

МОДЕЛИ МИРИД БОЛЬШОГО МАГЕЛЛАНОВА ОБЛАКА

© 2024 г. Ю. А. Фадеев^{1*}¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 23.09.2024 г.

После доработки 24.10.2024 г.; принята к публикации 24.10.2024 г.

Проведены согласованные расчеты эволюции и нелинейных радиальных пульсаций моделей звезд асимптотической ветви гигантов с начальной массой $1.5M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 3M_{\odot}$ и начальным содержанием металлов $Z = 0.006$. Показано, что пульсации рассмотренных моделей звезд связаны с неустойчивостью первого обертона или фундаментальной моды. Нижний предел значений периода колебаний в первом оберitone возрастает с массой мириды от $\Pi_{1,\min} \approx 80$ сут при $M = 1.3M_{\odot}$ до $\Pi_{1,\min} \approx 120$ сут при $M = 2.6M_{\odot}$. Верхний предел периода первого обертона и нижний предел периода фундаментальной моды определяются физическими условиями при переключении моды колебаний и составляют от $\Pi_{1,\max} = 130$ сут и $\Pi_{0,\min} = 190$ сут при $M = 0.96M_{\odot}$ до $\Pi_{1,\max} = 210$ сут и $\Pi_{0,\min} = 430$ сут при $M = 2.2M_{\odot}$. Наклон теоретической зависимости период–светимость мирид заметно возрастает с уменьшением Z . В Фурье-спектрах кинетической энергии двенадцати гидродинамических моделей обнаружено расщепление частоты фундаментальной моды на несколько равноудаленных компонент. Интервалы частотного расщепления в разных моделях составляют $0.03 \leq \Delta\nu/\nu_0 \leq 0.1$. Суперпозиция колебаний с расщепленной частотой основной моды является причиной возникновения долговременных циклических изменений амплитуды пульсаций на шкале времени в 10–30 раз превосходящей период фундаментальной моды. Происхождение частотного расщепления фундаментальной моды требует дальнейшего исследования.

Ключевые слова: звездная эволюция; пульсации звезд; звезды — переменные и пекулярные.

DOI: 10.31857/S0320010824090035, EDN: LPDNBY

ВВЕДЕНИЕ

Зависимость период–светимость мирид, обнаруженная Глассом и Ллойд Ивансом (1981) на основе инфракрасных наблюдений долгопериодических пульсирующих переменных Большого Магелланова Облака (БМО), является в настоящее время надежным средством определения межзвездных расстояний (Гласс, Фист, 1982; Фист, 1984; Вайтлок и др., 2000; 2008; Иванек и др., 2021). Более того, наблюдения долгопериодических переменных в соседних галактиках (Моулд и др., 2004; Вайтлок и др., 2013; Хуанг и др., 2018; Юань и др., 2018) позволили расширить пределы использования мирид как индикатора расстояний до масштабов Местной группы галактик. Вместе с тем, несмотря на значительный прогресс в наблюдениях мирид, понимание физической природы этих пульсирующих переменных звезд остается на невысоком уровне. Прежде всего это обусловлено рядом неопределенностей в теории поздних стадий звездной эволюции, так как мириды являются звездами асимптотической ветви гигантов (AGB), находящимися на стадии тепловой неустойчивости гелиевого слоевого источника TP–AGB (Ибен, Ренцини, 1983; Хервиг, 2005). Дополнительное препятствие, возникающее при изучении мирид, связано с большой амплитудой колебаний, что исключает возможность коррект-

ного применения линейной теории звездных пульсаций. Периодические ударные волны, возникающие вследствие большого радиального смещения внешних слоев звезды, становятся причиной значительного перераспределения плотности газа в звездной атмосфере и в возникновении благоприятных условий для конденсации пылевых частиц (Вильсон, 2000). Моделирование нелинейных пульсаций красных гигантов методами радиационной гидродинамики также сталкивается со значительными трудностями, поскольку нередко приводит к решению со скоростью течения газа внешних слоев, которая превосходит локальную скорость ускользания (Вуд, 1974; Тухман и др., 1978; Оливье, Вуд, 2005).

Среди немногих работ, посвященных исследованию нелинейных колебаний красных гигантов, необходимо выделить статью Трабукчи и др. (2021), в которой результаты расчетов большого числа гидродинамических моделей успешно сравниваются с наблюдениями мирид БМО в широком диапазоне значений массы, радиуса и светимости звезды. Однако существенный недостаток этого исследования заключается в том, что начальные условия, необходимые для решения уравнений гидродинамики, определялись не из расчетов звездной эволюции, а с помощью соотношений масса углеродного ядра – светимость (Трабукчи и др., 2019). Применение такого подхода исключает, например, возможность вывода теоретической

*Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru

зависимости период—светимость ($\Pi - L$).

Теоретические оценки многих характеристик мирид, включая соотношение $\Pi - L$, могут быть определены только на основе согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, когда начальные условия, необходимые для решения уравнений гидродинамики, описывающих звездные пульсации, определяются с помощью заранее рассчитанных моделей эволюционной последовательности. Ранее этот метод был использован автором данной статьи (Фадеев, 2023) для определения теоретических зависимостей период—радиус и период—светимость мирид с солнечным содержанием металлов $Z = 0.014$.

Ниже приводятся результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных радиальных пульсаций моделей мирид с начальным содержанием металлов $Z = 0.006$, которое по современным оценкам соответствует металличности звезд БМО (Рольстон и др., 2002; Коль и др., 2005). Цель настоящей работы заключается в решении следующих задач.

- Определение этапов эволюции, когда в красном гиганте возникают радиальные пульсации в той или иной моде колебаний.
- Оценка предельных значений периода пульсаций в каждой из мод колебаний.
- Определение теоретического соотношения $\Pi - L$ для мирид с содержанием металлов $Z = 0.006$ и сравнение с полученным автором ранее (Фадеев, 2023) соотношением для $Z = 0.014$.

Забегая вперед, заметим, что в ходе работы в некоторых гидродинамических моделях было обнаружено расщепление частоты основной моды колебаний, которое приводит к циклическим изменениям амплитуды пульсаций на шкале времени, более чем на порядок превосходящей период пульсаций. В завершении статьи мы приводим основные особенности этого эффекта и обсуждаем возможное объяснение долговременной вторичной периодичности (long secondary periodicity – LSP в англоязычной литературе), обнаруженной в пульсирующих красных гигантах БМО более двух десятилетий назад (Вуд и др. 1999; Вуд, 2000), но до сих пор не нашедшей приемлемого объяснения.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЗВЕЗД AGB

Вычисление звездной эволюции от начальной главной последовательности до финальной стадии AGB проводилось с помощью программы MESA версии r15140 (Пакстон и др., 2019). Детали расчетов и используемые значения параметров обсуждаются в предшествующей статье автора (Фадеев, 2023). В общей сложности в данной работе были проведены расчеты 9 эволюционных последовательностей звезд с массой на главной последовательности $1.5M_{\odot} \leq$

$\leq M_{ZAMS} \leq 3M_{\odot}$ при начальных содержаниях гелия и более тяжелых элементов $Y = 0.28$ и $Z = 0.006$.

Главная особенность эволюционной стадии TP–AGB заключается в циклическом возрастании энерговыделения в слое термоядерного горения гелия и сопутствующих изменениях светимости и радиуса звезды, вследствие которых происходят наблюдаемые вековые изменения периода пульсаций мирид (Вуд, Зарро, 1981). Типичный график изменений светимости красного гиганта на стадии TP–AGB продолжительностью $\approx 2.3 \times 10^6$ лет приведен на рис. 1 для эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$.

Соотношение масса углеродного ядра – светимость для эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$, определенное методом наименьших квадратов с весовыми коэффициентами пропорциональными времени эволюции, имеет вид

$$L/L_{\odot} = 4.255 \times 10^4 (M_C - 0.426) \quad (1)$$

и показано на рис. 1 пунктирной линией, отклонения которой от прямой обусловлены неравномерной скоростью роста углеродного ядра. Как видно на рис. 1, после каждой тепловой вспышки в гелиевом слоевом источнике светимость звезды L изменяется в несколько раз, поэтому использование соотношения (1) для вычисления начальных условий в расчетах звездных пульсаций безусловно приведет к неверным результатам.

Таким образом, для вычисления начальных условий и последующего решения уравнений гидродинамики описывающих звездные пульсации мы использовали отдельные модели эволюционных последовательностей на стадии TP–AGB. Необходимо однако иметь в виду, что не каждая модель эволюционной последовательности пригодна для расчета начальных условий, поскольку применимость теории звездных пульсаций ограничивается условиями гидростатического и теплового равновесия, в которых должна находиться звезда. Первое из этих условий выполняется всегда, так как является искомым решением уравнений внутреннего строения звезды. Вместе с тем, на некоторых этапах эволюции в звездной оболочке может возникать тепловой дисбаланс, обусловленный выделением или поглощением энергии вследствие сжатия или расширения звезды. В частности, такие изменения происходят в красных гигантах на стадии TP–AGB в результате тепловой вспышки в гелиевом слоевом источнике. Продолжительность теплового дисбаланса в миридах не превосходит нескольких процентов интервала времени между двумя последовательными тепловыми вспышками (Фадеев, 2023) и на графике светимости на рис. 1 этот отрезок времени находится в окрестности кратковременного пика светимости L . В данной работе расчеты начальных условий были ограничены моделями эволюционных последовательностей, которые находятся на стадии монотонного возрастания светимости (см. рис. 1), когда

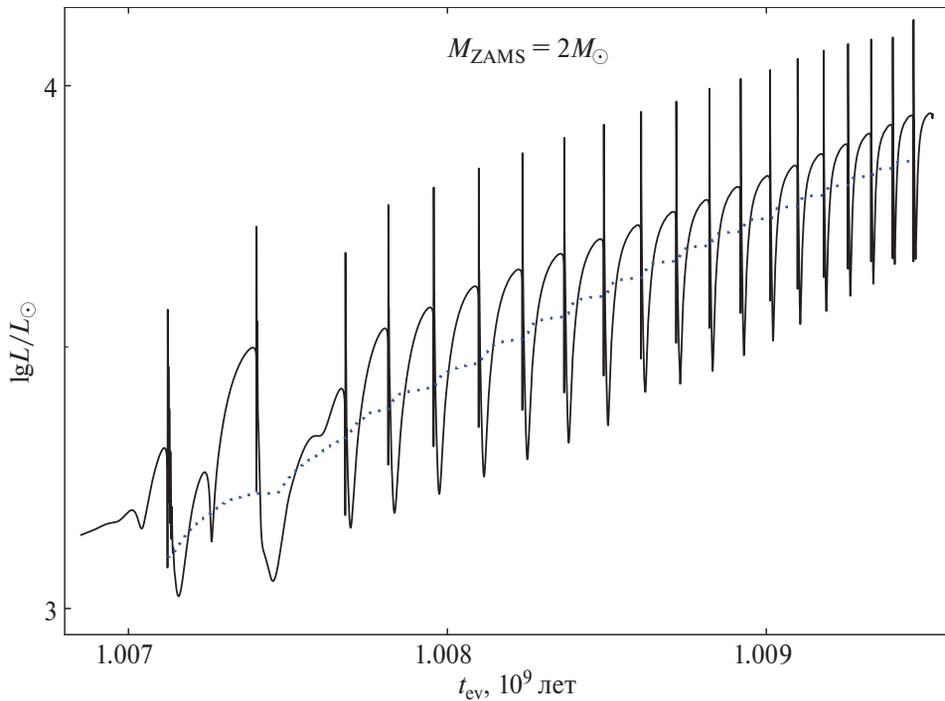


Рис. 1. Изменения светимости звезды с начальной массой $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$ на эволюционной стадии TP–AGB. Пунктирной линией показано соотношение масса углеродного ядра – светимость (1).

условие теплового равновесия выполняется в оболочке звезды с высокой точностью.

Следует заметить, что согласованность начальных условий с результатами расчетов звездной эволюции обеспечивается не только распределениями радиуса, светимости и других переменных по лагранжевой массовой координате, но также и по содержаниям химических элементов звездной оболочки. Для звезд на стадии TP–AGB выполнение этого условия необходимо из-за изменений химического состава внешних слоев звезды вследствие конвективного вычерпывания из слоев термоядерного горения гелия и водорода (3rd dredge-up в англоязычной литературе).

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МИРИД

Основные уравнения радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, которые использовались при расчетах радиальных пульсаций мирид, обсуждаются в одной из предшествующих статей автора (Фадеев, 2013). Решение задачи Коши для нелинейных пульсаций моделей мирид приводит к двум видам решения. Первое из них описывает рост амплитуды с последующим переходом к колебаниям с неизменной во времени амплитудой. Решения второго вида описывают затухающие колебания, которые свидетельствуют об устойчивости звезды относительно радиальных пульсаций. Для обоих видов решения мы рассчитывали период колебаний с помощью дискретного преобразования Фурье кинетической энергии пульсационных движений. Для неустойчивых мо-

делей отрезок времени, в пределах которого рассчитывался период, выбирался на стадии установившихся колебаний после прекращения роста амплитуды, тогда как период затухающих колебаний вычислялся на всем отрезке решения уравнений гидродинамики. Относительная погрешность определения периода пульсаций П не превосходила $\approx 1\%$.

На рис. 2 иллюстрируются результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций для эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$. Для удобства графического представления приведенные графики соответствуют тепловым вспышкам с четными номерами $12 \leq i_{\text{TP}} \leq 20$, а время эволюции t_{ev} отсчитывается от максимума светимости гелиевого слоевого источника. Треугольниками и кружками отмечены гидродинамические модели, пульсирующие в первом оберitone и фундаментальной моде, а незаполненные символы соответствуют моделям с затухающими колебаниями.

Как видно на рис. 2, на начальной стадии TP–AGB (т.е. при $i_{\text{TP}} < 12$) модели эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$ устойчивы относительно радиальных колебаний. С возрастанием светимости звезды увеличивается протяженность зон ионизации водорода и гелия, где происходит возбуждение колебаний. В случае эволюционной последовательности, показанной на рис. 2, пульсации начинаются при $i_{\text{TP}} = 12$.

Сначала пульсации возникают в первом оберitone, поскольку внутренняя граница зон ионизации

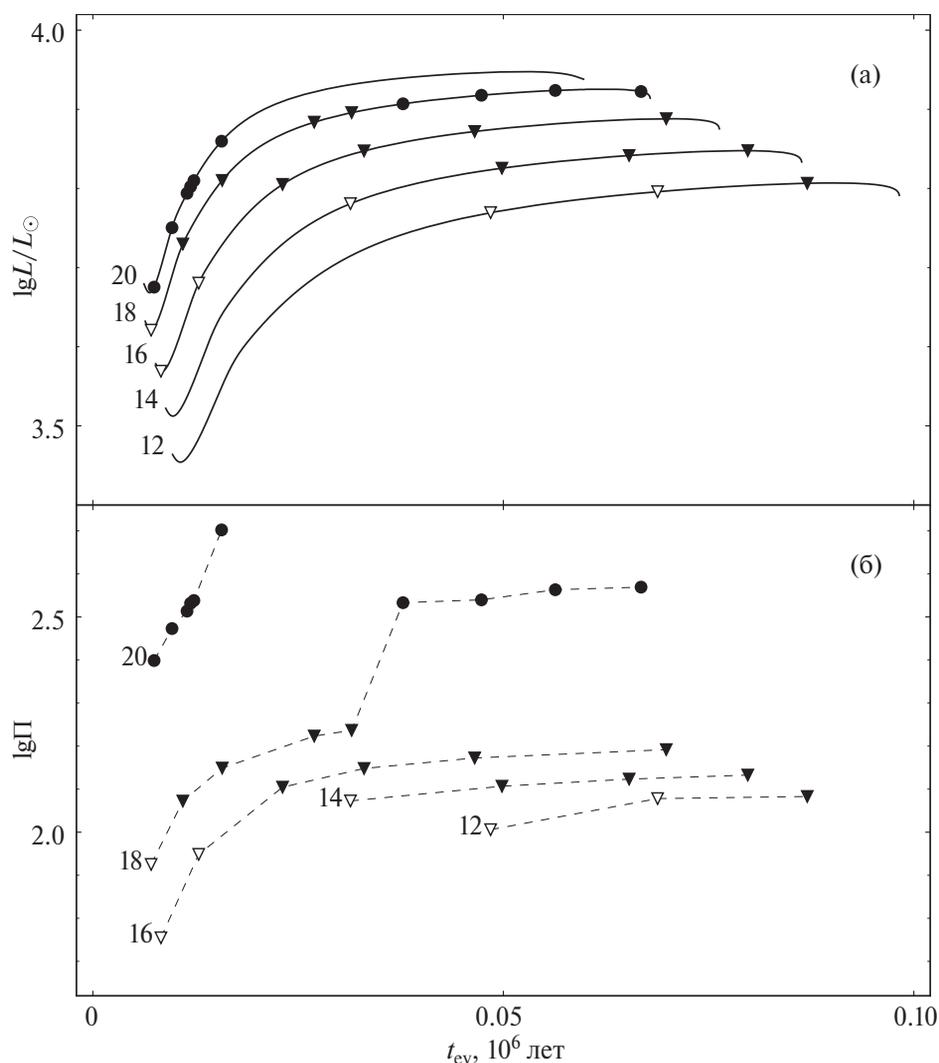


Рис. 2. Изменения светимости (а) и периода радиальных колебаний (б) на стадии возрастания светимости после гелиевой вспышки для моделей эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$. Числами около кривых указаны порядковые номера тепловых вспышек i_{TR} . Время эволюции отсчитывается от пика энерговыделения гелиевого слоевого источника. Кружками и треугольниками отмечены гидродинамические модели, пульсирующие в фундаментальной моде и первом обертоне. Заполненные символы соответствуют моделям пульсирующих звезд, незаполненные символы — моделям с затухающими колебаниями.

водорода и гелия находится выше узла первого обертона с радиусом $r_n \approx 0.77R$, где R — радиус внешней границы эволюционной модели. Продолжительность эволюционной стадии, когда звезда пульсирует, увеличивается с каждым циклом тепловой неустойчивости вследствие возрастающей светимости звезды и большей протяженности зон ионизации. Как видно на рис. 2а, при $12 \leq i_{TR} \leq 16$ звездные пульсации связаны с неустойчивостью первого обертона. При $i_{TR} = 18$ увеличение светимости сопровождается переключением колебаний из первого обертона в фундаментальную моду, поскольку внутренняя граница зон ионизации погружается глубже узла первого обертона. Тепловая вспышка $i_{TR} = 20$ является последней в этой эволюционной последовательности.

Малая масса звезды $M \leq 1.26M_{\odot}$ и возрастающая светимость являются главной причиной увеличения амплитуды пульсаций, которые в ходе дальнейшей эволюции становятся менее регулярными.

Как видно на рис. 2б, приближение к заключительному этапу эволюции на стадии TP–AGB сопровождается возрастанием пределов изменения периода пульсаций мириды в течение одного цикла тепловой неустойчивости. Например, при $i_{TR} = 18$ период колебаний возрастает от ≈ 120 сут (колебания в первом обертоне) до ≈ 610 сут (колебания в фундаментальной моде).

Период пульсаций монотонно увеличивается в течение каждого цикла тепловой неустойчивости, поэтому появляется возможность получить приближен-

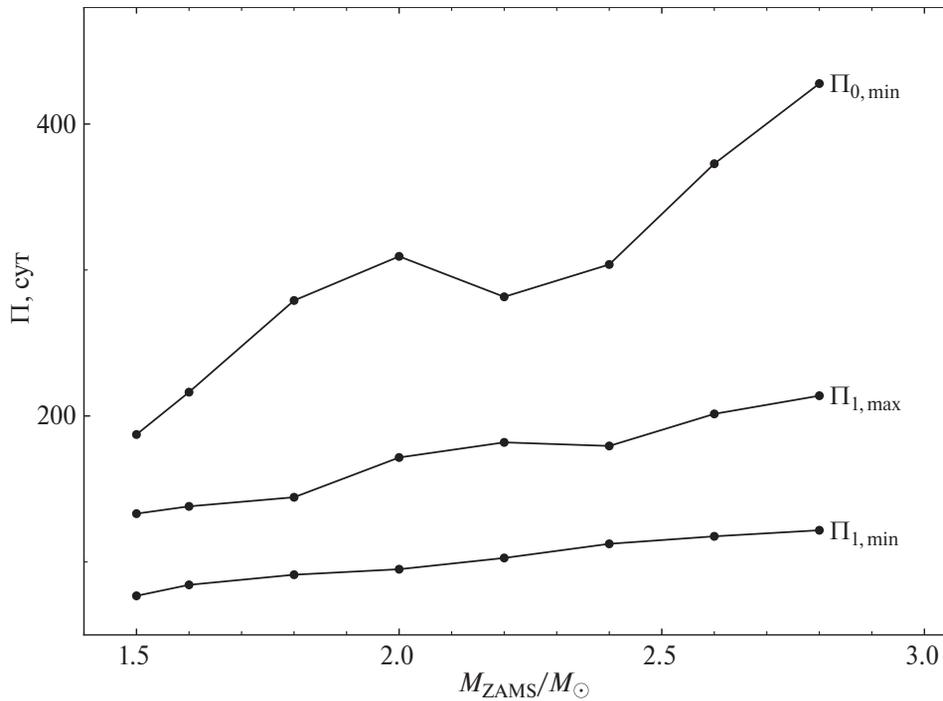


Рис. 3. Минимальный и максимальный значения периода первого обертона $\Pi_{1,min}$ и $\Pi_{1,max}$ и минимальное значение периода фундаментальной моды $\Pi_{0,min}$ в зависимости от начальной массы звезды M_{ZAMS} .

ные оценки минимальных и максимальных значений периода пульсаций в первом оберitone и фундаментальной моде для каждой цикла тепловой неустойчивости, а в конечном счете определить предельные значения периодов для всей эволюционной последовательности с заданным значением M_{ZAMS} . В частности, период первого обертона на границе пульсационной неустойчивости можно вычислить как среднее арифметическое периодов колебаний двух соседних моделей, у одной из которых амплитуда колебаний возрастает, а у другой затухает. Верхняя граница значений периода первого обертона и нижняя граница значений периода фундаментальной моды определяются в окрестности переключения моды колебаний (см., например, график $i_{TP} = 18$ на рис. 2б):

$$\Pi_{1,max} = \frac{1}{2}(\Pi_1 + \frac{1}{2}\Pi_0), \quad (2)$$

$$\Pi_{0,min} = \frac{1}{2}(2\Pi_1 + \Pi_0), \quad (3)$$

где Π_1 и Π_0 — колебания двух соседних моделей, пульсирующих в первом оберitone и фундаментальной моде. В формулах (2) и (3) мы использовали свойство моделей мирид около точки переключения моды колебаний, которое заключается в том, что периоды первого обертона и фундаментальной моды соотносятся как $\Pi_1/\Pi_0 = 1/2$.

Приближенные оценки предельных значений периода колебаний мирид показаны на рис. 3 в зависимости от начальной массы эволюционной последова-

тельности M_{ZAMS} . Следует заметить, что немонотонное возрастание $\Pi_{1,max}$ и $\Pi_{0,min}$ связано скорее всего с ошибками вычисления этих величин вследствие недостаточно плотной сетки гидродинамических моделей при $2M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 2.4M_{\odot}$.

ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОД–СВЕТИМОСТЬ

Как показано выше, пределы изменения периода пульсаций в течение одного цикла тепловой вспышки достаточно велики, так что пульсации с одним и тем же периодом могут происходить при различных значениях i_{TP} . Однако вследствие монотонного увеличения массы вырожденного углеродного ядра светимость звезд, пульсирующих с одинаковыми значениями периода оказывается тем выше, чем больше проэволюционировала звезда. Таким образом, для моделей звезд одной эволюционной последовательности возникает дисперсия зависимости $\Pi-L$. Эта особенность иллюстрируется на рис. 4, где приведена диаграмма период–светимость для гидродинамических моделей мирид эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 1.5M_{\odot}$, пульсирующих в первом оберitone ($6 \leq i_{TP} \leq 9$) и фундаментальной моде ($8 \leq i_{TP} \leq 10$). Как следует из приведенных графиков, в пределах каждого теплового цикла значения $\lg \Pi$ и $\lg L$ с хорошей точностью описываются линейной зависимостью, которая с увеличением номера тепловой вспышки смещается вправо вдоль горизонтальной оси. Колебания в фундаментальной моде происходят в условиях быстро возрастающей скорости

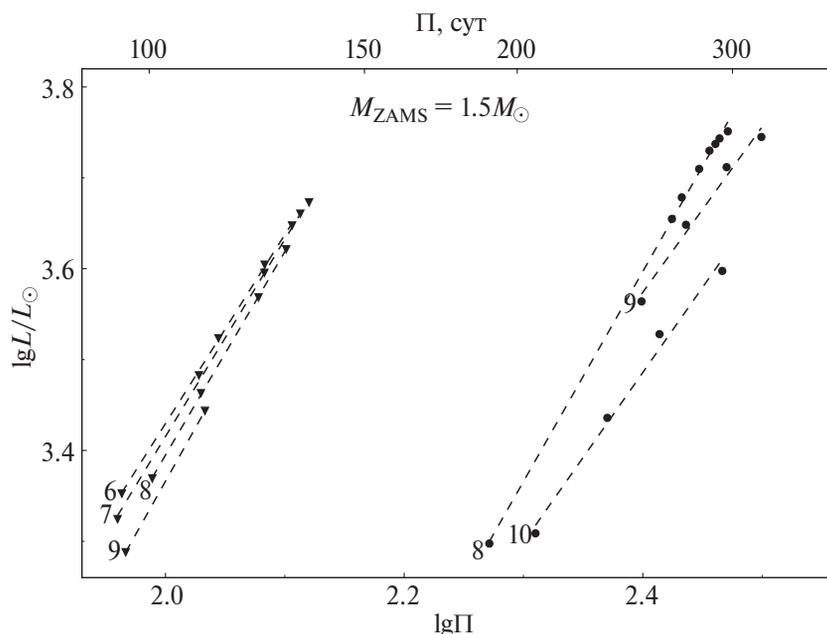


Рис. 4. Гидродинамические модели эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 1.5M_{\odot}$ на диаграмме период–светимость. Кругками и треугольниками показаны модели, пульсирующие в фундаментальной моде и в первом оберitone. Модели каждого цикла тепловой вспышки соединены штриховой линией. Числами указаны номера тепловых вспышек i_{TP} .

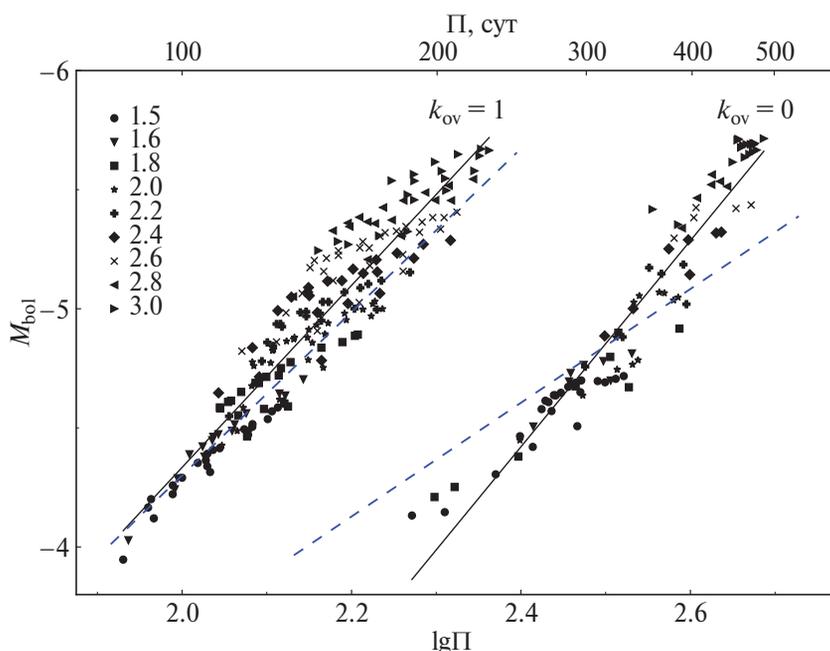


Рис. 5. Зависимости период–светимость мирид, пульсирующих в фундаментальной моде ($k_{ov} = 0$) и первом оберitone ($k_{ov} = 1$) при содержании металлов $Z = 0.006$. Различные символы соответствуют моделям эволюционных последовательностей $1.5M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 3M_{\odot}$. Сплошными линиями показаны соотношения (4) и (5), штриховыми линиями – приближенные соотношения $\Pi-L$, основанные на расчетах моделей мирид с содержанием металлов $Z = 0.014$ (Фадеев, 2023).

потери массы, что в конечном счете приводит к заметным отклонениям от линейной зависимости между $\lg \Pi$ и $\lg L$.

В данной работе для девяти эволюционных последовательностей $1.5M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 3M_{\odot}$ с содержанием металлов $Z = 0.006$ было рассчитано

195 гидродинамических моделей мирид, пульсирующих в первом оберitone, и 90 моделей, пульсирующих в фундаментальной моде. Теоретические зависимости $\Pi-L$, соответствующие колебаниям в фундаментальной моде и в первом оберitone, показаны на рис. 5, где для обозначения гидродинамических моделей раз-

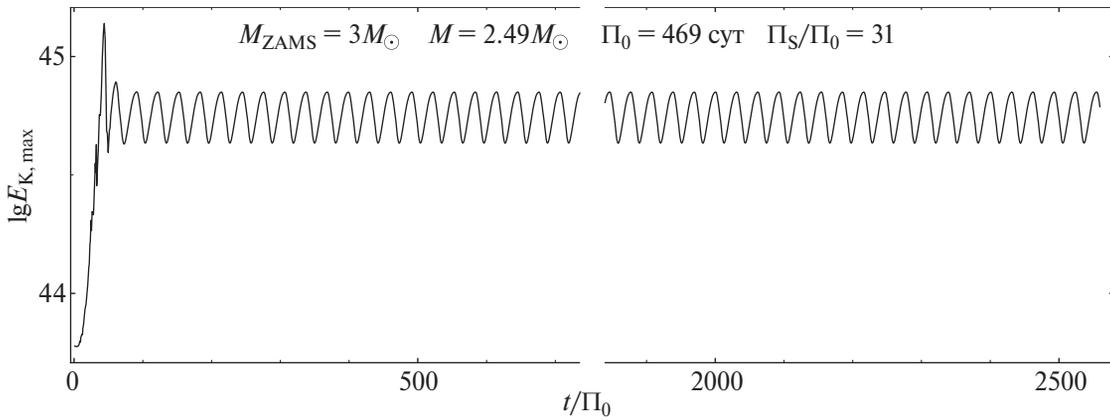


Рис. 6. Изменения максимальных значений кинетической энергии пульсационных движений модели мириды с массой $M = 2.49M_{\odot}$ и периодом $\Pi = 469$ сут (эволюционная последовательность $M_{ZAMS} = 3M_{\odot}$).

личных эволюционных последовательностей используются различные символы. Объяснение этих символов представлено в левом верхнем углу рис. 5.

Сплошными линиями на рис. 5 показаны приближенные соотношения, полученные методом наименьших квадратов для пар значений $(\lg L, \lg \Pi_0)$ и $(\lg L, \lg \Pi_1)$:

$$M_{\text{bol}} = -4.328 \lg \Pi_0 + 5.967, \quad (4)$$

$$M_{\text{bol}} = -3.820 \lg \Pi_1 + 3.306. \quad (5)$$

Заметный разброс точек на рис. 5 около прямых (4) и (5) связан с различными значениями массы углеродного ядра гидродинамических моделей.

Диаграмма на рис. 5, как и соотношения (4) и (5), получены для абсолютного болометрического блеска M_{bol} , тогда как все эмпирические зависимости период – светимость мирид БМО приводятся для фотометрических полос с ближнем ИК. Например, по наблюдениям 53 мирид БМО с периодами от 116 до 413 сут коэффициент наклона зависимости период – светимость в полосе К составляет $\rho = -3.69$ (Вайтлок и др., 2008). По оценкам Жосслен и др. (2000) корреляция между болометрической звездной величиной и блеском в полосе К звезд AGB приближенно описывается линейной зависимостью, так что

$$m_{\text{bol}} \simeq m_{\text{K}} - 3. \quad (6)$$

Для объяснения расхождения между значением наклона теоретической зависимости (4), которое составляет -4.33 , и эмпирической оценкой -3.69 , полученной Вайтлок и др. (2008), существует две возможности. В первом случае мы должны предположить отсутствие постоянной болометрической поправки, связывающей величины m_{bol} и m_{K} . Во втором случае лучшее согласие с наблюдениями может быть получено при несколько большем содержании металлов Z . На рис. 5 штриховыми линиями показаны теоретические соотношения период–светимость, соответствующие моделям мирид с содержанием металлов $Z =$

$= 0.014$ (Фадеев, 2023) и наклон этих зависимостей при $Z = 0.014$ оказывается менее крутым (-2.39 для мирид, пульсирующих в фундаментальной моде). Таким образом, незначительное увеличение содержания металлов по отношению к использованному значению $Z = 0.006$ возможно приведет к лучшему согласию с наблюдениями.

МОДЕЛИ МИРИД С ВТОРИЧНОЙ ПЕРИОДИЧНОСТЬЮ

Среди приблизительно трех сотен гидродинамических моделей мирид, рассмотренных в данной работе, в двенадцати моделях было обнаружено присутствие долговременной вторичной периодичности, которая наблюдалась после установления колебаний предельной амплитуды. Пример радиальных пульсаций с вторичной периодичностью показан на рис. 6, где приведен график изменения максимальных значений кинетической энергии пульсаций $E_{\text{K,max}}$ модели мириды с массой $M = 2.49M_{\odot}$ и периодом $\Pi = 469$ сут. При отсутствии вторичной периодичности максимум кинетической энергии не зависит от времени и остается неизменным после достижения предельной амплитуды колебаний, тогда как модель на рис. 6 демонстрирует циклические изменения амплитуды колебаний с длиной цикла, которая приблизительно в 30 раз превосходит период основной моды радиальных пульсаций ($\Pi_s/\Pi_0 = 31$). Расчеты нелинейных пульсаций модели на рис. 6 были проведены на достаточно протяженном отрезке времени ($t \sim 2.5 \times 10^3 \Pi_0$), однако обнаружить какие-либо признаки вековых изменений, связанных с затуханием или ростом амплитуды вторичной периодичности, не удалось.

Чтобы исключить подозрения, что долговременные циклические изменения амплитуды являются вычислительным артефактом и возникают вследствие дискретной природы гидродинамической модели, нами были проведены расчеты нелинейных пульсаций той же модели мириды с увеличенным вдвое числом

Таблица 1. Основные характеристики гидродинамических моделей с вторичной периодичностью

$M_{\text{ZAMS}}/M_{\odot}$	M/M_{\odot}	i_{TP}	Π , сут	Π_s/Π	$\Delta v/v_0$
3.0	2.490	8	469.2	30.8	0.0323
3.0	2.423	9	461.5	28.9	0.0350
3.0	2.476	8	472.5	28.3	0.0351
3.0	2.461	8	474.4	27.0	0.0372
3.0	2.452	8	472.4	27.0	0.0374
3.0	2.420	9	467.4	26.8	0.0374
3.0	2.417	9	471.9	25.7	0.0390
2.8	2.181	12	431.6	22.8	0.0441
2.6	1.969	14	401.9	19.2	0.0521
3.0	2.010	11	385.1	15.7	0.0641
2.8	2.055	13	405.4	14.3	0.0709
3.0	2.234	10	476.6	10.0	0.1000

лагранжевых массовых зон. Результаты расчетов показаны на рис. 7, где приведены спектры мощности кинетической энергии двух моделей, одна из которых рассчитывалась, как все гидродинамические модели в этой работе при числе зон $N = 600$, тогда как другая – при $N = 1200$. Интервал времени, на котором рассчитывались приведенные спектры, составляет $t/\Pi_0 \approx 1.3 \times 10^3$. Незначительные различия между Фурье-спектрами позволяют заключить, что циклические изменения амплитуды пульсаций не являются вычислительным артефактом, так как незначительно зависят от числа массовых зон N гидродинамической модели.

Важной особенностью графиков на рис. 7 является расщепление основной частоты колебаний и появление равноудаленных частот, суперпозиция которых становится причиной возникновения долговременных циклических изменений амплитуды колебаний. От амплитуды пиков и относительного частотного интервала между пиками $\Delta v/v_0$ зависит отношение Π_s/Π_0 . Эта зависимость хорошо прослеживается по графикам спектров трех гидродинамических моделей на рис. 8 с отношениями $\Pi_s/\Pi_0 = 10, 19$ и 29 .

Основные характеристики гидродинамических моделей с вторичной периодичностью приведены в табл. 1 в порядке возрастания интервала частотного расщепления $\Delta v/v_0$, который, как видно из таблицы, соответствует убыванию отношения длины долговременного цикла к периоду пульсаций Π_s/Π . Все модели, перечисленные в табл. 1, пульсируют в фундаментальной моде.

В начале вторичная периодичность была обнаружена случайно у нескольких гидродинамических мо-

делей. Чтобы выяснить связь между этим явлением и эволюционными изменениями строения звезды были проведены дополнительные вычисления еще нескольких гидродинамических моделей эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 3M_{\odot}$. Таким образом, четыре модели на стадии восьмой тепловой вспышки и три модели на стадии девятой тепловой вспышки представляют собой последовательности звездных моделей с продолжающимся эффектом вторичной периодичности. При $i_{\text{TP}} = 8$ продолжительность стадии вторичной периодичности наблюдается в течение $t_{\text{sp}} \approx 5.6 \times 10^3$ лет, а при $i_{\text{TP}} = 9$ $t_{\text{sp}} \approx 1.1 \times 10^3$ лет. Интервал времени между тепловыми вспышками составляет $\Delta t_{\text{TP}} \approx 2.2 \times 10^4$ лет, так что продолжительность стадии вторичной периодичности составляет 25% и 5% соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласованные вычисления звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, проведенные в данной работе, позволили внести ясность в ряд вопросов, связанных с природой пульсирующих переменных типа Миры Кита. Ниже мы их перечислим.

На начальной стадии TP–AGB (т.е. в течение нескольких первых тепловых вспышек) красный гигант остается устойчивым относительно радиальных пульсаций. Эволюционное возрастание светимости красного гиганта сопровождается увеличением протяженности зон ионизации водорода и гелия, где происходит возбуждение пульсационной неустойчивости. Сначала возникают колебания в первом обертоне, поскольку внутренняя граница зон ионизации находится выше узла первого обертона ($r_n \approx 0.77R$). Радиальные пульсации в обертонах более высокого порядка обнаружены не были. Достаточно плотная сетка гидродинамических моделей позволила определить нижний предел периода первого обертона $\Pi_{1,\text{min}}$, который возрастает с массой звезды от $\Pi_{1,\text{min}} \approx 80$ сут (масса звезды $M = 1.27M_{\odot}$, эволюционная последовательность $M_{\text{ZAMS}} = 1.5M_{\odot}$) до $\Pi_{1,\text{min}} \approx 120$ сут ($M = 2.60M_{\odot}$, $M_{\text{ZAMS}} = 2.8M_{\odot}$).

Существование верхнего предела периода колебаний в первом обертоне $\Pi_{1,\text{max}}$ связано с переключением колебаний в фундаментальную моду. В миридах переключение моды колебаний происходит в течение $\sim 10^2$ циклов колебаний (Фадеев, 2022) и на шкале времени, связанной с эволюцией звезды, может рассматриваться как скачкообразный переход. Более того, в окрестности переключения моды колебаний периоды первого обертона и фундаментальной моды соотносятся как $\Pi_1/\Pi_0 = 1/2$, поэтому одновременно с оценкой верхнего предела периода первого обертона мы получаем оценку нижнего предела периода фундаментальной моды. Для моделей эволюционных последовательностей $1.5M_{\odot} \leq M_{\text{ZAMS}} \leq 2.8M_{\odot}$ эти величины возрастают от $\Pi_{1,\text{max}} = 130$ сут

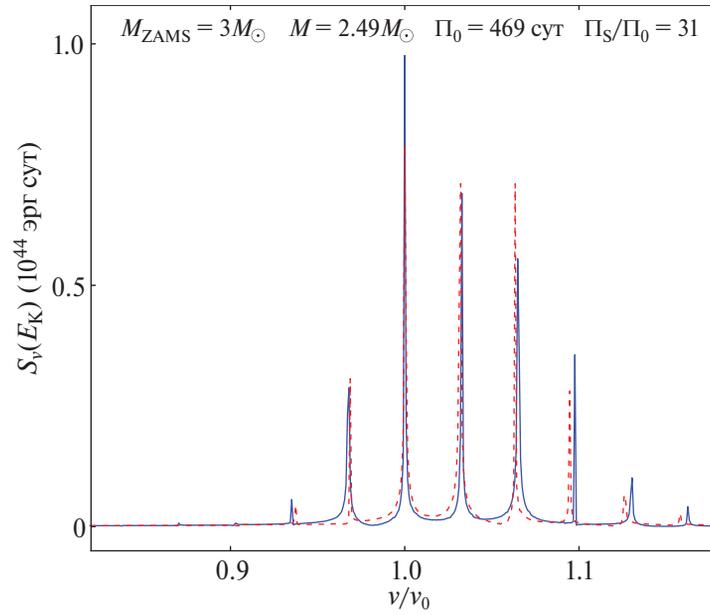


Рис. 7. Спектр мощности кинетической энергии $S_v(E_K)$ в окрестности частоты фундаментальной моды $\nu_0 = 1/\Pi_0$ гидродинамической модели представленной на рис. 6 (сплошная линия). Штриховой линией показан спектр модели с увеличенным вдвое числом лагранжевых массовых зон ($N = 1200$).

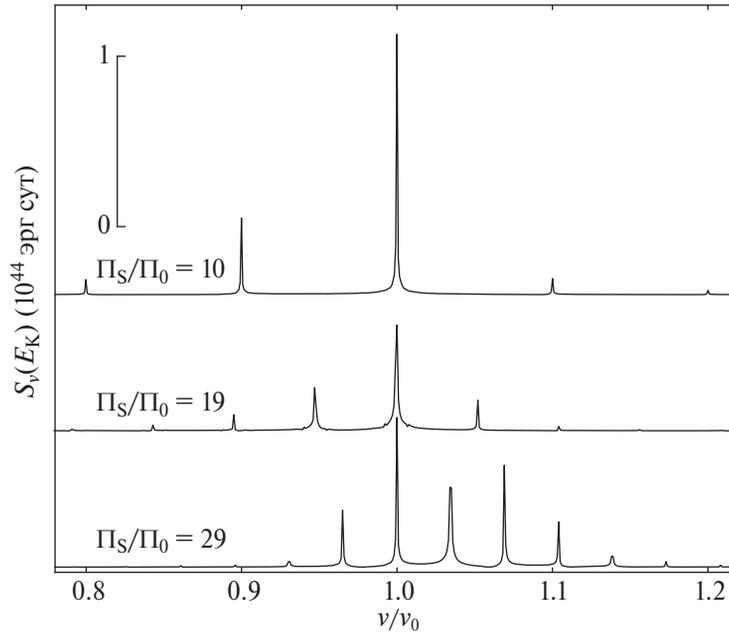


Рис. 8. Спектры мощности кинетической энергии $S_v(E_K)$ в окрестности частоты колебаний основной моды $\nu_0 = 1/\Pi_0$ трех гидродинамических моделей с отношениями $\Pi_s/\Pi_0 = 10, 19$ и 29 .

и $\Pi_{0,\min} = 190$ сут при массе звезды $M = 0.96M_\odot$ до $\Pi_{1,\max} = 210$ сут и $\Pi_{0,\min} = 430$ сут при $M = 2.2M_\odot$.

Сравнение результатов данной работы с результатами расчетов моделей мирид при $Z = 0.014$ (Фадеев, 2023) показывает, что наклон теоретической зависимости период–светимость заметно возрастает с уменьшением Z . Недавно были получены наблюдательные указания на различный вид зависимостей период – светимость галактических мирид и мирид

БМО (Шибuez и др., 2020).

Наклон теоретической зависимости период – светимость, определенной в данной работе, соответствует болометрическому блеску и превосходит по своему значению (-4.33) наблюдательную оценку $\rho = -3.69$, соответствующую фотометрической полосе К (Вайтлок и др., 2008). Вероятной причиной этого различия может быть непостоянное значение болометрической поправки, которая остается неизвестной

величиной. С другой стороны, меньший наклон теоретической зависимости может быть получен, например, при $Z = 0.008$, однако для этого необходимо провести дополнительные расчеты как звездной эволюции, так и нелинейных пульсаций.

Среди приблизительно трех сотен гидродинамических моделей мирид, рассмотренных в данной работе, было обнаружено двенадцать моделей, в которых кинетическая энергия фундаментальной моды колебаний описывается спектром мощности расщепленным на несколько компонент. У каждой из этих моделей частотный интервал между компонентами является постоянной величиной и находится в пределах $0.03 \leq \Delta\nu/\nu_0 \leq 0.10$, где ν_0 – частота центральной компоненты. Суперпозиция таких колебаний приводит к долговременным циклическим изменениям амплитуды пульсаций при отношении длины цикла Π_s к периоду фундаментальной моды Π с отношением от $\Pi_s/\Pi = 10$ при $\Delta\nu/\nu_0 = 0.10$ до $\Pi_s/\Pi = 31$ при $\Delta\nu/\nu_0 = 0.03$. Физическую природу этого частотного расщепления установить, к сожалению, не удалось. Представляется перспективным проведение дальнейших более детальных исследований гидродинамических моделей мирид с целью выяснения причин возникновения расщепления частот пульсаций в сферически–симметричных моделях звезд. Возможно это позволит объяснить природу долговременной вторичной периодичности мирид БМО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайтлок и др. (P.A. Whitelock, F. Marang, and M.W. Feast), *MNRAS* **319**, 728 (2000).
2. Вайтлок и др. (P.A. Whitelock, M.W. Feast and F. Van Leeuwen), *MNRAS* **386**, 313 (2008).
3. Вайтлок и др. (P.A. Whitelock, J.W. Menzies, M.W. Feast F. Nsengiyumva, and N. Matsunaga), *MNRAS* **428**, 2216 (2013).
4. Вильсон (L.A. Willson), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38**, 573 (2000).
5. Вуд (P.R. Wood), *Astrophys. J.* **190**, 609 (1974).
6. Вуд, Зарро (P.R. Wood and D.M. Zarro), *Astrophys. J.* **247**, 247 (1981).
7. Гласс, Ллойд Иванс (I.S. Glass and T. Lloyd Evans), *Nature* **291**, 303 (1981).
8. Гласс, Фист (I.S. Glass and M.W. Feast), *MNRAS* **199**, 245 (1982).
9. Жосслен и др. (E. Josselin, J.A.D.L. Blommaert, M.A.T. Groenewegen, A. Omont, and F.L. Li), *Astron. Astrophys.* **357**, 225 (2000).
10. Ибен, Ренцини (I. Iben and A. Renzini), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **21**, 271 (1983).
11. Иванек и др. (P. Iwanek, I. Soszynski, and S. Kozłowski), *Astrophys. J.* **919**, 99 (2021).
12. Коль и др. (A.A. Cole, E. Tolstoy, J.S. Gallagher, T.A. Smecker-Hane), *Astron. J.* **129**, 1465 (2005).
13. Моулд и др. (J. Mould, A. Saha, and S. Hughes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **154**, 623 (2004).
14. Оливье, Вуд (E.A. Olivier and P.R. Wood), *MNRAS* **362**, 1396 (2005).
15. Пакстон и др. (B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschi, 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).
16. Рольстон и др. (W.R.J. Rolleston, C. Trundle, and P.L. Dufton), *Astron. Astrophys.* **396**, 53 (2002).
17. Трабукчи и др. (M. Trabucchi, P.R. Wood., J. Montalbán, P. Marigo, G. Pastorelli, L. Girardi), *MNRAS* **482**, 929 (2019).
18. Трабукчи и др. (M. Trabucchi, P.R. Wood, N. Mowlavi, G. Pastorelli, P. Marigo, L. Girardi and T. Lebzelter), *MNRAS* **500**, 1575 (2021).
19. Тухман и др. (Y. Tuchman, N. Sack, and Z. Barkat), *Astrophys. J.* **219**, 183 (1978).
20. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 342 (2013) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **39**, 306 (2013)].
21. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **49**, 796 (2023) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **49**, 722 (2023)].
22. Фист (M.W. Feast), *MNRAS* **211**, 51 (1984).
23. Хервиг (F. Herwig), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **43**, 435 (2005).
24. Хуанг и др. (C.D. Huang, A.G. Riess, S.L. Hoffmann, C. Klein, J. Bloom, W. Yuan, L.M. Macri, D.O. Jones, P.A. Whitelock, S. Casertano, and R.I. Anderson), *Astrophys. J.* **857**, 67 (2018).
25. Юань и др. (W. Yuan, L.M. Macri, A. Javadi, Z. Lin, and J.Z. Huang), *Astron. J.* **156**, 112 (2018).