. Miyamoto), Publ. Astron. Soc. Japan 28, 599 (1976).
- 38. Снэйт и др. (O. Snaith, M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, F. Combes, D. Katz, and A. Gómez), Astron. Astrophys. **578**, A87 (2015).
- 39. Фамаэ, Дейонге (В. Famaey and H. Dejonghe), MNRAS **340**, 752 (2003).
- 40. Фелльхауэр и др. (M. Fellhauer, V. Belokurov, N.W. Evans, M.I. Wilkinson, D.B. Zucker, G. Gilmore, M.J. Irwin, D.M. Bramich, et al.), Astrophys. J. **651**, 167 (2006).

- Фридман А.М., Хоперсков А.В., Физика галактических дисков (М.: Физматлит, 2011).
- 42. Хернквист (L. Hernquist), Astrophys. J. **356**, 359 (1990).
- 43. Хори (G. Hori), Publ. Astron. Soc. Japan 14, 353 (1962).
- 44. Штеккель (P. Stäckel), Math. Ann. 35, 91 (1890).
- 45. Эддингтон (A.S. Eddington), MNRAS 76, 37 (1915).
- Эйнасто Я., Рюммель У., Астрофизика 6, 241 (1970)
 [J. Einasto and U. Rümmel, Astrophysics 6, 120 (1970)].

ИЗМЕНЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С УЧЕТОМ ВЕТРА ОТ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА

© 2021 г. А. Л. Авакян^{1,2*}, Г. В. Липунова¹, К. Л. Маланчев^{1,3}, Н. И. Шакура^{1,4}

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 ³Иллинойсский университет в Урбане–Шампейне, Урбана, Иллинойс, США

⁴ Казанский федеральный университет, Казань, Россия Поступила в редакцию 26.10.2020 г. После доработки 05.03.2021 г.; принята к публикации 30.03.2021 г.

Рассмотрен новый механизм уноса момента импульса из системы и изменения ее орбитального периода — потерю массы в виде ветра от аккреционного диска. Мощный ветер от диска наблюдается в рентгеновских транзиентах и модельно предсказывается. Получена аналитическая оценка увеличения орбитального периода двойной системы с ветром от диска во время вспышки, приведены количественные оценки для систем XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124-68. Темпы увеличения периода сравнимы по модулю с наблюдаемыми темпами векового уменьшения периода. Также мы сравниваем предсказываемые темпы изменения периода двойной системы из-за перетекания вещества в диск и истечения из второй точки Лагранжа с наблюдаемыми. Делается вывод, что упомянутые механизмы не могут объяснить наблюдаемое вековое уменьшение периода, и необходимо рассматривать диск вокруг двойной системы, забирающий ее момент импульса.

Ключевые слова: рентгеновские двойные системы, ветер, транзиенты, период, аккреция.

DOI: 10.31857/S0320010821050016

ВВЕДЕНИЕ

Данные об изменениях орбитального периода могут содержать важную информацию о параметрах тесной двойной системы, а также о процессах, идущих внутри нее: перетекании вещества между компонентами, эволюции звезды-компаньона и т.д. В тесных двойных изменение орбитального периода связано в основном с уменьшением момента импульса (Черепащук, 2013). Данное уменьшение момента импульса тесной двойной системы может быть вызвано различными механизмами, среди которых на данный момент выделяют три основных: потеря массы системой (Раппапорт и др., 1982), магнитное торможение (Вербунт, Цваан, 1981) и гравитационные волны (Ландау, Лифшиц, 1988).

Одним из типов тесных двойных систем, в которых наблюдается изменение орбитального периода, являются маломассивные рентгеновские двойные (ММРД, англ. аналог: LMXB), в которых происходит перетекание вещества с оптической звезды на компактный компонент, сопровождаемый образованием горячего аккреционного диска, являющегося источником рентгеновского излучения.

Впервые изменение орбитального периода ММРД удалось обнаружить Гонсалесу Эрнандесу и др. (2012) (далее ГЭ12) при анализе наблюдений системы XTE J1118+480. Оказалось, что в системе происходит уменьшение орбитального периода. В более поздних работах (Гонсалес Эрнандес и др., 2014, 2017; далее ГЭ14 и ГЭ17) уменьшение периода также было найдено для A0620-00 и GRS 1124-68. Авторы полагают, что главным источником быстрого уменьшения периода в данных ММРД является магнитное торможение, однако полученные ими модельные значения даже в предположении достаточно сильного магнитного поля находятся на один-два порядка ниже наблюдаемых.

В данной работе мы рассматриваем другой механизм уноса момента импульса из двойной системы — потерю массы системой. Важно отметить, что ММРД демонстрируют повторяющие-

^{*}Электронный адрес: cygnusxonexray@gmail.com

ся вспышки, вызванные неустойчивостями в диске или нестационарным перетеканием вещества между компонентами. Во время вспышки темп аккреции на компактный компонент поднимается на несколько порядков, причем практически все излучение ММРД приходится на рентгеновский диапазон (см., например, Чен и др., 1997). Предположительно, во время вспышек есть отток материи в виде ветра от аккреционного диска вокруг компактного объекта. В пользу наличия такого ветра в ММРД говорят современные наблюдения, указывающие на разлет ионизированного вещества. Истечение наблюдается как в рентгеновском диапазоне по узким линиям поглощения, смещенным в синюю область спектра (Диас Триго, Бойрин, 2016), так и в оптическом, по смещению и уширению спектральных линий (Муньос-Дариас и др., 2019; Касарес и др., 2019). В большинстве случаев линии поглощения в рентгеновском спектре наблюдаются в системах с наклонением более 50 градусов. Следовательно, поглощающая плазма имеет большую плотность ближе к диску, что дает основания полагать, что наблюдаемое вещество истекает из диска (Хиггинботтом, Прога, 2015). Темпы потери массы в ветре по наблюдениям были получены для рентгеновской двойной промежуточной массы Her X-1, в работе Косец и др. (2020), где оценки сильно зависят от геометрии ветра: если ветер стелется вдоль диска, то скорость потери массы в ветре приблизительно равна темпу аккреции на компактный объект. Однако, если ветер сферически симметричный, то значения увеличиваются на порядок. В другой работе, а именно, Понти и др. (2012), представлены наблюдаемые оценки темпа истечения вещества для нескольких рентгеновских транзиентов, из которых следует, что значения отношения темпа потери вещества в ветре к темпу аккреции на компактный объект лежат в диапазоне от 1 до 10. В моделированиях Хиггинботтом и др. (2017), Лукетич и др. (2010), Хиггинботтом и др. (2019) оценки данного отношения расположены в диапазоне от 2 до 15. Таким образом, как моделирования, так и наблюдения говорят в пользу мощного потока вещества из диска.

Вопрос об изменении орбитального периода в двойной системе в результате потери массы какой-либо компонентой системы (или обеими) уже изучался ранее. Простейшая задача, описывающая данный процесс, об изотропном выбросе газа без учета влияния выброшенного вещества на движение двойной системы была решена Джинсом (1928). Он предположил, что выброшенное вещество очень быстро удаляется, не влияя на орбитальное движение. Это может иметь место в случае сильных вспышек новых и сверхновых. Если скорость выброса недостаточно высока, то выбрасываемое вещество влияет на орбитальное движение двойной системы не только за счет изменения ее массы и момента импульса, но и за счет гравитационного влияния на систему. Кроме того, выброшенное вещество может вернуться в систему к любой из звезд, вызывая дополнительные изменения в периоде. Например, вещество может образовать вязкий тороидальный диск вокруг двойной системы (circumbinary disk), который будет эффективно отводить момент импульса, получаемый им за счет приливного взаимодействия (Чен, Подсядловски, 2019, далее ЧП19).

Помимо ветра от аккреционного диска, в системе может происходить истечение вещества из внешней точки Лагранжа L_2 , которая находится за менее массивным компонентом (за оптической звездой в случае ММРД). И, в отличие от ветра от диска, который наиболее активен только во время вспышки, поток материи из L_2 может присутствовать постоянно и приводить к постоянному уменьшению периода системы.

В статье Крушевского (1964) приведено подробное решение задачи о потере массы двойной системой. В его постановке необходимо знание компонент скорости и координат выброшенного вещества, которые мы с достаточной точностью не знаем. Нами была рассмотрена более простая задача, в которой не учитывается влияние выброшенного вещества на орбитальное движение системы по мере ухода на бесконечность.

МОДЕЛЬ

Ветер от аккреционного диска

Пусть вещество звезды-компаньона перетекает через точку Лагранжа L_1 в полость Роша компактного объекта и там становится частью аккреционного диска. Под влиянием облучения, магнитного или радиационного давления некоторая часть вещества может уноситься прочь от диска в виде ветра, забирая с собой как массу, так и момент импульса. Тем самым, меняются полная масса и полный момент импульса двойной системы. Будем предполагать, что весь ветер стартует с одного радиуса в диске.

Рассчитаем изменение орбитального периода системы. Воспользуемся третьим законом Кеплера в виде

$$P = 2\pi \sqrt{\frac{A^3}{GM}},\tag{1}$$

где M — полная масса в двойной системе, а P и A — период и большая полуось. Далее найдем относительное изменение орбитального периода двойной системы $\Delta P/P$, проварьировав (1) как функцию переменных A и M. В результате получим

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{3}{2} \frac{\Delta A}{A} - \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M},\tag{2}$$



Рис. 1. Схема тесной двойной системы. Точка С — центр масс системы, L₁ и L₂ — точки Лагранжа.

где P и ΔP — орбитальный период системы и его изменение соответственно. Нашей конечной целью является прямо связать $\Delta M/M$ и $\Delta P/P$. Следовательно, необходимо выразить $\Delta A/A$ через $\Delta M/M$.

Чтобы рассчитать данное изменение большой полуоси, мы используем закон сохранения момента импульса. Предполагаем, что перед вспышкой диск представлял собой кольцо массы $M_{\rm disk}$ с характерным радиусом $R_{\rm disk}$. Далее все "штрихованные" переменные (при рассмотрении влияния ветра) будут обозначать состояние системы после вспышки, а все "нештрихованные" — состояние до вспышки.

Полный момент импульса двойной системы до выброса материи на бесконечность *J* равен:

$$J = J_{\rm opt} + J_{\rm x} + J_{\rm disk},\tag{3}$$

где J_{opt}, J_x и J_{disk} — моменты импульса оптической звезды, компактного объекта и аккреционного диска вокруг него соответственно. Они определяются следующим образом:

$$J_{\text{opt}} = M_{\text{opt}}\omega_{\text{orb}}R_{\text{opt}}^{2}, \qquad (4)$$
$$J_{\text{x}} = M_{\text{x}}\omega_{\text{orb}}R_{\text{x}}^{2},$$
$$J_{\text{disk}} = M_{\text{disk}}(\omega_{\text{orb}}R_{\text{x}}^{2} + \sqrt{GM_{\text{x}}R_{\text{disk}}}).$$

Видно, что момент импульса диска состоит из орбитального момента и момента импульса, связанного с кеплеровским вращением вокруг релятивистской звезды. M_{opt} и M_x — массы оптического и компактного компонентов, R_{opt} и R_x — расстояния от центров масс звезд до центра масс двойной системы, ω_{orb} — угловая скорость орбитального вращения (рис. 1):

$$R_{\rm opt} = A(M_{\rm x} + M_{\rm disk})/M, \qquad (5)$$
$$R_{\rm x} = AM_{\rm opt}/M,$$

$$\omega_{\rm orb} = \sqrt{\frac{GM}{A^3}}$$
$$M = M_{\rm opt} + M_{\rm x} + M_{\rm disk}.$$

Считаем, что после вспышки аккреционный диск полностью израсходован: часть массы диска, $\Delta M_{\rm acc}$, упала на компактный объект, в результате чего его масса увеличилась и стала равной $M'_{\rm x} =$ $= M_{\rm x} + \Delta M_{\rm acc}$, а остальная часть массы диска, $|\Delta M_{\rm wind}| = M_{\rm disk} - \Delta M_{\rm acc} (\Delta M_{\rm wind} < 0)$, вылетела из системы в виде ветра. Тогда момент импульса системы после вспышки:

$$J' = J'_{\text{opt}} + J'_{\text{x}},\tag{6}$$

$$J_{\text{opt}}' = M_{\text{opt}}\omega_{\text{orb}}'(R_{\text{opt}}')^2,$$
$$J_x' = (M_x + \Delta M_{\text{acc}})\omega_{\text{orb}}'(R_x')^2 + \Delta M_{\text{acc}}\sqrt{GM_xR_{\text{in}}},$$

где $R_{\rm in}$ — внутренний радиус диска (радиус последней устойчивой орбиты). Пренебрегаем моментом импульса $\Delta M_{\rm acc} \sqrt{GM_{\rm x}R_{\rm in}}$, добавленным к моменту импульса компактного объекта в результате аккреции, так как внутренний радиус диска $R_{\rm in}$ много меньше других характерных радиусов задачи. После вспышки величины $R_{\rm opt}$, $R_{\rm x}$, $w_{\rm orb}$ и M приобретают новые значения, а именно:

$$R'_{\text{opt}} = A'(M_{\text{x}} + \Delta M_{\text{acc}})/M', \qquad (7)$$
$$R'_{\text{x}} = A'M_{\text{opt}}/M',$$
$$\omega'_{\text{orb}} = \sqrt{\frac{GM'}{(A')^3}}$$
$$M' = M_{\text{opt}} + M_{\text{x}} + \Delta M_{\text{acc}},$$

где A' — значение большой полуоси после вспышки. Изменение момента импульса системы J' – – J равно моменту импульса, унесенному в ветре,

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

=

 $\Delta J_{\rm wind}$ ($\Delta J_{\rm wind} < 0$). Если ветер стартовал с радиуса $R_{\rm esc}$, то в нем унесен момент импульса кольца с массой $|\Delta M_{\rm wind}|$, участвующего в орбитальном движении и во вращении вокруг компактного объекта:

$$\Delta J_{\text{wind}} =$$

$$= \Delta M_{\text{wind}}(\omega_{\text{orb}} R_x^2 + \sqrt{GM_x A}\sqrt{k_{\text{esc}}}) < 0,$$
(8)

где $k_{\rm esc} \equiv R_{\rm esc}/A$. Здесь мы учитываем возможность того, что характерный радиус диска меняется во время вспышки. Таким образом, истечение ветра может происходить с радиуса, большего, чем характерный радиус диска в спокойном состоянии ($R_{\rm disk}$).

Подставим (8) в уравнение $J = J' - \Delta J_{\text{wind}}$ ($\Delta J_{\text{wind}} < 0$), найдем связь изменения большой полуоси из-за ветра $\Delta A_{\text{burst}} \equiv A' - A$ с уменьшением полной массы системы и аккрецией:

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta A_{\text{burst}}}{A} = \left[\frac{(M_{\text{opt}} + M_{\text{x}})^{3/2}}{M_{\text{opt}} \sqrt{M}_{\text{x}}} \right]^{4} \qquad (9)$$

$$\times \left(\sqrt{k_{\text{esc}}} - \sqrt{k_{\text{disk}}}\right) - \frac{1}{2} \frac{\Delta M_{\text{wind}}}{M_{\text{opt}} + M_{\text{x}}} + \frac{(M_{\text{opt}} + M_{\text{x}})^{3/2}}{M_{\text{opt}} \sqrt{M}_{\text{x}}} \sqrt{k_{\text{disk}}} \frac{\Delta M_{\text{acc}}}{M_{\text{opt}} + M_{\text{x}}},$$

где $k_{
m disk} \equiv R_{
m disk}/A$ по аналогии с $k_{
m esc}$.

Поделив (9) на длительность вспышки, можно выразить средний темп изменения большой полуоси через средний темп аккреции и средний темп потери массы в ветре. Тогда, согласно (2), изменение периода в терминах $\langle \dot{P}_{\rm burst} \rangle$, $\langle \dot{M}_{\rm wind} \rangle$, $\langle \dot{M}_{\rm acc} \rangle$ и $q = M_{\rm x}/M_{\rm opt}$ записывается следующим образом:

$$\frac{\left\langle \dot{P}_{\text{burst}} \right\rangle}{P} = \frac{3}{1+q} \mathbf{\Psi} \tag{10}$$

$$\times \left[\frac{(1+q)^{3/2}}{\sqrt{q}} (\sqrt{k_{\rm esc}} - \sqrt{k_{\rm disk}}) - \frac{2}{3} \right] \frac{\left\langle \dot{M}_{\rm wind} \right\rangle}{M_{\rm opt}} + \frac{3\sqrt{1+q}}{\sqrt{q}} \sqrt{k_{\rm disk}} \frac{\left\langle \dot{M}_{\rm acc} \right\rangle}{M_{\rm opt}}.$$

Поскольку $\langle \dot{M}_{\rm wind} \rangle < 0$, то первое слагаемое в уравнении (10) отрицательно при условии $k_{\rm esc}^{1/2} > k_{\rm disk}^{1/2} + 2/3[q^{1/2}/(1+q)^{3/2}]$. Второе слагаемое положительно и обусловлено аккрецией вещества на компактный объект.

Необходимо также учесть ограничение, следующее из физики процесса. Как было сказано выше, момент импульса диска J_{disk} состоит из орбитального момента J_{disk}^{orb} и момента импульса, связанного с кеплеровским вращением вокруг компактного объекта J_{disk}^{Kepl} :

$$J_{\rm disk} = J_{\rm disk}^{\rm orb} + J_{\rm disk}^{\rm Kepl} =$$
(11)
= $M_{\rm disk}\omega_{\rm orb}R_{\rm x}^2 + M_{\rm disk}\sqrt{GM_{\rm x}R_{\rm disk}}.$

Момент импульса диска, связанный с вращением вещества вокруг черной дыры, может только уменьшаться во время вспышки из-за того, что масса диска уменьшается и диск тормозится гравитационными приливными силами вблизи своей внешней границы. В результате второе слагаемое $J_{\rm disk}^{\rm Kepl}$ после вспышки распределяется на три неотрицательные части: (1) момент импульса вещества $J_{\rm acc}^{\rm Kepl}$, упавшего на компактный объект; (2) момент импульса $J_{\rm wind}^{\rm Kepl}$, унесенный ветром; (3) момент импульса $J_p^{\rm Kepl}$, перешедший в орбитальное движение из-за приливных сил вблизи внешнего радиуса диска:

$$J_{\text{disk}}^{\text{Kepl}} = J_{\text{acc}}^{\text{Kepl}} + J_{\text{wind}}^{\text{Kepl}} + J_P^{\text{Kepl}}, \qquad (12)$$
$$M_{\text{disk}}\sqrt{GM_xR_{\text{disk}}} = \Delta M_{\text{acc}}\sqrt{GM_xR_{\text{in}}} + |\Delta M_{\text{wind}}|\sqrt{GM_xR_{\text{esc}}} + J_P^{\text{Kepl}}.$$

Составляющей момента импульса, добавленной к моменту импульса компактного объекта в результате аккреции $J_{\rm acc}^{\rm Kepl}$, как и ранее, пренебрегаем, ибо она мала по сравнению с $J_{\rm wind}^{\rm Kepl}$ и $J_{\rm disk}^{\rm Kepl}$ ($R_{\rm in} \ll R_{\rm esc}$). Тогда из (12) следует, что $|\Delta M_{\rm wind}| \sqrt{GM_{\rm x}R_{\rm esc}} \leq$

 $\leq M_{
m disk}\sqrt{GM_{
m x}R_{
m disk}}$. Учитывая это и вводя параметр $C_{
m w}\equiv |\Delta M_{
m wind}|/\Delta M_{
m acc}$, получим ограничение

$$C_{\rm w} \le C_{\rm w}^* \equiv \frac{\sqrt{k_{\rm disk}}}{\sqrt{k_{\rm esc}} - \sqrt{k_{\rm disk}}}.$$
 (13)

Отсюда следует, что при $C_{\rm w} = C_{\rm w}^*(q)$, т.е. когда весь начальный кеплеровский момент импульса диска $J_{\rm disk}^{\rm Kepl}$ уносится ветром, изменение орбитального периода двойной системы описывается следующей формулой (модель Джинса):

$$\frac{\left\langle \dot{P}_{\text{burst}} \right\rangle}{P} = -\frac{2}{1+q} \frac{\left\langle \dot{M}_{\text{wind}} \right\rangle}{M_{\text{opt}}}.$$
 (14)

В частности, формула (14) применима, когда все вещество кольца уходит из системы без события аккреции. Но такое приближение (ветер без аккреции) для вспышек рентгеновских новых необоснованно. Заметим, что значение $C_{\rm w}^{*}(q)$ накладывает ограничение на параметр $C_{\rm w}(q)$, т.е. на мощность ветра, только при сценарии, когда радиус истечения вещества ветра больше первоначального радиуса диска, т.е. $k_{\rm esc} > k_{\rm disk}$ (а значит, формула (13) имеет смысл). В других случаях ветер от диска может быть сколь угодно мощным.

Используя введенный параметр $C_{\rm w}$, окончательно перепишем формулу (10) в виде

$$\frac{\left\langle \dot{P}_{\text{burst}} \right\rangle}{P} = 3 \left[\sqrt{\frac{1+q}{q}} \sqrt{k_{\text{disk}}} (C_{\text{w}} + 1) + (15) \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \frac{C_{\text{w}}}{1+q} - \sqrt{\frac{1+q}{q}} \sqrt{k_{\text{esc}}} C_{\text{w}} \right] \frac{\left\langle \dot{M}_{\text{acc}} \right\rangle}{M_{\text{opt}}}.$$

Следует отметить, что, в силу полученного ограничения (13) на отношение скорости потери массы в ветре к темпу аккреции, суммарный эффект всегда приводит к увеличению периода.

Перетекание вещества в диск

Теперь обратимся к другому источнику изменения периода, а именно, к перетеканию вещества с оптической компоненты системы в полость Роша компактного объекта. В данном случае также необходимо воспользоваться формулой (2), только теперь в предположении, что вещество массы $\Delta M_{\rm tr}$ ($\Delta M_{\rm tr} > 0$) перешло от звезды с точечной массой $M_{\rm opt}$ и попало в аккреционный диск на радиус $R_{\rm disk}$ без изменения полной массы системы ($\Delta M = 0$):

$$\frac{\Delta P_{\rm tr}}{P} = \frac{3}{2} \frac{\Delta A_{\rm tr}}{A}.$$
 (16)

Здесь ΔP_{tr} и ΔA_{tr} — изменения орбитального периода и большой полуоси соответственно. Также выпишем моменты импульса до и после перетекания вещества с оптического компонента в аккреционный диск:

$$J = M_{\rm x} M_{\rm opt} \sqrt{\frac{GA}{M_{\rm x} + M_{\rm opt}}},$$
 (17)

$$J'' = M_{\rm x} \omega_{\rm orb}''(R_{\rm x}'')^2 +$$
(18)

+
$$(M_{\text{opt}} - \Delta M_{\text{tr}})\omega_{\text{orb}}''(R_{\text{opt}}'')^2$$
 +
+ $\Delta M_{\text{tr}}(\omega_{\text{orb}}''(R_x'')^2 + \sqrt{GM_xR_{\text{disk}}}),$

где

$$R_{\rm x}'' = A''(M_{\rm opt} - \Delta M_{\rm tr})/M, \qquad (19)$$
$$R_{\rm opt}'' = A''(M_{\rm x} + \Delta M_{\rm tr})/M,$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

$$\omega_{\rm orb}'' = \sqrt{\frac{GM}{(A'')^3}},$$
$$A'' = A + \Delta A_{\rm tr},$$
$$M = M_{\rm x} + M_{\rm opt}.$$

В этом разделе по аналогии с предыдущим "штрихованные" переменные обозначают состояние системы после перетекания вещества, а индекс "нештрихованные" — состояние до перетекания.

Тогда, учитывая J = J'' (полный орбитальный момент импульса не изменяется), а также выражение (16), получим формулу для изменения периода двойной системы за счет перетекания вещества в диск вокруг компактного объекта и запишем все в терминах $\langle \dot{P}_{\rm tr} \rangle$, q и $\langle \dot{M}_{\rm tr} \rangle$:

$$\frac{\left\langle \dot{P}_{\rm tr} \right\rangle}{P} = \tag{20}$$

$$=\frac{3}{(1+q)}\left[q-\frac{1}{q}-\frac{(1+q)^{3/2}}{\sqrt{q}}\sqrt{k_{\rm disk}}\right]\frac{\left\langle\dot{M}_{\rm tr}\right\rangle}{M_{\rm opt}}.$$

Полученное выражение приводится к классической формуле, описывающей перетекание вещества между компонентами точечной массы (см., например, Черепащук, 2013), путем обнуления k_{disk} .

Поскольку в данной работе мы рассматриваем маломассивные рентгеновские двойные системы, в которых донором является звезда меньшей массы, то относительный темп изменения периода из-за перетекания вещества в диск всегда будет положительным ($\langle \dot{P}_{\rm tr} \rangle / P > 0$) и будет приводить к увеличению орбитального периода. Отметим, что изменение периода в системе, вызванное ветром (мгновенное значение), на 2—3 порядка выше изменения периода за счет перетекания вещества (мгновенное значение).

Истечение их точки Лагранжа L₂

Как утверждалось ранее, истечение вещества может происходить не только из диска, а также из внешней точки Лагранжа L_2 , которая находится за менее массивной компонентой системы. Воспользуемся работой Соберман и др. (1997) для оценки изменения периода и получим

$$\frac{\dot{P}_{L_2}}{P_1} = \frac{3\dot{M}_{L_2}}{M} \left(\frac{M^2}{M_{\text{opt}}M_{\text{x}}}\sqrt{\frac{R_{L2}}{A}}\right),\qquad(21)$$

где \dot{M}_{L_2} $(\dot{M}_{L_2} < 0)$ — темп истечения вещества из точки Лагранжа L_2, R_{L_2} — расстояние от L_2

до центра масс системы (Емельянов и Салямов, 1983):

$$R_{L_2}/A \approx \frac{1}{1+1/q} +$$
 (22)

$$+\left[\frac{1/q}{3(1+1/q)}\right]^{1/3} + \frac{1}{3}\left[\frac{1/q}{3(1+1/q)}\right]^{2/3} - \frac{1}{9}\left[\frac{1/q}{3(1+1/q)}\right] + \frac{50}{81}\left[\frac{1/q}{3(1+1/q)}\right]^{4/3}.$$

Видно, что истечение из второй точки Лагранжа также приводит к уменьшению периода.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя полученную формулу (15), можно определить изменение орбитального периода за счет ветра от диска и аккреции вещества, задав значения масс компонентов системы M_x и M_{opt} , средние темпы оттока вещества и аккреции $\langle \dot{M}_{wind} \rangle$ и $\langle \dot{M}_{acc} \rangle$, размер диска до вспышки R_{disk} , а также эффективный радиус диска R_{esc} , с которого происходит истечение вещества. Для характерных радиусов задачи удобно ввести параметры $k_{disk} \equiv R_{disk}/A$ и $k_{esc} \equiv R_{esc}/A$.

Если момент импульса проходящей через точку Лагранжа L_1 материи не изменятся в ходе формирования диска (что достаточно точно для типичных значений q в ММРД), то вещество образует кольцо с радиусом "циркулизации" $R_{\rm circ}$, вращающееся с кеплеровской скоростью. Мы предполагаем, что диск в спокойном состоянии до вспышки не расплывается, и его характерный радиус $R_{\rm disk}$ остается равным $R_{\rm circ}$. Тогда, согласно Франк и др. (2002) (формула 4.20), имеем

$$R_{\text{disk}} = R_{\text{circ}} = \left(1 + \frac{1}{q}\right) \Psi \qquad (23)$$
$$\times \left[0.500 - 0.227 \lg\left(\frac{1}{q}\right)\right]^4 A.$$

Например, используя (23), находим: $k_{\rm circ} \equiv R_{\rm circ}/A = 0.226, 0.307$ и 0.420 для q = 5, 7 и 20 соответственно.

В начале вспышки из-за резкого нагрева вещества в кольце и увеличения его вязкости начинается перераспределение момента импульса: часть вещества с уменьшающимся удельным моментом импульса падает по спирали к центру, другая часть с большим удельным моментом импульса отдаляется, в результате чего диск расширяется до максимальных размеров. В консервативных аккреционных дисках без ветра почти весь момент из диска перекачивается с его внешнего радиуса в орбитальный момент двойной системы (Итикава, Осаки, 1994).

Для оценки максимально возможного эффекта влияния ветра предположим, что весь ветер стартует с внешней границы диска, где вещество имеет наибольший удельный момент импульса. На внешнюю границу диска действуют приливные силы со стороны соседнего компонента, поэтому аккреционный диск не доходит до границ полости Роша компактного объекта. Вслед за работой Сулейманова и др. (2008) выберем внешний радиус аккреционного диска $R_{\rm esc}$ равным приливному радиусу $R_{\rm tid}$, который составляет около 90% от объемного радиуса полости Роша $R_{\rm RL}$, определяющегося по формуле Эгглтона (Эгглтон, 1983):

$$R_{\rm esc} = R_{\rm tid} = 0.9 \times R_{\rm RL} =$$
(24)
= $0.9 \times \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})}A$,

где $q \equiv M_{\rm x}/M_{\rm opt}$ — отношение масс релятивистского (для которой и рассматривается полость Роша) и оптического компонентов тесной двойной системы. Пользуясь (24), получим $k_{\rm tid} \equiv R_{\rm tid}/A =$ = 0.469, 0.520 и 0.567 для q = 5,7 и 20 соответственно.

Поскольку формулы (23) и (24) являются аппроксимационными и были получены из различных соображений, то при достаточно больших значениях отношения масс q (начиная с $q \approx 47.8$) радиус циркулизации начинает превышать внешний радиус диска, что нереалистично. Поэтому на радиус диска до вспышки мы накладываем условие: $R_{\rm disk} \leq R_{\rm esc}$.

Получив оценки (23) и (24) характерных радиусов задачи, исследуем, как зависит эффект изменения периода двойной системы от относительной мощности ветра от диска. Предположим, что средний темп аккреции на компактный объект $\langle \dot{M}_{\rm acc} \rangle = 10^{18}$ г/с, что по порядку величины является типичным темпом аккреции во время вспышки ММРД и составляет около одной десятой от критического эддингтоновского темпа аккреции на невращающуюся черную дыру с массой $M_{\rm x} =$ = 10 M_{\odot} .

Скорость потери массы в ветре будем считать пропорциональной темпу аккреции на черную дыру: $\left|\left\langle \dot{M}_{\mathrm{wind}} \right\rangle\right| = C_{\mathrm{w}} \times \left\langle \dot{M}_{\mathrm{acc}} \right\rangle$. На рис. 2 построены темпы относительного изменения орбитального периода согласно (15) в зависимости от отношения скорости потери массы в ветре к темпу аккреции C_{w} для различных соотношений масс компонент ММРД системы q при $R_{\mathrm{esc}} = R_{\mathrm{tid}}$ и $R_{\mathrm{disk}} = R_{\mathrm{circ}}$. Кривые заканчиваются справа при $C_{\mathrm{w}} = C_{\mathrm{w}}^*(q)$. Однако на полуинтервале $q \gtrsim 47.8$ значения C_{w}^* не



Рис. 2. Относительное изменение орбитального периода тесной двойной системы в зависимости от отношения темпов потери массы за счет ветра и аккреции для различных соотношений масс при $R_{\rm esc} = R_{\rm tid}$. Средний темп аккреции $\langle \dot{M}_{\rm acc} \rangle$ равен 10¹⁸ г/с.



Рис. 3. Нормированное изменение периода $(\Delta P_{\text{burst}}/P)(\Delta M_{\text{acc}}/M_{\text{opt}})^{-1}$ в зависимости от логарифма отношения масс компонентов $q = M_x/M_{\text{opt}}$. Сплошная кривая — изменение периода, если ветра от диска нет ($C_w = 0$), пунктирная красная кривая — если потеря массы в ветре равна аккрецированной массе ($C_w = 1$), но эффективный радиус истечения ветра равен характерному радиусу диска до вспышки; остальные кривые — ветер стартует с приливного радиуса диска R_{tid} и $C_w = 1$ и $C_w = C_w^*$. Серым обозначена область, лежащая ниже минимально возможного изменения периода.



Рис. 4. Эволюция смоделированных вспышек систем XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124-68. Начальный темп аккреции был принят равным эддингтоновскому. Отношение темпа потери массы за счет ветра и аккреции $C_w = 7, 8.45, 3.87$ соответственно. Параметры систем указаны в табл. 1.

существует, так как аппроксимационные формулы для приливного радиуса и радиуса циркулизации дают нефизичное соотношение (см. формулу (13)). Поэтому кривые в данном диапазоне значений q ($q \gtrsim 47.8$) являются неограниченно возрастающими. Отметим также, что на интервалах $q \lesssim 0.1$ и $1.1 \lesssim q \lesssim 42.7$ кривые являются убывающими функциями q, так как при данных значениях отношения масс компонентов системы выполняется условие $k_{\rm esc}^{1/2} > k_{\rm disk}^{1/2} + 2/3[q^{1/2}/(1+q)^{3/2}]$.

На рис. З построена величина нормированного изменения периода $\frac{\Delta P}{P} (\frac{\Delta M_{\rm acc}}{M_{\rm opt}})^{-1}$ в зависимости от соотношения масс компонентов двойной q. Как видно из рисунка, наличие ветра для интервала значений q, типичного для ММРД, приводит к уменьшению предсказываемого увеличения периода из-за вспышки по сравнению с консервативной моделью.

Применение к реальным системам

С помощью программного кода FREDDI¹ (Маланчев, Липунова, 2016; Липунова, Маланчев, 2017) были смоделированы вспышки систем XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124--68 (рис. 4). Параметры моделей для систем приведены в табл. 1. Отметим, что начальный темп аккреции для всех трех систем был принят равным критическому эддингтоновскому.

Код FREDDI рассчитывает вязкую эволюцию зоны диска, которая полностью ионизована. Код разработан для расчета кривых блеска мягких рентгеновских транзиентов с быстрым ростом и квазиэкспоненциальным затуханием и был модифицирован для этой работы с целью учета влияния ветра от диска (Авакян и др., 2019).

Полученные путем моделирования темпы аккреции были использованы для нахождения оценки изменения орбитального периода (рис. 5-7). Отношение темпа истечения вещества в ветре к темпу аккреции на черную дыру было выбрано C_w = 7; 8.45; 3.87 для XTE J1118+480, A0620--00 и GRS 1124-68 соответственно. Для систем А0620-00 и GRS 1124-68 были выбраны максимально возможные в рамках модели $R_{\rm esc} = R_{\rm tid}$, $R_{\rm disk} = R_{\rm circ}$ значения отношения темпов ветра и аккреции, а именно $C_{
m w}=C_{
m w}^*(q)$. Такие значения приводят к нижней оценке на ΔP . Однако определение $C_{\rm w}^*$ для тесной двойной XTE J1118+480 невозможно в силу равенства приливного радиуса $R_{
m tid}$ и радуса циркулизации $R_{
m circ}$ (или, другими словами, $k_{\rm esc} = k_{\rm disk}$). Это происходит, потому что значение отношения масс компонентов в данной системе превышает граничное в 47.8. Поэтому С_w было выставлено равным 7 (Лукетич и др., 2010). Нижняя оценка на ΔP для этой системы реализуется при $C_{\rm w} = 0$ (рис. 3).

¹ Код FREDDI можно загрузить с веб-страницы http:// xray.sai.msu.ru/~malanchev/freddi

ИЗМЕНЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА

Параметры	XTE J1118+480	A0620-00	GRS 1124–68	Ссылки*
Масса ЧД, $M_{ m x}$	$7.06~M_{\odot}$	$6.5M_{\odot}$	$11.0~M_{\odot}$	[1], [2], [3]
Масса звезды, $M_{ m opt}$	$0.10~M_{\odot}$	$0.26~M_{\odot}$	$0.89~M_{\odot}$	[1], [2], [3]
Период системы, Р	0.1699 d	0.3230 d	0.4326 d	[4], [5], [6]
Наклонение, і	74.0°	51.0°	43.2°	[2], [7], [3]
Параметр вязкости, α	0.1	0.1	0.1	[8]

Таблица 1. Параметры двойных систем XTE J1118+480, A0620–00 и GRS 1124–68, используемые при моделировании

* [1] Черепащук и др. (2019а); [2] Черепащук и др. (2019b); [3] Ву и др. (2016), [4] ГЭ12; [5] ГЭ14; [6] ГЭ17; [7] Кантрелл и др. (2010); [8] Шакура, Сюняев (1973).

Примечание. Пиковый темп аккреции равен эддингтоновскому: $\dot{M}_{acc,0} = \dot{M}_{Edd} = 1.4 \times 10^{18} (M_x/M_{\odot})$ г/с.

Таблица 2. Изменения орбитального периода из-за вспышки $\Delta P_{\text{burst}}/\Delta T_{\text{q}}$ [c/c] для систем XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124-68, согласно значениям из наших расчетов (ветер и аккреция), а также наблюдаемым и модельным значениям из работ ГЭ и ЧП19

Параметры	XTE J1118+480	A0620-00	GRS 1124–68
Нижняя оценка в модели	6.6×10^{-11}	3.9×10^{-13}	9.5×10^{-13}
Наблюдения (ГЭ)	-6.0×10^{-11}	-1.9×10^{-11}	-6.6×10^{-10}
Модель 1 ГЭ	-5.4×10^{-13}	-7.6×10^{-13}	-8.9×10^{-13}
Модель 2 ГЭ	-2.7×10^{-11}	-8.6×10^{-12}	-3.5×10^{-12}
Гравитационные волны (ЧП19)	-3.0×10^{-13}	-2.0×10^{-13}	-4.0×10^{-13}
Магнитное торможение (ЧП19)	-7.8×10^{-12}	-3.8×10^{-12}	-2.2×10^{-12}

При таких параметрах средние значения изменения орбитального периода на протяжении вспышки: около 4.3×10^{-10} с/с , 9.6×10^{-11} с/с и 8.2 × 10⁻¹¹ с/с для ХТЕ Ј1118+480, А0620--00 и GRS 1124-68 соответственно. Такое сильное влияние ветра на орбитальный период происходит только во время самой вспышки (около 40-90 дней, нами было выбрано значение 45 для ХТЕ Ј1118+480, А0620-00 и 85 дней для GRS 1124-68). В спокойном же состоянии (от нескольких до десятков лет) темпы аккреции и ветра в диске значительно ниже, а механизмы образования ветра могут и вовсе отключаться.

В табл. 2 приведены рассчитанные нами значения изменений периодов за счет ветра от диска и аккреции вещества для систем XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124-68 в предположении возникновения одной вспышки за $\Delta T_{q} = 6, 30$ и 20 лет соответственно. Иными словами, системы, согласно модели, пребывают 45 дней в состоянии с высокими темпами аккреции и ветра (рис. 4), когда период существенно изменяется, после чего

наступает спокойное состояние, длящееся $\Delta T_{\rm q}$. Такие значения времен были выбраны не случайно, а именно, система XTE J1118+480 вспыхивала довольно часто, в 2000 и 2005 гг. (Войтех Саймон, 2020), чего нельзя сказать о системах А0620-00 и GRS 1124-68, в которых вспышки не наблюдались с 1975 и 1991 г. (Коннорс и др., 2017; Ву и др., 2016). Наблюдения ХТЕ Ј1118+480, использованные в работах ГЭ12 и ГЭ14 для определения уменьшения периода системы, велись с 2000 до 2012 г. В случае А0620-00 последнее измерение периода было произведено в 2006 г. (ГЭ14), а последняя вспышка произошла в 1975 г. Для GRS 1124-68 последним было измерение периода в 2012 г. (ГЭ17) спустя более чем двалцать лет после вспышки 1991 г.

Также, помимо наших модельных оценок, в табл. 2 приведены значения из серии работ ГЭ12, ГЭ14 и ГЭ17 (как теоретические, так и определенные из наблюдений, далее "ГЭ") и оценки ЧП19. В работах ГЭ использовалась модель уменьшения

411

АВАКЯН и др.



Рис. 5. Годовое изменение периода для системы XTE J1118+480, согласно модели (синие кривые: перетекание и вспышка), наблюдениям, а также постоянному истечению из точки Лагранжа L₂ (зеленая и красная).



Рис. 6. Годовое изменение периода для системы A0620-00, согласно модели (синие кривые: перетекание и вспышка), наблюдениям (черная), а также постоянному истечению из точки Лагранжа L_2 (зеленая и красная).

периода двойной из Йоханнсен и др. (2009), которая учитывает магнитное торможение и потерю вещества за счет испарения черной дыры. В ГЭ используется два набора параметров для данной модели: "реалистичный" и "экстремальный" (максимально возможное влияние потери массы и магнитного торможения). В табл. 2 обозначения Модель 1 и Модель 2 выбраны для "реалистичного" и "экстремального" наборов параметров соответственно. Все значения были приведены с целью ка-



Рис. 7. Годовое изменение периода для системы GRS 1124–68, согласно модели (синие кривые: перетекание и вспышка), наблюдениям, а также постоянному истечению из точки Лагранжа (пурпурная и зеленая) *L*₂.

чественного сопоставления мощностей различных механизмов, влияющих на эволюцию орбитальных периодов двойных систем.

Изменения периода из-за вспышек мало заметны на фоне наблюдаемого векового тренда XTE J1118+480, A0620-00 и GRS 1124-68 на масштабах 6, 30 и 20 лет соответственно. Отметим, что значения в первой строке табл. 2 не учитывают другие эффекты, вызывающие вековые изменения орбитального периода, описанные выше, а именно, истечение из точки Лагранжа L_2 и перетекание вещества из оптического компонента в диск.

На рис. 5-7 для трех систем изображены изменения периодов за один год, в течение которого происходит одна вспышка. Линиями со "ступеньками" показан суммарный эффект перетекания вещества в диск (выражающийся как малозаметное вековое увеличение периода для $\langle M_{
m tr}
angle = 10^{16}$ г/с) и вспышки (сама ступенька). Эффект от истечения из точки L_2 изображен для двух значений темпов потери массы, различающихся в 10 раз. Истечение из точки L₂ приводит к вековому уменьшению периода, но наблюдаемый темп требует слишком больших темпов потери массы. Видно, что для каждой из трех систем истечение из L_2 могло бы объяснять уменьшение периода порядка наблюдаемого только при очень больших, нереалистичных темпах потерь через L_2 , особенно в случае GRS 1124-68.

Хорошим доказательством, говорящим в пользу сильного изменения периода во время вспышки из-за ветра от диска, были бы наблюдения за орбитальным периодом рентгеновской двойной непосредственно до и после вспышки рентгеновской новой. Согласно нашей модели, для XTE J1118+ +480, A0620-00 и GRS 1124-68 орбитальные периоды систем во время вспышек при выбранных значениях $C_{\rm w}$ могут увеличиться на $\gtrsim 1.6$, $\gtrsim 0.4$ и $\gtrsim 0.6$ мс соответственно, однако подобных наблюдений за данными системами пока не проводилось.

ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно наблюдениям ГЭ14 и ГЭ17, три рассмотренные ММРД с черными дырами демонстрируют сильное уменьшение периода в спокойном состоянии. Уменьшение периода из-за гравитационного излучения на 2–3 порядка меньше наблюдаемых темпов (ЧП19), а оценки для магнитного торможения — на порядок, даже при очень благоприятных параметрах (табл. 2). Из рассмотренных нами механизмов только истечение вещества из точки L2 с неправдоподобно высоким темпом могло бы объяснить наблюдаемые темпы (рис. 5–7).

Кроме этих механизмов торможения возможен еще следующий. Вещество, выброшенное ветром от аккреционного диска или ушедшее через точку L2, может образовать тороидальный диск вокруг двойной системы (circumbinary disk). Такое кольцеобразное образование за счет вязкости может отводить момент приливных сил, действующий на него со стороны двойной системы, и тем самым уменьшать момент импульса двойной системы (и ее орбитальный период). Характерное вязкое время эволюции этого кольца вещества значительно превышает вязкое время горячего диска компактного объекта, что позволяет ему эффективно отводить момент импульса без постоянной подпитки веществом. В работах Муно и Мауэрхан (2006), Ванг и Ванг (2014) приводятся наблюдательные свидетельства в пользу существования такого диска вокруг А0620-00 и ХТЕ Ј1118+480. В работе ЧП19, опирающейся на результаты Артимовича и Любова (1994), было изучено влияние подобного кольца на период тесной двойной системы. Согласно их статье, наблюдаемое уменьшение периода A0620-00 и XTE J1118+480 может быть объяснено, если масса подобного кольца вокруг систем приблизительно равна 10⁻⁹ М_☉. Из наших моделирований следует, что для А0620-00 и XTE J1118+480 во время вспышки (даже для случая $C_{
m w}=2)$ масса вещества, выброшенного ветром из диска, равна соответственно $3.4 imes 10^{-8}~M_{\odot}^{-1}$ и $2.4 \times 10^{-8} M_{\odot}$. Скорее всего, не все вещество, выброшенное во время вспышки ветром, оседает в кольце вокруг двойной, но даже в этом предположении подобной оценки может быть достаточно для объяснения наблюдаемого уменьшения периода для систем А0620-00 и ХТЕ J1118+480. Однако для GRS 1124-68 кольцо вокруг двойной системы должно быть тяжелее на два порядка, а именно $10^{-7}~M_{\odot}$. Необходимая масса может быть достигнута за одну вспышку, но в предположении очень сильного ветра (для $C_{
m w}=10$ масса выброшенного в ветре вещества составляет 1.1 × $\times 10^{-7} M_{\odot}$). Факт настолько сильного изменения периода GRS 1124-68 делает ее еще более интересной для дальнейшего изучения.

выводы

Вспышка в ММРД приводит к существенному изменению ее орбитального периода. Нами получена общая аналитическая формула для оценки данного эффекта с учетом ветра от аккреционного диска и даны количественные оценки величины изменения периода для трех ММРД.

Наблюдения различных ММРД систем и измерения орбитального периода непосредственно до и после вспышек могут выявить предсказанные изменения периода и сопоставить их с темпами потери вещества за счет ветра.

Также нами оценены изменения периодов из-за механизмов, работающих и в спокойном состоянии ММРД: перетекание вещества от донора в диск вокруг черной дыры и истечение вещества из точки L_2 . Последний приводит к вековому уменьшению орбитального периода. Однако и он не может объяснить наблюдаемые темпы уменьшения периода

в рассмотренных источниках, для объяснения которых, по-видимому, надо привлекать или экстремально сильное магнитное торможение, или отвод момента импульса в кольцо вещества, окружающее двойную систему.

Авторы выражают благодарность К.А. Постнову за ценные замечания, семинару отдела релятивистской астрофизики за плодотворную дискуссию, а также И.И. Антохину за комментарии. Работа АЛА была поддержана фондом развития теоретической физики и математики "БАЗИС" (грант № 20-2-1-106-1). Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета "Фундаментальные и прикладные исследования космоса". Разработка программного кода была поддержана грантом РФФИ № 18-502-12025.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Авакян и др. (A.L. Avakyan, K.L. Malanchev, and G.V. Lipunova), Proceed. of the Inter. Conf. "The multi-messenger astronomy: gamma-ray bursts, search for electromagnetic counterparts to neutrino events and gravitational waves", 25 (2019).
- Артимович, Любов (Р. Artymowicz and S.H. Lubow), Astrophys. J. 421, 651 (1994).
- 3. Ванг, Ванг (X. Wang and Z. Wang), Astrophys. J. **788**, 184 (2014).
- 4. Вербунт, Цваан (F. Verbunt and C. Zwaan), Astron. Astrophys. **100**, L7 (1981).
- 5. Ву и др. (J. Wu, J.A. Orosz, J.E. McClintock, I. Hasan, Ch.D. Bailyn, L. Gou, and Z. Chen), Astrophys. J. **825**, 46 (2016).
- Гонсалес Эрнандес и др. (J.I. Gonzalez Hernandez, R. Rebolo, and J. Casares), Astrophys. J. 744, L25 (2012).
- Гонсалес Эрнандес и др. (J.I. Gonzalez Hernandez, R. Rebolo, and J. Casares), Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 438, 21 (2014).
- Гонсалес Эрнандес и др. (J.I. González Hernández, L. Suárez-Andrés, R. Rebolo, and J. Casares), MNRAS 465, L15 (2017).
- 9. Джинс (J.H. Jeans), *Astronomy and Cosmogony* (Cambridge: Cambridge Univer. Press, 1928), p. 280.
- 10. Диас Триго, Бойрин (M. Díaz Trigo and L. Boirin), Astronomische Nachrichten **337**, 368 (2016).
- 11. Емельянов, Салямов (N.V. Emelyanov and V.N. Salyamov), Sov. Astron. **27**, 442 (1983).
- 12. Итикава, Осаки (S. Ichikawa and Y. Osaki), PASJ 46, 621 (1994).
- 13. Йоханнсен и др. (Т. Johannsen, D. Psaltis, and J.E. McClintock), Astrophys. J. **691**, 997 (2009).
- Кантрелл и др. (A.G. Cantrell, Ch.D. Bailyn, J.A. Orosz, J.E. McClintock, R.A. Remillard, C.S. Froning, J. Neilsen, D.M. Gelino, and L. Gou), Astrophys. J. 710, 1127 (2010).

- Kacapec и др. (J. Casares, T. Muñoz-Darias, D. Mata Sánchez, P.A. Charles, M.A.P. Torres, M. Armas Padilla, R.P. Fender, and J. García-Rojas), MNRAS 488, 1356 (2019).
- 16. Коннорс и др. (R.M.T. Connors, S. Markoff, M.A. Nowak, J. Neilsen, C. Ceccobello, P. Crumley, C.S. Froning, E. Gallo, and J.E. Nip), MNRAS **466**, 4121 (2017).
- 17. Косец и др. (P. Kosec, A.C. Fabian, C. Pinto, D.J. Walton, S. Dyda, and C.S. Reynolds), MNRAS **491**, 3730 (2020).
- 18. Крушевский (A. Kruszewski), Acta Astronomica 14, 241 (1964).
- Ландау, Лифшиц (L.D. Landau and E.M. Lifshitz), Теоретическая физика, том II, Теория поля, 7-е изд., испр. (М.: Наука, 1988).
- 20. Липунова, Маланчев (G.V. Lipunova and K.L. Malanchev), MNRAS **468**, 4735 (2017).
- Лукетич и др. (S. Luketic, D. Proga, T.R. Kallman, J.C. Raymond, and J.M. Miller), Astrophys. J. 719, 515 (2010).
- 22. Маланчев, Липунова (K.L. Malanchev and G.V. Lipunova), Astrophys. Source Code Library (2016).
- 23. Муно, Мауэрхан (М.Р. Muno and J. Mauerhan), Astrophys. J. **648**, L135 (2006).
- Муньос-Дариас и др. (Т. Muñoz-Darias, F. Jiménez-Ibarra, G. Panizo-Espinar, J. Casares, D. Mata Sánchez, G. Ponti, R.P. Fender, D.A.H. Buckley, P. Garnavich, M.A.P. Torres, M. Armas Padilla, P.A. Charles, J.M. Corral-Santana, J.J.E. Kajava, E.J. Kotze, C. Littlefield, J. Sánchez-Sierras, D. Steeghs, and J. Thomas), Astrophys. J. 879, L4 (2019).
- 25. Понти и др. (G. Ponti, R.P. Fender, M.C. Begelman, R.J.H. Dunn, J. Neilsen, and M. Coriat), MNRAS **422**, L11 (2012).
- 26. Раппапорт и др. (S. Rappaport, P.C. Joss, and R.F. Webbink), Astrophys. J. **254**, 616 (1982).

- 27. Саймон (Vojtěch Šimon), PASA 37, e003 (2020).
- 28. Соберман и др. (G.E. Soberman, E.S. Phinney, and E.P.J. van den Heuvel), Astron. Astrophys. **327**, 620 (1997).
- 29. Сулейманов и др. (V.F. Suleimanov, G.V. Lipunova, and N.I. Shakura), Astron. Astrophys. **491**, 267 (2008).
- 30. Франк и др. (J. Frank, A. King, and D.J. Raine), Accretion Power in Astrophysics: Third Edition (Cambridge, UK: Cambridge Univer. Press, 2002).
- 31. Хиггинботтом, Прога (N. Higginbottom and D. Proga), Astrophys. J. **807**, 107 (2015).
- 32. Хиггинботтом и др. (N. Higginbottom, D. Proga, C. Knigge, and K.S. Long), Astrophys. J. 836, 42 (2017).
- 33. Хиггинботтом и др. (N. Higginbottom, C. Knigge, K.S. Long, J.H. Matthews, and E.J. Parkinson), MNRAS **484**, 4635 (2019).
- 34. Чен, Подсядловски (W.-C. Chen and Ph. Podsiadlowski), Astrophys. J. **876**, L11 (2019).
- 35. Чен и др. (W. Chen, C.R. Shrader, and M. Livio), Astrophys. J. **491**, 312 (1997).
- 36. Черепащук (А.М. Cherepaschuk), *Тесные двойные звезды*, Часть II (М.: Физматлит, 2013).
- 37. Черепащук и др. (A.M. Cherepashchuk, N.A. Katysheva, T.S. Khruzina, S.Yu. Shugarov, A.M. Tatarnikov, and A.I. Bogomazov), MNRAS **490**(3), 3287 (2019а).
- Черепащук и др. (А.М. Cherepashchuk, N.A. Katysheva, T.S. Khruzina, S.Yu. Shugarov, A.M. Tatarnikov, M.A. Burlak, and N.I. Shatsky), MNRAS 483, 1067 (2019b).
- 39. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), Astron. Astrophys. **24**, 337 (1973).
- 40. Эгглтон (P.P. Eggleton), Astrophys. J. **268**, 368 (1983).

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА ХТЕ J1946+274 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ NuSTAR

© 2021 г. А. С. Горбан^{1,2*}, С. В. Мольков¹, С. С. Цыганков^{3,1}, А. А. Лутовинов^{1,2}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Москва, Россия

³Обсерватория Туорла, Университет Турку, Финляндия Поступила в редакцию 28.04.2021 г. После доработки 15.06.2021 г.; принята к публикации 15.06.2021 г.

Представлены результаты спектрального и временного анализа излучения транзиентного рентгеновского пульсара XTE J1946+274 по данным одновременных наблюдений обсерваториями NuSTAR и Swift/XRT в широком диапазоне энергий 0.3–79 кэВ, проведенными в июне 2018 г. во время яркой вспышки излучения. Спектральный анализ подтвердил наличие циклотронной линии поглощения на энергии ~38 кэВ как в среднем, так и в фазово-разрешенных спектрах источника. Фазированная спектроскопия позволила также исследовать изменение спектральных параметров в зависимости от фазы вращения нейтронной звезды, период которого составил $\simeq 15.755$ с. Показано, что энергия циклотронной линии значительно меняется (от $\simeq 34$ до $\simeq 39$ кэВ) на масштабе импульса, при этом ширина и оптическая толща линии также демонстрируют переменность. Наблюдаемое поведение параметров циклотронной линии может быть интерпретировано в рамках модели отражения излучения небольшой аккреционной колонки (светимость источника в момент наблюдений составила $\sim 3 \times$ $\times 10^{37}$ эрг с⁻¹) от поверхности нейтронной звезды. Обнаружено, что эквивалентная ширина линии железа также значительно изменяется с фазой импульса. Временная задержка между профилями импульса и эквивалентной ширины может быть объяснена отражением излучения нейтронной звезды от внешних областей аккреционного диска.

Ключевые слова: XTE J1946+274, рентгеновские источники, рентгеновские двойные, аккреция, магнитное поле.

DOI: 10.31857/S0320010821060048

ВВЕДЕНИЕ

Транзиентный рентгеновский пульсар XTE J1946+274 впервые был обнаружен во время вспышки в сентябре 1998 г. с помощью монитора всего неба All-Sky Monitor (ASM), входящего в состав орбитальной обсерватории Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE, Смит, Такешима, 1998а,б). Позднее по данным прибора ВАТЅЕ на борту обсерватории Compton-GRO от источника были зарегистрированы когерентные пульсации с периодом 15.83 с (Уилсон и др., 1998). Через три года после открытия пульсар перешел в спокойное состояние и не проявлял вспышечной активности в рентгеновском диапазоне до июня 2010 г., когда Burst Alert Telescope (BAT) на борту обсерватории Swift им. Н. Джерельса и Gamma-ray Burst Monitor (GBM) обсерватории Fermi зафиксировали новую вспышку излучения (Кримм и др., 2010; Фингер, 2010). Во время этой вспышки источник также наблюдался орбитальными обсерваториями INTEGRAL, RXTE и Suzaku (Кабаллеро и др., 2010; Мюллер и др., 2012; Майтра, Пол, 2013; Марку-Четам и др., 2015). Как и в случае вспышки 1998 г., за основной вспышкой II рода (яркие вспышки в Ве-системах, не зависящие от орбитальной фазы двойной системы с пиковой светимостью, достигающей эддингтоновского предела для нейтронной звезды) наблюдался ряд более слабых событий, вспышек I рода, связанных с прохождением нейтронной звездой периастра двойной системы (Мюллер и др., 2012), после чего излучение от источника опять не регистрировалось вплоть до 2018 г., когда Fermi/GBM зарегистрировал очередную вспышку от ХТЕ Ј1946+274 (Дженке и др., 2018).

Оптический компаньон в системе был установлен благодаря хорошей локализации в рентгеновских лучах, полученной по данным обсерватории

^{*}Электронный адрес: gorban@iki.rssi.ru
ВерроSAX, что позволило провести его спектроскопическое исследование в оптическом диапазоне (Верречиа и др., 2002). В спектрах оптического компаньона пульсара были обнаружены сильные линии излучения $H\alpha$ и $H\beta$. Спектроскопические и фотометрические данные позволили не только определить класс звезды-компаньона (B0-1V-IVe), но и оценить расстояние до двойной системы $d \sim 8-10$ кпк (Верречиа и др., 2002). Таким образом, совокупность рентгеновских и оптических данных позволяет отнести источник к классу рентгеновских пульсаров в двойных системах с Ве-звездами (BeXRB). Позднее, анализируя зависимость ускорения вращения нейтронной звезды от наблюдаемого потока, Уилсон и др. (2003) оценили расстояние до пульсара как $d = 9.5 \pm 2.9$ кпк (далее будет использоваться это значение). Большое расстояние до системы ~10 кпк было также подтверждено данными телескопа Gaia (Арнасон и др., 2021).

Как было сказано выше, первая вспышка XTE J1946+274 в 1998 г. длилась около трех месяцев. После основной вспышки источник оставался активным еще около трех лет, демонстрируя серию более слабых всплесков, разделенных интервалами около 80 дней (Кампана и др., 1999). Позднее было показано, что эта периодичность связана с движением нейтронной звезды по орбите двойной системы с периодом 169.2 дня (см. Уилсон и др., 2003). Орбитальные параметры двойной системы были впервые определены в той же работе и позднее уточнены Марку-Четам и др. (2015).

В спокойном состоянии источник наблюдался в марте 2013 г., через несколько лет после вспышки 2010 г., с помощью обсерватории Chandra и был обнаружен в состоянии со светимостью около 10^{34} эрг с⁻¹ (Озбей Арабаси и др., 2015; Цыганков и др., 2017а). Интересно, что несмотря на столь низкую светимость, от XTE J1946+274 было зарегистрировано пульсирующее излучение и измерен жесткий энергетический спектр (Цыганков и др., 2017а), указывающие на продолжающийся процесс аккреции даже при столь низких светимостях, что скорее это связано с присутствием вокруг нейтронной звезды слабоионизованного (холодного) аккреционного диска (Цыганков и др., 20176).

В ярком состоянии энергетический спектр XTE J1946+274 имеет типичную для рентгеновских пульсаров форму и может быть описан степенным законом с экспоненциальным завалом на высоких энергиях. Кроме того, используя данные обсерватории RXTE, Хейндл и др. (2001) удалось обнаружить линию циклотронного поглощения на энергии около 35 кэВ, что позволило измерить напряженность магнитного поля нейтронной звезды в системе. Позднее присутствие циклотронной линии на энергии ~38 кэВ в спектре источника во время вспышки 1998 г. было независимо подтверждено по данным обсерватории ВерроSAX (Дорошенко и др., 2017). Однако, анализируя данные обсерватории RXTE, полученные во время вспышки 2010 г., Мюллер и др. (2012) исключили присутствие циклотронной линии на энергии 35 кэВ. Вместо этого авторы нашли свидетельства наличия особенности в поглощении на энергии около 25 кэВ. Это дало авторам основание предположить, что циклотронная энергия может варьироваться от вспышки к вспышке. В то же время, основываясь на данных обсерватории Suzaku, полученных во время этой же вспышки, Майтра и Пол (2013) и Марку-Четам и др. (2015) подтвердили присутствие линии поглощения на энергиях 35-38 кэВ и не обнаружили никаких признаков подобной особенности в области энергии 25 кэВ.

Таким образом, вопрос о присутствии и точных параметрах циклотронной особенности в спектре пульсара XTE J1946+274 до сих пор остается открытым и обсуждается в настоящей работе. Для ответа на поставленный вопрос используются данные обсерватории NuSTAR, полученные при наблюдении пульсара в ярком состоянии, во время вспышки 2018 г.

НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

В 2018 г. после семи лет пребывания в "спокойном" состоянии источник ХТЕ Ј1946+274 перешел в очередную фазу активности. Начало вспышки II типа было зарегистрировано инструментом Fermi/GBM (Дженке и др., 2018). Вспышка продолжалась более двух месяцев. Чтобы показать ее морфологию, на рис. 1 представлена кривая блеска, полученная в диапазоне энергий 15-50 кэВ по данным телескопа Swift/BAT (Кримм и др., 2013). Источник за время вспышки наблюдался несколькими обсерваториями и инструментами, однако для исследования спектрально-временных (NICER, NuSTAR, Swift), однако для исследования спектрально-временных характеристик в широком энергетическом диапазоне мы использовали только данные телескопов обсерватории NuSTAR и данные телескопа Swift/XRT для спектрального анализа в мягком рентгеновском диапазоне (0.3-10 кэВ).

Обсерватория NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope ARray) состоит из двух идентичных рентгеновских телескопов (FPMA и FPMB), работающих в диапазоне энергий 3–79 кэВ и имеющих энергетическое разрешение около 400 эВ на энергии 10 кэВ (Харрисон и др., 2013). Наблюдения источника XTE J1946+274 были проведены 24 июня 2018 г. (ObsID: 90401328002) с экспозицией около 50 кс (момент наблюдения отмечен на рис. 1 пунктирной линией).



Рис. 1. Кривая блеска пульсара XTE J1946+274 в диапазоне энергий 15–50 кэВ по данным телескопа ВАТ обсерватории Swift. Пунктирной линией обозначен момент наблюдения обсерваторией NuSTAR.

Анализ данных обсерватории NuSTAR был проведен с помощью программ пакета HEASOFT v6.27.2, а также с использованием программного обеспечения NuSTAR Data Analysis (NuSTARDAS v0.4.7) и калибровок CALDB v20180925. После обработки данных с помощью NUPIPELINE мы использовали NUPRODUCTS для извлечения энергетических спектров источника и его кривых блеска. Данные для источника извлекались из круговой области радиусом 100", расположенной симметрично относительно центра изображения источника на детекторах. В связи с тем, что источник очень яркий, область для извлечения спектра и кривой блеска фона, размер которой составляет 150", выбиралась на соседнем чипе. Для спектрального анализа все полученные энергетические спектры были сгруппированы по 25 отсчетов на канал.

Наблюдение XTE J1946+274 было проведено телескопом Swift/XRT параллельно с наблюдениями NuSTAR 24 июня 2018 г. (ObsID: 00088783002) с экспозицией 1.2 кс. Спектры источника были получены с помощью онлайнинструментов (Эванс и др., 2009), предоставленных UK Swift Science Data Centre при университете Лестера.¹ В работе использовались данные, полученные в режиме WT, в связи с тем, что данные PC-режима были подвержены накоплению фотонов (pile-up), которые не позволяют адекватно оценивать результаты. Энергетические спектры сгруппировывались также по 25 отсчетов на канал.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Временной анализ излучения XTE J1946+274 во время вспышки 2018 г.

На первом этапе мы провели детальный временной анализ данных NuSTAR. Чтобы учесть эффекты, связанные с движением телескопа вокруг Земли и Земли вокруг Солнца, прежде всего, все времена прихода фотонов были приведены к барицентру Солнечной системы. Барицентрирование осуществлялось с помощью стандартных инструментов программного обеспечения пакета HEASOFT. Коррекция времени прихода фотонов на орбитальное движение в двойной системе не проводилась, так как орбитальный период много больше времени наблюдений, и поэтому данной поправкой для целей настоящей статьи можно было пренебречь. Таким образом, мы определили период пульсаций, который составил 15.75519 ± 0.00001 с. Для поиска периодичного сигнала использовался стандартный метод наложения эпох. Погрешность на значение периода оценивалась с использованием моделирования кривой блеска методом Монте-Карло (Болдин и др., 2013). Следующим шагом было извлечение кривых блеска по данным каждого модуля в энергетических диапазонах 3-6, 6-8, 8-10, 10-15, 15-20, 20-30, 30-40 и 40-79 кэВ. Кривые блеска строились с временным разрешением 0.1 с.

¹http://www.swift.ac.uk/user_objects/



Рис. 2. Профили импульса XTE J1946+274 в восьми энергетических диапазонах, полученные по данным обсерватории NuSTAR в июне 2018 г. Скорость счета нормирована на среднее значение в данном диапазоне.

Затем из кривых блеска источников вычитался фон и кривые блеска двух модулей объединялись с помощью инструмента lcmath (FTOOLS V6.27). Профиль импульса восстанавливался путем свертки кривой блеска с определенным выше периодом пульсаций. На рис. 2 приведены полученные фазовые кривые блеска источника. Хорошо видно, что профиль импульса существенно изменяется с энергией. Примерно до 20 кэВ профили импульсов в общей структуре схожи и характеризуются двумя фазовыми областями — они имеют двойной пик с довольно узким минимумом между ними на фазе 0.6. При этом основной пик на низких энергиях (до ~ 10 кэВ) показывает наличие сложной структуры. На более высоких энергиях основной пик практически исчезает и остается один пик на фазах от 0.8 до 1.0.

Чтобы более подробно исследовать эволюцию излучения в зависимости от энергии, было построено двумерное распределение интенсивностей профилей импульсов (рис. 3). Как и на рис. 2, здесь прослеживается изменение профиля с энергией от двухпикового к однопиковому, при этом такой переход наблюдается в районе энергии циклотронной линии. Такие переходы от двухпиковой структуры к однопиковой были обнаружены ранее и описаны в работе Уилсон и др. (2003) во время двух вспышек, наблюдавшихся с помощью RXTE/PCA в 1998 и 2001 гг., а также в работе Дорошенко и др. (2017) по данным обсерватории ВерроSAX, полученным в 1998 г. Интересно отметить, что подобное поведение наблюдалось ранее и в других BeXRB системах (Цыганков и др., 2006, 2007; Айер и др., 2015; Цыганков и др., 2015) и объясняется как следствие эффектов углового перераспределения рентгеновского излучения за счет циклотронного резонансного рассеяния в сильном магнитном поле в сочетании с релятивистскими эффектами, а также геометрией излучающей области (см., например, Ферриньо и др., 2011; Шонхерр и др., 2014).



Рис. 3. Двумерное распределение нормализованной интенсивности профиля импульса в зависимости от энергии. Уровни одинакового цвета показывают равные значения нормализованной интенсивности, которые представлены на панели справа. Пунктирная линия показывает положение центроида линии циклотронного поглощения в спектре пульсара (см. подраздел "Спектральный анализ").

На рис. 4 показана зависимость доли пульсирующего излучения от энергии. Доля пульсирующего излучения определялась как отношение (F_{max} - $(-F_{\min})/(F_{\max}+F_{\min})$, где F_{\max} и F_{\min} — максимальный и минимальный поток в профиле импульса (используя 10 фазовых бинов во всех энергетических каналах). Из полученного графика видно, что доля пульсирующего излучения увеличивается с ростом энергии, что является типичным для большинства рентгеновских пульсаров, в особенности для ярких (Лутовинов, Цыганков, 2009). Отметить, что в работе Дорошенко и др. (2017) было показано, что в области энергий ~40 кэВ наблюдается особенность, связанная с локальным увеличением доли пульсирующего излучения вблизи циклотронной линии поглощения, ранее обнаруженная для нескольких других рентгеновских пульсаров (Цыганков и др., 2007; Лутовинов, Цыганков, 2009; Лутовинов и др. 2016). Результаты обсерватории NuSTAR (рис. 4) в целом хорошо согласуются с результатами обсерватории ВерроSAX, однако явного увеличения доли пульсирующего излучения вблизи циклотронной линии не регистрируется.

Спектральный анализ источника XTE J1946+274 во время вспышки 2018 г.

Средний спектр ХТЕ Ј1946+274, полученный по данным NuSTAR и Swift/XRT, показан на рис. 5а. Для описания континуума в пакете XSPEC v12.11.0 (Арно и др., 1999) были применены две модели, обычно используемые для описания спектров рентеновских пульсаров: степенной закон с экспоненциальным завалом на высоких энергиях (POWERLAW*HIGHCUT) и модель комптонизированного излучения (СОМРТТ, Титарчук, 1994). Для учета межзвездного поглощения была добавлена компонента TBABS. Кроме того, в общую аппроксимирующую модель была добавлена эмиссионная линия железа на энергии ~6.4 кэВ. Значение эквивалентной ширины линии железа W_{Fe} для среднего спектра составило $\simeq 0.1$ кэВ. Спектры для двух модулей NuSTAR и Swift/XRT аппроксимировались одновременно. Для того чтобы учесть различные калибровки этих модулей, а также неодновременность наблюдений обсерваторий NuSTAR и Swift, были введены нормировочные коэффициенты (см. табл. 1), а остальные параметры модели фиксировались между собой. В результате анализа было обнаружено, что модели COMPTT и POWERLAW*HIGHCUT описывают



Рис. 4. Зависимость доли пульсирующего излучения XTE J1946+274 от энергии по данным обсерватории NuSTAR.

данные приблизительно одинаково, с небольшими различиями.

В частности, модель TBABS*(BB+COMPTT+ +GAUS) показывает неудовлетворительное качество аппроксимации с $\chi^2 = 2716.94$ с 1904 степенями свободы и заметными отклонениями, означающими дефицит фотонов, вблизи энергии ~38 кэВ (рис. 5b). Для описания этой особенности в модель была добавлена линия поглощения с гауссовым оптическим профилем глубины GABS, которая может быть интерпретирована как линия циклотронного резонансного рассеяния. Это привело к значительному улучшению качества аппроксимации модели $\chi^2 = 2083.95$ (1901) и адекватному описанию спектра источника (рис. 5с). Ширина циклотронной линии и ее оптическая глубина имеют значения $\sigma_{\rm Cycl} \simeq 8.6$ кэВ и $\tau_{\rm Cycl} \simeq 0.57$ соответственно. Наблюдаемый рентгеновский поток источника XTE J1946+274 в энергетическом диапазоне 3—79 к
эВ составил $F_x=2.603(+0.005,-0.065)\times$ $\times 10^{-9}$ эрг см⁻² с⁻¹, что соответствует светимости $L_x \simeq 2.8 \times 10^{37}$ эрг с⁻¹ для расстояния 9.5 кпк. В табл. 1 также приведены полученные параметры

континуума для среднего спектра, описанного моделью СОМРТТ.

Для сравнения наших результатов с предыдущими работами (Марку-Четам и др., 2015; Дорошенко и др., 2017) спектр был также аппроксимирован моделью TBABS*(GAUS+BB+ +POWERLAW*HIGHCUT) и показал качество аппроксимации, равное 2222.91 на 1903 степеней свободы.² Также как и в модели TBABS*(BB+ +COMPTT+GAUS) вблизи энергии ~38 кэВ наблюдается особенность, которая была описана путем добавления к основной модели компоненты GABS. Качество аппроксимации значительно улучшилось до 2065.27 (1900) (рис. 5d,e). Ширина циклотронной линии составила $\sigma_{\text{Cvcl}} \simeq 4.53$ кэВ, а оптическая глубина $\tau_{\rm Cycl} \simeq 0.25$. Параметры модели POWERLAW*HIGHCUT+BB для среднего спектра также приведены в табл. 1.

²Важно отметить, что в такой модели на энергии $E_{\rm cut}$ может возникать искусственный недостаток фотонов, который компенсируется включением дополнительной линии поглощения с энергией, равной энергии $E_{\rm cut}$ и шириной $0.1E_{\rm cut}$.



Рис. 5. (а) — Энергетический спектр XTE J1946+274, измеренный по данным NuSTAR (красные и синие точки) и Swift/XRT (зеленые точки), сплошной линией показана модель, наилучшим образом описывающая спектр. Панель (b) показывает отклонение наблюдательных данных от модели HIGHECUT+BB без включения в модель циклотронной линии, (c) — с включением циклотронной линии, (e) — с включение наблюдательных данных от модели CompTT+BB без включения циклотронной линии, (e) — с включением всех дополнительных компонентов модели.

Параметры модели	CompTT+BB	HIGHECUT+BB
$N_{ m H},10^{22}{ m cm}^{-2}$	$0.14_{-0.13}^{+0.25}$	$0.86\substack{+0.29\\-0.31}$
Γ	_	$0.92\substack{+0.03\\-0.03}$
$kT_{ m bb},$ кэ $ m B$	$1.59^{+0.02}_{-0.02}$	$2.14_{-0.09}^{+0.12}$
$E_{ m cut}$, кэВ	-	$18.02^{+0.17}_{-0.17}$
$E_{ m fold},$ кэВ	-	$8.92^{+0.18}_{-0.17}$
$E_{ m Fe},$ кэ $ m B$	$6.44_{-0.03}^{+0.03}$	$6.44^{+0.03}_{-0.03}$
$\sigma_{ m Fe},$ кэ $ m B$	$0.42^{+0.04}_{-0.03}$	$0.40^{+0.04}_{-0.03}$
<i>W</i> _{Fe} , кэВ	$0.116\substack{+0.006\\-0.002}$	$0.107\substack{+0.005\\-0.004}$
$E_{ m Cycl}$, кэ $ m B$	$37.49_{-0.64}^{+0.70}$	$37.81^{+0.75}_{-0.73}$
$\sigma_{ m Cycl}$, кэ $ m B$	$8.59^{+0.69}_{-0.61}$	$4.53^{+0.59}_{-0.55}$
$ au_{ m Cycl}$	$0.567^{+0.011}_{-0.011}$	$0.248\substack{+0.003\\-0.003}$
$T_{0\mathrm{Comptt}},$ кэ B	$0.46\substack{+0.13 \\ -0.46}$	_
$kT_{ m Comptt},$ кэ $ m B$	$7.07\substack{+0.07 \\ -0.06}$	_
$ au_{ m Comptt}$	$6.39\substack{+0.07\\-0.06}$	_
Flux (3–79 кэВ), 10^{-9} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$	$2.603\substack{+0.005\\-0.065}$	$2.606\substack{+0.001\\-0.011}$
$C_{ m NuSTAR}$	$1.005\substack{+0.002\\-0.002}$	$1.005\substack{+0.002\\-0.002}$
$C_{\rm XRT}$	$0.719^{+0.081}_{-0.079}$	$0.710\substack{+0.076\\-0.075}$
χ^2 (d.o.f.)	2083.95(1901)	2065.27 (1900)

Таблица 1. Параметры спектра XTE J1946+274 с описанием континуума моделью CompTT+BB и HIGHECUT+BB

Таким образом, независимо от модели, описывающей континуум, в спектре источника значимо регистрируется особенность вблизи энергии 38 кэВ, скорее всего связанная с циклотронным поглощением. Энергия линии практически не зависит от выбора модели континуума, а вот ее ширина и оптическая глубина оказываются существенно меньше для степенной модели с экспоненциальным завалом.

С целью изучения эволюции спектральных параметров в зависимости от фазы импульса (или, другими словами, от угла обзора излучающих областей нейтронной звезды), была проведена фазово-разрешенная спектроскопия. Принимая во внимание наблюдаемую морфологию профиля импульса, мы разделили данные на десять фазовых интервалов. Для аппроксимации полученных спектров мы использовали модель POWERLAW*HIGHCUT+BB, как и для усредненного спектра. Температура чернотельного излучения плохо определяется в фазовых спектрах, поэтому она была зафиксирована на значении, полученном для среднего спектра. В результате проведенного анализа было обнаружено, что эмиссионная линия железа присутствует во всех фазах, в то время как циклотронная линия поглощения значимо регистрируется только в пяти фазовых бинах, приходящихся на максимумы излучения. При этом оказалось, что энергия циклотронной линии значительно, от 34 до 39 кэВ, изменяется на масштабе импульса (рис. 6а), достигая максимальных значений вблизи пиков импульса. Такая зависимость энергии от фазы, вероятно, связана с изменениями угла обзора областей, где образуется циклотронная линия (см., например, Лутовинов и др., 2015). Более того, ширина и глубина линии также меняются в течение импульса излучения примерно таким же образом, что и ее энергия. Зависимость параметров континуума от фазы также показана на рис. 7.

Помимо изменений параметров циклотронной линии, на масштабе импульса также наблюдаются



Рис. 6. Зависимость спектральных параметров XTE J1946+274 от фазы импульса: (а) — циклотронная энергия, (b) — ширина циклотронной линии, (c) — оптическая глубина циклотронной линии, (d) — эквивалентная ширина линии железа. Серой линией показан профиль импулься в полном энергетическом диапазоне обсерватории NuSTAR.

значительные изменения эквивалентной ширины линии железа. При этом максимумы эквивалентной ширины сдвинуты по отношению к максимумам профиля импульса (рис. 6d). Похожее поведение наблюдалось ранее для других пульсаров (см., например, Цыганков, Лутовинов, 2009; Штыковский и др. 2017). Этот фазовый сдвиг в случае XTE J1946+274 можно оценить как $\Delta \phi \sim$ ~ 0.8 . Для определения фазового сдвига проводилась кросс-корреляция, в ходе которой было определено наиболее вероятное значение фазового отклонения. Таким образом, указанный выше фазовый сдвиг соответствует задержке по времени $\Delta t \sim 12.6$ с при периоде вращения пульсара $P_{\rm spin} \simeq 15.755$ с. Расстояние, которое пройдут фотоны за 12.6 с, составляет $\sim 3.78 \times 10^{11}$ см. При этом внешний радиус аккреционного диска имеет примерное значение между радиусом циркуляризации $\sim 1.1 \times 10^{12}$ см (радиус, на котором угловой момент вещества на круговой орбите становится равным угловому моменту вещества, перенесенного из точки L1, Хасаяки, Оказаки, 2004) и радиусом полости Роша $\sim 5.6 \times 10^{12}$ см, при этом внутренняя граница аккреционного диска имеет радиус $\sim 6 \times$ $\times 10^8$ см. Расстояние, соответствующее задержке между максимумами профиля импульса и эквива-



Рис. 7. Зависимость спектральных параметров континуума XTE J1946+274 от фазы импульса: (a) — энергия завала, (b) — энергия экспоненциального спада, (c) — фотонный индекс.

лентной ширины, может примерно соответствовать радиусу аккреционного диска в случае, если отражение происходит на его внешнем крае, который может иметь искривленные области (Штыковский и др., 2017). Приведенные выше оценки показывают, что в этом случае аккреционный диск либо имеет малый размер по сравнению с полостью Роша (Хасаяки, Оказаки, 2004), либо эта задержка может быть больше, чем приведенное выше время на целое число периодов вращения нейтронной звезды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были проанализированы данные наблюдений рентгеновского пульсара XTE J1946+274, полученные обсерваторией NuSTAR в июне 2018 г. Показано, что широкополосный спектр источника наилучшим образом может быть описан либо моделью комптонизированного излучения COMPTT, либо степенным законом с экспоненциальным завалом на высоких энергиях, включающими поглощение при низких энергиях и флуоресцентную линию железа на 6.4 кэВ. Кроме того, в спектре была обнаружена циклотронная линия поглощения на энергии ~38 кэВ (табл. 1), подтверждающая результаты предыдущих наблюдений (Уилсон и др., 2003; Дорошенко и др., 2017). Измеренная энергия линии позволяет определить напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды В ~3.2 × × 10¹² Гс.

Наблюдаемые профили импульса заметно изменяются с увеличением энергии. На энергиях от 3 до 20 кэВ наблюдаются два пика, которые разделены примерно половиной фазы. Наиболее естественное объяснение этого факта заключается в том, что эти два пика связаны с излучением двух полюсов нейтронной звезды. С увеличением энергии эти пики трансформируются в один пик, который наблюдается до ~79 кэВ. Как было указано ранее, такое поведение, вероятно, связано с эффектом углового перераспределения рентгеновского излучения за счет циклотронного резонансного рассеяния в сильном магнитном поле в сочетании с релятивистскими эффектами, а также геометрией излучающей области (Ферриньо и др., 2011; Шонхерр и др., 2014). Интересно отметить, что переход от двухпиковой структуры к однопиковой происходит в области энергии циклотроной линии. Этот наблюдательный факт хорошо согласуется с похожими результатами, ранее обнаруженными для ряда других рентгеновских пульсаров.

Для исследования поведения источника и параметров его излучения на масштабе одного импульса была проведена фазово-разрешенная спектроскопия, показавшая, что энергия и другие параметры циклотронной особенности значительно изменяются в зависимости от фазы импульса. Изменение наблюдаемых параметров циклотронной линии на масштабе одного оборота нейтронной звезды является достаточно характерным для рентгеновских пульсаров, при этом относительное изменение энергии линии $\sim 30\%$ для XTE J1946+274 хорошо согласуется со значениями, измеренными для ряда других пульсаров (Штауберт и др., 2019). Важное значение для объяснения наблюдаемой модуляции параметров линии имеет светимость источника, от которой, в свою очередь, зависит физическая картина формирования наблюдаемого излучения.

Как было показано выше, светимость пульсара во время наблюдения NuSTAR составляет $L_x \sim$ $\sim 3 \times 10^{37}$ эрг с⁻¹, что близко к значению критической светимости, соответствующей появлению радиационно-доминированной аккреционной колонки как с теоретической (Баско, Сюняев, 1976; Бекер и др., 2012; Муштуков и др., 2015), так и с наблюдательной (пульсар V0332+53, Дорошенко и др., 2017) точек зрения. Таким образом, учитывая сходство наблюдаемых параметров XTE J1946+274 и V0332+53 (Лутовинов и др., 2015), можно предположить начилие аккреционной колонки в обоих случаях. Это позволяет описать наблюдательные изменения параметров циклотронной линии в рамках модели Поутанена и др. (2013), в которой линия циклотронного поглощения образуется в отраженном от поверхности нейтронной звезды излучении. При этом интересно отметить, что несмотря на то, что источник наблюдался при разных светимостях (от $5 imes 10^{36}$ до 5×10^{37} эрг с⁻¹), каких-либо изменений энергии линии обнаружено не было (Марку-Четам и др., 2015; Дорошенко и др., 2017).

Проведенная фазовая спектроскопия также показала, что максимумы эквивалентной ширины линии железа не совпадают с максимумами профиля импульса. Это позволило определить время задержки (~12.6 с) между пиками излучения и эквивалентной ширины, что соответствует расстоянию $\sim 3.8 \times 10^{11}$ см. Полученное значение более чем на два порядка величины превышает внутренний размер аккреционного диска, но в то же время оказывается значительно меньшим по сравнению с расстоянием до звезды-компаньона в системе. Принимая во внимание, что флуоресцентная линия железа образуется в результате отражения жесткого рентгеновского излучения, испущенного вблизи нейтронной звезды, достаточно холодным веществом, возможно предположить, что область его формирования находится на внешней границе аккреционного диска. При этом данная область должна быть достаточно компактна, чтобы обеспечить наблюдаемую переменность эквивалентной ширины линии железа с фазой импульса.

Исследование проведено с использованием данных, полученных с помощью NuSTAR, проекта Caltech, финансируемого NASA и управляемого NASA/JPL, и данных, предоставленных UK Swift Science Data Centre (анализ даннных XRT). Также в этом исследовании использовалось программное обеспечение, предоставленное Исследовательским центром архива астрофизики высоких энергий (High Energy Astrophysics Science Archive Research Center, HEASARC), который является службой отдела астрофизических наук NASA/GSFC (Astrophysics Science Division). Работа выполнена при поддержке гранта PHФ 19-12-00423.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Айер и др. (N. Iyer, D. Mukherjee, G.C. Dewangan, D. Bhattacharya, and S. Seetha), MNRAS 454, 741 (2015).
- 2. Арнасон и др. (R.M. Arnason, H. Papei, P. Barmby, A. Bahramian, and M.D. Gorski), MNRAS **502**, 5455 (2021).
- 3. Арно и др. (K. Arnaud, B. Dorman, and C. Gordon), Astrophys. Source Code Library 10005 (1999).
- 4. Баско, Сюняев (М.М. Basko and R.A. Sunyaev), MNRAS 175, 395 (1976).
- 5. Бекер и др. (P.A. Becker, D. Klochkov, G. Schnherr, et al.), Astron. Astrophys. **544**, A123 (2012).
- Болдин П.А., Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 423 (2013) [P.A. Boldin, S.S. Tsygankov, and A.A. Lutovinov), Astron. Lett. **39**, 375 (2013)].
- 7. Верречиа и др. (F. Verrecchia, G.L. Israel, I. Negueruela, et al.), Astron. Astrophys. **393**, 1983 (2002).
- 8. Гайя (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, et al.), Astron. Astrophys. **616**, A1 (2018).

- 9. Дженке и др. (P. Jenke, C.A. Wilson-Hodge, and C. Malacaria), Astron. Telegram. 11700 (2018).
- 10. Дикей, Локман (J.M. Dickey and F.J. Lockman), ARAA 28, 215 (1990).
- Дорошенко и др. (V. Doroshenko, S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, A.A. Lutovinov, A. Santangelo, V.F. Suleimanov, and J. Poutanen), MNRAS 466, 2143 (2016).
- Дорошенко и др. (R. Doroshenko, A. Santangelo, V. Doroshenko, and S. Piraino), Astron. Astrophys. 600, 1 (2017).
- 13. Кабаллеро и др. (I. Caballero, K. Pottschmidt, E. Bozzo, et al.), Astron. Telegram. 2692 (2010).
- 14. Кампана и др. (S. Campana, G. Israel, and L. Stella), Astron. Astrophys. **352**, L91 (1999).
- 15. Кримм и др. (H.A. Krimm, S.D. Barthelmy, W. Baumgartner, et al.), Astron. Telegram. 2663 (2010).
- 16. Лутовинов, Цыганков (А.А. Lutovinov and S.S. Tsygankov), Astron. Lett. **35**, 433 (2009).
- 17. Лутовинов и др. (А.А. Lutovinov, S.S. Tsygankov, V.F. Suleimanov, et al.), MNRAS **448**, 2175 (2015).
- 18. Лутовинов и др. (А.А. Lutovinov, S.S. Tsygankov, K.A. Postnov, et al.), MNRAS **466**, 593 (2016).
- 19. Майтра, Пол (С. Maitra and B. Paul), Astrophys. J. 771, 96 (2013).
- 20. Марку-Четам и др. (D.M. Marcu-Cheatham, K. Pottschmidt, M. Kuhnel, et al.), Astrophys. J. **815**, 44 (2015).
- 21. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and J. Poutanen), MNRAS 447, 1847 (2015).
- 22. Мюллер и др. (S. Muller, M. Kuhnel, I. Caballero, et al.), Astron. Astrophys. **546**, 125 (2012).
- 23. Озбей Арабаси и др. (М. Ozbey Arabaci, A. Camero-Arranz, C. Zurita, J. Gutierrez-Soto, E. Nespoli, J. Suso, F. Kiaeerad, J. Garcia-Rojas, and U. Kiziloglu), Astron. Astrophys. **582**, 9 (2015).
- 24. Поутанен и др. (J. Poutanen, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, D.I. Nagirner, V.A. Doroshenko, and A.A. Lutovinov), Astrophys. J. 777, 115 (2013).
- 25. Смит, Такешима (D.A. Smith and T. Takeshima), IAU Circ. **7014**, 1 (1998а).
- 26. Смит, Такешима (D.A. Smith and T. Takeshima), Astron. Telegram. 36 (1998b).
- 27. Уилингейл и др. (R. Willingale, R.L.C. Starling, A.P. Beardmore, N.R. Tanvir, and P.T. O'Brien), MNRAS 431, 394 (2013).
- 28. Уилсон и др. (С.А. Wilson, М.Н. Finger, R.B. Wilson, and D.M. Scott), IAU Circ. **7014**, 2 (1998).
- 29. Уилсон и др. (С.А. Wilson, М.Н. Finger, М.J. Coe, and I. Negueruela), Astrophys. J. **996**, 584 (2003).

- 30. Ферриньо и др. (C. Ferrigno, P.A. Becker, A. Segreto, et al.), Astron. Astrophys. **498**, 825 (2009).
- 31. Ферриньо и др. (С. Ferrigno, M. Falanga, E. Bozzo, P.A. Becker, D. Klochkov, and A. Santangelo), Astron. Astrophys. **532**, A76 (2011).
- 32. Фингер (M.H. Finger), Astron. Telegram. 2847 (2010).
- 33. Харрисон (F.A. Harrison, et al.), Astrophys. J. **770**, 103 (2013).
- 34. Хейндл и др. (W.A. Heindl, W. Coburn, D.E. Gruber, et al.), Astrophys. J. **563**, L35 (2001).
- 35. Хемпфилл и др. (P.B. Hemphill, R.E. Rothschild, and I. Caballero), Astrophys. J. **777**, 61 (2013).
- 36. Цыганков, Лутовинов (S.S. Tsygankov and A.A. Lutovinov), Proc. The Extreme Sky: Sampling the Universe above 10 keV, 70 (2009).
- 37. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, E.M. Churazov, and R.A. Sunyaev), MNRAS **371**, 19 (2006).
- Цыганков и др. С.С., Лутовинов А.А., Чуразов Е.М., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн.
 33, (2007) [S.S. Tsygankov, А.А. Lutovinov, E.M. Churazov, and R.A. Sunyaev), Astron. Lett. 33, 368 (2007)].
- 39. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, R.A. Krivonos, S.V. Molkov, P.J. Jenke, M.H. Finger, and J. Poutanen), MNRAS **457**, 258 (2015).
- 40. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, R. Wijnands, A.A. Lutovinov, N. Degenaar, and J. Poutanen), MNRAS **470**, 126 (2017).
- Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, V. Doroshenko, P.K. Abolmasov, A.A. Lutovinov, and J. Poutanen), Astron. Astrophys. 608, A17, 8 (2017).
- Штыковский А.Е., Лутовинов А.А., Арефьев В.А., Мольков С.В., Цыганков С.С., Ревнивцев М.Г., Письма в Астрон. журн. 43, 203 (2017)
 [A.E. Shtykovsky, A.A. Lutovinov, V.A. Arefiev, S.V. Molkov, S.S. Tsygankov, and M.G. Revnivtsev), Astron. Lett. 43, 175 (2017)].
- 43. Шонхерр и др. (G. Schonherr, F.-W. Schwarm, S. Falkner, T. Dauser, C. Ferrigno, M. Khnel, D. Klochkov, P. Kretschmar, et al.), Astron. Astrophys. **564**, L8 (2014).
- 44. Штауберт и др. (R. Staubert, J. Trumper, E. Kendziorra, D. Klochkov, K. Postnov, P. Kretschmar, K. Pottschmidt, F. Haberl, et al.), Astron. Astrophys. **622**, A61 (2019).
- 45. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, R.L.C. Starling, D.N. Burrows, et al.), MNRAS **397**, 1177 (2009).

The First Light Curve Solutions and Period Study of BQ Ari¹

© 2021 г. А. Poro^{1,2*}, F. Davoudi^{1,2}, F. Alicavus^{3,4}, S. Khakpash⁵,
E. M. Esmer⁶, O. Basturk⁶, E. Lashgari¹, J. Rahimi¹, Y. Aladağ⁷,
N. Aksaker^{7,8}, A. Boudesh¹, M. Ghanbarzadehchaleshtori¹,
A. Akyüz^{7,9}, S. Modarres¹, A. Sojoudizadeh¹, M. Tekeş⁷, A. Solmaz¹⁰

¹The International Occultation Timing Association Middle East section, Iran ²Astronomy Department of the Raderon Lab., Burnaby, BC, Canada

³Çanakkale Onsekiz Mart University, Faculty of Arts and Sciences, Department of Physics, 17020, Çanakkale, Turkey

⁴Çanakkale Onsekiz Mart University, Astrophysics Research Center and Ulupinar Observatory, 17020, Çanakkale, Turkey

⁵Department of Physics and Astronomy, University of Delaware, Newark, DE 19716, USA

⁶Ankara University, Faculty of Science, Astronomy and Space Sciences Department, TR-06100, Tandogan, Ankara, Turkey

⁷Space Science and Solar Energy Research and Application Center (UZAYMER), University of Çukurova, 01330, Adana, Turkey

⁸Adana Organised Industrial Zones Vocational School of Technical Science, University of Çukurova, 01410, Adana, Turkey

> ⁹Department of Physics, University of Çukurova, 01330, Adana, Turkey

¹⁰Space Science and Solar Energy Research and Application Center (UZAYMER), University of Çukurova, 01330, Adana, Turkey

Поступила в редакцию 13.02.2021 г. После доработки 10.04.2021 г.; принята к публикации 13.05.2021 г.

The first analysis of the photometric observation in BVR filters of a W UMa type binary system BQ Ari was performed. Light curve analysis was performed using Wilson–Devinney (W–D) code combined with a Monte Carlo (MC) simulation to determine its photometric and geometric elements and their uncertainties. These results show that BQ Ari is a contact binary system with a photometric mass ratio $q = 0.548 \pm 0.019$, a fillout factor $f = 24 \pm 0.8\%$, and an orbital inclination of $i = 85.09 \pm 0.45$. We used the parallax from Gaia EDR3 for calculating the absolute parameters of the binary system. This study suggested a new linear ephemeris for BQ Ari, combining our new mid-eclipse times and the previous observations, which we analyzed using the Monte Carlo Markov Chain (MCMC) method. We present the first analysis of the system's orbital period behavior by analyzing the O–C diagram using the Genetic Algorithm (GA) and the MCMC approaches in OCFit code. We attempted to explain the analysis of the residuals of linear fit in the O–C diagram with two approaches; "LiTE + Quadratic" and "Magnetic activity + Quadratic." Although we consider the magnetic activity to be probable, the system should be studied further in order to reveal the nature of orbital period variations.

Keywords: Techniques: photometric; Stars: binaries: eclipsing; Stars: individual: BQ Ari.

DOI: 10.31857/S032001082106005X

¹Полная версия статьи публикуется только в английской версии журнала (Astronomy Letters v. 47, № 6, 2021). *E-mail: iotamiddleeast@yahoo.com, info@iota-me.com

ЭФФЕКТЫ МЕТАЛЛИЧНОСТИ ПРИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ МОДЫ КОЛЕБАНИЙ ЦЕФЕИД

© 2021 г. Ю. А. Фадеев^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 12.04.2021 г. После доработки 13.05.2021 г.; принята к публикации 13.05.2021 г.

Методами нелинейной теории звездных пульсаций исследуется переключение моды колебаний цефеид в зависимости от массы звезды на главной последовательности M_0 и содержания элементов тяжелее гелия Z. Сетка эволюционных и гидродинамических моделей цефеид, находящихся на стадии термоядерного горения гелия в ядре, представлена 30 эволюционными последовательностями звезд с начальной массой 5.7 $M_{\odot} \leq M_0 \leq 7.2 \ M_{\odot}$ и Z = 0.014, 0.018 и 0.022. Для рассмотренного набора значений Z периоды фундаментальной моды и первого обертона, при которых происходит переключение моды колебаний, изменяются в зависимости от массы цефеиды как функции средней плотности звездного вещества. Верхнее предельное значение периода пульсаций в первом обертоне убывает с увеличением Z от ≈ 6.9 сут при Z = 0.014 до ≈ 4.1 сут при Z = 0.022. Теоретическая зависимость период—радиус не обнаруживает какой-либо зависимости от Z и находится в хорошем согласии (в пределах 2.5%) с результатами современных измерений радиусов цефеид методом Бааде—Весселинка. На основании опубликованных наблюдательных оценок периода и скорости изменения периода определены фундаментальные параметры короткопериодической цефеиды CG Cas, которая, как показано, пульсирует в первом обертоне.

Ключевые слова: звездная эволюция, пульсации звезд, звезды переменные и пекулярные, цефеиды.

DOI: 10.31857/S0320010821060036

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в Общем каталоге переменных звезд (Самусь и др., 2017) насчитывается около 640 цефеид — пульсирующих переменных типа δ Сер с обозначениями DCEP и DCEPS. Периоды изменения блеска этих звезд находятся в интервале от ≈2 сут до нескольких десятков дней. Все цефеиды с периодом $\Pi > 7$ сут пульсируют в фундаментальной моде, тогда как при П < 7 сут переменность многих цефеид связана с колебаниями в первом обертоне. К сожалению, общих для всех цефеид пороговых значений периода фундаментальной моды и первого обертона, при которых происходит переключение моды колебаний (как, например, в пульсирующих переменных типа RR Lyr), не существует. Из-за этого обстоятельства установление моды колебаний цефеид с периодами 5 сут $\lesssim \Pi \lesssim 7$ сут связано со значительными неопределенностями. Отсутствие критерия определения моды колебаний является причиной ошибок при построении зависимостей периодрадиус и период-светимость, так как для цефеид,

пульсирующих в фундаментальной моде и в первом обертоне, эти зависимости описываются разными соотношениями (Ферни 1968; Бём-Витензе, 1988, 1994; Сачков, 2002). Одно из возможных решений, позволяющих сформулировать необходимый критерий, основывается на разложении наблюдаемой кривой блеска в ряд Фурье (Антонелло, Поретти, 1986), однако этот метод применим лишь в немногих случаях высокоточных фотометрических измерений.

Значения периодов фундаментальной моды Π_0^* и первого обертона Π_1^* , при которых происходит переключение моды колебаний, с хорошей точностью описываются как функции средней плотности звездного вещества $\bar{\rho} = M/(\frac{4}{3}\pi R^3)$, где M и R — масса и радиус цефеиды (Фадеев, 2020). Этот вывод основывается на результатах согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, которые были получены для моделей цефеид с массой на главной последовательности $5.1 M_{\odot} \leq M_0 \leq 6.1 M_{\odot}$ при содержании элементов тяжелее гелия (металлов) Z = 0.02. Однако современные оценки величины галактического градиента индекса металличности, основанные на спектральных наблюдениях цефеид, составляют

^{*}Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru



Рис. 1. Эволюционные треки звезд с начальной массой $M_0 = 6.2 M_{\odot}$ при содержании металлов Z = 0.014, 0.018 и 0.022 в окрестности полосы нестабильности цефеид. Сплошными линиями показаны участки трека, в пределах которых звезда устойчива относительно радиальных пульсаций. Отрезки эволюционного трека, соответствующие колебаниям в фундаментальной моде и в первом обертоне, показаны штриховыми и пунктирными линиями. Пустые и заполненные кружки соответствуют переключению моды колебаний во время второго и третьего пересечений полосы нестабильности.

 $d[{\rm Fe}/{\rm H}]/dR_{\rm G} \approx -0.06 \, {\rm кп \kappa}^{-1}$ (Андриевский и др., 2002; Лемаль и др., 2008; Лак, Ламберт, 2011; Лак и др., 2011; Дженовали др., 2014; Миннити и др., 2020), что указывает на значительные изменения содержания металлов Z как функции галактоцентрического расстояния цефеиды $R_{\rm G}$. Таким образом, характер зависимостей $\Pi_0^*(\bar{\rho})$ и $\Pi_1^*(\bar{\rho})$ при других значениях Z остается неопределенным.

Целью данной работы является определение зависимостей $\Pi_0^*(\bar{\rho})$ и $\Pi_1^*(\bar{\rho})$ для цефеид с содержаниями металлов Z = 0.014, 0.018 и 0.022. В качестве начальных условий, необходимых для решения уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих нелинейные звездные пульсации, используется сетка эволюционных треков, которые рассчитываются от главной последовательности нулевого возраста до исчерпания гелия в ядре. Эволюционные треки охватывают интервал значений начальной массы 5.7 $M_{\odot} \leq M_0 \leq 7.2 \ M_{\odot}$ с шагом по массе $\Delta M_0 = 0.1 \ M_{\odot}$. Предполагается, что начальное относительное массовое содержание гелия составляет Y = 0.28.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЦЕФЕИД

Как и в предшествующей работе автора (Фадеев, 2020), начальные условия для решения уравнений гидродинамики, описывающих звездные пульсации, были представлены отдельными моделями эволюционных последовательностей, расчеты которых были выполнены с использованием программы MESA версии 12778 (Пакстон и др., 2019). Конвективное перемешивание звездного вещества рассматривалось в рамках стандартной теории Бём-Витензе (1958) при отношении длины пути перемешивания к шкале высот по давлению $\alpha_{\rm MLT} = \Lambda/H_{\rm P} = 1.6$. Дополнительное перемешивание на границах конвективной неустойчивости рассчитывалось по формуле Хервига (2000) при значениях параметров f = 0.014, $f_0 = 0.004$. Учет эффектов полуконвекции проводился согласно Лангеру и др. (1985) при значении коэффициента $\alpha_{\rm sc} = 0.1$ в выражении для коэффициента диффузии $D_{\rm sc}$.

Для предотвращения неравномерного роста конвективного ядра и образования ложных петель



Рис. 2. Коэффициент непрозрачности κ (а) и плотность газа ρ (б) как функции радиального расстояния от центра r в гидростатически равновесных моделях звезд при переключении моды колебаний во время второго пересечения полосы нестабильности. Сплошные, штриховые и пунктирные линии соответствуют содержаниям металлов Z = 0.014, 0.018 и 0.022. R — радиус внешней границы эволюционной модели звезды.

эволюционного трека на диаграмме Герцшпрунга– Рассела (ГР) эволюционные расчеты стадии термоядерного горения гелия в ядре проводились с использованием опции 'conv_premix_avoid_increase'. Достаточно малой амплитуды скачков центрального содержания гелия удалось достигнуть за счет значительного увеличения числа массовых зон эволюционной модели ($N \sim 4 \times 10^4$) при одновременном сокращении шага по времени до $\Delta t_{\rm ev} = 10^3$ лет.

Решение уравнений нуклеосинтеза проводилось с использованием сетки реакций, состоящей из 26 изотопов от водорода ¹Н до магния ²⁴Mg, которые связаны между собой 81 реакцией. Скорости термоядерных реакций рассчитывались с использованием базы данных JINA Reaclib (Сайбурт и

др., 2010). Потеря массы вследствие звездного ветра учитывалась по формуле Раймерса (1975) при значении параметра $\eta_{\rm R} = 0.3$.

Роль содержания металлов в эволюции цефеид иллюстрируется на рис. 1, где показаны эволюционные треки на диаграмме ГР в окрестности второго и третьего пересечений полосы нестабильности звездами с начальной массой $M_0 = 6.2 \ M_{\odot}$ и $Z = 0.014, \ 0.018, \ 0.022$. Участки эволюционного трека, в пределах которых звезда неустойчива относительно колебаний в фундаментальной моде и в первом обертоне, показаны штриховыми и пунктирными линиями соответственно.

Различия между эволюционными треками, приведенными на рис. 1, связаны прежде всего с возрастанием непрозрачности и плотности газа в



Рис. 3. Периоды фундаментальной моды Π_0^* и первого обертона Π_1^* при переключении моды колебаний как функции средней плотности звездного вещества $\bar{\rho}$ при Z = 0.014 (открытые кружки), Z = 0.018 (открытые квадраты) и Z = 0.022 (открытые треугольники). Штриховыми линиями показаны аппроксимирующие соотношения (1) и (2).

оболочке пульсирующей звезды, которое происходит при увеличении Z. На рис. 2 показаны графики радиальных зависимостей коэффициента непрозрачности κ и плотности вещества ρ в оболочке звезды в состоянии гидростатического равновесия для трех моделей цефеид с различными значениями Z. Эти модели находятся в точке переключения моды колебаний при втором пересечении полосы нестабильности, на рис. 1 точки переключения отмечены пустыми кружками.

В рассмотренных моделях цефеид радиальное расстояние узла первого обертона составляет $r_n \approx \approx 0.80R$, где R — радиус внешней границы модели в состоянии гидростатического равновесия. Для пульсаций звезды в первом обертоне необходимо, чтобы зона ионизации гелия, в которой происходит возбуждение колебаний, всегда находилась в слоях с радиусом $r > r_n$. Это условие не выполняется для эволюционной последовательности Z = 0.022, $M_0 = 6.2 M_{\odot}$ при третьем пересечении полосы нестабильности, поэтому на всем отрезке эволюции между синей и красной границами поло-

сы нестабильности звезда пульсирует в фундаментальной моде (рис. 1).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЗВЕЗДНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

В данной работе было рассчитано около 30 эволюционных последовательностей для звезд с начальными содержаниями металлов Z = 0.014, 0.018, 0.022 и значениями начальной массы $5.7 \ M_{\odot} \le M_0 \le 7.1 \ M_{\odot}$. Отдельные модели каждой эволюционной последовательности, соответствующие второму и третьему пересечению полосы нестабильности, использовались для определения начальных условий при решении уравнений радиационной гидродинамики и турбулентной конвекции. Обсуждение этих уравнений приводится в более ранней статье автора (Фадеев, 2013). Методы определения границ полосы пульсационной неустойчивости, периода пульсаций гидродинамической модели и возраста звезды при переключении моды колебаний описаны Фадеевым (2019). Зависимость периода пульсаций как функции

Z	M_0/M_{\odot}	i	M/M_{\odot}	$\lg\bar\rho$	П₀, сут	П1, сут
0.014	7.1	2	7.055	-4.620	10.312	6.868
	6.5	3	6.451	-4.578	9.844	6.536
0.018	6.5	2	6.469	-4.388	7.741	5.170
	6.2	3	6.162	-4.360	7.467	4.997
0.022	6.2	2	6.175	-4.200	6.142	4.118
	6.1	3	6.074	-4.194	6.063	4.111

Таблица 1. Верхние предельные значения периодов фундаментальной моды П^{*}₀ и первого обертона П^{*}₁ при переключении моды колебаний

времени эволюции $\Pi(t_{\rm ev})$ на отрезке с непрерывным изменением периода аппроксимировалась алгебраическим полиномом 3-й степени.

Основной целью данной работы являлось определение периодов фундаментальной моды Π_0^* и первого обертона Π_1^* при переключении моды колебаний для каждого пересечения полосы нестабильности эволюционной последовательностью с заданными значениями Z и M_0 . Результаты расчетов показаны на рис. 3, где периоды Π_0^* и Π_1^* приведены как функции средней плотности вещества звезды $\bar{\rho}$. Как видно из этих графиков, в пределах ошибок определения значений периода полученные зависимости не зависят от Z и описываются соотношениями

 $\lg \Pi_0^{\star} = -1.475 - 0.539 \lg \bar{\rho},\tag{1}$

$$\lg \Pi_1^* = -1.600 - 0.528 \lg \bar{\rho}.$$
 (2)

Графики на рис. З иллюстрируют тот факт, что периоды колебаний фундаментальной моды и первого обертона при переключении моды колебаний возрастают с увеличением массы и радиуса цефеиды (т.е. с уменьшением $\bar{\rho}$) независимо от Z. Уменьшение средней плотности звездного вещества сопровождается увеличением протяженности зоны ионизации гелия, так что пульсации в первом обертоне становятся невозможными, когда нижняя граница зоны ионизации достигает узла первого обертона. Как видно из рис. З, область существования пульсаций в первом обертоне (т.е. интервал значений $\Pi_1 < \Pi_1^*$) сокращается с увеличением Z.

Для большей наглядности в табл. 1 приведены основные характеристики моделей вблизи верхнего предела существования пульсаций в первом обертоне. В первых трех столбцах даны значения содержания металов Z, начальной массы цефеиды M_0 и номер пересечения полосы нестабильности i. В четвертом и пятом столбцах даны значения массы звезды M и средней плотности вещества $\bar{\rho}$ при переключении моды колебаний, а в последних двух колонках — предельные значения Π_0^* и Π_1^* . Следует заметить, что при втором пересечении полосы нестабильности (i = 2) происходит переключение колебаний из фундаментальной моды в первый обертон, тогда как при третьем пересечении (i = 3) — из первого обертона в фундаментальную моду.

ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОД-РАДИУС

Прямые измерения радиусов пульсирующих звезд методом Бааде-Весселинка (Бааде, 1926; Весселинк, 1946) составляют основу определения зависимости период-радиус галактических цефеид, которая в настоящее время используется для калибровки зависимости период-светимость (Кервелла и др., 2004; Тэрнер, 2010; Молинаро и др., 2011; Лазовик, Расторгуев, 2020). Зависимость период-радиус строится для цефеид, пульсирующих в фундаментальной моде, а включение в нее цефеид, пульсирующих в первом обертоне, производится пересчетом к периоду фундаментальной моды с помощью постоянного множителя. Например, Лазовик и Расторгуев (2020) для этой цели использовали значение множителя 1.41.

В общей сложности в данной работе было рассчитано 326 гидродинамических моделей цефеид, из которых 193 пульсируют в фундаментальной моде и 133 — в первом обертоне. Определение периода пульсаций проводилось посредством дискретного преобразования Фурье кинетической энергии пульсационных движений (Фадеев, 2013), причем для каждой модели вместе с периодом основной моды производилась оценка периода вторичной моды производилась оценка периода вторичной моды. При колебаниях в фундаментальной моде роль вторичной моды принадлежит первому обертону, тогда как при колебаниях в первом обертоне вторичной модой является фундаментальная мода. Отношение периодов фундаментальной моды и первого обертона для всех моделей независимо от



Рис. 4. Зависимости период—радиус, построенные по гидродинамическим моделям цефеид пульсирующим в фундаментальной моде (f_0) и в первом обертоне (h_1). Штриховыми линиями показаны соотношения (3) и (4). Пунктирной линией показана зависимость (5) Лазовика и Расторгуева (2020).

их положения относительно точки переключения моды колебаний составляет $\Pi_0/\Pi_1 \approx 1.50.$

На рис. 4 приведены зависимости период– радиус, построенные по результатам гидродинамических расчетов, проведенных в данной работе. Как и на рис. 3, приведенные на рис. 4 графики обнаруживают отсутствие какой-либо зависимости от Z, а все значения периода и радиуса концентрируются около прямых f_0 и h_1 , которые определяются соотношениями

$$\lg R/R_{\odot} = 1.203 + 0.631 \lg \Pi_0 \tag{3}$$

$$\lg R/R_{\odot} = 1.281 + 0.685 \lg \Pi_1, \tag{4}$$

где период пульсаций выражен в сутках.

Наименьшее значение периода фундаментальной моды рассмотренных моделей составляет $\Pi_0 =$ = 5.59 сут, тогда как наибольшее значение периода первого обертона $\Pi_1 = 6.57$ сут. Отношение периодов фундаментальной моды и первого обертона, полученное с помощью соотношений (3) и (4) при фиксированном значении радиуса *R*, находится в пределах $1.49 \leq \Pi_0/\Pi_1 \leq 1.56$. Как видно из рис. 4, отличие этих значений от $\Pi_0/\Pi_1 = 1.50$ обусловлено разбросом значений радиуса *R* относительно линии регрессии.

В последние годы предлагались различные модификации метода Бааде-Весселинка, направленные на повышение точности измерений радиуса цефеид, которые в конечном счете приводят к несколько различным видам эмпирической зависимости период-радиус. Краткий обзор этих методов приводится Лазовиком и Расторгуевым (2020). В данной работе сравнение теоретического соотношения период-радиус (3) было проведено с эмпирическими зависимостями, приведенными в работах Сачкова и др. (1998), Тэрнера и Бурке (2002), Кервеллы и др. (2004), Сторма и др. (2004), Грёневегена (2007), Молинаро и др. (2011), Галена и др. (2017), Лазовика и Расторгуева (2020). Наилучшее согласие было получено для зависимости периодрадиус

$$\lg R/R_{\odot} = 1.17 + 0.66 \lg \Pi_0, \tag{5}$$

приведенной в работе Лазовика и Расторгуева (2020), которая показана на рис. 4 пунктирной линией. Для цефеид, пульсирующих в фундаментальной моде с периодом $\Pi = 5.6$ сут, различие между теоретической (3) и эмпирической (5) зависимостями не превосходит $\approx 2.6\%$, тогда как при периодах $\Pi \approx 15$ сут сокращается до $\approx 0.2\%$, так что



Рис. 5. Диаграмма период-скорость изменения периода для моделей цефеид, пульсирующих в первом обертоне, на стадии третьего пересечения полосы нестабильности при Z = 0.014 (штриховые линии) и Z = 0.018 (сплошные линии). Около кривых указаны значения начальной массы M_0 . Заполненным кружком показаны наблюдательные оценки П и $\dot{\Pi}$ цефеиды CG Cas (Тэрнер и др., 2008).

на рисунке графики теоретической и эмпирической зависимостей практически сливаются.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЦЕФЕИДЫ CG Cas

Короткопериодическая цефеида CG Cas наблюдается в короне молодого рассеянного звездного скопления Berkeley 58 и представляет интерес с точки зрения использования ее характеристик для калибровки зависимости период-светимость. *О* – *С* диаграмма СG Саз охватывает немногим более ста лет и описывается параболой, которая указывает на вековое возрастание периода со скоростью $\Pi = 0.170$ с/год (Тэрнер и др., 2008). Таким образом, существует возможность определения фундаментальных параметров этой цефеиды на основе согласованных теоретических расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций. Предпринятая ранее автором этой статьи (Фадеев, 2020) попытка определения фундаментальных параметров CG Cas на основе расчетов

эволюционных последовательностей при содержании металлов Z=0.02 оказалась неудачной, поскольку верхний предел порогового значения периода первого обертона Π_1^* оказался короче периода изменения блеска цефеиды.

Как видно из рис. 3 и рис. 4, в интервале значений содержания металлов $0.014 \le Z \le 0.022$ пульсации в фундаментальной моде с периодом $\Pi = 4.3656$ сут исключены, так как нижний предел периода пульсаций в фундаментальной моде составляет $\Pi_0^{\star} = 5.59$ сут. Следовательно, согласие с наблюдениями следует искать в предположении, что звезда пульсирует в первом обертоне. На рис. 5 показаны графики скорости изменения периода пульсаций в первом обертоне как функции периода для цефеид на стадии третьего пересечения полосы нестабильности при Z = 0.014 и Z = 0.018. Каждый график описывает эволюцию П и П от высокотемпературной границы полосы нестабильности до переключения моды колебаний из первого обертона в фундаментальную моду.

Как видно из рис. 5, графики, которые наиболее

Z	M_0/M_{\odot}	$t_{ m ev},10^6$ лет	M/M_{\odot}	L/L_{\odot}	R/R_{\odot}	$T_{ m eff},{ m K}$	[Fe/H]
0.014	5.7	76.217	5.664	3075	52.16	5955	0.019
0.018	6.1	67.256	6.065	3429	53.39	6049	0.128

Таблица 2. Фундаментальные параметры цефеиды CG Cas

близко расположены к наблюдательным оценкам П и П, представлены эволюционными последовательностями $Z = 0.014, M_0 = 5.7 M_{\odot}$ и Z = 0.018, $M_0 = 6.1 \; M_{\odot}$. Подстановка значения периода $\Pi =$ = 4.3656 сут в зависимость $\Pi(t_{
m ev})$ этих эволюционных последовательностей дает возраст звезды $t_{\rm ev}$, а из результатов решения уравнений звездной эволюции — ее массу, радиус и светимость. Определенные таким образом фундаментальные параметры цефеиды CG Cas приведены в табл. 2. В последнем столбце табл. 2 приводятся значения индекса металличности [Fe/H], полученные пересчетом содержания Z для данной эволюционной последовательности при солнечном содержании металлов $Z_{\odot} = 0.0134$ (Асплунд и др., 2009). Наблюдательная оценка индекса металличности CG Cas составляет [Fe/H] = 0.09 (Дженовали др., 2014), поэтому наиболее предпочтительной моделью этой цефеиды представляется звезда эволюционной последовательности $Z = 0.018, M_0 = 6.1 M_{\odot}$.

На основании изложенных выше результатов необходимо заметить, что в работах по установлению зависимости период—светимость цефеид, основанной на тригонометрических параллаксах, которые измерялись с помощью космического интерферометра Гайя, звезда СG Cas ошибочно упоминается как цефеида, пульсирующая в фундаментальной моде (Рипепи и др., 2019; Броваль и др., 2020).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зависимость коэффициента непрозрачности от *Z* является важной причиной изменения плотности вещества звездной оболочки и существенно влияет на положение области возбуждения колебаний относительно узла первого обертона. С увеличением массы и радиуса цефеиды убывает средняя плотность вещества, и увеличивается протяженность зоны ионизации гелия, в которой происходит возбуждение колебаний. Пульсации в первом обертоне становятся невозможными, когда в процессе колебаний внутренняя граница зоны ионизации гелия погружается глубже узла первого обертона. Возрастание значений периода фундаментальной моды Π_0^{\star} и первого обертона Π_1^{\star} , при которых происходит переключение моды колебаний, непосредственно связано с уменьшением плотности вещества в оболочке пульсирующей звезды. Существование верхнего предела порогового значения Π_1^* для эволюционной последовательности с заданными значениями Z и M_0 означает, что при пересечении полосы нестабильности необходимое условие для колебаний в первом обертоне перестает выполняться.

Нижнее пороговое значение периода пульсаций в фундаментальной моде составляет $\Pi_0^{\star} =$ = 5.59 сут для моделей эволюционной последовательности $Z = 0.022, M_0 = 5.9 M_{\odot}$, тогда как верхнее пороговое значение периода колебаний в первом обертоне $\Pi_1^{\star} = 6.87$ сут при Z = 0.014, $M_0 = 7.1 \ M_{\odot}$. Иными словами, в пределах рассмотренного интервала значений содержания металлов $0.014 \le Z \le \le 0.022$ колебания цефеид в фундаментальной моде возможны лишь с периодами $\Pi > 5.6$ сут, тогда как колебания в первом обертоне — при периодах П < 6.9 сут. Однако индексы металличности подавляющего большинства цефеид с надежными спектроскопическими оценками содержания железа убывают от [Fe/H] = 0.27 при галактоцентрическом расстоянии $R_{\rm G}=5$ кпк до [Fe/H] = -0.45 при $R_G = 17$ кпк (Дженовали др., 2014). Принимая значение галактоцентрического расстояния Солнца $R_{\rm G\odot} = 7.94$ кпк (Грёневеген и др., 2008) и солнечное содержание металлов $Z_{\odot} = 0.0134$ (Асплунд и др., 2009), получим, что рассмотренный в данной работе интервал значений Z соответствует интервалу индекса металличности $0.012 \le [Fe/H] \le 0.215$. Таким образом, представленное в данной работе обсуждение эволюционных и гидродинамических моделей цефеид ограничено преимущественно звездами, расположенными между Солнцем и центром Галактики, хотя область охвата цефеид моделями данной работы может быть несколько больше, вследствие естественного разброса значений индекса металличности от одной звезды к другой. Расширение сетки моделей цефеид с меньшими значениями Z позволит рассмотреть звезды с галактоцентрическими расстояниями больше солнечного и приведет к смещению верхнего порогового значения П^{*} в сторону больших значений. Величина возрастания П^{*} может быть определена только из дальнейших эволюционных и гидродинамических расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андриевский и др. (S.M. Andrievsky, V.V. Kovtyukh, R.E. Luck, J.R.D. Lépine, D. Bersier, W.J. Maciel, B. Barbuy, V.G. Klochkova, V.E. Panchuk, and R.U. Karpischek), Astron. Astrophys. 381, 32 (2002).
- 2. Антонелло, Поретти (E. Antonello and E. Poretti), Astron. Astrophys. **169**, 149 (1986).
- 3. Асплунд и др. (M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, and P. Scott), Annual Rev. Astron. Astrophys. **47**, 481 (2009).
- Бааде (W. Baade), Astronomische Nachrichten 228, 359 (1926).
- 5. Бём-Витензе (E. Böhm-Vitense), Zeitschrift für Astrophys. 46, 108 (1958).
- 6. Бём-Витензе (E. Böhm-Vitense), Astrophys. J. **324**, L27 (1988).
- 7. Бём-Витензе (Е. Böhm-Vitense), Astron. J. 107, 673 (1994).
- Броваль и др. (L. Breuval, P. Kervella, R.I. Anderson, A.G. Riess, F. Arenou, B. Trahin, A. Mérand, A. Gallenne, W. Gieren, J. Storm, G. Bono, G. Pietrzyński, N. Nardetto, B. Javanmardi, V. Hocdé), Astron. Astrophys. 643, A115 (2020).
- 9. Весселинк (A.J. Wesselink), Bull. Astron. Inst. Netherlands 10, 91 (1946).
- 10. Гален и др. (A. Gallenne, P. Kervella, A. Mtrand, G. Pietrzyński, W. Gieren, N. Nardetto, and B. Trahin), Astron. Astrophys. **608**, A18 (2017).
- 11. Грёневеген (M.A.T. Groenewegen), Astron. Astrophys. **474**, 975 (2007).
- 12. Грёневеген и др. (M.A.T. Groenewegen, A. Udalski, and G. Bono), Astron. Astrophys. **481**, 441 (2008).
- Дженовали др. (К. Genovali, B. Lemasle, G. Bono, M. Romaniello, M. Fabrizio, I. Ferraro, G. Iannicola, C.D. Laney, M. Nonino, M. Bergemann, R. Buonanno, P. François, L. Inno, R.-P. Kudritzki, N. Matsunaga, S. Pedicelli, F. Primas, and F. Thévenin), Astron. Astrophys. 566, A37 (2014).
- 14. Кервелла и др. (P. Kervella, D. Bersier, D. Mourard, N. Nardetto, and V. Coudé du Foresto), Astron. Astrophys. **423**, 327 (2004).
- 15. Лазовик, Расторгуев (Ya.A. Lazovik and A.S. Rastorguev), Astron. J. **160**, 136 (2020).
- 16. Лак, Ламберт (R.E. Luck and D.L. Lambert), Astron. J. **142**, 136 (2011).
- 17. Лак и др. (R.E. Luck, S.M. Andrievsky, V.V. Kovtyukh, W. Gieren, and D. Graczyk), Astron. J. **142**, 51).
- 18. Лангер и др. (N. Langer, M.F. El Eid, and K.J. Fricke), Astron. Astrophys. **145**, 179 (1985).
- Лемаль и др. (B. Lemasle, P. François, A. Piersimoni, S. Pedicelli, G. Bono, C.D. Laney, F. Primas, and M. Romaniello), Astron. Astrophys. 490, 613 (2008).
- Миннити и др. (J.H. Minniti, L. Sbordone, A. Rojas– Arriagada, M. Zoccali, R. Contreras Ramos, D. Minniti, M. Marconi, V.F. Braga, M. Catelan,

S. Duffau, W. Gieren, and A.A.R. Valcarce), Astron. Astrophys. **640**, A92 (2020).

- 21. Молинаро и др. (R. Molinaro, V. Ripepi, M. Marconi, G. Bono, J. Lub, S. Pedicelli, and J.W. Pel), MNRAS **413**, 942 (2011).
- 22. Пакстон и др. (B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschy, L. Bildsten, M. Cantiello, A. Dotter, R. Farmer, J.A. Goldberg, A.S. Jermyn, S.M. Kanbur, P. Marchant, A. Thoul, R.H.D. Townsend, W.M. Wolf, M. Zhang, and F.X. Timmes), Astrophys. J. Suppl. Ser. **243**, 10 (2019).
- 23. Раймерс (D. Reimers), *Problems in stellar atmospheres and envelopes* (Ed. B. Baschek, W.H. Kegel, G. Traving, New York: Springer-Verlag, 1975), p. 229.
- 24. Рипепи и др. (V. Ripepi, R. Molinaro, I. Musella, M. Marconi, S. Leccia, and L. Eyer), Astron. Astrophys. **625**, A14 (2019).
- 25. Сайбурт и др. (R.H. Cyburt, A.M. Amthor, R. Ferguson, Z. Meisel, K. Smith, S. Warren, A. Heger, R.D. Hoffman, T. Rauscher, A. Sakharuk, H. Schatz, F.K. Thielemann, and M. Wiescher), Astrophys. J. Suppl. Ser. **189**, 240 (2010).
- 26. Самусь Н.Н., Казаровец Е.В., Дурлевич О.В., Киреева Н.Н., Пастухова Е.Н., Астрон. журн. 94, 87 (2017) [N.N. Samus', E.V. Kazarovets, O.V. Durlevich, N.N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, Astron. Rep. 61, 80 (2017)].
- 27. Сачков М.Е., Письма в Астрон. журн. 28, 653 (2002) [М.Е. Sachkov, Astron. Lett. 28, 589 (2002)].
- Сачков М.Е., Расторгуев А.С., Самусь Н.Н., Горыня Н.А., Письма в Астрон. журн. 24, 443 (1998) [М.Е. Sachkov, A.S. Rastorguev, N.N. Samus', and N.A. Gorynya, Astron. Lett. 24, 377 (1998)].
- 29. Сторм и др. (J. Storm, B.W. Carney, W.P. Gieren, P. Fouqué, D.W. Latham, and A.M. Fry), Astron. Astrophys. **415**, 531 (2004).
- 30. Тэрнер (D.G. Turner), Astrophys. Space Sci. **326**, 219 (2010).
- 31. Тэрнер, Бурке (D.G. Turner and J.F. Burke), Astron. J. **124**, 2931 (2002).
- 32. Тэрнер и др. (D.G. Turner, D. Forbes, D. English, P.J.T. Leonard, J.N. Scrimger, A.W. Wehlau, R.L. Phelps, L.N. Berdnikov, and E.N. Pastukhova), MNRAS **388**, 444 (2008).
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 39, 342 (2013) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. 39, 306 (2013)].
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 45, 403 (2019) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. 45, 353 (2019)].
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 46, 345 (2020) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. 46, 324 (2020)].
- 36. Ферни (J.D. Fernie), Astrophys. J. 151, 197 (1968).
- 37. Хервиг (F. Herwig), Astron. Astrophys. **360**, 952 (2000).

ПОИСК ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПЕРИОДА КЛАССИЧЕСКОЙ ЦЕФЕИДЫ СЕ Рир

© 2021 г. Л. Н. Бердников^{1*}

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия Поступила в редакцию 31.05.2021 г. После доработки 31.05.2021 г.; принята к публикации 04.06.2021 г.

Обработка всей имеющейся фотометрии цефеиды СЕ Рир позволила построить ее O-C диаграмму, охватывающую временной интервал 128 лет. Это позволило впервые вычислить скорость эволюционного увеличения периода $dP/dt = +155.3 (\pm 13.1) \text{ с/год}$, что согласуется с результатами модельных расчетов для третьего пересечения полосы нестабильности. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном, подтвердил реальность эволюционного изменения периода.

Ключевые слова: изменяемость периодов, эволюция звезд.

DOI: 10.31857/S0320010821060024

ВВЕДЕНИЕ

Согласно теории звездной эволюции, чем больше масса (а значит, и период) цефеиды, тем быстрее она эволюционирует, и тем легче обнаружить эволюционные изменения периода (параболу на ее O - C диаграмме). В частности, для цефеид с периодами больше 30 дней параболы должны быть обнаружимы уже на 30-летнем интервале времени (Ферни, 1990).

Однако изучение периодов 13 таких цефеид: V609 Cyg ($P = 31^{d}1$) (Бердников и др., 2019), V396 Суд $(P = 33^{d}3)$ (Бердников, Пастухова, 2012), EV Aql ($P = 38^{\circ}.7$) (Бердников, 2020), V2641 Oph $(P = 38^{d}9)$ (Бердников и др., 2009а), RS Pup $(P = 41^{d}4)$ (Бердников и др., 2009б), SV Vul $(P = 45^{d}.1)$ (Тэрнер, Бердников, 2004), V1467 Cyg (P = 48.6) (Бердников и др., 2020), V708 Car (P = 51.4) (Бердников, 2010), GY Sge $(P = 51^{d}.5)$ (Бердников и др., 2007). ЕТ Vul (P == 53.8) (Бердников, Пастухова, 2020), II Car (P == 65^d4) (Бердников, Тэрнер, 2010), V1496 Aql $(P = 65^{d}4)$ (Бердников и др., 2004) и S Vul (P == 68^d0) (Махмуд, Сабадош, 1980; Бердников, 1994), показало, что случайные флуктуации перидов шести из них искажают их О-С диаграммы настолько, что их параболическая форма становится обнаружимой только на интервале времени порядка столетия, а для двух цефеид (EV Aql и V1496 Aql) не заметна вообще. Чтобы понять причину такого несоответствия, необходимо увеличить статистику. Поэтому в данной работе мы исследуем поведение пульсаций цефеиды CE Pup, период изменения блеска которой составляет 49^d3.

МЕТОДИКА И ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Переменность СЕ Рир открыл Герцшпрунг (1941) и классифицировал ее как цефеиду типа δ Сер с периодом 49 $^{4}53$. Изучением изменяемости периода этой цефеиды никто не занимался.

Для изучения периода СЕ Рир мы собрали фотоэлектрические и ПЗС B, V и I_c наблюдения (Пел, 1976; Колдвел и др., 2001; Бердников, Колдвел, 2001; Бердников, Тэрнер, 1995, 1998а,6, 2000, 2001а,6, 2004а—в; Бердников и др., 2015), а также ПЗС-наблюдения из обзоров INTEGRAL-ОМС (Альфонсо-Гарсон и др., 2012), ASAS-3 (Поймански, 2002) и ASAS—SN (Яясингхе и др., 2019), полученные в полосах, близких к V и g'. Мы также использовали сделанные нами глазомерные оценки блеска на фотопластинках коллекции университета Гарварда (США).

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 1. Самая старая фотопластинка с изображением СЕ Рир, хранящаяся в Гарварде, была получена в 1893 г., а последние

^{*}Электронный адрес: lberdnikov@yandex.ru

Источник данных	Число наблюдений	Полоса наблюдений	Интервал JD
Гарвард	697	PG	2412761-2446791
Литература	794	BVI_c	2440975 - 2456684
INTEGRAL-OMC	820	V	2452796 - 2456997
ASAS-3	1155	V	2451869-2455166
ASAS-SN	2432	Vg'	2457079-2458906

Таблица 1. Наблюдательный материал цефеиды СЕ Рир



Рис. 1. Диаграмма *О* – *С* для цефеиды СЕ Рир относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов (1). Линия — парабола, соответствующая элементам (1).

ПЗС-наблюдения были сделаны в 2021 г. Следовательно, наши данные охватывают временной интервал 128 лет.

Для изучения изменяемости периодов цефеид мы применяем общепринятую методику анализа O - C диаграмм, а самым точным методом определения остатков O - C является метод Герцшпрунга (1919), машинная реализация которого описана в работе Бердникова (1992). Для подтверждения реальности обнаруженных изменений периода мы используем метод, описанный Ломбардом и Коэном (1993).

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты обработки сезонных кривых СЕ Рир приведены в табл. 2. В первом и втором столбце даны моменты максимального блеска и ошибки их

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

Таблица 2. Моменты максимума блеска СЕ Рир

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2413900.9381	1.3361	PG	-462	8.7348	18	Гарвард (данная работа)
2416955.0558	0.4183	PG	-400	8.8174	20	Гарвард (данная работа)
2421930.5864	2.2664	PG	-299	9.2264	13	Гарвард (данная работа)
2425531.2239	0.3538	PG	-226	13.9839	47	Гарвард (данная работа)
2426024.4861	0.3726	PG	-216	14.6598	53	Гарвард (данная работа)
2426419.1529	0.3182	PG	-208	15.2575	46	Гарвард (данная работа)
2426762.8164	0.3406	PG	-201	14.1106	50	Гарвард (данная работа)
2427401.3629	0.5047	PG	-188	12.2949	28	Гарвард (данная работа)
2428234.9342	0.5044	PG	-171	8.4695	30	Гарвард (данная работа)
2428973.1331	0.4256	PG	-156	7.7890	24	Гарвард (данная работа)
2429513.0542	0.5009	PG	-145	5.8651	39	Гарвард (данная работа)
2430201.5555	0.3801	PG	-131	4.7456	35	Гарвард (данная работа)
2430937.5674	0.3897	PG	-116	1.8781	41	Гарвард (данная работа)
2431675.9179	0.7205	PG	-101	1.3491	25	Гарвард (данная работа)
2432708.7885	0.3770	PG	-80	-0.2116	41	Гарвард (данная работа)
2433549.2681	0.5505	PG	-63	2.8713	17	Гарвард (данная работа)
2441085.8634	0.0791	В	90	2.8962	40	Пел (1976)
2441086.6676	0.0856	V	90	3.0310	40	Пел (1976)
2443550.6007	1.0189	PG	140	4.7020	30	Гарвард (данная работа)
2444193.7395	0.5982	I_c	153	2.7897	11	Колдвел и др. (2001)
2444238.7571	0.1214	В	154	3.2376	12	Колдвел и др. (2001)
2444239.0176	0.1920	V	154	2.8287	12	Колдвел и др. (2001)
2445025.8626	0.1140	В	170	2.2050	17	Колдвел и др. (2001)
2445026.2313	0.1119	V	170	1.9042	17	Колдвел и др. (2001)
2445909.7377	0.3609	PG	188	-0.5753	90	Гарвард (данная работа)
2447142.9383	0.5650	PG	213	1.1596	50	Гарвард (данная работа)
2449804.7789	0.3110	V	267	2.3648	21	Бердников и Тэрнер (1995)
2449808.9128	0.2181	I_c	267	2.4792	21	Бердников и Тэрнер (1995)
2450397.2564	0.0636	В	279	4.4081	19	Бердников и Тэрнер (1998а)
2450397.9239	0.0545	V	279	4.4062	23	Бердников и Тэрнер (1998а)
2450401.9837	0.1309	I_c	279	4.4465	23	Бердников и Тэрнер (1998а)
2450596.1070	0.0935	V	283	5.5547	20	Бердников и Тэрнер (1998б)
2450893.0425	0.2192	V	289	6.9384	24	Бердников и Тэрнер (2000)
2450896.6748	0.1536	I_c	289	6.5513	24	Бердников и Тэрнер (2000)
2451288.1972	0.0606	V	297	8.0241	34	Бердников и Тэрнер (2001а)
2451292.3448	0.0826	I_c	297	8.1522	33	Бердников и Тэрнер (2001а)
2451633.3775	0.0891	V	304	8.3940	26	Бердников и Колдвел (2001)
2451637.0840	0.1050	I_c	304	8.0810	26	Бердников и Колдвел (2001)
2451929.2430	0.1194	V	310	8.7077	72	ASAS-3

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

Таблица 2. Продолжение

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2451977.8912	0.1269	B	311	8.7668	12	Бердников и Тэрнер (2001б)
2451978.5528	0.0861	V	311	8.7589	16	Бердников и Тэрнер (2001б)
2451982.6467	0.1282	I_c	311	8.8332	16	Бердников и Тэрнер (2001б)
2452225.4160	0.2388	V	316	9.3289	30	ASAS-3
2452324.2051	0.0432	B	318	10.2702	30	Бердников и Тэрнер (2004а)
2452324.8269	0.0552	V	318	10.2226	32	Бердников и Тэрнер (2004а)
2452328.8750	0.1014	I_c	318	10.2512	32	Бердников и Тэрнер (2004а)
2452621.5558	0.0895	V	324	11.3997	26	Бердников и Тэрнер (2004б)
2452625.6145	0.1864	I_c	324	11.4389	25	Бердников и Тэрнер (2004б)
2452671.1701	0.1312	V	325	11.7553	78	ASAS-3
2452968.9879	0.4266	V	331	14.0214	300	INTEGRAL-OMC
2453017.1507	0.1757	V	332	12.9255	20	Бердников и Тэрнер (2004в)
2453021.2989	0.1314	I_c	332	13.0543	20	Бердников и Тэрнер (2004в)
2453065.8714	0.1170	V	333	12.3876	88	ASAS-3
2453460.6579	0.1255	V	341	13.1051	72	ASAS-3
2453756.0472	0.1189	V	347	12.9426	90	ASAS-3
2453756.3723	0.2080	V	347	13.2677	98	INTEGRAL-OMC
2454149.0614	0.1064	V	355	11.8878	146	ASAS-3
2454493.9964	0.0782	V	362	12.0124	276	ASAS-3
2454840.7806	0.0826	V	369	13.9861	261	ASAS-3
2455138.0165	0.1811	V	375	15.6702	42	ASAS-3
2455236.0527	0.0690	V	377	15.1892	308	INTEGRAL-OMC
2455881.2525	0.1489	V	390	20.0268	114	INTEGRAL-OMC
2456675.4196	0.0555	B	406	26.7253	57	Бердников и др. (2015)
2456680.3966	0.1447	I_c	406	27.0133	65	Бердников и др. (2015)
2457463.4774	0.0410	V	422	25.9755	81	ASAS-SN
2457759.5018	0.0294	V	428	26.4482	185	ASAS-SN
2457858.2878	0.0397	V	430	26.7169	105	ASAS-SN
2458105.2243	0.0223	V	435	27.3602	189	ASAS-SN
2458203.7163	0.0341	V	437	27.3350	197	ASAS-SN
2458498.0154	0.0289	g'	443	27.5994	277	ASAS-SN
2458498.0351	0.0280	g'	443	27.6191	284	ASAS-SN
2458695.0380	0.0573	g'	447	27.5876	75	ASAS-SN
2458842.7693	0.0253	g'	450	27.5429	272	ASAS-SN
2458842.7742	0.0348	g'	450	27.5479	172	ASAS-SN
2459139.2776	0.0652	g'	456	28.4995	100	ASAS-SN
2459238.1367	0.0249	g'	458	28.8413	230	ASAS-SN
2459238.1663	0.0388	g'	458	28.8709	165	ASAS-SN
2459287.4972	0.0479	g'	459	28.9432	100	ASAS-SN



Рис. 2. Зависимость $P'_i = [(O - C)_{i+1} - (O - C)_i]/(E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$. Линия соответствует поведению остатков O - C на рис. 1.



Рис. 3. Зависимость квадрата средней накопленной задержки $\langle u(x) \rangle$ от разности циклов x для CE Pup. Линия — подгонка уравнения (2) для x < 20, которая дает величину случайных флуктуаций периода $\varepsilon = 0.47 \pm 0.422$ ($\varepsilon/P \approx 0.01$).

определения, в третьем — тип используемых наблюдений, в четвертом и пятом — номер эпохи E и значение остатка O - C, а в шестом и седьмом число наблюдений N и источник данных. Данные табл. 2 изображены на O - C диаграмме (рис. 1) квадратиками для фотографических наблюдений и точками для остальных наблюдений с вертикальными черточками, указывающими пределы ошибок определения остатков O - C.

По моментам максимального блеска из табл. 2 получены квадратичные элементы изменения блеска цефеиды CE Pup:

$$Max HJD = 2436650.3599 (\pm 0.984) + (1) + 49!25863027 (\pm 0.0028) E +$$

$$+0.121231 \times 10^{-3} (\pm 0.102 \times 10^{-4}) E^2$$

линейная часть которых использована для вычислений остатков O - C в пятом столбце табл. 2. Элементы (1) использовались для проведения параболы на верхней части рис. 1, на нижней части которого показаны отклонения от этой параболы.

По фотоэлектрическим и ПЗС-наблюдениям было найдено, что максимумы в фильтрах B и g' наступают раньше, чем в фильтре V, на 0.46694 и 1.45172 соответственно, а в фильтре I_c — позже на 4.40196. Эти поправки учитывались при построении рис. 1 и определении элементов (1), которые таким образом относятся к системе V.



Рис. 4. Стандартные кривые цефеиды СЕ Рир в фильтрах B, g', V и I_c .

Для подтверждения реальности изменений периода пульсаций мы используем метод, опубликованный Ломбардом и Коэном (1993). Для этого мы вычислили разности $\Delta(O-C)_i$ последовательных остатков O-C из табл. 2, $\Delta(O-C)_i = (O - -C)_{i+1} - (O-C)_i$, и построили график зависимости $P'_i = \Delta(O-C)_i/(E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ (рис. 2). Значения P'_i , которые имеют смысл среднего периода в интервале эпох $E_i \div E_{i+1}$, соответствуют поведению остатков O-C на рис. 1.

Квадратичный член элементов (1) дает возможность вычислить скорость эволюционного увеличения периода $dP/dt = +155.3 ~(\pm 13.1)$ с/год, что соответствует теоретическим расчетам для третьего пересечения полосы нестабильности (Тэрнер и др., 2006; Фадеев, 2014) для классических цефеид.

Данные табл. 2 позволяют оценить величину случайных флуктуаций пульсационного периода. Для этого вычислялись задержки u(x) = |z(r + x) - z(r)| для максимумов, разделенных x цик-

лами. Средняя величина $\langle u(x) \rangle$, согласно Эддингтону и Плакидису (1929), должна быть связана со случайной флуктуацией периода ε соотношением

$$\langle u(x) \rangle^2 = 2\alpha^2 + x\varepsilon^2,$$
 (2)

где α характеризует величину случайных ошибок измеренных моментов максимального блеска.

Результаты вычислений представлены на рис. З и указывают на существование линейного тренда $\langle u(x) \rangle^2$ для разности циклов x < 20, где формальная подгонка уравнения (2) дает величину случайной флуктуации периода $\varepsilon = 0.47 \pm 0.422$. Таким образом, полученные нами данные свидетельствуют в пользу существования довольно больших случайных флуктуаций периода ($\varepsilon/P \approx 0.01$), которые, тем не менее, не маскируют вековые изменения периода.

Отметим, что полученные здесь результаты основаны на конкретных стандартных кривых. Поэтому мы приводим их в табл. З с тем, чтобы их можно было использовать в будущих исследованиях, а также для установления связи с нашими данными, если будут использоваться другие стандартные кривые. Таблица 3 содержит звездные величины СЕ Рир для фаз от 0 до 0.995 с шагом 0.005 в фильтрах B, g', V и I_c . Эти стандартные кривые графически изображены на рис. 4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменяемости периода СЕ Рир использовалось 697 оценок блеска на старых фотопластинках университета Гарварда (США). Кроме того, было собрано 5078 опубликованных наблюдений. Все имеющиеся данные были обработаны методом Герцшпрунга (1919), и было определено 78 моментов максимального блеска для построения *О* – *С* диаграммы, охватывающей временной интервал 128 лет. Это позволило определить квадратичные элементы изменения блеска (1) и вычислить скорость эволюционного увеличения периода $dP/dt = +155.3 \ (\pm 13.1) \ c/год,$ что согласуется с результатами модельных расчетов для третьего пересечения полосы нестабильности (Тэрнер и др., 2006; Фадеев, 2014). Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность увеличения периода.

Данная работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-02-00611).

Фаза	B	g'	V	I_c	Фаза	В	g'	V	I_c
0.000	12.846	12.156	11.415	9.770	0.500	13.747	12.890	11.960	10.168
0.005	12.847	12.157	11.416	9.770	0.505	13.760	12.901	11.969	10.178
0.010	12.848	12.158	11.416	9.770	0.510	13.772	12.911	11.979	10.187
0.015	12.850	12.160	11.417	9.771	0.515	13.784	12.921	11.989	10.196
0.020	12.851	12.163	11.419	9.771	0.520	13.796	12.932	11.998	10.204
0.025	12.854	12.167	11.421	9.771	0.525	13.808	12.942	12.008	10.212
0.030	12.857	12.171	11.423	9.772	0.530	13.821	12.952	12.018	10.220
0.035	12.861	12.175	11.425	9.773	0.535	13.833	12.963	12.028	10.227
0.040	12.865	12.180	11.428	9.773	0.540	13.846	12.973	12.038	10.233
0.045	12.870	12.185	11.430	9.774	0.545	13.858	12.983	12.048	10.239
0.050	12.874	12.191	11.433	9.775	0.550	13.871	12.994	12.058	10.244
0.055	12.880	12.196	11.437	9.776	0.555	13.882	13.004	12.068	10.249
0.060	12.886	12.202	11.440	9.776	0.560	13.894	13.014	12.078	10.254
0.065	12.893	12.208	11.444	9.777	0.565	13.907	13.025	12.088	10.259
0.070	12.900	12.214	11.447	9.778	0.570	13.919	13.035	12.098	10.264
0.075	12.907	12.220	11.451	9.779	0.575	13.931	13.045	12.107	10.269
0.080	12.916	12.226	11.455	9.781	0.580	13.942	13.056	12.117	10.274
0.085	12.924	12.232	11.459	9.782	0.585	13.954	13.066	12.126	10.280
0.090	12.933	12.238	11.464	9.783	0.590	13.965	13.076	12.135	10.286
0.095	12.942	12.244	11.468	9.784	0.595	13.976	13.087	12.145	10.291
0.100	12.951	12.250	11.472	9.785	0.600	13.986	13.097	12.153	10.297
0.105	12.962	12.257	11.476	9.787	0.605	13.994	13.107	12.162	10.301
0.110	12.971	12.263	11.480	9.788	0.610	14.003	13.117	12.171	10.305
0.115	12.981	12.269	11.484	9.789	0.615	14.012	13.127	12.179	10.308
0.120	12.992	12.275	11.489	9.791	0.620	14.022	13.136	12.187	10.310
0.125	13.001	12.282	11.493	9.792	0.625	14.031	13.146	12.195	10.311
0.130	13.011	12.288	11.497	9.794	0.630	14.039	13.155	12.202	10.310
0.135	13.020	12.295	11.500	9.795	0.635	14.047	13.163	12.209	10.308
0.140	13.029	12.301	11.504	9.797	0.640	14.056	13.172	12.216	10.304
0.145	13.038	12.308	11.508	9.798	0.645	14.063	13.180	12.223	10.299
0.150	13.048	12.315	11.512	9.800	0.650	14.070	13.187	12.229	10.294
0.155	13.057	12.321	11.516	9.802	0.655	14.077	13.194	12.235	10.288
0.160	13.067	12.328	11.520	9.803	0.660	14.082	13.200	12.240	10.282
0.165	13.076	12.336	11.523	9.805	0.665	14.087	13.206	12.245	10.276
0.170	13.085	12.343	11.527	9.807	0.670	14.091	13.211	12.249	10.270
0.175	13.093	12.350	11.531	9.809	0.675	14.095	13.215	12.253	10.264
0.180	13.102	12.358	11.535	9.811	0.680	14.097	13.218	12.256	10.259
0.185	13.112	12.365	11.540	9.813	0.685	14.099	13.220	12.258	10.254
0.190	13.122	12.373	11.545	9.815	0.690	14.099	13.222	12.260	10.248
0.195	13.131	12.380	11.550	9.817	0.695	14.099	13.222	12.261	10.243
0.200	13.140	12.388	11.554	9.819	0.700	14.097	13.222	12.261	10.236

Таблица 3. Стандартные кривые ЕТ Vul в фильтрах B, g', V и I_c

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

Таблица 3. Продолжение

Фаза	В	g'	V	I_c	Фаза	В	g'	V	I_c
0.205	13.149	12.395	11.559	9.821	0.705	14.094	13.220	12.260	10.230
0.210	13.158	12.403	11.564	9.823	0.710	14.089	13.218	12.258	10.222
0.215	13.168	12.411	11.569	9.826	0.715	14.084	13.214	12.256	10.214
0.220	13.177	12.418	11.575	9.828	0.720	14.078	13.210	12.252	10.205
0.225	13.188	12.426	11.580	9.831	0.725	14.069	13.204	12.247	10.195
0.230	13.198	12.434	11.586	9.833	0.730	14.060	13.197	12.241	10.184
0.235	13.208	12.441	11.592	9.836	0.735	14.050	13.188	12.235	10.172
0.240	13.218	12.449	11.597	9.839	0.740	14.038	13.179	12.227	10.160
0.245	13.228	12.456	11.603	9.842	0.745	14.025	13.168	12.218	10.147
0.250	13.238	12.464	11.609	9.845	0.750	14.011	13.157	12.209	10.133
0.255	13.248	12.471	11.615	9.848	0.755	13.995	13.144	12.198	10.119
0.260	13.258	12.478	11.621	9.851	0.760	13.978	13.130	12.186	10.104
0.265	13.269	12.486	11.627	9.854	0.765	13.959	13.115	12.173	10.088
0.270	13.279	12.493	11.633	9.858	0.770	13.940	13.099	12.160	10.073
0.275	13.290	12.500	11.639	9.861	0.775	13.920	13.081	12.145	10.057
0.280	13.301	12.507	11.645	9.865	0.780	13.898	13.062	12.130	10.041
0.285	13.312	12.514	11.651	9.869	0.785	13.875	13.043	12.113	10.025
0.290	13.323	12.521	11.657	9.873	0.790	13.851	13.022	12.096	10.008
0.295	13.333	12.528	11.663	9.877	0.795	13.827	13.000	12.078	9.992
0.300	13.344	12.535	11.669	9.881	0.800	13.800	12.978	12.059	9.976
0.305	13.355	12.542	11.675	9.886	0.805	13.773	12.954	12.039	9.960
0.310	13.366	12.550	11.681	9.890	0.810	13.744	12.930	12.018	9.944
0.315	13.376	12.557	11.687	9.895	0.815	13.715	12.904	11.997	9.932
0.320	13.386	12.564	11.693	9.900	0.820	13.684	12.878	11.975	9.916
0.325	13.396	12.571	11.699	9.905	0.825	13.652	12.851	11.951	9.896
0.330	13.406	12.578	11.705	9.910	0.830	13.620	12.823	11.928	9.889
0.335	13.415	12.585	11.712	9.915	0.835	13.586	12.795	11.904	9.880
0.340	13.426	12.593	11.718	9.920	0.840	13.552	12.766	11.880	9.872
0.345	13.435	12.600	11.724	9.926	0.845	13.517	12.737	11.855	9.864
0.350	13.445	12.608	11.731	9.932	0.850	13.481	12.708	11.830	9.857
0.355	13.454	12.615	11.738	9.938	0.855	13.446	12.678	11.805	9.850
0.360	13.464	12.623	11.744	9.944	0.860	13.410	12.648	11.780	9.843
0.365	13.473	12.631	11.751	9.950	0.865	13.373	12.618	11.755	9.837
0.370	13.482	12.639	11.758	9.957	0.870	13.338	12.589	11.730	9.831
0.375	13.491	12.647	11.765	9.963	0.875	13.302	12.559	11.706	9.826
0.380	13.501	12.655	11.772	9.970	0.880	13.266	12.530	11.682	9.821
0.385	13.510	12.663	11.779	9.977	0.885	13.231	12.501	11.658	9.816
0.390	13.519	12.672	11.786	9.984	0.890	13.197	12.473	11.636	9.811
0.395	13.528	12.681	11.793	9.991	0.895	13.163	12.446	11.614	9.807
0.400	13.538	12.689	11.801	9.998	0.900	13.131	12.419	11.593	9.803
0.405	13.547	12.698	11.808	10.006	0.905	13.099	12.393	11.573	9.799

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

Фаза	B	g'	V	I_c	Фаза	B	g'	V	I_c
0.410	13.557	12.708	11.815	10.011	0.910	13.068	12.369	11.554	9.796
0.415	13.566	12.717	11.823	10.013	0.915	13.040	12.345	11.536	9.793
0.420	13.576	12.726	11.830	10.022	0.920	13.014	12.323	11.519	9.790
0.425	13.585	12.736	11.837	10.029	0.925	12.989	12.302	11.504	9.787
0.430	13.595	12.746	11.845	10.037	0.930	12.966	12.282	11.491	9.785
0.435	13.605	12.755	11.852	10.046	0.935	12.945	12.264	11.478	9.783
0.440	13.615	12.766	11.860	10.055	0.940	12.926	12.247	11.467	9.781
0.445	13.625	12.776	11.868	10.064	0.945	12.909	12.231	11.457	9.779
0.450	13.635	12.786	11.875	10.073	0.950	12.899	12.217	11.449	9.777
0.455	13.645	12.796	11.883	10.083	0.955	12.887	12.205	11.441	9.776
0.460	13.656	12.806	11.891	10.092	0.960	12.877	12.194	11.435	9.775
0.465	13.667	12.817	11.899	10.101	0.965	12.869	12.185	11.430	9.774
0.470	13.678	12.827	11.907	10.111	0.970	12.862	12.177	11.425	9.773
0.475	13.689	12.838	11.916	10.120	0.975	12.857	12.170	11.422	9.772
0.480	13.700	12.848	11.924	10.129	0.980	12.852	12.165	11.419	9.771
0.485	13.712	12.859	11.934	10.139	0.985	12.850	12.161	11.417	9.771
0.490	13.724	12.869	11.943	10.148	0.990	12.848	12.158	11.416	9.771
0.495	13.735	12.880	11.951	10.157	0.995	12.847	12.157	11.415	9.770

Таблица 3. Окончание

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Альфонсо-Гарсон и др. (J. Alfonso-Garzon, A. Domingo, J.M. Mas-Hesse, and A. Gimenez), Astron. Astrophys. **548**, A79 (2012).
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 18, 519 (1992) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. 18, 207 (1992)].
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 20, 285 (1994) [L.N. Berdnikov, Astron. Lett. 20, 232 (1994)].
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 36, 600 (2010) [L.N. Berdnikov, Astron. Lett. 36, 569 (2010)].
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 46, 415 (2020) [L.N. Berdnikov, Astron. Lett. 46, 388 (2020)].
- Бердников Л.Н., Белинский А.А., Пастухова Е.Н., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Письма в Астрон. журн. 46, 163 (2020) [L.N. Berdnikov, А.А. Belinskij, Е.N. Pastukhova, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, and E.O. Mishin, Astron. Lett. 46, 156 (2020)]
- Бердников Л.Н., Князев А.Ю., Сефако Р., Дамбис А.К., Кравцов В.В., Жуйко С.В., Письма в Астрон. журн. 41, 27 (2015) [L.N. Berdnikov, A.Yu. Kniazev, R. Sefako, A.K. Dambis, V.V. Kravtsov, and S.V. Zhuiko, Astron. Lett. 41, 23 (2015)].
- 8. Бердников, Колдвел (L.N. Berdnikov and J.A.R. Caldwell), J. Astron. Data 7, № 3 (2001).

- Бердников Л.Н., Пастухова Е.Н., Астрон. журн. 89, 931 (2012) [L.N. Berdnikov and E.N. Pastukhova, Astron. Rep., 56, 843 (2012)].
- Бердников Л.Н., Пастухова Е.Н., Письма в Астрон. журн. 46, 263 (2020) [L.N. Berdnikov and E.N. Pastukhova, Astron. Lett. 46, 46, 235 (2020)].
- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, E.N. Pastukhova, and A.K. Dambis), Astrophys. Space. Sci. 364:104 (2019).
- 12. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, E.N. Pastukhova, N.A. Gorynya, A.V. Zharova, and D.G. Turner), Publ. Astron. Soc. Paciifc **119**, 82 (2007).
- Бердников Л.Н., Пастухова Е.Н., Тэрнер Д.Г., Мэйджес Д.Г., Письма в Астрон. журн. 35, 199 (2009) [L.N. Berdnikov, E.N. Pastukhova, D.G. Turner, and D.J. Majaess, Astron. Lett. 35, 175 (2009a)].
- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, N.N. Samus, S.V. Antipin, O.V. Ezhkova, E.N. Pastukhova, and D.G. Turner), Publ. Astron. Soc. Pacific 116, 536 (2004).
- 15. Бердников Л.Н., Тэрнер Д.Г., Письма в Астрон. журн. **21**, 803 (1995) [L.N. Berdnikov and D.G. Turner, Astron. Lett. **21**, 717 (1995)].
- 16. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. **16**, 205 (1998a).

- 17. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. 16, 291 (1998б).
- 18. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. 18, 679 (2000).
- 19. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. **19**, 689 (2001а).
- 20. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astrophys. J. Suppl. Ser. **137**, 209 (20016).
- 21. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. **23**, 253 (2004a).
- 22. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. 23, 395 (20046).
- 23. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. **23**, 599 (2004в).
- Бердников Л.Н., Тэрнер Д.Г., Астрон. журн. 87, 436 (2010) [L.N. Berdnikov and D.G. Turner, Astron. Rep. 54, 392 (2010)].
- Бердников Л.Н., Хенден А.А., Тэрнер Д.Г., Пастухова Е.Н., Письма в Астрон. журн. 35, 451 (2009)
 [L.N. Berdnikov, А.А. Henden, D.G. Turner, and E.N. Pastukhova, Astron. Lett. 35, 406 (20096)].
- 26. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), Astron. Nachr. 210, 17 (1919).
- 27. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), Bull. Astron. Inst. Netherl. 9, 203 (1941).

- 28. Колдвел и др. (J.A.R. Caldwell, I.M. Coulson, J.F. Dean, and L.N. Berdnikov), J. Astron. Data 7, № 4 (2001).
- 29. Ломбард, Коен (F. Lombard and C. Koen), Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **263**, 309 (1993).
- 30. Махмуд, Сабадош (F. Mahmoud and L. Szabados), Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars. № 1895, 1 (1980).
- 31. Пел (J.W. Pel), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 24, 413 (1976).
- 32. Поймански (G. Pojmanski), Acta Astron. **52**, 397 (2002).
- 33. Тэрнер и др. (D.G. Turner, M. Abdel-Sabour Abdel-Latif, and L.N. Berdnikov), Publ. Astron. Soc. Pacific 118, 410 (2006).
- 34. Тэрнер, Бердников (D.G. Turner and L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. **423**, 335 (2004).
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 40, 341 (2014) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. 40, 301 (2014)].
- 36. Ферни (J.D. Fernie), Publ. Astron. Soc. Pacific **102**, 905 (1990).
- 37. Эддингтон, Плакидис (A.S. Eddington and S. Plakidis), MNRAS **90**, 65 (1929).
- Яясингхе и др. (Т. Jayasinghe, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, B.J. Shappee, T.W.-S. Holoien, Todd A. Thompson, J.L. Prieto, Dong Subo, et al.), MNRAS 485, 961 (2019).

ПОИСК ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПЕРИОДОВ БИМОДАЛЬНОЙ ЦЕФЕИДЫ AS Cas

© 2021 г. Л. Н. Бердников^{1*}, А. А. Белинский¹, Е. Н. Пастухова², М. А. Бурлак¹, Н. П. Иконникова¹, Е. О. Мишин¹, Н. И. Шатский¹

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

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 20.05.2021 г. После доработки 20.05.2021 г.; принята к публикации 04.06.2021 г.

Для обоих периодов бимодальной классической цефеиды AS Cas построены O - C диаграммы, охватывающие временной интервал 132 года. Диаграммы O - C имеют вид парабол, что позволило впервые определить квадратичные элементы изменения блеска и вычислить скорости эволюционных изменений периодов: $dP_0/dt = +0.065 \ (+0.010) \ c/год$ для основного тона и $dP_1/dt = +0.163 \ (+0.006) \ c/год$ для первого обертона, что согласуется с результатами теоретических расчетов для третьего пересечения полосы нестабильности. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном, подтвердил реальность изменений периодов.

Ключевые слова: бимодальные цефеиды, изменяемость периодов, эволюция звезд.

DOI: 10.31857/S0320010821060012

ВВЕДЕНИЕ

Переменность AS Cas открыл Белявский (1931). Зверев (1943) по своим визуальным наблюдениям определил тип ее переменности как δ Сер с периодом 1^d4940. Однако первые фотоэлектрические наблюдения AS Cas (Хенден, 1980) показали, что это бимодальная цефеида с периодами основного тона $P_0 = 3^d021$ и первого обертона $P_1 = 2^d290$. Хакке и Реер (1990) по многолетним фотографическим наблюдениям уточнили периоды: $P_0 = 3^d0245026$ и $P_1 = 2^d1554458$. Кроме того, они отметили, что период основного тона является более стабильным, но конкретных данных не привели. Поэтому мы решили исследовать изменения обоих периодов AS Cas методом анализа их O - C диаграмм.

КРИВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА ОБОИХ КОЛЕБАНИЙ AS Cas

Недавно мы (Бердников и др., 2021) опубликовали результаты PSF-фотометрии в фильтрах BVg'r' бимодальной цефеиды AS Cas, полученные на 60-см телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (Бердников и др., 2020), где также на рис. 1 показаны эти кривые изменения блеска в фильтрах *B* и *V*. В табл. 1 приведены параметры кривых блеска обоих колебаний AS Cas в фильтрах BVg'r': блеск в максимуме, амплитуда и средний блеск по интенсивности, а коэффициенты Фурье (разложение

описана методика построения кривых блеска для фундаментальной моды и первого обертона и при-

ведены сами кривые блеска. В качестве примера

по косинусам) приведены в табл. 2. Коэффициенты Фурье для P_0 и P_1 попадают, соответственно, в области классических цефеид (DCEP) и малоамплитудных цефеид (DCEPS), которые пульсируют в первом обертоне (Поретти, 1994).

ИЗМЕНЯЕМОСТЬ ПЕРИОДОВ ОБОИХ КОЛЕБАНИЙ AS Cas

Для изучения изменяемости периодов цефеид мы применяем общепринятую методику анализа O-C диаграмм, а самым точным методом определения остатков O-C является метод Герцшпрунга (1919), машинная реализация которого описана в работе Бердникова (1992а). Для подтверждения реальности обнаруженных изменений периода мы используем метод, описанный Ломбардом и Коэном (1993).

^{*}Электронный адрес: lberdnikov@yandex.ru



Рис. 1. Кривые изменения блеска обоих колебаний AS Саѕ в фильтрах В и V по наблюдениям Бердникова и др. (2021).



Рис. 2. Кривые изменения блеска обоих колебаний AS Cas в фильтрах В и V по наблюдениям Бердникова (19926).

Для изучения периодов AS Cas мы получили ее PSF-фотометрию (Бердников и др., 2021), что позволило построить надежные стандартные кривые для использования их в методе Герцшпрунга (1919). Кроме того, мы сделали глазомерные оценки блеска на фотографических пластинках ГАИШ (Москва), а также использовали фотографическую фотометрию из проектов DASCH (Гриндлей, 2009) университета Гарварда (США) и ГАИШ (http://scan.sai.msu.ru/pl/) и ПЗСфотометрию из каталогов NSVS (Возниак и др., 2004), INTEGRAL-OMC (Альфонсо-Гарсон и др., 2012) и ASAS-SN (Яясингхе и др., 2019).

Также мы собрали опубликованные фотоэлектрические наблюдения (Хенден, 1980; Бердников, 19926-д, 1993; Бердников, Ибрагимов, 1994; Бердников и др., 1992, 1995, 1997, 1998; Игнатова, Возякова, 2000).

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 3. Самая старая пластинка с изображением AS Cas была получена в 1889 г., а последние ПЗС-наблюдения были сделаны в 2021 г. Следовательно, наши данные охватывают временной интервал 132 года.

Для разложения суммарного блеска AS Cas на два колебания мы применяем ту же методику, что и в статье Бердникова и др. (2001), т.е. все наблюдения обрабатываемого ряда переводятся в интенсивности, и для каждого *i*-го наблюдения составляются условные уравнения вида

$$I_{i} = I_{0} + \sum [A_{j} \sin(2\pi t_{i}F_{j}) + B_{j} \cos(2\pi t_{i}F_{j})], \quad j = 1 \div N,$$
(1)

где I_i — наблюденная полная интенсивность, I_0 — средняя интенсивность, A_j и B_j — амплитуды колебаний, t_i — юлианская дата, F_j — частоты F_0 и F_1 (которые соответствуют периодам P_0 и P_1) и их комбинации, N — число членов ряда Фурье (1), которое менялось от 6 до 17 в зависимости от качества и количества наблюдений.

Интенсивности каждого колебания (I_{0i} или I_{1i}) определяются рядом (1) без целочисленных гармоник другого колебания. При этом остаточный шум, т.е. [$I_i - (I_{0i} + I_{1i})$]/2, добавлялся к каждой

Мода колебаний	Фильтр	Блеск в максимуме	Амплитуда	Средний блеск по интенсивности
Основная	В	13 ^m 230	$0^{m}_{\cdot}748$	$13^{m}_{\cdot}625$
Основная	g'	$12^{m}517$	$0^{m}_{\cdot}611$	12 ^m 843
Основная	V	$11^{m}_{}959$	$0^{m}_{\cdot}503$	$12^{m}_{}236$
Основная	r'	$11^{m}_{\cdot}453$	$0^{m}_{\cdot}401$	$11^{m}_{\cdot}673$
Первый обертон	В	$13^{m}_{\cdot}409$	$0^{m}_{\cdot}434$	$12^{m}_{\cdot}625$
Первый обертон	g'	$12^{m}_{\cdot}666$	$0^{\mathrm{m}}356$	12 ^m 843
Первый обертон	V	12 ^m 089	$0^{m}_{}293$	$12^{m}_{}236$
Первый обертон	r'	$11^{m}_{\cdot}552$	$0^{m}_{\cdot}248$	11 ^m 673

Таблица 1. Параметры кривых блеска обоих колебаний AS Cas в фильтрах B, g', V и r'

Таблица 2. Коэффициенты Фурье (разложение по косинусам) кривых блеска основного тона ($P_0 = 3^{d}02456$) и первого обертона ($P_1 = 2^{d}15546$) AS Саѕ в фильтрах B, g', V и r'

Период	Фильтр	R_{21} Ошибка	R_{31} Ошибка	R_{41} Ошибка	ϕ_{21} Ошибка	ϕ_{31} Ошибка	ϕ_{41} Ошибка
P_0	В	0.25519	0.07660	0.00694	4.11069	2.18763	5.71623
		0.00247	0.00247	0.00247	0.01088	0.03313	0.35637
P_0	g'	0.25758	0.08186	0.00569	4.11491	2.24800	1.62770
		0.00216	0.00216	0.00216	0.00941	0.02711	0.37852
P_0	V	0.26011	0.09717	0.00932	4.14140	2.03879	1.38605
		0.00259	0.00259	0.00259	0.01122	0.02775	0.27796
P_0	r'	0.23909	0.10385	0.00213	4.13853	2.22928	0.71952
		0.00327	0.00327	0.00327	0.01518	0.03303	1.53892
P_1	В	0.17757	0.04634	0.00847	4.63861	2.02422	0.58321
		0.00322	0.00322	0.00322	0.01926	0.07022	0.38082
P_1	g'	0.18730	0.03952	0.01200	4.65209	2.19824	0.64772
		0.00373	0.00373	0.00373	0.02125	0.09497	0.31093
P_1	V	0.17469	0.01744	0.01169	4.51971	2.78720	0.15032
		0.00476	0.00476	0.00476	0.02886	0.27321	0.40743
P_1	r'	0.17948	0.01679	0.01047	4.65571	3.08635	1.66433
		0.00516	0.00516	0.00516	0.03057	0.30794	0.49353

Таблица 3. Наблюдательный материал суммарного блеска AS Cas

Источник данных	Число наблюдений	Тип наблюдений	Интервал JD
DASCH	907	Фотографические, <i>pg</i>	2411311-2447860
ГАИШ	177	Φ отографические, pg	2438587 - 2448180
Данная работа	316	Φ отографические, pg	2437911-2445340
Литература	1668	Φ отоэлектрические, BV	2443698-2451041
NSVS	202	ПЗС, V	2451335 - 2451593
INTEGRAL-OMC	18964	ПЗС, V	2452654 - 2459105
ASAS-SN	1311	$\Pi 3C, Vg'$	2455955 - 2459198
Литература	1665	Π 3C, $BVg'r'$	2459126 - 2459265

ПОИСК ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ

Таблица 4. Моменты максимума блеска AS Cas: основной тон

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных	
2414620.1840	0.0311	PG	-9244	0.1057	25	DASCH	
2425974.3189	0.0242	PG	-5490	0.0565	31	DASCH	
2426113.3875	0.0257	PG	-5444	-0.0045	35	DASCH	
2426134.6484	0.0172	PG	-5437	0.0846	70	DASCH	
2427807.2677	0.0148	PG	-4884	0.1243	75	DASCH	
2428333.5023	0.0185	PG	-4710	0.0860	50	DASCH	
2430305.5075	0.0155	PG	-4058	0.0806	51	DASCH	
2431221.8947	0.0180	PG	-3755	0.0273	76	DASCH	
2431778.4136	0.0096	PG	-3571	0.0278	135	DASCH	
2431914.6463	0.0216	PG	-3526	0.1555	71	DASCH	
2433142.4123	0.0157	PG	-3120	-0.0483	30	DASCH	
2433324.0134	0.0219	PG	-3060	0.0794	39	DASCH	
2438287.2152	0.0084	PG	-1419	-0.0156	77	Данная работа	
2439853.9415	0.0140	PG	-901	-0.0094	43	Данная работа	
2441901.5573	0.0071	PG	-224	-0.0181	74	Данная работа	
2442119.3755	0.0580	PG	-152	0.0320	65	ГАИШ	
2442588.2006	0.0238	PG	3	0.0509	78	DASCH	
2442929.9873	0.0078	PG	116	0.0627	58	Данная работа	
2443788.9408	0.0141	PG	400	0.0423	23	Хенден (1980)	
2443791.9911	0.0150	PG	401	0.0680	21	Хенден (1980)	
2444230.5625	0.0244	PG	546	0.0787	47	Данная работа	
2445171.1415	0.0229	PG	857	0.0208	68	DASCH	
2446976.8419	0.0194	PG	1454	0.0612	72	DASCH	
2447418.3391	0.0182	В	1600	-0.0269	28	Бердников (1992б)	
2447418.3730	0.0138	V	1600	-0.0178	28	Бердников (1992б)	
2447760.1282	0.0074	В	1713	-0.0126	40	Бердников (1992в)	
2447760.1710	0.0059	V	1713	0.0053	40	Бердников (1992в)	
2448113.9923	0.0053	В	1830	-0.0216	24	Бердников (1992г)	
2448114.0180	0.0070	V	1830	-0.0208	24	Бердников (1992г)	
2448504.1622	0.0094	В	1959	-0.0194	60	Бердников и др. (1992)	
2448504.2003	0.0096	V	1959	-0.0062	63	Бердников и др. (1992)	
2448513.2434	0.0052	В	1962	-0.0119	83	Бердников (1992д)	
2448513.2683	0.0047	V	1962	-0.0119	83	Бердников (1992д)	
2448882.2399	0.0038	В	2084	-0.0113	184	Бердников (1993)	
2448882.2612	0.0036	V	2084	-0.0149	184	Бердников (1993)	
2449227.0493	0.0035	В	2198	-0.0013	101	Бердников и Ибрагимов (1994)	
2449227.0701	0.0035	V	2198	-0.0053	101	Бердников и Ибрагимов (1994)	
2449629.2929	0.0100	В	2331	-0.0237	83	Бердников и др. (1995)	
2449629.3034	0.0163	V	2331	-0.0381	87	Бердников и др. (1995)	
2449989.2256	0.0092	V	2450	-0.0380	66	Бердников и др. (1997)	

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2449992.3019	0.0038	В	2451	0.0385	60	Бердников и др. (1997)
2450324.9766	0.0033	В	2561	0.0121	107	Бердников и др. (1998)
2450324.9799	0.0030	V	2561	-0.0095	108	Бердников и др. (1998)
2451441.0811	0.0056	V	2930	0.0304	155	NSVS
2451459.2229	0.0042	V	2936	0.0250	201	NSVS
2453503.8453	0.0012	V	3612	0.0473	5492	INTEGRAL-OMC
2455587.7971	0.0012	V	4301	0.0799	3480	INTEGRAL-OMC
2457211.9953	0.0029	V	4838	0.0915	160	ASAS-SN
2457674.7554	0.0030	V	4991	0.0944	166	ASAS-SN
2457677.7832	0.0014	V	4992	0.0976	4739	INTEGRAL-OMC
2458016.4974	0.0045	V	5104	0.0616	164	ASAS-SN
2458361.3290	0.0042	V	5218	0.0937	94	ASAS-SN
2458430.8898	0.0029	g'	5241	0.0945	171	ASAS-SN
2458567.0022	0.0010	V	5286	0.0972	5187	INTEGRAL-OMC
2458736.3731	0.0021	g'	5342	0.0976	271	ASAS-SN
2459099.3225	0.0017	g'	5462	0.1002	285	ASAS-SN
2459184.0068	0.0011	g'	5490	0.0969	414	Бердников и др. (2021)
2459187.0272	0.0012	В	5491	0.1130	421	Бердников и др. (2021)
2459187.0384	0.0013	V	5491	0.0993	419	Бердников и др. (2021)

Таблица 4. Окончание

интенсивности, и после этого интенсивности переводились в звездные величины.

В качестве примера на рис. 2 изображены кривые блеска обоих колебаний, полученные разложением фотоэлектрических наблюдений Бердникова (1992б).

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты обработки сезонных кривых AS Cas приведены в табл. 4 для основного тона и в табл. 5 для первого обертона. В первом и втором столбцах этих таблиц даны моменты максимального блеска и ошибки их определения, в третьем — тип используемых наблюдений, в четвертом и пятом — номер эпохи E и значение остатка O - C, а в шестом и седьмом — число наблюдений N и источник данных. Данные табл. 4 и табл. 5 изображены на O - C диаграммах (рис. 3 и рис. 4 соответственно) квадратиками для фотографических наблюдений и кружками для остальных наблюдений с вертикальными черточками, указывающими пределы ошибок определения остатков O - C.

Диаграммы O-C имеют вид парабол. Самые левые точки на рис. З и рис. 4 получены всего по 25 наблюдениям, полученным в течение 19 лет на самых ранних фотопластинках, которые отличались значительно меньшей чувствительностью, т.е. блеск звезды ($13^m2 \div 14^m0$) был близок к пределу. Следовательно, их реальные ошибки могут значительно превышать формальные ошибки аппроксимации наблюдений стандартной кривой, поэтому при проведении парабол эти точки не учитывались.

По моментам максимального блеска из табл. 4 получены квадратичные элементы изменения блес-ка для основного тона:

$$MaxHJD = 2442579.1009 (+0.0075) + (2) + 3.024556221 (+0.0000016) E + + 0.312086 \times 10^{-8} (+0.458 \times 10^{-9}) E^2,$$

и из табл. 5 — для первого обертона:

$$MaxHJD = 2442578.7743 (+0.0069) + (3)$$

+ 2^d155460412 (+0.0000011) E +
+ 0.557874 × 10⁻⁸ (+0.219 × 10⁻⁹) E²,
ПОИСК ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ

Таблица 5. Моменты максимума блеска AS Cas: первый обертон

Max, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2414510.6751	0.0537	PG	-13022	0.3485	23	DASCH
2425973.3863	0.0249	PG	-7704	0.3212	31	DASCH
2426111.3940	0.0276	PG	-7640	0.3795	35	DASCH
2426143.6107	0.0242	PG	-7625	0.2643	69	DASCH
2427811.8394	0.0174	PG	-6851	0.1666	74	DASCH
2428352.9939	0.0227	PG	-6600	0.3006	51	DASCH
2430305.7613	0.0274	PG	-5694	0.2208	51	DASCH
2431189.4163	0.0153	PG	-5284	0.1370	76	DASCH
2431780.0298	0.0138	PG	-5010	0.1544	135	DASCH
2431915.8616	0.0339	PG	-4947	0.1921	71	DASCH
2433142.2565	0.0161	PG	-4378	0.1301	30	DASCH
2433325.3996	0.0241	PG	-4293	0.0591	39	DASCH
2438285.0443	0.0129	PG	-1992	-0.0106	84	Данная работа
2439854.2885	0.0221	PG	-1264	0.0584	43	Данная работа
2440388.7348	0.0392	PG	-1016	-0.0495	96	ГАИШ
2441904.0930	0.0103	PG	-313	0.0200	81	Данная работа
2442535.6811	0.0218	PG	-20	0.0582	79	DASCH
2442938.7040	0.0112	PG	167	0.0100	63	Данная работа
2443473.2918	0.0849	PG	415	0.0437	81	ГАИШ
2443790.0758	0.0204	В	562	-0.0250	22	Хенден (1980)
2443790.1290	0.0224	V	562	-0.0141	23	Хенден (1980)
2444219.0237	0.0227	В	761	-0.0137	45	Данная работа
2445178.2989	0.0262	В	1206	0.0815	70	DASCH
2446954.3197	0.0262	В	2030	0.0030	73	DASCH
2447419.8912	0.0089	В	2246	-0.0050	28	Бердников (1992б)
2447419.9181	0.0094	V	2246	-0.0203	28	Бердников (1992б)
2447760.5016	0.0111	B	2404	0.0427	40	Бердников (1992в)
2447760.5052	0.0094	V	2404	0.0040	40	Бердников (1992в)
2448114.0097	0.0135	В	2568	0.0553	24	Бердников (1992г)
2448114.0513	0.0125	V	2568	0.0547	24	Бердников (1992г)
2448504.1425	0.0102	В	2749	0.0498	61	Бердников и др. (1992)
2448504.1883	0.0111	V	2749	0.0533	63	Бердников и др. (1992)
2448512.7460	0.0039	В	2753	0.0314	83	Бердников (1992д)
2448512.7907	0.0031	V	2753	0.0339	83	Бердников (1992д)
2448881.3761	0.0044	В	2924	0.0778	184	Бердников (1993)
2448881.3893	0.0036	V	2924	0.0487	184	Бердников (1993)
2449226.2474	0.0039	B	3084	0.0754	101	Бердников и Ибрагимов (1994)
2449226.2754	0.0044	V	3084	0.0612	101	Бердников и Ибрагимов (1994)
2449627.0674	0.0081	B	3270	-0.0202	81	Бердников и др. (1995)
2449629.2804	0.0082	V	3271	-0.0049	86	Бердников и др. (1995)

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 6 2021

Таблица 5. Окончание

Max, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2449989.2621	0.0064	V	3438	0.0148	66	Бердников и др. (1997)
2449991.3624	0.0089	В	3439	0.0019	59	Бердников и др. (1997)
2450325.5313	0.0047	В	3594	0.0745	108	Бердников и др. (1998)
2450325.5640	0.0041	V	3594	0.0650	108	Бердников и др. (1998)
2450784.7584	0.0294	V	3807	0.1463	34	Игнатова и Возякова (2000)
2450788.9562	0.0157	В	3809	0.0754	33	Игнатова и Возякова (2000)
2451442.1623	0.0054	V	4112	0.1348	154	NSVS
2451459.3781	0.0045	V	4120	0.1069	200	NSVS
2453504.9629	0.0015	V	5069	0.1598	5508	INTEGRAL-OMC
2455589.3633	0.0016	V	6036	0.2299	3495	INTEGRAL-OMC
2457210.2954	0.0032	V	6788	0.2558	159	ASAS-SN
2457675.9025	0.0025	V	7004	0.2835	164	ASAS-SN
2457678.0646	0.0014	V	7005	0.2901	4765	INTEGRAL-OMC
2458014.3032	0.0044	V	7161	0.2769	159	ASAS-SN
2458361.3311	0.0051	V	7322	0.2757	94	ASAS-SN
2458430.2941	0.0033	g'	7354	0.2975	170	ASAS-SN
2458568.2964	0.0013	V	7418	0.3167	5196	INTEGRAL-OMC
2458734.2342	0.0027	g'	7495	0.3177	270	ASAS-SN
2459100.6687	0.0024	g'	7665	0.3239	283	ASAS-SN
2459184.7365	0.0014	В	7704	0.3373	405	Бердников и др. (2021)
2459184.7405	0.0016	g'	7704	0.3328	413	Бердников и др. (2021)
2459184.7733	0.0017	V	7704	0.3320	417	Бердников и др. (2021)
2459184.8011	0.0020	r'	7704	0.3320	410	Бердников и др. (2021)

линейная часть которых использована для вычислений остатков O - C в пятых столбцах табл. 4 и табл. 5. Элементы (2) и (3) использовались для проведения парабол на верхней части рис. 3 и рис. 4, на нижней части которых показаны отклонения от этих парабол.

Из табл. 4 следует, что максимумы блеска основного тона в фильтре B и g' наступают раньше, чем в фильтре V, на 0^d0248 и 0^d0047 соответственно, а согласно табл. 5, максимумы первого обертона в фильтре B и g' наступают раньше, чем в фильтре V, на 0^d0422 и 0^d0335 соответственно. Эти поправки учитывались при построении рис. 3 и рис. 4 и определении элементов (2) и (3), которые, таким образом, относятся к системе V.

Для подтверждения реальности изменений периода пульсаций мы используем метод, опубликованный Ломбардом и Коэном (1993). Для этого мы вычислили разности $\Delta(O-C)_i$ последовательных остатков O-C из табл. 4 и табл. 5, $\Delta(O--C)_i = (O-C)_{i+1} - (O-C)_i$, и построили графики зависимости $P'_i = \Delta(O-C)_i/(E_{i+1}-E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ для основного тона (рис. 5) и первого обертона (рис. 6). Величины P'_i , которые имеют смысл периода в интервале эпох $E_i \div E_{i+1}$, соответствуют поведению остатков O-C на рис. 3 и рис. 4, т.е. обнаруженные изменения периодов являются реальными.

Квадратичные члены элементов (2) и (3) позволяют вычислить скорости эволюционного увеличения периода для основного тона $dP_0/dt = +0.065$ (+0.010) с/год и первого обертона $dP_1/dt = +0.163$ (+0.006) с/год.

Изучением периодов бимодальных цефеид занимались Хакке (1991а,б) (Y Car и GZ Car), Хак-



Рис. 3. Диаграмма *О* – *С* для AS Cas относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов основного тона (2). Линия — парабола, соответствующая элементам (2).

ке и Реер (1990, 1991а,б) (AS Cas, EW Sct и V367 Sct) и Хакке и др. (1990) (VX Pup). Они использовали, главным образом, фотографические наблюдения и не разлагали суммарный блеск на два колебания, поэтому их результаты, обремененные большими ошибками, позволили сделать лишь общий вывод, что период первого обертона подвержен бо́льшим изменениям, чем период основного тона.

Следовательно, найденные нами скорости увеличения периодов AS Саз являются первыми надежными результатами в этой области. Так как эти скорости разные, то и отношение dP_1/dP_0 , которое на эпоху JD = 2442579 равно 0.712653 ± 0.000001, будет меняться, и через 100 лет станет 0.712698.

Значение \dot{P}_0 соответствует теоретическим расчетам для третьего пересечения полосы нестабильности (Тэрнер и др., 2006; Фадеев, 2014), а величина \dot{P}_1 соответствует положению малоамплитудных цефеид (DCEPS), которые пульсируют в первом обертоне (см. также Бердников и др., 2000).

Отметим, что полученные здесь результаты основаны на конкретных стандартных кривых, которые можно найти в нашей предыдущей работе (Бердников и др., 2021).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменяемости периодов основного тона и первого обертона AS Cas нами было сделано 316 глазомерных оценок блеска на фотопластинках ГАИШ; кроме того, было собрано из различных источников 24 859 фотографических, фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. В результате обработки всех имеющихся данных, охватывающих временной интервал с 1889 по 2021 г., были определены 60 и 63 момента максимального блеска для построения О – С диаграмм для основного тона и первого обертона AS Cas соответственно. Определены квадратичные элементы изменения блеска обоих колебаний и вычислены скорости эволюционных изменений их периодов: $dP_0/dt = +0.065$ (+ +0.010) с/год для основного тона и $dP_1/dt = +$ +0.163 (+0.006) с/год для первого обертона, что согласуется с результатами теоретических расчетов для третьего пересечения полосы нестабиль-



Рис. 4. Диаграмма *О* – *С* для AS Cas относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов первого обертона (3). Линия — парабола, соответствующая элементам (3).



Рис. 5. Зависимость $P_{0i} = [(O - C)_{i+1} - (O - C)_i]/(E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ для основного тона. Линия соответствует поведению остатков O - C на рис. 3.

ности. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность изменений периодов. Данная работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-02-00611) и междисциплинар-



Рис. 6. Зависимость $P_{1i} = [(O - C)_{i+1} - (O - C)_i]/(E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ для первого обертона. Линия соответствует поведению остатков O - C на рис. 4.

ной научно-образовательной школы Московского университета <Фундаментальные и прикладные исследования космоса>. Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Альфонсо-Гарсон и др. (J. Alfonso-Garzon, A. Domingo, J.M. Mas-Hesse, and A. Gimenez), Astron. Astrophys. **548**, A79 (2012).
- Белявский (S. Beljawsky), Astron. Nachr. 243, 115 (1931).
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 18, 519 (1992a) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. 18, 207 (1992)].
- 4. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. 2, 43 (19926).
- 5. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. **2**, 107 (1992в).
- 6. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. **2**, 157 (1992г).
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 18, 325 (1992д) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. 18, 130 (1992)].
- 8. Бердников (L.N. Berdnikov), Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars, № 3880, 1 (1993).
- 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) [L.N. Berdnikov, А.А. Belinskij, N.I. Shatskij, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, E.O. Mishin, D.V. Cheryasov, and S.V. Zhuiko, Astron. Rep. 64, 310 (2020)]
- 10. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, A.A. Belinskij, E.N. Pastukhova, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, E.O. Mishin, and N.I. Shatskii), Variable Stars 41, № 2, 1 (2021).

- 11. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, O.V. Vosyakova, and M.A. Ibragimov), Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars № 4141, 1 (1995).
- 12. Бердников, Ибрагимов (L.N. Berdnikov and M.A. Ibragimov), Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars № 3988, 1 (1994).
- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, V.V. Ignatova, and O.V. Vozyakova), Astron. Astrophys. Trans. 14, 237 (1997).
- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, V.V. Ignatova, and O.V. Vozyakova), Astron. Astrophys. Trans. 17, 87 (1998).
- Бердников Л.Н., Игнатова В.В., Фадеев Ю.А., Б.В. Кукаркин: Переменные звезды — ключ к пониманию строения и эволюции Галактики (ред. Н.Н. Самусь, А.В. Миронов, Нижний Архыз: "CYGNUS", 2000), с. 18.
- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, S. Skornyakova, M. Ibragimov, V. Kondratiev, and S. Yakubov), Commis. 27 IAU Inform. Bull. Var. Stars № 3711, 1 (1992).
- 17. Возниак и др. (P.R. Wozniak, W.T. Vestrand, C.W. Akerlof, R. Balsano, J. Bloch, D. Casperson, S. Fletcher, G. Gisler, et al.), Astron. J. **127**, 2436 (2004).
- 18. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), Astron. Nachr. **210**, 17 (1919).
- 19. Гриндлей и др. (J. Grindlay, Sumin Tang, E. Los, and M. Servilla), ASP Conf. Ser. **410**, 101 (2009).
- 20. Зверев М.С., Астрон. циркуляр № 22 (1943).
- 21. Игнатова, Возякова (V.V. Ignatova and O.V. Vozyakova), Astron. Astrophys. Trans. **19**, 133 (2000).
- 22. Ломбард, Коен (F. Lombard and C. Koen), MNRAS **263**, 309 (1993).
- 23. Поретти (E. Poretti), Astron. Astrophys. **285**, 524 (1994).

- 24. Тэрнер и др. (D.G. Turner, M. Abdel-Sabour Abdel-Latif, and L.N. Berdnikov), Publ. Astron. Soc. Pacific **118**, 410 (2006).
- 25. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 341 (2014) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **40**, 301 (2014)].
- 26. Хакке (G. Hacke), Veroeff. Sternwarte Sonneberg 11, 2 (1991а).
- 27. Хакке (G. Hacke), Veroeff. Sternwarte Sonneberg 11, 19 (19916).
- 28. Хакке, Peep (G. Hacke and O. Reer), Veroeff. Sternwarte Sonneberg 10, 350 (1990).
- 29. Хакке, Peep (G. Hacke and O. Reer), Veroeff. Sternwarte Sonneberg 11, 7 (1991a).

- 30. Хакке, Peep (G. Hacke and O. Reer), Veroeff. Sternwarte Sonneberg 11, 14 (19916).
- 31. Хакке и др. (G. Hacke, M. Richert, and O. Reer), Veroeff. Sternwarte Sonneberg **10**, 326 (1990).
- 32. Хенден (А.А. Henden), MNRAS 192, 621 (1980).
- Яясингхе и др. (Т. Jayasinghe, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, B.J. Shappee, T.W.-S. Holoien, Todd A. Thompson, J.L. Prieto, Dong Subo, et al.), MNRAS 485, 961 (2019).