СОДЕРЖАНИЕ

Том 46, номер 8, 2020

-

Активные ядра среди галактик с полярными кольцами Д. В. Смирнов, В. П. Решетников	535
Использование сферических функций в галактоцентрической системе координат для исследования кинематики шаровых звездных скоплений	
А. С. Цветков, Ф. А. Амосов	543
Образование тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды в тесной двойной системе	
И. В. Панов, А. В. Юдин	552
Оптическая спектроскопия высокого разрешения post-AGB сверхгиганта V340 Ser (=IRAS 17279-1119)	
В. Г. Клочкова, В. Е. Панчук, Н. С. Таволжанская, М. В. Юшкин	562
Эффекты отклонения от ЛТР в линиях рубидия у холодных звезд	F 7 F
G. A. Ropoman	575
Эволюционный статус и фундаментальные параметры цефеиды V1033 Cyg Ю. А. Фадеев	584
Первые орбиты шести широких двойных звезд в окрестности Солнца на основе наблюдений Gaia DR2	
О. В. Кияева, Л. Г. Романенко	590
Памяти Дмитрия Александровича Варшаловича (14.08.1934–21.04.2020)	607

АКТИВНЫЕ ЯДРА СРЕДИ ГАЛАКТИК С ПОЛЯРНЫМИ КОЛЬЦАМИ

© 2020 г. Д. В. Смирнов¹, В. П. Решетников^{1*}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 11.05.2020 г. После доработки 20.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

На основе данных обзора SDSS рассмотрен вопрос о встречаемости активных ядер среди галактик с полярными кольцами. Найдены свидетельства в пользу избытка сейфертовских галактик и лайнеров среди галактик с полярными кольцами по сравнению с обычными объектами. Наблюдаемая активность ядер галактик с полярными кольцами, возможно, связана с аккрецией газа из области полярных структур на центральные галактики.

Ключевые слова: галактики, активность ядер.

DOI: 10.31857/S0320010820080045

ВВЕДЕНИЕ

Галактики с полярными кольцами (ГПК) очень редкий класс внегалактических объектов. ГПК состоят из центральной галактики, окруженной примерно вдоль своей малой оси протяженным кольцом или диском. В дальнейшем мы будем использовать термин ГПК для обозначения класса объектов с околополярными структурами, не различая, как это иногда делается, полярные кольца и диски. Многочисленные примеры таких систем приведены в каталогах PRC (Polar-Ring Galaxy Catalogue, Вайтмо и др., 1990), SPRC (SDSSbased Polar Ring Catalogue, Моисеев и др., 2011) и в работе Решетникова и Мосенкова (2019) (далее PM2019).

У большинства ГПК центральные объекты являются бедными газом галактиками ранних типов (E/S0) (см., например, Вайтмо и др., 1987; Финкельман и др., 2012). Полярные структуры показывают вращение вокруг больших осей центральных галактик, они содержат звезды и газ, у них относительно голубые показатели цвета, есть признаки идущего звездообразования, газ в полярных структурах часто имеет субсолнечную металличность (Вайтмо и др., 1987; Решетников, Комб, 1994, 2015; Егоров, Моисеев, 2019, и пр.). Относительная доля ГПК среди близких галактик составляет ~ 10^{-3} (Решетников и др., 2011), и они избегают плотного пространственного окружения (Финкельман и др., 2012; Савченко, Решетников, 2017).

Перечисленные выше процессы могли оставить определенные следы на периферии галактик в виде слабых протяженных структур (оболочек, приливных хвостов). С другой стороны, формирование полярных колец должно было сопровождаться аккрецией вещества на центральную галактику. Например, численные расчеты образования ГПК при слиянии эллиптической и спиральной галактик показывают, что 10-20% газа падает к центру сформировавшейся ГПК (Бурно, Комб, 2003). Эволюция полярных колец с учетом их взаимодействия с основными галактиками также может приводить к потере углового момента газа и его аккреции к центру (см., например, Вакаматсу, 1993).

Падение вещества на массивный центральный объект в центрах галактик является общепринятым механизмом нетепловой активности их ядер. Поэтому с учетом особенностей формирования и эволюции ГПК встает вопрос о встречаемости активных ядер среди ГПК. Этот вопрос до сих пор

Для того чтобы объяснить присутствие в одном объекте двух крупномасштабных подсистем, выделенных морфологически и кинематически, чаще всего допускают, что ГПК образовались в два этапа. Сначала сформировалась центральная галактика, а затем за счет некоего "вторичного" события возникла полярная структура. Этим вторичным событием могло быть, например, слияние галактик с взаимно ортогональными дисками, захват на околополярную орбиту и разрушение спутника, захват вещества от сблизившейся галактики, аккреция вещества из межгалактического пространства (см., например, Бекки, 1997; Решетников, Сотникова, 1997; Бурно, Комб, 2003; Маччио и др., 2006; Брук и др., 2008).

^{*}Электронный адрес: v.reshetnikov@spbu.ru

Выборка	Число ГПК	$\langle M_r \rangle$	$\langle g-r angle$	Итоговое число ГПК
SPRC (BCe)	274	-21.10 ± 1.21	$+0.65\pm0.21$	176
Лучшие кандидаты	70	-21.20 ± 0.77	$+0.72\pm0.13$	45
Хорошие кандидаты	115	-20.79 ± 1.36	$+0.58\pm0.19$	81
Связанные объекты	52	-21.43 ± 1.15	$+0.71\pm0.28$	29
Кольца плашмя	37	-21.36 ± 1.20	$+0.66\pm0.23$	21
PM2019	31	-20.97 ± 1.01	$+0.70\pm0.14$	7

Таблица 1. Выборки кандидатов в ГПК

остается почти неизученным (Решетников и др., 2001; Финкельман и др., 2012), что, по крайней мере отчасти, связано с малым числом известных ГПК. В последние годы появились новые выборки кандидатов в ГПК, отобранных в из обзора SDSS¹ (SPRC; PM2019), что позволяет рассмотреть эту проблему на большем, чем это было доступно ранее, материале.

Все числовые величины в статье приведены для космологической модели с постоянной Хаббла 70 км с⁻¹ Мпк⁻¹ и $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$.

ВЫБОРКА ГАЛАКТИК

Для изучения активности ядер галактик с полярными кольцами мы рассмотрели объекты из двух работ, основанных на обзоре SDSS. Большая часть галактик нашей выборки была взята из каталога SPRC (Моисеев и др., 2011), в котором приведены данные для 275 кандидатов в ГПК. Эти кандидаты разбиты на 4 группы. 70 галактик отнесены к наилучшим кандидатам в ГПК, 115 — к хорошим кандидатам. В третью группу вошли 53 объекта, возможно, связанные с ГПК (галактики с сильными изгибами звездных дисков, взаимодействующие и сливающиеся галактики). Галактика SPRC-198 из этой группы, как оказалось, дублирует галактику SPRC-102, и поэтому в подклассе связанных с ГПК объектов мы оставили 52 объекта. Следовательно, общее число оригинальных объектов в SPRC составляет 274. Четвертая группа включает 37 кандидатов, у которых предполагаемые полярные структуры, возможно, видны в ориентации плашмя. Спектральные наблюдения объектов SPRC показывают, что большая часть первой группы (наилучшие кандидаты) являются кинематически-подтвержденными ГПК (Моисеев и др., 2011; Моисеев и др., 2015; Егоров, Моисеев, 2019). Работа РМ2019 может рассматриваться как дополнение к SPRC — в ней описывается

31 галактика из SDSS, морфологически подобная наилучшим кандидатам в каталоге SPRC.

В табл. 1 суммированы основные характеристики изучаемых выборок. Во втором столбце этой таблицы указано число объектов в соответствующей выборке, в третьем столбце приведены средние абсолютные звездные величины галактик в фильтре r, в четвертом — средние показатели цвета g - r. Абсолютные звездные величины и показатели цвета исправлены за поглощение в Галактике (Шлафли, Финкбейнер, 2011) и за k-поправку (Чилингарян и др., 2010).

Далее для выборок ГПК с помощью пакета ТОРСАТ (Тейлор, 2005) из SDSS были извлечены потоки для используемых в классификации эмиссионных линий (см. следующий раздел). При этом в выборках были оставлены только те галактики, у которых у всех эмиссионных линий отношение сигнал/шум превышало 3 (это же условие было использовано и при формировании выборок сравнения — см. далее). Это ограничение уменьшило размеры исходных выборок. В последнем столбце табл. 1 приведены итоговые числа объектов, использованных для классификации типов ядерной активности.

Для каждой из подгрупп ГПК в табл. 1 по данным SDSS (DR15, Агуадо и др., 2019) были построены выборки сравнения. Выборки были сформированы таким образом, чтобы распределения объектов в них по светимости, показателю цвета g - r и красному смещению были близки к наблюдаемым распределениям для ГПК (см. пример на рис. 1). Для этого из обзора SDSS случайным образом извлекались галактики в соответствии с плотностями вероятности, задаваемыми наблюдаемыми распределениями характеристик ГПК. Объемы выборок сравнения варьируются от примерно 17 тысяч для объектов, связанных с ГПК, до 55 тысяч для суммарной выборки ГПК.

Отметим, что мы рассматриваем ГПК как единые объекты, не выделяя отдельно вклад центральной галактики. Если это сделать, то при типичных

¹ https://www.sdss.org



Рис. 1. Распределения лучших кандидатов в ГПК (с добавлением объектов из РМ2019) по абсолютной звездной величине, показателю цвета g - r и красному смещению (непрерывная линия). Штриховой линией изображены соответствующие распределения для выборки сравнения.

параметрах ГПК (Решетников, Комб, 2015) поправки будут относительно невелики — абсолютные светимости галактик в фильтре r надо уменьшить в среднем на 0^m3, а показатель цвета g - rувеличить на 0^m03.

КЛАССИФИКАЦИЯ ГАЛАКТИК

Для классификации типов ядер ГПК мы использовали классические "ВРТ-диаграммы" (Балдвин и др., 1981), расширенные позднее другими авторами (см., например, Вейо, Остерброк,



Рис. 2. ВРТ-диаграммы для лучших кандидатов в ГПК (черные точки) и галактик из обзора SDSS (серые точки). Линиями показаны границы для разных типов активных ядер галактик, согласно Кьюли и др. (2006).

1987; Кьюли и др., 2001). На этих диаграммах для разделения объектов с разными источниками ионизации сравниваются отношения потоков эмиссионных линий [OIII] λ 5007/H β , [NII] λ 6583/H α , $[SII]/H\alpha$ (здесь и далее [SII] означает сумму потоков линий [SII] λ 6717+[SII] λ 6731) и [OI] λ 6300/Н α . Диаграмму [OIII] λ 5007/[OII] λ 3727 — [OI]/Н α мы не включили в рассмотрение, поскольку она не разделяет галактики со звездообразованием и галактики с составными ядрами (см. далее). Кроме того, ее включение уменьшает выборку ГПК. Наблюдаемые интенсивности линий ГПК и объектов выборок сравнения были исправлены за поглощение с использованием Бальмеровского декремента (истинное значение отношения $I(H\alpha)/I(H\beta)$ было принято равным 2.86, см. Остерброк, Ферланд, 2006) и кривой межзвездного поглощения Калцетти (1997).

На рис. 2 показаны диагностические ВРТдиаграммы для лучших кандидатов в ГПК (с учетом объектов из РМ2019) и для выборки сравнения из обзора SDSS. Штрихами на рисунке изображены линии, отделяющие области галактик со звездообразованием (они находятся ниже этих линий) от галактик с активными ядрами (они соответственно расположены выше). Отрезками прямых на диаграммах показаны граничные линии для разделения активных ядер на сейфертовские галактики (SyG) и лайнеры (LINÉR - Low-Ionization Narrow Emission-line Region). Галактики с составными ядрами, у которых спектры носят признаки ионизации как активным ядром, так и молодыми звездами, были отнесены нами, как это иногда делается, к активным ядрам (см., например, Хванг и др., 2012; Сабатер и др., 2013, 2015; Ким и др., 2020) С одной стороны, это было сделано для увеличения статистики. С другой стороны, на диагностических диаграммах другого типа составные ядра могут попадать в область активных ядер (см., например, Труи и др., 2011).

Характеристики демаркационных линий взяты из работы Кьюли и др. (2006). Аналогичным образом были построены ВРТ-диаграммы для всех указанных в табл. 1 выборок галактик. В дальнейшем мы принимаем, что галактика имеет активное ядро только в случае, если она была отнесена к активным ядрам на всех трех диагностических диаграммах.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты нашего анализа суммированы в табл. 2. Во втором столбце этой таблицы приведена доля активных ядер (в процентах) для данной подгруппы ГПК (в скобках указано число галактик с активными ядрами в этой подгруппе), в третьем —

Выборка	ГПК	Выборка сравнения
Все ГПК	$26\% \pm 3\%~(48)$	25%
Лучшие кандидаты + + РМ2019	$50\% \pm 7\% (26)$	40%
Хорошие кандидаты	$12\% \pm 4\%$ (10)	16%
Связанные объекты	$24\% \pm 8\%$ (7)	29%
Кольца плашмя	$24\% \pm 9\%$ (5)	26%

Таблица 2. Встречаемость галактик с активными ядрами среди ГПК и галактик обзора SDSS

аналогичная доля для галактик соответствующей выборки сравнения. Указанные для выборок сравнения числа получены усреднением по 50 независимым реализациям этих выборок. Из-за большого объема выборок сравнения стандартные ошибки долей малы (~0.1%) и не приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что доли активных ядер для кандидатов в ГПК и для выборок сравнения сопоставимы. Небольшое превышение встречаемости активных ядер показывают только лучшие кандидаты, среди которых половина галактик имеют активные ядра, в то время как в выборке сравнения их около 40%. Ранее близкая оценка была получена для объектов каталога Вайтмо и др. (1990), правда по меньшей выборке ГПК и с менее однородными спектроскопическими данными (Решетников и др., 2001).

Рассмотрим статистику активных ядер среди лучших кандидатов в ГПК подробнее. По нашей классификации 6 галактик среди них могут быть отнесены к SyG ($11.5\% \pm 4.4\%$), 16 ($30.8\% \pm$ ± 6.4%) — к лайнерам и 4 (7.7% ± 3.7%) — к галактикам с составными ядрами. Соответствующие числа для выборки сравнения — 6.9, 23.0 и 9.8%. Отсюда видно, что в пределах бедной статистики доли составных ядер в обеих выборках сравнимы, в то время как число SyG и LINERs среди ГПК повышено. Отметим также, что отношение числа лайнеров к числу сейфертовских галактик среди ГПК составляет ~2.7, что близко к соответствующему отношению в выборке сравнения (~ 3.3). Примерно такое же соотношение LINERs и SyG получается и в работах других авторов, хотя оно может зависеть от разных факторов, включая, в частности, массу галактик (см., например, Кьюли и др., 2006; Сабатер и др., 2013).

На рис. 3 показаны зависимости долей активных ядер разных типов от интегральной светимости галактик. На рисунке хорошо заметен известный наблюдательный тренд — с ростом светимости (и

соответственно массы) галактик увеличивается доля активных ядер (Кауффман и др., 2003). Этот тренд прослеживается как для объектов выборки сравнения, так и для всех рассмотренных нами галактик из SDSS. На рис. 3 видно, что при $M_r \leq$ $< -20^{m}$ наблюдается примерно двукратное превышение долей активных ядер среди ГПК по сравнению с обычными галактиками той же светимости. Аналогичным образом мы сравнили встречаемость активных ядер в зависимости от показателя цвета галактики g-r. Результаты оказались менее наглядными, чем для их светимостей, но в целом у нормальных галактик наблюдается тенденция к увеличению доли активных ядер с ростом величины q-r. Как и в случае светимостей, у ГПК с $q-r \approx 1$ активные ядра встречаются относительно чаще, чем у обычных галактик с таким же показателем цвета.

Отметим, что наши результаты основаны на небольшой статистике ГПК и являются предварительными. В поддержку вывода об увеличенной доле активных ядер среди ГПК говорит то, что избыток сейфертовских галактик и лайнеров среди ГПК прослеживается почти по всем независимо рассмотренным интервалам светимости при $M_r \leq \leq -20^m$ (рис. 3).

Более простым способом выделить активные ядра среди ГПК является использование оригинальной классификации, приведенной в SDSS. Согласно данным SDSS, среди наилучших кандидатов в ГПК 9 галактик классифицируются как "AGN" или "QSO", что дает долю активных ядер $17 \pm 5\%$. В выборке сравнения таких галактик меньше — лишь $6.8\% \pm 0.2\%$. Отметим, что спектральная классификация в SDSS менее подробна, чем наша, и в ней нет разделения на сейфертовские галактики и лайнеры.

В табл. З приведены основные характеристики 6 галактик из SPRC и PM2019, которые, по нашим данным, могут быть отнесены к SyG, и в то же время они классифицированы как активные ядра и в SDSS. В первом столбце таблицы указано название галактики по SPRC или номер объекта, согласно табл. 1 в РМ2019. во втором — классификация спектра в SDSS, в третьем и четвертом абсолютная звездная величина и показатель цвета (Агуадо и др., 2019), исправленные за поглощение в Галактике, и k-поправку (Шлафли, Финкбейнер, 2011; Чилингарян и др., 2010). В следующих трех столбцах суммированы найденные нами по изображениям в фильтре *r* характеристики полярных образований: наблюдаемый угол между большими осями центральной галактики и полярной структуры ($\Delta P.A.$), диаметр (D_r), отношение диаметра полярной структуры к диаметру центральной галактики (D_r/D_h) . (У SPRC-258, относящейся к объектам с предположительно видимым почти плашмя



Рис. 3. Зависимость доли сейфертовских галактик (заполненные кружки) и лайнеров (открытые кружки) от абсолютной звездной величины галактики в фильтре *r* среди наилучших кандидатов в ГПК. Непрерывными линиями показаны зависимости для SyG по выборке сравнения (тонкая линия) и для всей выборки галактик из SDSS (толстая линия). Штриховыми линиями изображены зависимости для лайнеров по выборке сравнения (тонкая линия) и выборке всех SDSS галактик (толстая линия).

полярным кольцом, измерения $\Delta P.A$. не проводились.) Данные табл. З показывают, что по своим характеристикам ГПК с активными ядрами близки к обычным ярким ГПК (см. табл. 2 в РМ2019). Можно лишь отметить небольшой относительный размер полярных образований ($\langle D_r/D_h \rangle = 1.20 \pm \pm 0.34$) и их почти ортогональную ориентацию ($\langle 90^\circ - \Delta P.A. \rangle = 8^\circ \pm 5^\circ$). У большинства объектов из табл. З видны связанные с полярными кольцами пылевые полосы, что свидетельствует о наличии в них газа.

Вопрос о том, что может стимулировать нетепловую активность ядер галактик (локальное и глобальное окружение, гравитационное взаимодействие и слияния галактик, их вековая эволюция и пр.), до сих остается предметом дискуссий (см., например, Сабатер и др., 2013), и поэтому мы ограничимся лишь несколькими замечаниями.

Необходимым, но недостаточным условием для инициирования активности ядер является наличие холодного газа во внутренних областях галактик. Окружение галактик, их взаимодействие и слияния влияют на активность ядер косвенным образом, поставляя газ к центрам галактик, однако за транспортировкиу газа в непосредственную близость к черной дыре, по-видимому, отвечают другие механизмы (Рейхард и др., 2009; Сабатер и др., 2015).

У большинства ГПК бедная газом основная галактика окружена полярной структурой, которая, как правило, богата газом (ван Горком и др., 1987; ван Дриел и др., 2000). Можно предположить, что взаимодействие центральной галактики с этой структурой приводит к падению газа на центральную галактику. Признаки текущего взаимодействия газа полярного кольца и центральной галактики были обнаружены недавно в ряде ГПК (Егоров, Моисеев, 2019). Небольшой относительный размер полярных структур у галактик из табл. 3 не противоречит предположению о формировании на их внутренних границах ударных волн (Вакаматсу, 1993) и последующей аккреции вещества на галактики. Дальнейшее поведение этого газа и механизмы потери им углового момента пока остаются неизученными.

Объекты, родственные ГПК, — это так называемые галактики с внутренними полярными структурами (см. обзор Моисеева, 2012). В центральных областях таких объектов присутствует почти ортогональный к плоскости основной галактики звездно-газовый диск размером ~1 кпк. Внутренние полярные структуры встречаются чаще, чем внешние крупномасштабные полярные кольца. Согласно Сильченко (2016), они наблюдаются у ~10% S0-галактик в локальной Вселенной. Как и в случае ГПК, происхождение внутренних структур

Галактика	SDSS тип	M_r	g-r	$\Delta P.A., ^{\circ}$	D_r , кпк	D_r/D_h
SPRC-1	QSO AGN	-22.01	0.80	82	16	0.83
SPRC-90	AGN	-21.55	0.71	86	37	1.53
SPRC-156	AGN	-20.66	0.73	73	19	0.80
SPRC-161	QSO	-20.54	0.80	84	15	1.53
SPRC-258	AGN	-21.83	0.61	—	30	1.42
№14 (PM2019)	AGN	-20.86	0.75	85	18	1.07

Таблица 3. Кандидаты в сейфертовские галактики среди ГПК

связывают с внешней аккрецией вещества — например, с захватом и разрушением богатого газом карликового спутника (Сильченко и др., 2011). Тем самым в случае ГПК имеется внешний резервуар вещества, которое аккрецирует в околополярной плоскости на центральную галактику. В случае внутренних полярных структур такой резервуар, сформированный захваченным веществом, наблюдается непосредственно в околоядерной области галактик. Можно предположить, что среди галактик с внутренними полярными структурами также может наблюдаться много активных ядер. Просмотр NED^2 показал, что около трети галактик из списка Моисеева (2012) классифицируются этой базой данных как имеющие активные ядра, включая такие известные сейфертовские галактики, как NGC 1068 и NGC 3227. К сожалению, список известных галактик с внутренними полярными структурами пока очень неоднороден и отчасти случаен. Увеличение числа таких объектов и получение для них однородного спектрального материала позволит, в частности, рассмотреть возможную связь между формированием внутренних полярных структур и активностью ядер галактик.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе приведенных в обзоре SDSS спектров рассмотрена встречаемость галактик с активными ядрами среди галактик с крупномасштабными оптическими полярными структурами. Анализ ВРТ-диаграмм, а также классификации типов ядер, опубликованной в SDSS, привел к выводу о возможном избытке активных ядер среди наилучших кандидатов в ГПК. Это заключение основано на пока еще относительно небольшом числе известных ГПК, и оно нуждается в дальнейшем подтверждении.

Детальное изучение и численное моделирование процессов взаимодействия полярных структур (как внешних, так и внутренних) с центральными галактиками могут дать полезную информацию о механизмах инициирования нетепловой активности ядер галактик.

Авторы благодарны рецензентам за полезные замечания, способствовавшие улучшению представления результатов.

Настоящее исследование основано на публичных данных обзора SDSS. Финансирование SDSS-IV осуществляется Фондом Альфреда П. Слоана, Управлением науки Министерства энергетики США и организациями-участниками коллаборации. SDSS выражает признательность за поддержку и ресурсы со стороны Центра высокопроизводительных вычислений Университета Юты. Beб-сайт SDSS www.sdss.org.

SDSS управляется Консорциумом астрофизических исследований организаций-участников Коллаборации SDSS, включающим Бразильскую группу участников, Научный институт Карнеги, Университет Карнеги-Меллона, Чилийскую группу участников, Французскую группу участников, Гарвард-Смитсонианский центр астрофизики, Канарский институт астрофизики, Университет Джона Хопкинса, Институт Кавли физики и математики Вселенной (ІРМU)/Токийский университет, Корейскую группу участников, Национальную лабораторию имени Лоуренса в Беркли, Институт астрофизики имени Лейбница в Потсдаме (AIP), Институт астрономии Макса Планка (МРІА), Институт астрофизики Макса Планка (МРА), Институт внеземной физики Макса Планка (МРЕ), Национальную астрономическую обсерваторию Китая, Университет штата Нью-Мексико, Университет Нью-Йорка, Университет университета Нотр-Дам, Национальную обсерваторию/МСТІ, Университет штата Огайо, Университет штата Пенсильвания, Астрономическую обсерваторию Шанхая, группу участников Соединенного Королевства, Национальный университет Мексики, Университет Аризоны, Университет Колорадо в

² NASA/IPAC Extragalactic Database — http://ned.ipac. caltech.edu

Боулдере, Оксфордский университет, Портсмутский университет, Университет Юты, Университет Вирджинии, Университет Вашингтона, Университет Висконсина, Университет Вандербильта и Йельский университет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Агуадо и др. (D.S. Aguado, R. Ahumada, A. Almeida, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **240**, 23 (2019).
- 2. Балдвин и др. (J.A. Baldwin, M.M. Phillips, and R. Terlevich), Publ. Astron. Soc. Pacif. **93**, 5 (1981).
- 3. Бекки (K. Bekki), Astrophys. J. 490, L37 (1997).
- 4. Брук и др. (Ch.B. Brook, F. Governato, Th. Quinn, J. Wadsley, A.M. Brooks, B. Willman, A. Stilp, and P. Jonsson), Astropiys. J. **689**, 678 (2008).
- 5. Бурно, Комб (F. Bournaud and F. Combes), Astron. Astrophys. **401**, 817 (2003).
- 6. Вайтмо и др. (В.С. Whitmore, D.B. McElroy, and F. Schweizer), Astrophys. J. **314**, 439 (1987).
- Вайтмо и др. (B.C. Whitmore, R.A. Lucas, D.B. McElroy, T.Y. Steinman-Cameron, P.D. Sackett, and R.P. Olling), Astron. J. 100, 1489 (1990).
- 8. Вакаматсу (К.-І. Wakamatsu), Astron. J. **105**, 1745 (1993).
- 9. Вейо, Остерброк (S. Veilleux and D.E. Osterbrock), Astrophys. J. Suppl. Ser. **63**, 295 (1987)
- 10. ван Горком и др. (J.H. van Grokom, P.L. Schechter, and J. Kristian), Astrophys. J. **314**, 457 (1987).
- 11. ван Дриел и др. (W. van Driel, M. Arnaboldi, F. Combes, and L.S. Sparke), Astron. Astrophys. Suppl. **141**, 385 (2000).
- 12. Егоров, Моисеев (О.V. Egorov and A.V. Moiseev), MNRAS **486**, 4186 (2019).
- 13. Калцетти (D. Calzetti), AIP Conf. Proc. **408**, 403 (1997).
- 14. Кауффман и др. (G. Kauffmann, T.M. Heckman, Ch. Tremoni, J. Brinchmann, S. Charlot, S.D.M. White, S.E. Ridgway, J. Brinkmann, et al.), MNRAS **346**, 1055 (2003).
- 15. Ким и др. (M. Kim, Y.-Y. Choi, and S.S. Kim), MNRAS **491**, 4045 (2020).
- 16. Кьюли и др. (L.J. Kewley, M.A. Dopita, R.S. Sutherland, C.A. Heisler, and J. Trevena), Astrophys. J. **556**, 121 (2001).
- 17. Кьюли и др. (L.J. Kewley, B. Groves, G. Kauffmann, T. Heckman), MNRAS **372**, 961 (2006).
- 18. Маччио и др. (A.V. Maccio, B. Moore, and J. Stadel), Astrophys. J. **636**, L25 (2006).
- 19. Моисеев А.В., Астрофиз. Бюлл. 67, 154 (2012).
- 20. Моисеев и др. (A.V. Moiseev, K.I. Smirnova, A.A. Smirnova, and V.P. Reshetnikov), MNRAS **418**, 244 (2011).

- 21. Моисеев и др. (A. Moiseev, S. Khoperskov, A. Khoperskov, K. Smirnova, A. Smirnova, A. Saburova, and V. Reshetnikov), Baltic Astron. 24, 76 (2015).
- 22. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (2nd ed., Sausalito, CA: Univ. Sci. Books, (2006).
- 23. Рейхард и др. (Т.А. Reichard, Т.М. Heckman, G. Rudnick, J. Brinchmann, G. Kauffmann, and V. Wild), Astrophys. J. **691**, 1005 (2009).
- 24. Решетников, Комб (V.P. Reshetnikov, F. Combes), Astron. Astrophys. **291**, 57 (1994).
- 25. Решетников, Комб (V. Reshetnikov and F. Combes), MNRAS **447**, 2287 (2015).
- 26. Решетников, Мосенков (V.P. Reshetnikov and A.V. Mosenkov), Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 483, 1470 (2019).
- 27. Решетников, Сотникова (V. Reshetnikov and N. Sotnikova), Astron. Astrophys. **325**, 933 (1997).
- 28. Решетников и др. (V.P. Reshetnikov, M. Faúndez-Abans, and M. de Oliveira-Abans), MNRAS **322**, 689 (2001).
- Решетников В.П., Фаундез-Абанс М., де Оливейра-Абанс М., Письма в Астрон. журн. 37, 194 (2011) [V.P. Reshetnikov et al., Astron. Lett. 37, 171 (2011)].
- 30. Сабатер и др. (J. Sabater, P.N. Best, and M. Argudo-Fernández), MNRAS **430**, 638 (2013).
- 31. Сабатер и др. (J. Sabater, P.N. Best, and T.M. Heckman), MNRAS **447**, 110 (2015).
- 32. Савченко С.С., Решетников В.П., Письма в Астрон. журн. **43**, 170 (2017) [S.S. Savchenko and V.P. Reshetnikov, Astron. Lett. **43**, 146 (2017)].
- 33. Сильченко (О.К. Sil'chenko), Astron. J. **152**, 73 (2016).
- Сильченко и др. (О.К. Sil'chenko, I.V. Chilingarian, N.Ya. Sotnikova, and V.L. Afanasiev), MNRAS 414, 3645 (2011).
- 35. Тейлор (M.B. Taylor), ASP Conf. Ser. 347, 29 (2005).
- 36. Труи и др. (L. Trouille, A.J. Barger, and C. Tremoni), Astrophys. J. **742**, 46 (2011).
- 37. Финкельман и др. (I. Finkelman, J.G. Funes, and N. Brosch), MNRAS **422**, 2386 (2012).
- 38. Хванг и др. (H.S. Hwang, C. Park, D. Elbaz, and Y.-Y. Choi), Astron. Astrophys. **538**, A15 (2012).
- 39. Чилингарян и др. (I. Chilingarian, A.-L. Melchior, and I. Zolotukhin), MNRAS **405**, 1409 (2010).
- 40. Шлафли, Финкбейнер (E.F. Schlafly and D.P. Finkbeiner), Astrophys. J. **737**, 103 (2011).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ В ГАЛАКТОЦЕНТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕМАТИКИ ШАРОВЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

© 2020 г. А. С. Цветков^{1*}, Ф. А. Амосов^{1**}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 03.04.2020 г. После доработки 06.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

Аппарат сферических функций, как скалярных, так и векторных, уже давно применялся для анализа астрономических данных на сфере, например, в представлении систематических ошибок, в звездной кинематике. До сих пор сферические функции использовались исключительно в гелиоцентрических координатных системах: экваториальной или галактической. Для исследования кинематики всей Галактики (а не только околосолнечной окрестности) разумно перейти к галактоцентрической системе координат. Вторая версия каталога GAIA еще не позволяет проводить такой анализ для индивидуальных звезд из-за относительно невысокой точности параллаксов. Однако для шаровых звездных скоплений такое исследование представляется возможным, несмотря на их небольшое число. Хотя кинематика шаровых скоплений подробным образом изучалась во многих работах, мы хотим протестировать метод анализа галактоцентрических собственных движений и лучевых скоростей с помощью сферических функций на материале этого каталога.

Ключевые слова: GAIA, шаровые скопления, сферические функции, галактоцентрическая система, кинематика Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010820080057

ВВЕДЕНИЕ

Финальный каталог GAIA (Gaia Collaboration, 2016) с точными параллаксами всех объектов на галактических масштабах, который через несколько лет станет доступен астрономической общественности, позволит ставить задачи по исследованию кинематики всей Галактики, которые ранее были немыслимы. К таким задачам можно отнести исследование кинематики разных областей Галактики, а не только околосолнечной окрестности, как это делалось до настоящего времени.

Использование сферических функций, как скалярных, так и векторных, для анализа кинематики звезд — хорошо зарекомендовавшая себя техника, которая применяется уже много лет. Использование сферических функций в астрометрии началось с работы (Броше, 1966). Применение аппарата векторных сферических функций для анализа собственных движений подробно описано в (Витязев, Цветков, 2013), а для лучевых скоростей —

в (Витязев и др., 2014). Применение этой техники в исследовании звезд околосолнечной окрестности практически всегда приносило дополнительную информацию по сравнению со стандартными моделями Оорта—Линдблада или Огородникова— Милна. Выявление внемодельных гармоник указывало на необычные кинематические явления.

В работах по звездной кинематике, как правило, используется гелиоцентрическая система координат (экваториальная или галактическая), в том числе и в кинематике шаровых звездных скоплений: (Коч, 2018), (Хельми и др., 2018). Этому есть разумное объяснение, связанное с наблюдательной селекцией, поскольку все звездные каталоги, за исключением самых последних PPMXL (Рёзер и др., 2010), UCAC4 (Захариас и др., 2013), ХРМ (Федоров и др., 2009, 2010), GAIA охватывают лишь ближайшие окрестности околосолнечного пространства.

На наш взгляд, использование сферических функций в гелиоцентрических координатных системах в некоторой степени исчерпало себя. Нам представляется перспективным переход к галактоцентрической системе координат. "Взгляд"

^{*}Электронный адрес: **a.s.tsvetkov@inbox.ru**

^{**}Электронный адрес: amosov.f@mail.ru

из центра Галактики, возможно, позволит увидеть незнакомые и неожиданные эффекты в собственных движениях и лучевых скоростях звезд. Возможно, что выявленные гармоники в них дадут стимул к построению новых моделей вращения Галактики и ее подсистем.

Следует сказать, что, к сожалению, версия каталога GAIA Data Release 2 (Gaia Collaboration, 2018) еще не позволяет исследовать кинематику звезд, находящихся на больших расстояниях (например, вблизи центра Галактики), прежде всего из-за низкой точности параллаксов. Но это будет возможно сделать после выхода следующего выпуска каталога.

В ожидании этого события мы предлагаем разработать и протестировать технику анализа галактоцентрических собственных движений и лучевых скоростей на материале небольшого каталога шаровых звездных скоплений, содержащего всего 150 записей (Васильев, 2019). Этот каталог почти полный и включает в себя шаровые скопления, находящиеся даже "по ту сторону" галактического центра. Каждая запись содержит экваториальные координаты центра скопления, а также его среднее собственное движение и лучевую скорость, полученные по целой группе звезд. Расстояние до скопления взято из (Харрис, 2010), а лучевая скорость — из (Баумгард и др., 2019). В результате статистических усреднений данных для индивидуальных звезд эти величины обладают хорошей степенью достоверности, что отражается крайне низкой приведенной среднеквадратичной ошибкой, которая намного ниже, чем у отдельных звезд на таких больших расстояниях.

Распределение шаровых звездных скоплений легко позволяет перейти к галактоцентрической системе координат, так как шаровые скопления образуют систему, более или менее симметричную относительно центра Галактики. Надо сказать, что в работах (Байкова, Бобылев, 2019), (Буданова и др., 2019) уже использовались прямоугольные и цилиндрические координаты, привязанные к центру Галактики.

Следует сказать, что анализу кинематики шаровых звездных скоплений по данным GAIA DR2 посвящено достаточно много работ. Например, определение собственных движении и пространственных орбит в уже упоминавшейся работе Баумгарда и др. (2019) с использованием 6-мерного фазового пространства. В работе (Бинни, Вонг, 2017) проведены построение гравитационного потенциала Галактики и моделирование орбит скоплений. Работа (Массари и др., 2019) посвящена происхождению самой системы шаровых скоплений в целом. Большое число статей затрагивает изучение кинематических характеристик и исследования орбит индивидуальных звездных скоплений, например, (Бобылев, Байкова, 2017). Но наша задача, скорее, преследует не собственно результаты, а оттачивание техники метода, проверку его надежности, в перспективе — в применении к большим данным последующих релизов каталога GAIA.

Следует отметить, что небольшого числа скоплений, по сравнению со звездными каталогами, явно недостаточно для надежных статистических исследований, особенно с использованием сферических функций. Поэтому мы не надеемся получить значимые и неожиданные результаты. Однако можно вспомнить, что первые исследования поля скоростей звезд околосолнечной окрестности с использованием сферических гармоник были сделаны на каталоге всего 512 звезд (Фрике, 1967).

ПЕРЕХОД К ГАЛАКТОЦЕНТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Полная процедура перехода от гелиоцентрических (сферических или прямоугольных) координат в галактоцентрические реализована в модуле astropy — библиотеке на языке Python (https://docs.astropy.org). В документации приведены полный алгоритм, расчетные формулы и используемые константы.

Алгоритм пересчета заключается в вычислении декартовых гелиоцентрических координат и прямоугольных компонент скорости движения Солнечной системы с учетом галактического вращения и пекулярного движения Солнца, затем эти координаты пересчитываются на другой центр, а из скоростей объектов вычитается полная скорость движения Солнца. Далее вычисляются сферические галактоцентрические координаты, а также собственные движения и лучевая скорость в новой системе.

Применение этого алгоритма позволило получить каталог шаровых звездных скоплений, содержащих прямоугольные и сферические галактоцентрические координаты, а также прямоугольные компоненты галактоцентрических скоростей скоплений и их сферические компоненты: собственные движения и лучевые скорости относительно центра Галактики. Каталог приведен в приложении (https://cloud.mail.ru/public/RFRr/3kkbCxd7y).

Численные значения параметров этого перехода приведены ниже.

Для пересчета координат шаровых звездных скоплений в галактоцентрическую систему были приняты следующие значения координат центра Галактики:

$$\alpha_C = 266.4051^\circ, \quad \delta_C = -28.93617^\circ.$$
 (1)

Расстояние до центра Галактики

$$R_C = 8.122 \text{ кпк.}$$
 (2)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ



Рис. 1. Распределение шаровых звездных скоплений в гелиоцентрической галактической системе координат.

Эти параметры взяты из статьи научной группы GRAVITY collaboration (Абутер и др., 2018). Алгоритм также учитывает высоту Солнца над галактической плоскостью. Эта величина сейчас оценивается (Бенет, Бови, 2019) как

$$Z_{\odot} = 20.8$$
 пк. (3)

Для вычисления галактоцентрической скорости необходимо учесть скорость Солнца относительно центра Галактики, которая складывается из пекулярной скорости и скорости вращения вокруг центра Галактики. Из комбинаций данных GRAVITY collaboration и (Рейд, Брунхалер, 2004), а также (Дриммель, Поджио, 2018) алгоритм использует следующие значения галактоцентрической скорости Солнца:

$$V_X = 12.9, \quad V_Y = 245.6, \quad V_Z = 7.78 \text{ km/c.} \quad (4)$$

Если из окрестности Солнца распределение шаровых звездных скоплений выглядит с концентрацией к галактическому центру (рис. 1), то распределение этих скоплений в галактоцентрической системе координат является значительно более равномерным (рис. 2). Следует отметить, что нулевое значение долготы на обоих рисунках расположено в центре, т.е. оси обеих систем параллельны друг другу. Таким образом, на рис. 2 направление на Солнце соответствует краям изображения (долгота 180°).

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ГАЛАКТОЦЕНТРИЧЕСКИХ СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ И ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ СФЕРИЧЕСКИХ ГАРМОНИК

Использование сферических функций, как скалярных, так и векторных для анализа кинематики звезд — хорошо известная техника, которая применяется уже давно. Сферические функции в астрометрии стали использоваться с 1966 г. (Броше, 1966). Применение аппарата векторных сферических функций для анализа собственных движений подробно описано в (Витязев, Цветков, 2013), а для лучевых скоростей — в (Витязев и др., 2014), поэтому мы не станем подробно приводить формулы для вычисления сферических функций, но для удобства ограничимся табл. 1, в которой приведена связь коэффициентов сферического разложения с параметрами линейной трехмерной кинематической модели. Традиционно мы раскладываем не сами собственные движения и лучевые скорости, а величины $k\mu_l \cos b$, $k\mu_b$ и V_r/r (k = 4.738 множитель перехода размерности от мсд/год в км/с/кпк) в галактоцентрической системе координат. В этом случае все коэффициенты разложения выражаются в одних и тех же единицах: км/с/кпк.

Движение объектов в линейной модели рассматривается как суперпозиция поступательного движения всей системы в целом, твердотельного



Рис. 2. Распределение шаровых звездных скоплений в галактоцентрической системе координат.

вращения и тензора деформации:

$$\mathbf{V}_* = \mathbf{V} + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r} + \mathbf{M}^+ \times \mathbf{r}, \tag{5}$$

где V_* — скорость объекта, V — поступательное движение системы, Ω — угловая скорость твердотельного вращения всей системы в целом, M — симметричный тензор деформации поля скоростей. Эта модель имеет 12 параметров:

- *U*, *V*, *W* компоненты вектора **V** поступательного движения всей системы объектов относительно центра системы координат;
- $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ компоненты вектора твердотельного вращения **Ω** всей системы в целом;
- M⁺₁₁, M⁺₂₂, M⁺₃₃ параметры тензора деформации M⁺, описывающие сжатие-растяжение вдоль главных осей системы координат;
- *M*⁺₁₂, *M*⁺₁₃, *M*⁺₂₃ − параметры тензора **М**⁺, описывающие деформацию поля скоростей в соответствующих плоскостях.

Результаты разложения галактоцентрических собственных движений $k\mu_l \cos b$ и $k\mu_b$ по векторным сферическим функциям и галактоцентрических лучевых скоростей V_r/r по скалярным сферическим функциям шаровых скоплений представлены в объединенной табл. 2. Они довольно неожиданные. Если при анализе собственных движений звезд околосолнечной окрестности наблюдается

богатый и интересный результат, то кинематика шаровых звездных скоплений как целой системы оказывается довольно бедной. Анализ табл. 2 показывает значительную случайную составляющую в собственных движениях, что отражается в больших среднеквадратичных ошибках, и низкой надежности значений коэффициентов. Очевидно, что это обстоятельство не является следствием наблюдательных ошибок, поскольку точности в случайном отношении, как собственных движений, так и лучевых скоростей, весьма высоки, а отражает стохастический характер движений шаровых скоплений. Формально в таблице нет ни одного коэффициента больше 3σ . Самый большой коэффициент t_1 превышает ошибку примерно в 2.5 раза. Сопоставляя табл. 2 и табл. 1, мы понимаем, что этот коэффициент отвечает за вращение всей системы шаровых звездных скоплений как единого целого вокруг оси Z. Угловая скорость вращения этой системы будет составлять

$$\omega_z = t_1/(2.89 \cdot 4.738) = -2.88 \pm 1.2$$
 мсд/год, (6)

что приводит к периоду вращения всей системы около 450 ± 180 млн. лет. Направление вращения совпадает с общепринятым направлением вращения Галактики. К такому результату приходили и другие авторы (Цинн, 1985). Однако такое вращение может вызываться и дефектами при построении галактоцентрической системы координат из-за ошибок в оценке компоненты V_Y в движении Солнца в формуле (4).

Таблица 1. Связь кинематических параметров линейной модели с коэффициентами векторного (t_i, s_i) и скалярного (v_i) сферического разложения собственных движений $k\mu_l \cos b$ и $k\mu_b$, и лучевых скоростей V_r/r

i	t_i	s_i	v_i
0	_	_	$1.18M_{11}^+ + 1.18M_{22}^+ + 1.18M_{33}^+$
1	$2.89\omega_3$	$2.89W/\langle r angle$	$2.05W/\langle r angle$
2	$2.89\omega_2$	$2.89V/\langle r angle$	$2.05V/\langle r angle$
3	$2.89\omega_1$	$2.89U/\langle r angle$	$2.05 U/\langle r angle$
4		$-0.65M_{11}^+ - 0.65M_{22}^+ + 1.29M_{33}^+$	$-0.53M_{11}^+ - 0.53M_{22}^+ + 1.06M_{33}^+$
5		$2.24M_{23}^+$	$1.83 M_{23}^+$
6		$2.24M_{13}^+$	$1.83M_{13}^+$
7		$2.24M_{12}^+$	$1.83M_{12}^+$
8		$1.12M_{11}^+ - 1.12M_{22}^+$	$0.92M_{11}^+ - 0.92M_{22}^+$

Примечание. $\langle r \rangle$ — Среднее расстояние рассматриваемых объектов.

Таблица 2. Коэффициенты разложения и среднеквадратичные ошибки галактоцентрических собственных движений $k\mu_l \cos b$ и $k\mu_b$, и лучевых скоростей V_r/r шаровых скоплений по векторным и скалярным сферическим функциям (км/с/кпк)

N	t_i	σ	s_i	σ	v_i	σ
0					-0.4	15.7
1	-39.4	16.5	1.6	16.5	-24.2	16.6
2	-12.2	16.7	17.6	16.7	29.2	16.1
3	12.0	18.0	28.5	18.0	-10.7	13.8
4	24.9	17.0	6.2	17.0	11.8	16.6
5	31.3	17.3	-7.7	17.3	15.8	16.5
6	20.3	17.7	4.3	17.7	15.5	14.2
7	-16.9	16.0	6.2	16.0	-6.9	15.4
8	1.9	16.8	-28.3	16.8	9.1	14.4
9	-6.8	18.1	-16.4	18.1	5.9	15.4
10	-21.3	16.9	26.7	16.9	6.3	18.1
11	13.3	16.6	27.2	16.6	-13.4	14.9
12	-22.3	16.7	11.4	16.7	3.4	15.5
13	-19.6	17.1	3.8	17.1	-2.3	14.2
14	-17.1	15.6	6.1	15.6	-2.2	14.4
15	-11.4	16.0	7.6	16.0	7.5	13.9



Рис. 3. Распределение по небесной сфере близких к центру галактики (0-5 кпк) шаровых звездных скоплений в галактоцентрической системе координат.



Рис. 4. Распределение по небесной сфере далеких от центра галактики (5–124 кпк) шаровых звездных скоплений в галактоцентрической системе координат.

N	t_i	σ	s_i	σ	v_i	σ
0					15.0	34.9
1	-66.5	36.0	12.8	36.0	-49.5	35.0
2	7.2	36.2	34.8	36.2	59.5	36.1
3	20.7	37.3	24.3	37.3	-28.0	32.2
4	79.1	36.9	8.8	36.9	20.0	33.2
5	64.9	35.1	-22.3	35.1	12.4	38.4
6	60.2	36.2	21.1	36.2	32.5	29.9
7	-34.2	33.1	33.6	33.1	4.6	36.0
8	13.6	37.0	-51.3	37.0	8.1	28.7
9	-30.8	37.0	-25.0	37.0	15.5	31.4
10	-36.0	35.2	51.7	35.2	8.2	39.3
11	20.6	33.2	66.0	33.2	-42.9	31.0
12	-49.7	34.7	20.2	34.7	-24.2	38.8
13	-51.2	36.7	-10.1	36.7	9.7	29.3
14	-17.2	32.3	-20.4	32.3	-12.8	31.7
15	-31.9	34.2	-3.8	34.2	0.4	29.2

Таблица 3. Коэффициенты разложения и среднеквадратичные ошибки галактоцентрических собственных движений $k\mu_l \cos b$ и $k\mu_b$, и лучевых скоростей V_r/r шаровых скоплений по векторным и скалярным сферическим функциям для близких (r < 5.1 кпк) к центру Галактики объектов (км/с/кпк)

За неимением лучшего, можно обратить внимание на гармоники t_5 , s_3 , s_8 , однако они уже немного меньше 2σ , поэтому их значения также не надежны. Известный физический смысл имеет только гармоника s_3 , которая отвечает за движение всей системы в целом в направлении оси X. Остальные гармоники не имеют связи с линейной кинематической моделью.

Для лучевых скоростей картина аналогичная. Очень высокие среднеквадратичные ошибки, и ни одного значимого даже на уровне 2σ коэффициента.

Такая малая информативность, а также физические соображения привели нас стандартной идее разделить объекты, в данном случае по расстоянию от центра Галактики на "близкие" и "далекие", несмотря на их предельно малое число. Каталог был разделен на две равные группы по 75 объектов. В первой группе — скопления с расстоянием менее 5.1 кпк от центра Галактики (точные данные от 480 до 5164 пк, медиана распределения — 2603 пк, среднее значение — 2800), во второй группе — более 5.1 кпк (соответственно от 5164 до 144770 пк, медиана — 14383 пк, среднее значение — 21703 пк). Распределение по небесной сфере в галактоцентрической системы координат обеих групп представлено на рис. 3 и 4.

Результаты для "близкой" группы представлены в табл. З. Мы видим, что близкие к центру Галактики скопления имеют значительные стохастические движения, ошибки определения коэффициентов весьма велики (отчасти это связано и меньшим числом объектов). Даже коэффициент t_1 меньше 2σ .

Совершенно иная картина наблюдается для собственных движений далеких скоплений (табл. 4). Абсолютно четко выделяется коэффициент t_1 на уровне значимости уже 3σ . Значения остальных коэффициентов t_i и s_i указывают на отсутствие других систематических движений. Следует обратить внимание и на низкие ошибки этих коэффициентов, что говорит об уменьшении случайных составляющих, отражающихся на собственных движениях. Для этой группы скоплений их вращение имеет период 1170 ± 50 млн. лет.

Ν	t_i	σ	s_i	σ	v_i	σ
0					1.8	5.8
1	-15.2	4.8	6.3	4.8	-6.3	5.9
2	-3.3	4.9	4.2	4.9	-0.2	5.7
3	0.4	5.4	3.7	5.4	8.2	4.8
4	-0.2	4.8	1.3	4.8	2.3	6.5
5	-1.4	5.1	-0.4	5.1	10.9	5.7
6	-1.2	5.4	-3.4	5.4	0.4	5.0
7	-5.0	4.8	-3.2	4.8	-11.1	5.1
8	4.3	4.7	1.6	4.7	3.3	5.5
9	2.4	5.3	1.1	5.3	5.5	6.1
10	3.4	5.2	-3.3	5.2	-5.2	6.2
11	-5.6	5.1	0.6	5.1	7.7	5.4
12	6.5	5.0	0.7	5.0	7.7	4.9
13	-4.3	4.9	-7.1	4.9	-3.6	5.3
14	-7.8	4.6	-1.3	4.6	-5.8	5.3
15	3.1	4.7	5.7	4.7	7.6	5.0

Таблица 4. Коэффициенты разложения и среднеквадратичные ошибки галактоцентрических собственных движений $k\mu_l \cos b$ и $k\mu_b$, и лучевых скоростей V_r/r шаровых скоплений по векторным и скалярным сферическим функциям для далеких (r > 5.1 кпк) от центра Галактики объектов (км/с/кпк)

В коэффициенты разложения по лучевым скоростям на уровень значимости по критерию 2σ выходит коэффициент v_7 , отвечающий за деформацию поля скоростей в плоскости XY.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, мы можем сказать, что метод сферических функций, хоть и не нашел большого числа значимых гармоник, как это обычно бывает при анализе различных групп звезд, но тем не менее устойчиво показал наличие соосного с Галактикой вращения всей системы скоплений и отсутствие вращений относительно других осей. Особенно четко это наблюдается для далеких скоплений. Можно сказать, что, к нашему удивлению, практически не выявлено иных систематических движений, лишь под вопросом остается деформация в плоскости ХҮ. Это может говорить о слабой причинной связанности всей системы скоплений. Наличие врашения всей системы в целом может быть вызвано и неинерциальностью галактоцентрической системы координат вследствие ошибок в учете вращения Солнца вокруг центра Галактики. Этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

Возвращаясь к постановке задачи, мы хотим подчеркнуть, что в данной работе описан метод, который будет использоваться для анализа больших данных. Этому и будет посвящена следующая статья.

Авторы выражают благодарности анонимным рецензентам за крайне полезные критические замечания, которые позволили переработать изначальный вариант статьи.

В этой работе использовались данные миссии Gaia Eвропейского космического агентства (ESA) (Gaia Collaboration et al., 2016), обработанные Консорциумом обработки и анализа данных Gaia (Gaia Collaboration et al., 2018). Финансирование для DPAC было предоставлено национальными учреждениями, в частности учреждениями, участвующими в Многостороннем соглашении по GAIA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Абутер и др. (R. Abuter, A. Amorim, N. Anugu, M. Baubock, M. Benisty, and J.P. Berger), Astron. Astrophys. **615**, id.L15 (2018).
- 2. Байкова, Бобылев (А. Bajkova and V. Bobylev), MNRAS 3474 (2019).
- Баумгард и др. (Baumgardt et al.), Cat. J. MNRAS 482, 5138 (2019).
- 4. Бенет, Бови (M. Bennett and Jo Bovy), MNRAS **482**, 1417 (2019).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. 84, 557 (2017).
- 6. Броше (P. Brosche), Veroff. Astr. Rechen-Inst., Heidelberg №17 (1966).
- 7. Буданова и др. (N. Budanova, A. Bajkova, V. Bobylev, and V. Korchagin), Astron. Rep. **63**, 998 (2019).
- 8. Васильев (E. Vasiliev), MNRAS 484, 2832 (2019).
- 9. Витязев, Цветков (V.V. Vityazev and A.S. Tsvetkov), Astron. Nachr. **334**, 760 (2013).
- Витязев В.В., Цветков А.С., Трофимов Д.А., Письма в Астрон. журн. 40, 783 (2014) [V.V. Vityazev, A.S. Tsvetkov, and D.A. Trofimov, Astron. Lett. 40, 713 (2014)].
- 11. Дриммель, Поджио (R. Drimmel and E. Poggio), Res. Not. Am. Astron. Soc. 2, article id. 210 (2018).
- 12. Захариас и др. (N. Zacharias, C.T. Finch, T.M. Girard, A. Henden, J.L. Bartlett, D.G. Monet, and M.I. Zacharias), Astron. J. **145**, 44 (2013).

- 13. Коч и др. (A. Koch, M. Hanke, and N. Kacharov), Astron. Astophys. **616**, A74 (2018).
- 14. Массари и др. (D. Massari, H.H. Koppelman, and A. Helmi), Astron. Astophys. **630**, id.L4 (2019).
- 15. Рейд, Брунхалер (M.J. Reid and A. Brunthaler), Astrophys. J. **616**, 872 (2004).
- 16. Рёзер и др. (S. Roeser, M. Demleitner, and E. Schilbach), Astron. J. **139**, 2440 (2010).
- 17. Федоров и др. (P.N. Fedorov, A.A. Myznikov, and V.S. Akhmetov), MNRAS **393**, 133 (2009).
- 18. Федоров и др. (P.N. Fedorov, V.S. Akhmetov, V.V. Bobylev, and A.T. Bajkova), MNRAS **406**, 1734 (2010).
- 19. Фрике (W. Fricke), Astron. J. 72, 1368 (1967).
- 20. Харрис (W. Harris), arXiv:1012.3224 [astro-ph.GA] (2010).
- 21. Хельми и др. (A. Helmi, F. van Leeuwen, P.J. McMillan, D. Massari, T. Antoja, A.C. Robin, L. Lindegren, U. Bastian, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 12G (2018).
- 22. Цинн (R. Zinn), Astrophys. J. 293, 424 (1985).
- 23. https://docs.astropy.org/en/stable/coordinates/gala ctocentric.html
- 24. Gaia Collaboration et al. (2016): Description of the Gaia mission.
- 25. Gaia Collaboration et al. (2018): Summary of the contents and survey properties.

ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЗРЫВЕ МАЛОМАССИВНОЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ

© 2020 г. И. В. Панов^{1,2*}, А. В. Юдин^{1,2}

¹Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" — ИТЭФ, 117218, Москва, Россия

²Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.05.2020 г.

После доработки 20.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

Рассмотрен нуклеосинтез тяжелых элементов в сценарии эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, сильно различающихся по массе. Эволюция такой системы на конечной стадии, в отличие от многократно рассматривавшегося в литературе сценария слияния двух нейтронных звезд сравнимых масс, состоит в быстром перетекании вещества на более массивную звезду и взрывном разрушении маломассивного компонента. В статье приведены детали процесса взрыва и рассчитана распространенность образующихся при этом тяжелых элементов для различных начальных условий.

Ключевые слова: нейтронные звезды, тесные двойные системы, нуклеосинтез, ядерные реакции, бетараспад.

DOI: 10.31857/S0320010820080033

ВВЕДЕНИЕ

Процесс нуклеосинтеза, поддерживаемый быстрым захватом нейтронов (г-процесс), отвечает за образование в природе более половины всех элементов тяжелее железа. Он происходит в результате захвата нейтронов и последующих бета-распадов образующихся короткоживущих нейтронно-избыточных ядер в среде с высокой концентрацией нейтронов. Область его протекания на карте ядер лежит вблизи границы нейтронной стабильности (Бэрбидж и др., 1957; Кэмерон и др., 1957; Сигер и др., 1965).

Чтобы создать условия для г-процесса, способного образовать тяжелые элементы вплоть до самых тяжелых, необходима начальная высокая концентрация нейтронов: до 150 на одно зародышевое ядро (как правило, таковыми являются ядра железного пика). Подобные условия достигаются в астрофизических объектах в сценариях с большим избытком нейтронов и высокой плотностью вещества, например, при слиянии компактных звездных остатков в тесных двойных системах или при взрывах сверхновых достаточно редкого типа, обеспечивающих образование джетов с высокой концентрацией нейтронов (Тилеманн и др., 2017; Коуэн и др., 2020), а также в горячем ветре от молодых нейтронных звезд (Кэмерон, 2001; Арконес, Тилеманн, 2013).

Первая регистрация процесса слияния нейтронных звезд (Аббот и др., 2017) и одновременное наблюдение г-элементов (Танвир и др., 2017) подтвердили понимание того, что основной сценарий развития г-процесса связан скорее с выбросами вещества, образующихся при слиянии нейтронных звезд (СНЗ) в конце эволюции тесной двойной системы, а не со взрывами сверхновых (Хьюдепол и др., 2010).

Детали сценария СНЗ известны достаточно давно (Фрайбургхаус и др., 1999) и на их основе были определены условия для синтеза тяжелых элементов в г-процессе. Нейтронные звезды (НЗ), образующие тесную двойную систему, сближаются вследствие потери момента импульса системой на излучение гравитационных волн. На последней стадии звезды сливаются в один объект сверхмассивную НЗ или черную дыру, при этом часть вещества выбрасывается из системы в виде струй или ветра. Это — так называемый сценарий слияния (merging), наиболее популярный в настоящее время.

Однако существует другая возможность: если система изначально была сильно асимметрична, то может реализоваться сценарий обдирания

^{*}Электронный адрес: **panov_iv@itep.ru**

(stripping, см. Кларк, Эрдли 1977). В нем более массивная и компактная звезда "пожирает" своего менее массивного и более протяженного компаньона. Последний, теряя массу в процессе такой эволюции, подходит к последней устойчивой конфигурации НЗ минимальной массы и взрывается. На связь этого процесса с гамма-всплесками впервые было указано в статье Блинникова и др. (1984).

В настоящей работе мы представляем первый расчет процесса нуклеосинтеза в сценарии обдирания. Статья устроена следующим образом. В следующем разделе мы кратко опишем сценарий обдирания. Затем рассмотрим алгоритм расчета процесса нуклеосинтеза. Далее опишем динамику взрывного разрушения маломассивной нейтронной звезды (МНЗ). В заключительном разделе представим результаты расчета г-процесса и сделаем выводы.

МОДЕЛЬ ОБДИРАНИЯ

Последние стадии эволюции системы нейтронных звезд привлекают повышенное внимание исследователей. Однако практически во всех проведенных до сих пор многомерных гидродинамических расчетах массы НЗ были близки и достаточно велики $M \gtrsim M_{\odot}$, и результатом их взаимодействия являлось слияние (Коробкин и др., 2012; Россвог и др., 2014; Мартин и др., 2015). Действительно, радиус таких НЗ слабо зависит от массы (Lattimer and Prakash, 2001), и при соприкосновении они ведут себя подобно двум каплям жидкости, сливаясь в один объект — сверхмассивную НЗ или черную дыру.

Но если система сильно асимметрична, т.е. массы компонент значительно отличаются, и, более того, масса МНЗ достаточно мала, может реализоваться сценарий обдирания (Кларк, Эрдли, 1977). При сближении компонент системы нейтронная звезда меньшей массы первой переполняет свою полость Роша и начинает перетекать на более массивный компаньон. В процессе такого обмена масс она может дойти до нижнего предела масс НЗ (порядка 0.1 M_{\odot} , см., например, Хензель и др., 2007) и взорваться, собственно и производя гаммавсплеск (Блинников и др., 1984, 1990).

Интерес к модели обдирания возродился после исторической идентификации гравитационного сигнала GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A (Аббот и др., 2017). Наблюдения показали, что многие параметры этого гаммавсплеска, оказавшегося весьма пекулярным, близки к предсказаниям модели обдирания (см. обсуждение в работе Юдин и др., 2019).

Результаты наших гидродинамических расчетов процесса взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы (см. также Блинников и др., 1990; Сумиоши и др., 1998) были использованы для определения характера протекающего при этом нуклеосинтеза.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА НУКЛЕОСИНТЕЗА

В условиях высокой концентрации нейтронов нуклеосинтез в r-процессе идет вблизи границы нейтронной стабильности, что требует прогнозирования всех характеристик короткоживущих неизученных экспериментально ядер. Дополнительной сложностью при моделировании r-процесса в сильно нейтроноизбыточной среде, характерной и для процесса слияния нейтронных звезд, является деление. Как было впервые показано в численных расчетах r-процесса в сценарии слияния нейтронных звезд (СНЗ, см., например, Фрайбургхаус и др., 1999), деление ядер тяжелых элементов приводит к зацикливанию нуклеосинтеза (Панов и др., 2003), т.е. к вовлечению большого числа ядерпродуктов деления в качестве новых зародышевых ядер в r-процесс и к образованию большинства тяжелых элементов от второго пика на кривой распространенности элементов до тория и урана. Соответствующее увеличение используемых в расчетах теоретических данных, таких как скорости вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления, а также массового распределения ядер-продуктов деления и их учет как новых зародышевых ядер (Панов и др., 2003, 2008, 2009), усложняет систему уравнений и процесс моделирования и требует оптимизации численных схем и алгоритмов.

Для численных расчетов г-процесса была применена кинетическая схема, ранее реализованная в программе SYNTHeZ (Блинников, Панов, 1996; Надёжин и др., 1998), определяющая концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер, включая контроль концентрации нейтронов. В доработанном коде SYNTHeR (nucleoSYNTHesis of HEavy elements in the R-process, Корнеев, Панов, 2011), реакции деления были дополнены корректным учетом массового распределения ядерпродуктов деления и их возвращения в г-процесс в качестве новых зародышевых ядер, приводящего к установлению квазистационарного тока ядер.

Поскольку изучение нуклеосинтеза проводится в сценариях как взрывного нуклеосинтеза при высоких температурах и плотностях, так и при переходном процессе от взрывного синтеза элементов к альфа-процессу и к г-процессу, то коды нуклеосинтеза были дополнены реакциями с заряженными частицами, а также ранее не учитывавшимся взаимодействием нуклонов и ядер с электронами (Панов и др., 2018). Мы дополнили используемый код SYNTHeR реакциями слабого взаимодействия, банк которых (Ланганке, МартинецПинедо, 2000) содержит данные для изотопов элементов железного пика (20 < Z < 32). Более легкие элементы (Z < 20) в этом банке отсутствуют, хотя, как было недавно показано (Фишер и др., 2016), роль легких элементов также достаточно значительна и потому их реакции с электронами также должны быть учтены. Слабые процессы особенно важны при высоких температурах ($T > 5 \times$ $\times 10^9$ K) и плотностях ($\rho > 10^8$ г/см³) и приводят, в частности, к изменению доли электронов $Y_{\rm e}$.

Поскольку скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, реализованных в наших кодах нуклеосинтеза, различаются по абсолютному значению на порядки, то система уравнений нуклеосинтеза является классическим примером жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ). Для численного интегрирования жестких систем ОДУ разработано много методов, одним из наиболее эффективных признан метод Гира (Гир, 1971).

В основе алгоритма лежит метод предсказания и коррекции (предиктор-корректор) с автоматическим выбором шага и порядка метода. Основную трудность в реализации данного алгоритма представляет необходимость решения очень большой системы линейных уравнений (порядка нескольких тысяч — по числу уравнений в системе нуклеосинтеза) при проведении итераций корректора. Поскольку матрица коэффициентов в этой системе является разреженной, то для ее решения применялись специальные методы, разработанные для разреженных матриц (см., например, Писсанецки, 1984), в частности, специальный пакет программ для астрофизических задач (Блинников и др., 1993), позволившие ускорить отдельные алгоритмы на 1-2 порядка. Причем отметим, что выбор метода решения разреженной системы оказывает решающее влияние на эффективность всего алгоритма для кинетической задачи.

Распространенные методы (Гиббс и др., 1976), предполагающие, что матрица имеет симметричную структуру, не всегда оказываются хорошим приближением для реальной задачи (Лютостанский и др., 1986), поэтому нами был выбран алгоритм для разреженных матриц произвольной структуры (Эстербю, Златев, 1983), который реализован в обоих кодах SYNTHeZ и SYNTHeR, имеющих внутреннюю проверку на сохранение числа нуклонов и заряда.

Границы области нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе, определялись как $Z_{\min} = 1$, $Z_{\max} = 110$, а A_{\min} и A_{\max} — согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса— Ферми с интегралом Струтинского (Абуссир и др., 1995) или жидко-капельной модели (Мёллер и др., 1995). Тем самым определялось полное число ядер *N*, участвующих в нуклеосинтезе.

Скорости ядерных реакций, являющиеся коэффициентами в дифференциальных уравнениях, были рассчитаны для тех же массовых моделей. В список учитываемых ядерных реакций входят все парные и другие основные реакции горения, как и реакции альфа-распада, деления и слабые взаимодействия. Они включают: все парные реакции с нейтронами, протонами, альфачастицами и гамма-квантами; бета-распад и бетазапаздывающие процессы, такие как испускание нескольких нейтронов при бета-распаде и запаздывающем делении; вынужденное и спонтанное деление; ряд других важных реакций, таких как $3-\alpha$ реакция и реакции горения 12 С, 16 О, 28 Si.

Примененная схема позволяет эффективно рассчитывать нуклеосинтез в различных сценариях при $T_9 < 7$ и плотности $\rho < 10^{12}$ г/см³. Основные расчеты сделаны с использованием широко использующихся скоростей бета-распада и запаздывающих нейтронов (Мёллер и др., 1997, 2003), альфа-распада (Мёллер и др., 2003), скоростей термоядерных реакций (Раушер, Тилеманн, 2000) и деления (Панов и др., 2005, 2010, 2013; Корнеев, Панов, 2011). Экспериментально измеренные скорости бета-распада взяты из ядерной базы данных NuDat2 (2009). Скорость захвата нейтронов тяжелыми ядрами (для элементов с Z > 83), а также скорости деления, индуцированного нейтронами, основаны на расчетах Панова и др. (2010), а скорости запаздывающего деления взяты из работ Панова и др. (2005, 2010).

ВЗРЫВ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ МАЛОЙ МАССЫ

Нейтронная звезда минимальной массы имеет специфическое строение. На рис. 1 показана зависимость логарифма плотности $\lg \rho$ от радиальной координаты r, рассчитанная с помощью уравнения состояния Хензеля и Потехина (2004). На верхней оси показаны соответствующие значения лагранжевой (массовой) координаты m.

Хорошо видна структура вещества: в центре находится ядро H3, состоящее из ядерного вещества. Ядро окружено мантией: слоем из экзотических ядерных конфигураций ("лазанья", "паста" и т.д., см. Хензель и др., 2007), а также гиперядер, погруженных в море свободных нейтронов. Эта часть, содержащая 90% массы всей звезды, имеет радиус чуть больше 10 км.

Внешняя кора состоит из последовательности монослоев ядер (Рустер и др., 2006), начиная от сильно нейтронно-избыточных изотопов, таких как



⁸²Ge

⁸⁶Kr

Рис. 1. Структура НЗ минимальной массы. Символами отмечены начальные позиции четырех траекторий, использованных для расчета нуклеосинтеза.

r (км)

¹¹⁸Kr

120S1

 122 Zr

10

¹¹⁸Se, до ⁵⁶Fe на поверхности. Конкретная последовательность ядер может слегка меняться в зависимости от используемой массовой формулы и других параметров вычисления уравнения состояния коры НЗ (см., например, Мартин и др., 2015), однако общая тенденция остается той же.

 m/M_{\odot}

14

12

ය ¹⁰

8

6

4

1

Также символами разной формы на рисунке показаны начальные данные для четырех траекторий, использованных для расчета нуклеосинтеза. Некоторые их параметры приведены в табл. 1.

Рассмотрим процесс взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы, предпо-

Таблица 1. Параметры траекторий, использованных для расчета нуклеосинтеза

Вариант, №	Исходный состав	T_9^{\max}	$ ho_0^{ m max},$ г/см 3	r_0 , km	$Y_{ m e}$
1	¹¹⁶ Se	0.93	4×10^{11}	12.5	0.25
2	⁷⁸ Ni	2.5	10^{11}	17.8	0.335
3	⁸⁴ Se	6.3	10^{10}	33.8	0.405
4	⁶⁴ Ni	10	10^{9}	63.5	0.44

лагая сферическую симметрию задачи (см. Юдин и др., 2019). Впервые динамика этого процесса была рассчитана в работе Блинникова и др. (1990). На рис. 2 показаны профили скорости разлета вещества НЗ как функции массовой координаты *m*. Цифрами отмечено время (в секундах) от момента потери звездой гидродинамической устойчивости. Разлет начинается с поверхности звезды и к моменту $t_5 = 0.371$ волна разряжения достигает центра. К этому времени уже практически вся звезда расширяется со скоростью порядка одной десятой от скорости света, и волна ускорения движется в обратном направлении, наружу. При этом происходит важное явление: приблизительно между моментами времени $t_6 = 0.373$ и $t_7 = 0.375$ эта волна пересекает границу мантии и коры НЗ при $m \approx 0.08 M_{\odot}$. Ускоряясь по резко ниспадающему профилю плотности (рис. 1), она превращается в ударную волну и нагревает вещество.

⁶²Ni

300

100

Поведение плотности и температуры на четырех выбранных траекториях (см. табл. 1 и рис. 1) показано на рис. 3. Первоначально плотность и температура падают вследствие общего расширения. Затем, начиная с момента $t \approx 0.365$, вещество начинает нагреваться акустическими колебаниями, неизбежно генерируемыми в процессе расширения



Рис. 2. Профили скорости разлета вещества НЗ как функции массовой координаты m. Цифрами отмечены моменты времени (в секундах): $t_1 = 0.360$, $t_2 = 0.365$, $t_3 = 0.368$, $t_4 = 0.369$, $t_5 = 0.371$, $t_6 = 0.373$, $t_7 = 0.375$, $t_8 = 0.376$, $t_9 = 0.378$.

центральной части звезды. Эти малые возмущения, распространяясь от ядра по ниспадающему профилю плотности, ускоряются и, превращаясь в слабые ударные волны, греют вещество. Позднее, уже к моменту времени $t \approx 0.375$, к рассматриваемым слоям звезды подходит сильная ударная волна (ее образование видно на рис. 2 между профилями, отмеченными маркерами 7 и 8) и вызывает очень быстрое увеличение плотности (в 2-3 раза) и температуры (на порядки величин). Этот момент особенно сложен для расчета нуклеосинтеза, в первую очередь из-за резкого изменения скоростей термоядерных реакций и нарушения параметров численного алгоритма, что может привести к численному сбою устойчивости алгоритма решения уравнений. После достижения пиковых значений плотность и температура продолжают свое падение. Как показывает наш гидродинамический расчет, их уменьшение происходит из-за разлета вещества в режиме, более быстром, чем свободный разлет: $\rho \sim t^{-3.6}, T \sim \rho^{2/3} \sim t^{-2.4}$.

Легко оценить параметры рассматриваемой нами двойной системы нейтронных звезд в момент взрыва. Радиус полости Роша *R*_R маломассивной НЗ примерно совпадает с ее радиусом, т.е. $R_{\rm R} \approx R_{\rm s} \approx 270$ км (рис. 1). Расстояние *а* между компонентами двойной системы связано с размером полости Роша приближенным соотношением (Пачинский, 1971):

$$\frac{R_{\rm R}}{a} \approx 0.462 \left(\frac{q}{1+q}\right)^{1/3},\tag{1}$$

где $q = m_2/m_1$ — отношение масс компонент. Взяв для оценки $m_1 = 1.4 \ M_{\odot}$ и $m_2 = 0.1 \ M_{\odot}$, получим $a \approx 1441$ км. Скорость убегания вещества с поверхности НЗ малой массы есть $V_{\rm esc} = \sqrt{\frac{2Gm_2}{R_{\rm s}}} \approx 10^9 \ {\rm cm/c}$, скорость убегания из поля массивного компонента есть $V_{\rm esc} = \sqrt{\frac{2Gm_1}{a}} \approx 1.6 \times 10^9 \ {\rm cm/c}$. Таким образом, выброшенное при взрыве НЗ малой массы вещество имеет скорости (рис. 2), как минимум в несколько раз превосходящие скорость убегания. В действительности, в этих простых оценках мы не учли собственного орбитального движения компонент, однако детальный численный расчет (Мануковский, 2010) процесса раз-



Рис. 3. Эволюция плотности и температуры вдоль четырех рассмотренных траекторий 1-4 как функции времени.

лета вещества в рассматриваемой двойной системе нейтронных звезд подтверждает наш вывод.

ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ВЗРЫВЕ МНЗ

Вдоль описанных выше наиболее характерных траекторий в off-line режиме был рассчитан нуклеосинтез тяжелых элементов. Эволюция состава при температуре $T_9 > 7$ определялась в NSE-приближении (NSE — ядерное статистическое равновесие), а при понижении температуры для расчета распространенности элементов использовался код SYNTHeR (Корнеев, Панов, 2011). Для моделирования наиболее сложен переходный режим, когда сверхсжатое вещество при субъядерной плотности, состав которого определяется уравнением состояния, быстро переходит в качественно другое состояние плотной горячей плазмы, описываемой в частности уравнениями Больцмана-Максвелла, и развитой для таких условий кинетической моделью нуклеосинтеза (Блинников, Панов, 1996). Поэтому переход от субъядерного вещества, состоящего из экзотических переобогащенных нейтронами ядер к кинетике ядерных реакций, был осуществлен формально. Основой для осуществления такого перехода было сохранение имеющегося до взрыва локального значения доли электронов Ye (определяющей

степень нейтронизации вещества) вплоть до начала процесса нуклеосинтеза. При дальнейшем развитии модели эта проблема будет решаться итерационно в расчетах нуклеосинтеза совместно с гидродинамикой расширения вещества, отслеживая как его локальный нагрев ударной волной, так и учитывая энерговыделение при бета-распаде и делении.

Ниже обсуждаются результаты расчетов нуклеосинтеза для четырех траекторий, характеризующихся различной величиной начального значения Уе и химического состава исходных изотопов (см. табл. 1). На рис. 4 показана эволюция доли электронов, причем увеличение Ye (при его начальных значениях менее 0.4) неявно отражает интенсивность и продолжительность г-процесса, начинающегося после второй волны расширения $t \approx 0.37$. Концентрация электронов $Y_{\rm e}$ наиболее сильно меняется за счет бета-распадов как вдоль пути r-процесса, так и на стадии охлаждения в результате распада нестабильных изотопов и образования стабильных элементов, только если Ye < ≤ 0.4 . В нагреве вещества при прохождении ударной волны для вариантов 1 и 2 роль термоядерных реакций относительно невелика (вариант 2) или мала (вариант 1) и отношение электронов к протонам меняется монотонно, по мере осуществления бета-распадов нейтронно-избыточных ядер, образованных преимущественно в г-процессе. Увеличе-



Рис. 4. Зависимость доли электронов Y_e от времени на четырех выбранных траекториях. Цифры у кривых — номера траекторий.

ние Y_e в нуклеосинтезе вдоль траектории 1 происходит значительно дольше, чем вдоль траектории 2, за счет бета-распада большого количества долгоживущих изотопов редкоземельных и трансурановых элементов. При сильном нагреве (что особенно видно для варианта 4) роль термоядерных реакций в веществе при прохождении ударной волны повышается, однако заметное влияние на величину скачка величины Y_e может оказать и численный эффект, связанный с быстропеременными процессами на ударном фронте. Этот аспект проблемы требует дополнительного исследования.

Следующий рис. 5 показывает эволюцию количества свободных нейтронов по мере развития гпроцесса. Из рисунка следует, что достаточный для протекания г-процесса уровень свободных ней-тронов $N_n \ge 10^{22}$ см⁻³ поддерживается в течение нескольких сотен миллисекунд, что достаточно для образования всех тяжелых ядер вплоть до урана, только вдоль траекторий 1 и 2 (рис. 6). Соответственно для вариантов 3 и 4, для которых начальный избыток нейтронов очень быстро уменьшается в процессе перехода от субъядерной плотности к плотностям порядка плотностей горячего ветра, г-процесс не идет и образование новых элементов происходит преимущественно за счет (α, X) реакций, в том числе при нагреве вещества ударной волной и вспышке нуклеосинтеза за счет ускорения термоядерных реакций.

Скачки величины N_n (варианты 2 и 4), видимые на рис. 5 в момент $t \sim 0.37$, или резкое поглощение нейтронов (в варианте 3) происходят с включением термоядерных реакций при прохождении ударной волны и в значительной мере обусловлены численными эффектами, влияние которых на решение мало. Отметим, что значительное и плавное понижение значений N_n на малых временах $t < 10^{-12}, 10^{-8}, 0.01$ с, определяется в основном включением термоядерных реакций перезарядки.

Пики в области атомных масс с $A \sim 130$ и 196 для вариантов 1 и 2 (рис. 6) хорошо структурированы и согласуются с наблюдениями по величине и месту. Редкоземельный пик $A \sim 160-170$ для варианта 1 образуется, причем даже избыточно по сравнению с данными наблюдений.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процесс эволюции тесных двойных систем может быть разным — при одних условиях осуществляется слияние нейтронных звезд, при других возможно перетекание вещества между компаньонами (обдирание), завершающееся взрывом маломассивной НЗ. Для реализации механизма обдирания массы компонентов двойной системы должны сильно различаться.

Среди всей популяции двойных НЗ доля двойных звезд с маломассивным компаньоном, повидимому, невелика. Такая конфигурация двойной



Рис. 5. Зависимость концентрации свободных нейтронов *N*ⁿ от времени на четырех выбранных траекториях. Цифры у кривых — номера траекторий.



Рис. 6. Распространенность химических элементов, образованных в конце нуклеосинтеза вдоль четырех выбранных траекторий. Точки — распространенность тяжелых элементов, образованных в солнечной системе. Цифры у кривых — номера траекторий.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 8 2020

системы, вероятность образования которой еще также предстоит определить, и будет представлять долю stripping-механизма гамма-всплесков в их общей популяции.

Полученные оригинальные результаты по расчетам нуклеосинтеза в сценарии эволюции двух нейтронных звезд существенно разной массы показывают, что в сценарии обдирания при эволюции двух нейтронных звезд часть вещества коры и мантии нейтронизована достаточно сильно для того, чтобы в нем в процессе взрыва и разлета мог идти r-процесс с образованием большого количества тяжелых элементов. Кривая распространенности тяжелых ядер Y(A), образующихся при разрушении МНЗ, в целом хорошо согласуется как с данными наблюдений распространенности тяжелых элементов, так и с результатами расчетов распространенности тяжелых элементов при классическом слиянии нейтронных звезд. Причем для некоторых траекторий распространенность тяжелых элементов объединяет распространенность "тяжелой" фракции распространенности элементов, характерной для выброса в сценарии СНЗ, и "легкой" составляющей, образующейся в ветрах от горячего массивного нейтронного остатка в том же сценарии СНЗ. Из рис. 6 следует, что при образовании третьего пика (вариант 1) "железный" пик элементов с массовыми числами порядка 80 не выгорает, что отличается от динамики образования тяжелых элементов в сценарии СНЗ, в котором образуются 2-й и 3-й пики (основной г-процесс) в джетах, либо формируются только 1-й и 2-й пики (неполный r-процесс в ветре).

Процесс нуклеосинтеза рассчитан off-line на фиксированных треках, без интегрирования вклада нуклеосинтеза для всех возможных траекторий, что позволяет оценить различие расчетов нуклеосинтеза для разных слоев выбрасываемого вещества. Фактически это первый этап в проекте исследования сценария обдирания и особенностях нуклеосинтеза, протекающего при взрыве маломассивного остатка. Нашей конечной задачей является самосогласованный расчет процесса взрыва МНЗ, учитывающий в том числе и дополнительный разогрев вещества при интенсивном нуклеосинтезе за счет бета-распада и деления. Над этой задачей авторы работают в настоящее время.

Авторы благодарны С.И. Блинникову и Д.К. Надёжину за обсуждение физических процессов на конечных стадиях эволюции системы нейтронных звезд и уравнения состояния сверхплотного вещества, и Н.И. Крамареву за участие в обсуждении и интерес к работе. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 18-29-21019 мк).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Аббот и др. (В.Р. Abbot, et al.), Astrophys. J. Lett. **848**, L12, L13 (2017).
- 2. Абуссир и др. (Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta, and F. Tondeur), At. Data Nucl. Data Tables **61**, 127 (1995).
- 3. Арконес и др. (A. Arcones and F.-K. Thielemann), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **40**, 013201 (2013).
- Блинников С.И., Новиков И.Д., Переводчикова Т.В., Полнарев А.Г., Письма в Астрон. журн. 10 (1984) [S.I. Blinnikov, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, A.G. Polnarev, Sov. Astron. Lett. 10, 177 (1984)].
- 5. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, V.S. Imshennik, D.K. Nadyozhin, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), Sov. Astron. **34**, 595 (1990).
- 6. Блинников, Бартунов (S.I. Blinnikov and O.S. Bartunov), Astron. Astrophys. **273**, 106 (1993).
- Блинников С.И., Панов И.В., Письма в Астрон. журн. 22 45 (1996) [S.I. Blinnikov and I.V. Panov, Astron. Lett. 22, 39 (1996)].
- 8. Бэрбидж и др. (E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, and F. Hoyle), Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957).
- 9. Гиббс и др. (N.E. Gibbs, W.G. Poole, and P.K. Stockmeyer), SIAM J. Numer. Anal. 13, 236 (1976).
- Гир (С.W. Gear), Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1971).
- Гир (С.W. Gear), Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1971).
- 12. Кларк, Эрдли (J.P.A. Clark and D.M. Eardley), Astrophys. J. 215, 311 (1977).
- Коробкин и др. (О. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler), MNRAS 426, 1940 (2012).
- 14. Корнеев И.Ю., Панов И.В., Письма в Астрон. журн. **37**, 930 (2011) [I.Yu. Korneev and I.V. Panov, Astron. Lett. **37**, 864 (2011)].
- Коуэн и др. (J.J. Cowan, C. Sneden, T.C. Beers, J.E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and F.-K. Thielemann), arXiv:1901.01410 [astro-ph.HE], submitted to Reviews of Modern Physics (2020).
- 16. Кэмерон (A.G.W. Cameron), Publ. Astron. Soc. Pac. **69**, 201 (1957).
- 17. Кэмерон (A.G.W. Cameron), Astrophys. J. **562**, 456 (2001).
- 18. Ланганке, Мартинец-Пинедо (К. Langanke and G. Martinez-Pinedo), Nucl. Phys. A **673**, 481 (2000).
- 19. Латтимер, Пракаш (J.M. Lattimer and M. Prakash), Astrophys. J. **550**, 426 (2001).
- Лютостанский Ю.С., Панов И.В., Синюкова О.Н., Филиппов С.С., Чечеткин В.М., Ядерная физика 4, 66 (1986).
- 21. Мануковский (K.V. Manukovskiy), Astron. Lett. **36**, 191 (2010).

- 22. Мартин и др. (D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog), Astrophys. J. 813, 2 (2015).
- 23. Мёллер и др. (Р. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, ADNDT **59**, 185 (1995).
- 24. Мёллер и др. (P. Möller, J.R. Nix, and K.-L. Kratz), Atomic Data Nucl. Data Tables **66**, 131 (1997).
- 25. Мёллер и др. (Р. Möller, В. Pfeiffer, and K.-L. Kratz), Phys. Rev. C **67**, 055802 (2003).
- 26. Надёжин и др. (D.K. Nadyozhin, I.V. Panov, and S.I. Blinnikov), Astron. Astrophys. **335**, 207 (1998).
- Панов И.В., Тилеманн Ф.-К., Письма в Астрон. журн. 29, 508 (2003) [I.V. Panov and F.-К. Thielemann, Astron. Lett. 29, 510 (2003)].
- 28. Панов и др. (I.V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann), Nucl. Phys. A **747**, 633 (2005).
- 29. Панов и др. (I.V. Panov, I.Yu. Korneev, T. Rauscher, and F.-K. Thielemann), Astron. Astrophys. **513**, A61 (2010).
- Панов И.В., Тилеманн К.-Ф., Письма в Астрон. журн. 34, 213 (2008) [I.V. Panov, I.Yu. Korneev, and F.-K. Thielemann, Astron. Lett. 34, 189 (2008)].
- Панов И.В., Корнеев И.Ю., Тилеманн Ф-К., Ядерная физика 72, 1026 (2009) [I.V. Panov, I.Yu. Korneev and F.-K. Thielemann, Phys. Atomic Nucl. 72, 1026 (2009)].
- Панов И.В., Корнеев И.Ю., Лютостанский Ю.С., Тилеманн Ф.-К., Ядерная физика **76**, 90 (2013) [I.V. Panov, I.Yu. Korneev, Yu.S. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, Phys. Atomic Nucl. **76**, 88 (2013)].
- Панов И.В., Корнеев И.Ю., Мартинец-Пинедо Г., Тилеманн Ф.-К., Письма в Астрон. журн. **39**, 173 (2013) [I.V. Panov, I.Yu. Korneev, G. Martinez-Pinedo, and F.-K. Thielemann, Astron. Lett. **39**, 150 (2013)].
- Панов И.В., Глазырин С.И., Рёпке Ф., Блинников С.И., Письма в Астрон. журн. 44, 331 (2018)
 [I.V. Panov, S.I. Glazyrin, F. Roepke, S.I. Blinnikov, Astron. Lett. 44, 309 (2018)].
- 35. Пачинский (B. Paczynski), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 9, 183 (1971).
- Писсанецки (S. Pissanetzky), Sparse matrix Technology (Acad. Press, London Orlando etc., 1984) (русский перевод: Технология разреженных матриц, М.: Мир, 1988).
- 37. Раушер, Тилеманн (T. Rauscher and F.-K. Thielemann), Atomic Data Nucl. Data Tabl. 5, 1 (2000).

- 38. Россвог и др. (S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran), MNRAS **439**, 744 (2014).
- 39. Рустер и др. (S.B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich), Phys. Rev. C **73**, 3 (2006).
- 40. Сигер и др. (Р.А. Seeger, W.A. Fowler, and D. Clayton), Astrophys. J. Suppl. Ser. **11**, 121 (1965).
- 41. Сумиоши и др. (K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt), Astron. Astrophys. **334**, 159 (1998).
- 42. Танвир и др. (N.R. Tanvir, A.J. Levan, C. Gonzalez-Fernandez, O. Korobkin, et al.), Astrophys. J. 848, L27 (2017).
- 43. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, M. Eichler, I.V. Panov, and B. Wehmeyer), Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **67**, 253 (2017).
- 44. Фишер и др. (Т. Fischer, G. Martinez-Pinedo, M. Hempel, L. Huther, G. Ropke, S. Typel, and A. Lohs), EPJ Web Conf. 109, 06002 (2016).
- 45. Фрайбургхаус и др. (С. Freiburghaus, S. Rosswog, and F.-K. Thielemann), Astrophys. J. **525**, L121D (1999).
- 46. Хензель, Потехин (P. Haensel and A.V. Potekhin), Astron. Astrophys. **428**, 191 (2004).
- 47. Хензель и др. (P. Haensel, A.Yu. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars, Equation of State and Structure* (Springer, New York, NY, 2007), v. 1, p. 619.
- 48. Хьюдепол и др. (L. Hudepohl, B. Mueller, H.-T. Janka, A. Marek, A. Marek, and G.G. Raffelt), Phys. Rev. Lett. **104**, 251101 (2010).
- Эстербю, Златев (О. Østerby and Z. Zlatev), *Direct Methods for Sparse Matrices* (Lecture Notes in Computer Science, 157, (1983). Springer, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo) (русский перевод: Прямые методы для разреженных матриц. М.: Мир, 1987).
- 50. Юдин А.В., Разинкова Т.Л., Блинников С.И., Письма в Астрон. журн. **45**, 12, 893 (2019) [A.V. Yudin et al., Astron. Lett. **45**, 847 (2019)].
- 51. NuDat2, 2009, National Nuclear Data Center, Information Extracted from the NuDat 2 Database, http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ post-AGB CBEPXГИГАНТА V340 Ser (=IRAS 17279-1119)

© 2020 г. В. Г. Клочкова^{1*}, В. Е. Панчук¹, Н. С. Таволжанская¹, М. В. Юшкин¹

¹Специальная Астрофизическая Обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия Поступила в редакцию 03.06.2020 г.

После доработки 18.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

В спектрах сверхгиганта V340 Ser (=IRAS 17279-1119), полученных на 6-м телескопе БТА с разрешением $R \ge 60\,000$, найдены признаки переменности ветра и стратификации скорости в протяженной атмосфере. Линия Ha имеет профиль типа P Cyg, абсорбционная компонента которого $(V_{\odot} = +34 \text{ км/c})$ формируется в верхних слоях расширяющейся атмосферы, близких к околозвездной среде. Для четырех дат по положениям от 300 до 550 симметричных абсорбций металлов с точностью лучше ± 0.1 км/с получена средняя скорость: $V_{\odot} = 59.30, 60.09, 58.46, 55.78$ км/с. Множество низковозбужденных линий металлов имеют профиль типа обратного Р Суg. Среднее положение их эмиссионных компонент, $V_{\odot} = 46.3 \pm 0.4$ км/с, систематически отличается от скорости по симметричным абсорбциям, что указывает на наличие градиента скорости в протяженной атмосфере сверхгиганта. Многокомпонентный профиль D-линий NaI содержит: межзвездную $V_{\odot} = -11.2$ км/с, околозвездную $V_{\odot} = +10$ км/с, и компоненту $V_{\odot} = +34.0$ км/с, формирующуюся в верхних слоях атмосферы. Средняя скорость по 20-30 отождествленным в спектрах диффузным межзвездным полосам (DIBs), $V_{\odot}(\text{DIBs}) = -11.6 \pm 0.2$ км/с, согласуется со скоростью по межзвездным компонентам NaI и KI. Эквивалентная ширина триплета кислорода W(OI 7774) = 1.25 Å соответствует абсолютной величине звезды $M_V \approx -4.6^m$, что с учетом полного (межзвездное + околозвездное) поглощения приводит к расстоянию до звезды $d \approx 2.3$ кпк.

Ключевые слова: звезды, эволюция, post-AGB звезды, атмосферы, нуклеосинтез, оболочки, оптические спектры.

DOI: 10.31857/S032001082008001X

1. ВВЕДЕНИЕ

V340 Ser — центральная звезда инфракрасного источника IRAS 17279-1119 — была внесена в список звезд с избытками ИК-потока Оудмайером и др. (1992). Позже Сёдмиак и др. (2008), изучив для большой выборки инфракрасных источников данные, полученные с космическим телескопом Хаббла, указали на точечный характер изображения IRAS 17279-1119 и отнесли V340 Ser к звездам на стадии после асимптотической ветви гигантов (далее в тексте post-AGB). Эти авторы отметили наличие избытка потока в ближнем ИКдиапазоне, что свидетельствует о присутствии теплой околозвездной пыли.

На стадии post-AGB наблюдаются далеко проэволюционировавшие звезды с исходными массами в интервале 2-8 М_☉. Согласно Блекеру (1995а), на предшествующей эволюционной стадии AGB эти звезды наблюдаются в виде красных сверхгигантов с эффективной температурой $T_{\rm eff} \approx$ $\approx 3000-4500$ К. AGB-стадия для звезд вышеуказанных масс является заключительной фазой с нуклеосинтезом в звездных ядрах. Интерес к AGBзвездам и к их ближайшим потомкам обусловлен прежде всего тем, что именно в недрах этих звезд, находящихся на кратковременной эволюционной стадии, имеются физические условия для синтеза ядер тяжелых металлов и выноса наработанных продуктов ядерных реакций в звездную атмосферу и далее в околозвездную и межзвездную среду. Вследствие этих процессов АGB-звезды с исходными массами ниже 3−4 М_☉ являются основными поставщиками (свыше 50%) всех элементов тяжелее железа, синтезированных за счет s-процесса, суть которого состоит в медленной (по сравнению с *β*-распадом) нейтронизации ядер. Исходными ядрами для цепочки реакций s-процесса служат ядра Fe. У звезд с исходной массой ниже $3-4~M_{\odot}$ необходимый поток нейтронов обеспечивает реакция 13 С(α, n) 16 О, а в случае более массивных звезд, с

^{*}Электронный адрес: valenta@sao.ru

начальными массами более $4-5 M_{\odot}$, аналогичная реакция идет на ядрах ²²Ne. Подчеркнем, что эти более массивные AGB звезды могут быть также источниками лития. Детали эволюции звезд вблизи AGB и результаты современных расчетов синтеза и выноса элементов приведены в статьях Хервига (2005), Крисченцо и др. (2016), Лью и др. (2018).

В базе данных SIMBAD для сверхгиганта V340 Ser приведен спектральный класс F2-3 II. Этот сверхгигант находится вне плоскости Галактики, что уже указывает на его вероятную принадлежность к немассивным проэволюционировавшим звездам. К настоящему времени звезда изучена как фотометрическими, так спектральными методами. Ряд авторов (в частности, Казаровец и др. 2000; де Смедт и др. 2016) относят V340 Ser к переменным типа RV Tau. Post-AGB звезды этой разновидности расположены на диаграмме Г-Р в полосе нестабильности (или вблизи нее), имеют избытки ИК-потока в ближней ИК-области, что служит признаком наличия теплой околозвездной пыли, еще не отделившейся от фотосферных слоев звезды.

Распространенность химических элементов в атмосфере V340 Ser изучена неоднократно и достаточно надежно. Ферро и др. (2001) по спектрам высокого разрешения, но с умеренным отношением S/N получили параметры модели атмосферы для этой звезды: $T_{\rm eff} = 7300$ K, ускорение силы тяжести $\log g = 1.25$ и микротурбулентную скорость $\xi_t =$ = 4.6 км/с. Они нашли пониженную металличность $[Fe/H]_{\odot} = -0.60$, повышенное содержание тяжелых металлов s-процесса, отношение содержания углерода к кислороду $C/O \approx 1$. В итоге эти авторы поддержали более ранний вывод (ван Винкель, 1997) о принадлежности звезды к post-AGB звездам, прошедшим третье перемешивание. Работа Ферро и др. (2001) важна еще и тем, что ее авторы отметили отсутствие эффекта селективного осаждения химических элементов в атмосфере этой звезды, который обычно искажает распространенность элементов в атмосферах родственных post-AGB звезд (см. примеры в статьях Клочковой (1995), Гиридхара и др. (2000), Рао и др. (2012), Клочковой и Таволжанской (2019)).

Рао и др. (2012) по спектрам высокого разрешения определили параметры модели и детальный химический состав атмосферы для выборки post-AGB звезд, включая и V340 Ser. Принятые ими параметры модели для этой звезды: $T_{\text{eff}} = 7300 \pm \pm 150$ K, ускорение силы тяжести $\log g = 2.25 \pm \pm 0.25$ и микротурбулентная скорость $\xi_t = 4.7 \pm \pm 0.25$ км/с, в пределах точности согласуются с полученными ранее параметрами из работы Ферро и др. (2001). При пониженной металличности $[Fe/H]_{\odot} = -0.60$ для V340 Ser найден нетривиальный химический состав атмосферы, а именно: умеренные, но значимые избытки элементов α -процесса, $[\alpha/Fe] = +0.44$, и тяжелых металлов s-процесса, [s/Fe] = +0.69. Позже де Смедт и др. (2016), используя спектры телескопа VLT в сочетании со спектрографом UVES, вновь подтвердили параметры и особенности химического состава V340 Ser. Основная цель их исследования — поиск признаков наличия свинца в атмосферах изучаемых звезд — не была достигнута, поскольку для 14 post-AGB звезд с обогащенными тяжелыми металлами атмосферами авторы получили лишь верхние пределы содержания этого элемента. В нашем исследовании оптических спектров V340 Ser работа этих авторов важна, потому что, проведя спектральный мониторинг со спектрографом HERMES 1.2-м телескопа, де Смедт и др. (2016) пришли к выводу о двойственности этой звезды, определив орбитальные параметры. Найденный ими период составляет P = 365 дней, системная скорость $\gamma =$ $= 56.8 \pm 0.5$ км/с, амплитуда переменности скорости $\Delta Vr = 7.92 \pm 0.44$ км/с.

Поведение фотометрических параметров V340 Ser также надежно изучено. Архипова и др. (2011), выполнив 7-летний UBV-мониторинг звезды, пришли к выводу о переменности блеска с типичной для post-AGB звезд амплитудой $\Delta V \approx \approx 0^m 2$ и основным периодом P = 89. Присоединив к анализу более равномерно распределенные во времени данные атоматического обзора ASAS, Архипова и др. (2011) определили амплитуду $\Delta V \approx \approx 0^m 3$ и основной период P = 89.

В данной статье мы представляем результаты анализа оптических спектров V340 Ser, полученных на 6-м телескопе БТА в 2018–2020 гг. Основная цель нашей работы — поиск особенностей спектра и их переменности со временем. В разделе 2 статьи кратко описаны методы наблюдений и анализа данных. В разделе 3 мы приводим результаты, сопоставляя их с опубликованными ранее, и в разделе 4 приводим выводы.

2. НАБЛЮДЕНИЯ, ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Спектры V340 Ser получены с эшельным спектрографом НЭС (Панчук и др. 2017), стационарно расположенным в фокусе Нэсмита 6-м телескопа БТА. Моменты наблюдений звезды указаны в табл. 1. В эти даты эшельный спектрограф НЭС был оснащен крупноформатной ПЗС-матрицей форматом 4608 × 2048 элементов с размером пикселя 0.0135 × 0.0135 мм, шум считывания

ID-2458000	V _☉ , км/с							
312 2100000	Абсорбции металлов	Эмиссии металлов	$H\alpha(abs)$ $H\alpha(em)$	Hβ	NaI	KI	DIBs	
213.5	59.30	45.0	34.2	53.6	-11.3, 10.0, 33.7	-9.2	-11.9	
	$\pm 0.05(557)$	$\pm 0.2 (59)$	101.7				$\pm 0.2(23)$	
220.4	60.09	46.0	34.9	54.8	-11.2, 10.2, 33.4	-10.0	-11.3	
	$\pm 0.05(459)$	$\pm 0.3(43)$	100.1				$\pm 0.2(32)$	
574.4	58.46	48.0	34.5	53.9	-11.4, 10.3, 35.0	-10.7	-12.1	
	$\pm 0.06(283)$	$\pm 0.4 (49)$	101.2				$\pm 0.3(18)$	
924.2	55.78	46.0	33.6	49.3	-11.1, 9.1, 32.8	-9.3	-11.3	
	$\pm 0.06(408)$	$\pm 0.3(28)$	97.5				$\pm 0.3(15)$	

Таблица 1. Результаты измерений гелиоцентрической лучевой скорости V_☉ в спектрах V340 Ser по наборам линий различного типа. Число использованных деталей различных типов указано в скобках. Для D-линий NaI указано положение абсорбционных компонентов, формирующихся вне звездной атмосферы

1.8 е⁻. Зарегистрированный спектральный диапазон составляет $\Delta \lambda = 470-778$ нм. Для уменьшения световых потерь без потери спектрального разрешения спектрограф НЭС снабжен резателем изображения на три среза. Каждый спектральный порядок на двумерном изображении спектра повторяется трижды со смещением вдоль дисперсии эшелле-решетки. Спектральное разрешение составляет $\lambda/\Delta\lambda \ge 60\,000$, отношение сигнала к уровню шумов S/N > 100, вдоль эшельного порядка меняется от 100 до 150.

Экстракция одномерных данных из двумерных эшелле-спектров выполнена с помощью модифицированного (с учетом особенностей эшеллекадров используемого спектрографа) контекста ECHELLE комплекса программ MIDAS. Детали процедуры описаны Юшкиным и Клочковой (2005). Удаление следов космических частиц проводилось медианным усреднением двух спектров, полученных последовательно один за другим. Калибровка по длинам волн осуществлялась по спектрам Th-Ar лампы с полым катодом. Вся дальнейшая обработка, включающая фотометрические и позиционные измерения, выполнена с помощью современной версии программы DECH20t, разработанной Г. Галазутдиновым (1992). Отметим, что эта традиционно используемая нами программа обработки спектров позволяет измерять лучевые скорости для отдельных деталей профилей линий. Систематические ошибки измерения гелиоцентрических скоростей V_{\odot} , оцененные по резким межзвездным компонентам NaI, не превышают 0.25 км/с (по одной линии), случайные ошибки для неглубоких абсорбций ≈0.5 км/с — среднее значение на одну линию. Тем самым для усредненных

величин V_{\odot} в табл. 1 случайные ошибки 0.05– 0.3 км/с в зависимости от числа измеренных линий. Отождествление деталей в спектре V340 Ser мы проводили, используя опубликованный Клочковой и др. (2007а) атлас оптического спектра канонической post-AGB звезды HD 56126 (=IRAS 07134+ +1005, Sp = F5 Iab), базирующийся на наблюдательных данных 6-м телескопа в сочетании со спектрографом HЭC.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Особенности оптического спектра V340 Ser и стратификация лучевых скоростей

Спектральные аномалии, присущие звездам типа RV Tau, — это эмиссионные компоненты сложных и переменных с фазой профилей На, эмиссия HeI 5876 Å, раздвоение избранных абсорбций, многокомпонентные профили D-линий дублета NaI, а также слабые эмиссии металлов, появляющиеся в отдельные моменты цикла. Примерами служат спектры звезд-прототипов RV Tau, U Mon и AC Her, изученных Бэйрдом (1982, 1984), Поллардом и др. (1997), Клочковой и Панчуком (1998), Киппером и Клочковой (2013). В зарегистрированных нами спектрах V340 Ser отсутствуют и раздвоение абсорбций, и эмиссия в линии HeI 5876 А. Оптический спектр этой звезды, в основном соответствующий ожидаемому спектру F2-3 сверхгиганта, содержит при этом некоторые из перечисленных выше особенностей. Во-первых, профиль $H\alpha$ является комплексным, что типично для post-AGB звезд. Представленный на рис. 1 профиль этой линии в координатах "Относительная интенсивность" — "Лучевая скорость" включает широкие абсорционные крылья, на которые



Рис. 1. Профиль Н α в координатах "Лучевая скорость — относительная интенсивность" в спектрах V340 Ser, полученных в разные даты: 05.04.2018 — черная линия, 11.04.2018 — зеленая, 31.03.2019 — красная, 02.04.2020 — индиго. Две сплошные вертикали указывают положения эмиссий Til 6554.23 Å и Cal 6572.80 Å. Вертикальной линией отмечена системная скорость $\gamma = 56.8 \pm 0.5$ км/с, согласно де Смедту и др. (2016).

налагаются абсорбционная и эмиссионная компоненты. Как следует из рис. 1, положения обеих компонент не изменяются со временем, однако можно отметить слабую переменность их интенсивности. Более заметно изменение формы коротковолнового крыла абсорбционного компонента, что отражает изменение скорости истечения. Подчеркнем большое различие скоростей, соответствующих ядрам эмиссионного и абсорбционного компонентов профиля $H\alpha$. Как видно из данных табл. 1 и рис. 1, это различие составляет около 65 км/с и многократно превышает этот же параметр для звезд типа RV Таи, изученных Поллардом и др. (1997), включая и звезду AD Aql, в спектре которой тип профиля Н α близок к зарегистрированному нами в спектре V340 Ser. При этом, как видно на рис. 2, профиль $H\beta$ чисто абсорбционный, видимых эмиссионных деталей он не содержит. Как следует из табл. 1, положение ядра $H\beta$ не вполне совпадает с положением атмосферных абсорбций металлов, оно сдвинуто на 5-6 км/с в коротковолновую область, что свидетельствует о стратификации картины скоростей.

Околозвездные оболочки проэволюциониро-

вавших звезд зачастую являются источниками молекулярного и мазерного излучения, что позволяет надежно фиксировать их системную скорость. Однако для V340 Ser нет сведений о каких-либо оболочечных деталях в радиодиапазоне. Оптический спектр этой звезды также не содержит признаков наличия молекул, поэтому в качестве системной скорости для этой звезды мы используем значение $\gamma = 56.8 \pm 0.5$ км/с, согласно де Смедту и др. (2016).

Во-вторых, профиль $H\alpha$ в спектре V340 Ser на рис. 1 относится к типу P Cyg. Такой тип профиля является типичным для звезд высокой светимости, обладающих протяженной и расширяющейся атмосферой. $H\alpha$ формируется в верхних слоях протяженной атмосферы звезды. Интенсивная абсорбционная компонента — результат поглощения излучения в области перед звездой. Положение ядра абсорбционной компоненты (+34 км/с) указывает на ее формирование в высоких слоях расширяющейся атмосферы, близких к околозвездной среде. Скорость около 34 км/с отличается от принятой системной скорости, что указывает на расширение области, в которой эта абсорбция формиру-



Рис. 2. Профиль Н β в спектрах V340 Ser, полученных в разные даты: 05.04.2018 — черная линия, 11.04.2018 — зеленая, 31.03.2019 — красная. Вертикальной линией отмечена системная скорость $\gamma = 56.8 \pm 0.5$ км/с, согласно де Смедту и др. (2016).

ется. Подобный тип профиля редко встречается в спектрах post-AGB звезд. В статьях Клочковой (1997), Санчез Контрерас и др. (2008), Молины и др. (2014) приведены многочисленные примеры разновидностей профиля $H\alpha$ в спектрах post-AGB звезд: чисто абсорбционные профили, комплексные профили типа Р Суд, типа обратного Р Суд и др. Однако в этой обширной коллекции зарегистрированных профилей нет подобного профилю $H\alpha$ в спектрах V340 Ser. В статьях Гонзалеза и др. (1997), Полларда и др. (1997), посвященных спектроскопии звезд типа RV Тац, наблюдается разнообразие типов профилей, как и в сообществе post-AGB звезд в целом. Профиль $H\alpha$ с сильной эмиссией, сдвинутой в длинноволновую область, подобный профилю в спектре V340 Ser, встречается редко, но, как было отмечено выше, был ранее зарегистрирован Поллардом и др. (1997) в спектре AD Aql. В спектре этой звезды зарегистрирована значительная фазовая переменность профиля $H\alpha$, включая переменность положений обеих его компонент. Для V340 Ser такой значительной переменности положения и интенсивности компонентов профиля На мы пока не зафиксировали. На рис. 1 заметно изменение лишь протяженности

коротковолнового крыла абсорбции, что отслеживает переменность скорости истечения вещества. Близкий тип профиля $H\alpha$ с большим различием скоростей, >100 км/с, для абсорбционной и эмиссионной компонент наблюдается также в спектре post-AGB звезды 89 Her (=IRAS 17534+2603). Для иллюстрации на рис. 3 показан фрагмент спектра 89 Her, полученный 3.06.2010 с тем же спектрографом НЭС телескопа БТА.

Влияние ветра, искажающее коротковолновые крылья сильных абсорбций SiII(2) 6347 и 6371 Å в спектре V340 Ser, видим на правом фрагменте рис. 4, где также отмечены эмиссия FeI 6359 Å и межзвездные детали (DIBs) $\lambda = 6376$ и 6379 Å. Искажение крыльев абсорбций SiII(2) 6347 и 6371 Å на профилях в координатах "Относительная интенсивность — лучевая скорость" иллюстрирует также рис. 5. Здесь абсорбционные ядра обоих профилей смещены относительно принятой системной скорости, но их положение хорошо согласуется со скоростью по иным абсорбциям металлов в спектре: в табл. 1 для этой даты $V_{\odot}(abs) = 60.09$ км/с.

Де Смедт и др. (2016), получив кросскорреляционным методом набор значений луче-



Рис. 3. Фрагмент спектра 89 Нег, содержащий Н α и эмисссии TiI, VI, FeI и NiI. Указано отождествление основных абсорбций. Точками отмечены теллурические детали.



Рис. 4. Фрагменты спектра V340 Ser, содержащие характерные пекулярные детали: эмисссии FeI и NiI, а также сильные абсорбции SiII(2) 6347 и 6371 Å с вытянутым коротковолновым крылом и DIBs на правом фрагменте. Указано отождествление основных деталей.

вой скорости для V340 Ser, пришли к выводу о двойственности звезды и отнесли систему V340 Ser к спектрально-двойным звездам с периодом 365 дней. Позже Оомен и др. (2018), используя ту же методику, уточнили орбитальные элементы для выборки post-AGB звезд в двойных системах. Для V340 Ser они приводят орбитальные элементы: период 363 дня, γ -скорость 56.1 км/с, амплитуда переменности скорости $K = 8.4 \pm 1.0$ км/с. Отметим два момента. Во-первых, имея высококачественные спектры этой звезды, мы не обнаружили признаков спектральной двойственности. Во-вторых, как следует из данных табл. 1, получив спектры V340 Ser в произвольные даты в 2018–2020 гг., мы не зафиксировали переменности лучевой скорости звезды, ожидаемой согласно результатам де Смедта и др. (2016) и Оомена и др. (2018). Учитывая величину периода около года, можно предположить, что все наши спектры получены в близкие фазы орбитального периода. Очевидна необходимость продолжения наблюдений V340 Ser и детального изучения переменности картины скорости.



Рис. 5. Профили абсорбций SiII(2) 6347 (сплошная линия) и 6371 Å в спектре V340 Ser за 11.04.2018. Вертикальной линией отмечена системная скорость $\gamma = 56.8 \pm 0.5$ км/с, согласно де Смедту и др. (2016).

3.2. Эмиссии металлов

Спектральные фрагменты на рис. 4 иллюстрируют следующую, не отмеченную ранее в публикациях, особенность оптического спектра V340 Ser — наличие слабых эмиссий нейтральных металлов с низким потенциалом возбуждения нижнего уровня. Две такие эмиссии на крыльях Н α хорошо видны и на рис. 1. В табл. 2 перечислены все такого рода эмиссии, отождествленные нами в зарегистрированном диапазоне длин волн. В последнем столбце этой таблицы приведены значения скорости, соответствующие положению эмиссионной детали. Как следует из данных табл. 1, средняя скорость по эмиссиям незначительно меняется от даты к дате, от $V_{\odot}(\text{em}) = 45.0 \pm 0.2$ до 48.0 ± 0.4 км/с. При этом для каждой даты $V_{\odot}(\text{em})$ систематически отличается на >10 км/с от средней скорости по абсорбциям, что указывает на наличие стратификации скорости в протяженной атмосфере звезды. Полуширины этих эмиссий, формирующихся во внешних слоях протяженной атмосферы V340 Ser, составляют около 0.25 A или $\delta V_{\odot} pprox 10 - 12$ км/с, что в 2 раза превышает полуширины запрещенных ионосферных эмиссий [OI] в спектре. Подчеркнем, что эмиссии присутствуют и в нескольких линиях ионов, например, NdII 5102 Å, YII 5509 Å, EuII 6645 Å. Эта особенность может оказать влияние на содержание химических элементов, поэтому ее следует подтвердить в последующих наблюдениях.

Подобные низковозбужденные эмиссии нейтральных металлов были ранее зафиксированы в спектрах post-AGB кандидатов LN Нуа (=IRAS 12538-2611) (Клочкова, Панчук, 2012) и V1648 Aql (Клочкова, Таволжанская, 2019), имеющих спектральные классы, близкие к таковому у V340 Ser. В случае LN Нуа эмиссии металлов появились в спектрах, полученных в ее активные фазы 2010 г., когда профиль типа обратного Р Суд у линий металлов существенно отличался от наблюдавшегося в спокойные фазы. При этом положение абсорбционной компоненты На также значительно отличалось от положения в другие моменты наблюдений. Кроме того, ядро Н α было существенно (примерно на 15 км/с) сдвинуто в длинноволновую область относительно симметричных абсорбций металлов. Множество низковозбужденных эмиссий содержит и спектр вышеупомянутой post-AGB звезды 89 Her, что уже отмечалось ранее Вотерсом и др. (1993). Для иллюстрации на рис. З приведен фрагмент спектра
$\lambda, m \AA$ $V_{\odot}, m км/c$		$\lambda, \text{\AA}$		V_{\odot} , км/с	$\lambda, \mathrm{\AA}$		V_{\odot} , км/с	
4953.200	NiI	46.20	6108.107	NiI	48.32	6498.950	FeI	48.96
5079.682	CeII	45.86	6108.530	CI	40.30	6531.410	VI	47.03
5092.800	NdII	42.86	6128.990	NiI	42.83	6532.890	FeI	41.82
5102.390	NdII	42.27	6137.691	FeI	43.60	6546.238	FeI	45.25
5107.446	FeI	45.85	6191.190	NiI	46.14	6554.230	TiI	46.92
5150.840	FeI	43.08	6191.558	FeI	45.09	6572.800	CaI	45.91
5151.910	FeI	45.20	6200.313	FeI	43.19	6574.240	FeI	46.57
5198.710	FeI	43.00	6213.429	FeI	43.55	6592.913	FeI	43.03
5216.270	FeI	43.39	6219.270	FeI	44.89	6643.629	NiI	46.40
5409.784	CrI	42.29	6230.722	FeI	42.47	6677.985	FeI	43.14
5434.523	FeI	40.45	6261.098	TiI	43.08	6767.768	NiI	43.86
5462.485	NiI	41.89	6265.131	FeI	45.17	6770.960	CoI	46.38
5490.150	TiI	44.67	6312.240	TiI	43.95	6814.950	CoI	47.39
5644.140	TiI	48.95	6330.130	CrI	45.75	7052.870	CoI	46.81
5711.883	NiI	46.81	6358.693	FeI	48.43	7138.910	TiI	46.60
5847.000	NiI	47.13	6393.600	FeI	43.43	7291.449	NiI	41.72
5999.040	TiI	42.84	6400.000	FeI	43.00	7357.740	TiI	47.17
6007.310	NiI	43.97	6430.844	FeI	44.75	7714.308	NiI	48.73
6065.482	FeI	44.89	6494.980	FeI	42.93			

Таблица 2. Отождествление эмиссий в спектре V340 Ser

этой звезды с узкими эмиссиями, полученный со спектрографом НЭС.

Эмиссии атомов металлов в 80-е годы XX в. были зафиксированы и в спектрах звезд типа RV Tau. К вышеупомянутым работам Бэйрда (1982, 1984), Клочковой и Панчука (1998) добавим также работу Боппа (1984), автор которой подчеркнул появление такого рода эмиссий во время глубоких минимумов звезды R Sct, которая также относится к звездам типа RV Tau.

Некоторые эмиссии Fe, Co, Ni из табл. 2 присутствуют и в спектре желтого гипергиганта ρ Cas с протяженной оболочкой (см. детали и необходимые ссылки в статье Клочковой и др. (2018). Причем в спектре ρ Cas среднее значение скорости по этим эмиссиям незначительно меняется со временем и мало отличается от значения системной скорости гипергиганта. Низкая ширина этих эмиссий в спектре ρ Cas и совпадение скоростей указывают на то, что эти слабые эмиссии формируются во внешней протяженной газовой оболочке, размеры которой существенно превосходят фотометрический радиус звезды. Эмиссионные линии наблюдаются преимущественно в периоды понижения блеска ρ Cas, что может указывать на относительную стабильность меры эмиссии, наблюдаемой на фоне ослабленного спектра фотосферы.

3.3. Полосы DIBs и многокомпонентный профиль D-линий NaI

В оптическом спектре V340 Ser, несмотря на значительную ее удаленность от плоскости Галактики (галактическая широта звезды $|b| > 12^{\circ}$), обнаружены многочисленные межзвездные детали. В частности, две такие детали с длинами волн $\lambda = 6376$ и 6379 Å, хорошо видны на правой панели рис. 4. В табл. 3 перечислены все DIBs из известного списка Дженнискенса и Десерта (1994), отождествленные нами и надежно выделенные среди бленд в спектре V340 Ser. Для этих деталей в таблице приведена лучевая скорость, соответствующая положениям полос, и их эквивалентные ширины W_{λ} .

Высокое качество спектров V340 Ser позволило нам разрешить на компоненты D-линии дублета NaI 5889 и 5895 Å, а также измерить положение межзвездной абсорбции KI 7696 Å. На профиле линий NaI 5889 и 5895 Å в наших спектрах уверенно выделяются индивидуальные абсорбции,

λ , Å	V_{\odot} км/с	W_λ , мÅ
4984.79	-11.86	23
4987.42	-12.70	6
5780.48	-12.55	263
5797.06	-12.11	49
5818.75	-9.61	1
5849.81	-10.69	5
6195.98	-11.35	36
6203.05	-10.18	52
6211.60	-11.39	29
6269.85	-11.04	12
6283.84	-10.27	85:
6329.97	-12.75	7
6376.08	-12.41	18
6379.32	-10.40	41
6439.48	-11.48	4
6445.28	-13.03	7
6532.10	-12.14	11
6613.62	-12.85	114
6632.86	-11.52	9
6770.05	-10.20	7
6827.30	-11.26	7
7224.03	-10.76	9
7357.20	-10.48	17
7367.13	-13.50	13
7581.30	-10.22	3
7721.85	-9.80	4

Таблица 3. Параметры межзвездных полос DIBs в спектре V340 Ser

усредненное положение которых указано в табл. 1 и на рис. 6. Положение длинноволновой абсорбционной компоненты (на этом рисунке как "4") для каждого момента наблюдений согласуется в пределах указанных выше ошибок со средней скоростью V_{\odot} (abs), измеренной по большому набору абсорбций металлов. Такое совпадение свидетельствует о формировании этой компоненты D-линий NaI дублета в атмосфере звезды.

Согласно данным из табл. 1, положение самой коротковолновой компоненты "1" линий дублета NaI, $V_{\odot} = -11.3$ км/с, стабильно. С учетом ошибок измерений ее положение совпадает с усредненным значением скорости по набору DIBs, отождествленных в спектре, что позволяет утверждать, что

эта компонента дублета NaI формируется в межзвездной среде. На рис. 6 можно видеть различающуюся крутизну крыльев компонентов, что также подтверждает предлагаемую трактовку областей их формирования.

Компоненты "2" и "3" D-линий Nal со скоростями $V_{\odot} = +10.1$ и +33.7 км/с смещены в коротковолновую область относительно средней лучевой скорости V_☉(abs) по атмосферным абсорбциям. Естественно предположить, что обе эти компоненты формируются в околозвездной среде и во внешних слоях расширяющейся атмосферы звезды. Компонента со скоростью 10.1 км/с формируется в оболочке, расширяющейся со скоростью, типичной для оболочек post-AGB звезд (см. для сравнения результаты Бэккера и др. 1995, 1997; и Клочковой, 2014). Компонента со скоростью 33.7 км/с формируется в самых верхних слоях звездной атмосферы, переходящих в неотделившуюся от звезды околозведную среду. Здесь же формируется и абсорбция комплексного профиля На. Эти слои движутся со скоростью около 23 км/с относительно глубоких слоев атмосферы, где формируются симметричные абсорбции. Многокомпонентный профиль линий дублета NaI также содержит превышающую локальный континуум эмиссионную компоненту "5" на рис. 6. Положение этой эмиссии, $V_{\odot} \approx 104$ км/с, близко к положению эмиссионной компоненты На.

Следует обратить внимание на соотношение интенсивностей компонент у линий D1 ($\lambda = 5895$ Å) и D2 ($\lambda=5889$ Å) дублета NaI. Если соответствующие уровни атома NaI заселяются пропорционально статистическим весам, то в эмиссионном спектре соотношение интенсивностей D2/D1 должно быть равно 2. В спектрах V340 Ser эмиссионная деталь "5" уверенно просматривается в линии D2 и находится на пределе обнаружения в линии D1. При увеличении концентрации атомов Nal возрастает роль процессов резонансного рассеяния и самопоглощения, в результате соотношение интенсивностей линий эмиссионного дублета NaI будет стремиться к 1. В спектрах звездных атмосфер мы наблюдаем абсорбции D1 и D2 равной интенсивности (например, компоненты "4" на рис. 6). Аналогичная картина наблюдается, как правило, и в спектрах МЗС (например, компоненты "1" на рис. 6), что свидетельствует о насыщении абсорбционных профилей "4" и "1" дублета NaI за счет самопоглощения. В спектре околозвездных оболочек V340 Ser соотношение интенсивностей абсорбционных компонент дублета значимо различается: ≈1.3 и 1.5 для компонент "2" и "3" соответственно. Приходим к выводу, что как для эмиссионной детали "5", так и для абсорбционных



Рис. 6. Профили линий NaI 5889 и 5895 Å (точки) в спектре V340 Ser. Отмечено положение абсорбционных компонент профиля, формирующихся: "1" — в межзвездной среде, "2" и "3" — в околозвездной среде, "4" в атмосфере звезды. Вертикальной линией отмечена системная скорость γ = 56.8 ± 0.5 км/с, согласно данным де Смедта и др. (2016).

деталей "2" и "3" насыщение в ядрах линий не достигнуто.

Подобный многокомпонентный профиль Dлиний дублета Nal с фрагментом длинноволновой эмиссии был зафиксировали ранее Клочковой и Ченцовым (2004) в спектре post-AGB звезды V510 Pup (=IRAS 08005-2356). Эта звезда проэволюционировала дальше от AGB, чем V340 Ser, поэтому имеет отделившуюся оболочку, что проявляется, в частности, в наличии абсорбционных околозвездных полос системы Свана молекулы С2. Кроме того, для источника IRAS 08005-2356 зарегистрировано излучение ОН полос одновременно на 1612 и 1667 MHz, что, согласно Льюису (1989), в отсутствие мазеров SiO и H₂O указывает на приближение объекта к стадии планетарной туманности. Отметим, что в спектре V510 Pup Клочкова и Ченцов (2004) отождествили редко наблюдаемые в спектрах post-AGB запрещенные эмиссии дублета [CaII] 7291 и 7324 А. Эти запрещенные эмиссии низкого возбуждения характерны для спектров звезд избранных типов с истечением вещества и служат признаком наличия околозвездного диска. В частности, эти эмиссии отождествлены в спектрах желтых гипергигантов

V1302 Aql (=IRC+10420) (Клочкова и др., 1999), V509 Cas (=IRC+60379) (Арет и др., 2017; Клочкова и др., 2019; Клочкова, 2019) и в спектрах В-сверхгигантов с феноменом В[е] (Арет и др., 2012). В спектрах V340 Ser мы также видим эмиссию, которую можно было бы отождествить с запрещенной линией 7291 Å, что могло бы указать на вероятное присутствие околозвездного диска в системе. К сожалению, вторая линия этого дублета, [CaII] 7324 Å, которая могла бы подтвердить наличие запрещенной эмиссии, на нашем эшелле кадре попадает между соседними порядками. Для подтверждения присутствия этой важной спектральной особенности необходимы дополнительные наблюдения. В настоящее время мы вынуждены отождествить эмиссию 7291 А в спектре с низковозбужденной линией NiI с $\lambda =$ = 7291.449 Å.

Эмиссионные компоненты в резонансных линиях NaI с полушириной $\Delta \approx 120$ км/с зафиксированы Клочковой и др. (2006) в спектре холодной переменной AGB-звезды, ассоциированной с ИКисточником IRAS 20508+2011. Еще более интересен многокомпонентный профиль D-линий NaI в спектре полуправильной переменной QY Sge. Широкая эмиссия с полушириной $\Delta \approx 120$ км/с была зарегистрирована Менциесом и Вайтлоком (1988). которые предположили, что область формирования эмиссии в резонансных линиях — довольно горячая и неоднородная околозвездная оболочка, а большая ширина эмиссий вызвана рассеянием фотонов на движущихся пылинках оболочки. Рао и др. (2002), зарегистрировав в спектре QY Sge и широкие, и узкие эмиссии металлов, развили предположение Менциеса и Вайтлока (1988), предложив модель с околозвездным тором и биполярными джетами. Позже Клочкова и др. (2007b), на основе спектрального мониторинга QY Sge, подтвердили вывод о формировании эмиссии в околозвездной среде, показав стабильность ее положения во времени.

3.4. Расстояние до звезды и ее светимость

Светимость звезды оценим, используя известный для F-G сверхгигантов критерий светимости — интенсивность триплета кислорода ОІ 7774 А. В спектрах V340 Ser суммарная эквивалентная ширина триплета $W_{\lambda}(7774) =$ = 1.25 Å, что является типичным значением для post-AGB звезд (см. для сравнения данные Молина и др. 2018). Оценка светимости V340 Ser по $W_{\lambda}(7774)$ достаточно точна, поскольку, согласно ван Винкелю (1997), в атмосфере этой звезды нет аномалии содержания кислорода. Применяя калибровку $Mv \longleftrightarrow W_{\lambda}(7774)$ из статьи Такеды и др. (2018), получаем для V340 Ser абсолютную величину $Mv \approx -4.6^m$. Полученная таким образом светимость V340 Ser $\log L/L_{\odot} = 3.75$ хорошо согласуется с ее спектральной классификацией и светимостью, ожидаемой из теоретических представлений Блекера (1995b) об эволюционном статусе post-AGB звезд.

Для оценки избытка цвета E(B - V), обусловленного межзвездным поглощением, мы использовали измеренные в спектрах V340 Ser эквивалентные ширины W_{λ} (DIBs) для выборки DIBs и калибровочные зависимости $E(B - V) \longleftrightarrow W_{\lambda}$ (DIBs), согласно данным Коса и Цвиттера (2013). Привлекая 7 уверенно измеренных полос из табл. 3 (4984, 5780, 5797, 6196, 6203, 6379, 6613 Å), для которых имеются калибровочные зависимости Коса и Цвиттера (2013), мы получили среднее значение избытка цвета $E(B - V) = 0.59^m$. Этот избыток заведомо ниже полного покраснения E(B - V), поскольку какая-то доля покраснения звезды обусловлена поглощением еще и в околозвездной среде. Как следует из рис. 6, интенсивность

околозвездных компонент "2" и "3" лишь незначительно ниже межзвездной, что указывает на сушественный вклад околозвездного поглошения в полный избыток покраснения E(B - V). Де Смедт и др. (2016), моделируя SED для V340 Ser, оценили полный избыток цвета: $E(B - V) = 0.76^m$. С этой оценкой избытка цвета получаем полное поглощение $Av \approx 2.43^m$ (при стандартном значении R = 3.2). Учитывая среднее значение видимого блеска $V = 9.63^m$ из статьи Архиповой и др. (2011), приходим к оценке расстояния до звезды $d \approx 2.3$ кпк. Здесь следует упомянуть оценку расстояния $d \approx 3.43$ кпк до V340 Ser из обширного каталога Викерса и др. (2015). Эти авторы, моделируя распределение энергии (SED) для post-AGB звезд, принимали для них диапазон светимостей $L/L_{\odot} = 6000 \pm 1500$. Наша оценка светимости V340 Ser по ИК-триплету кислорода лежит внутри этого диапазона. Моделируя SED, Викерс и др. (2015) учли аномальный характер SED для IRAS 17279-1119, обусловленный присутствием теплой (≈855 К) и холодной (≈171 К) пыли. При этом Викерс и др. (2015) получили избыток цвета $E(B-V) = 0.45^{m}$, что существенно ниже избытка цвета из работы де Смедта и др. (2016) и даже ниже межзвездной доли покраснения, полученной нами по DIBs.

В каталоге Gaia DR2 (2018) для V340 Ser дано надежное значение паралакса $\pi = 0.1577 \pm$ ± 0.0427 mas, которое приводит к значительной удаленности звезды: $d \ge 6.3$ кпс. Однако в версии 2016 г. сведения для звезды значительно отличаются: $\pi = 0.340 \pm 0.260$ mas. Эта величина параллакса дает близкое к нашей оценке расстояние до звезды, но точность параллакса слишком низка. Здесь следует сослаться на статью Ху и др. (2019), в которой они сопоставили параллаксы Gaia DR2 с данными VLBI и отметили большую разницу в этих данных для AGB-звезд с протяженными пылевыми оболочками. Кроме того, для удаленных объектов следует учитывать большой сдвиг шкалы параллаксов Gaia DR2 относительно VLBI: $-0.075 \pm$ ± 0.029 mas, согласно Ху и др. (2019).

В целом можно утверждать, что совокупность параметров V340 Ser: светимость, удаленность от плоскости Галактики, пониженная металличность и особенности химического состава, — согласуется с принадлежностью звезды стадии post-AGB в толстом диске Галактики. Отметим, что совокупность основных параметров и химический состав V340 Ser позволяют включить эту звезду в однородную группу post-AGB звезд с большими избытками углерода и тяжелых металлов s-процесса в атмосферах, выделенную Клочковой (1997) и ван Винкелем с Рейнерсом (2000). Все звезды этой группы имеют структурированные, зачастую биполярные, оболочки, где формируется множество молекулярных и мазерных деталей. Кроме того, в ИК-спектрах всех этих звезд содержится пока не отождествленная эмиссия на длине волны 21 мкм (см. детальнее в статье Хривнака и др. 2009). Околозвездная среда V340 Ser не имеет этих особенностей, т.е. ее оболочка еще не отделилась от звезды и не остыла в нужной степени. Хривнак и др. (2009) указывают, что деталь на 21 мкм формируется в ИК-спектрах post-AGB звезд с холодными пылевыми оболочками, с температурой около 120— 150 К.

Принадлежность V340 Ser к звездам типа RV Таи нуждается в уточнении, поскольку звезда с основными параметрами $T_{\rm eff} = 7200$ К и светимостью $\log L/L_{\odot} = 3.75$ лежит вне полосы нестабильности, по данным Кисса и др. (2007). Напомним, что ранее Архипова и др. (2011) также поставили под сомнение этот статус V340 Ser, а в статье Сёдмиака и др. (2008) V340 Ser отнесена именно к post-AGB звездам, но не к типу RV Tau.

4. ВЫВОДЫ

Изучены спектры звезды V340 Ser (=IRAS 17279–1119), полученные на 6-м телескопе БТА со спектральным разрешением $R \ge 60\,000$. Для четырех дат по многочисленным абсорбциям (от 300 до 550 линий) металлов измерена гелиоцентрическая лучевая скорость: $V_{\odot} = 59.30 \pm 0.05$, $60.09 \pm \pm 0.05$, 58.46 ± 0.06 , 55.78 ± 0.06 км/с. Учитывая высокую точность скорости, эти значения V_{\odot} указывают на слабую переменность скорости со временем.

На профиле D-линий NaI выделены межзвездная $V_{\odot} = -11.20$, околозвездная, $V_{\odot} = +10$, компоненты, а также компонента $V_{\odot} = +34.0$ км/с, формирующаяся в самых верхних слоях атмосферы. Усредненные по четырем спектрам значения имеют точность ± 0.2 км/с. Средняя скорость по 20-30 отождествленным в спектрах полосам DIBs, $V_{\odot}(\text{DIBs}) = -11.6 \pm 0.2$ км/с, совпадает со скоростью по межзвездной компоненте NaI. Линия H α имеет профиль типа P Cyg, положение абсорбционной компоненты которого, $V_{\odot} = +34$ км/с, указывает на ее формирование в верхних слоях расширяющейся атмосферы.

Слабые эмиссии с интенсивностью около 10% от уровня местного континуума отождествлены с низковозбужденными линиями атомов металлов. Их стабильное положение, $V_{\odot} = 46.3 \pm 0.4$ км/с, систематически отличается от скорости по атмо-сферным абсорбциям, что указывает на наличие градиента скорости в верхних слоях атмосферы звезды.

На основании эквивалентной ширины ИКтриплета кислорода W(OI 7774)=1.25 Å получена оценка абсолютной величины $M_v \approx -4.6^m$, которая с учетом полного (в межзвездной и околозведной среде) поглощения приводит к оценке расстояния до звезды $d \approx 2.3$ кпк. Это значение в два раза ниже расстояния, соответствующего параллаксу V340 Ser из DR2 Gaia (2018). Такое различие может быть следствием особенностей учета поглощения в межзвездной среде и околозведной оболочке объекта. Принадлежность V340 Ser к звездам типа RV Таи нуждается в уточнении, поскольку звезда с основными параметрами $T_{\rm eff} =$ = 7200 K и светимостью log $L/L_{\odot} = 3.75$ лежит вне полосы нестабильности.

Авторы благодарят за частичную финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (проект 18-02-00029а). В работе использованы базы астрономических данных SIMBAD, SAO/NASA ADS, ASAS и Gaia DR2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Арет и др. (A. Aret, M. Kraus, M.F. Muratore, and M. Borges Fernandes), MNRAS **423**, 284 (2012).
- 2. Арет и др. (A. Aret, M. Kraus, I. Kolka, and G. Maravelias), ASP Conf. Ser. **508**, 357 (2017).
- Архипова В.П., Иконникова Н.П., Комиссарова Г.В., Письма в Астрон. журн. 37, 691 (2011) [V.P. Arkhipova, et al., Astron. Lett. 37, 635 (2011)].
- Бэйрд (S.R. Baird), Publ. Astron. Soc. Pacific 94, 850 (1982).
- 5. Бэйрд (S.R. Baird), Publ. Astron. Soc. Pacific **96**, 72 (1984).
- 6. Блекер (Т. Blöcker), Astron. Astrophys. **297**, 727 (1995а).
- 7. Блекер (Т. Blöcker), Astron. Astrophys. **299**, 755 (1995b).
- 8. Бопп (В.W. Bopp), Publ. Astron. Soc. Pacific **96**, 432 (1984).
- 9. Бэккер и др. (E. Bakker, H.J.G.L.M. Lamers, L.B.F.M. Waters, and T. Schoenmaker), Astrophys. Space Science, **224**, 335 (1995).
- 10. Бэккер и др. (E. Bakker, E.F. van Dishoeck, L.B.F.M. Waters, and T. Schoenmaker), Astron. Astrophys. **323**, 469 (1997).
- ван Винкель (H. van Winckel), Astron. Astrophys. 319, 561 (1997).
- 12. ван Винкель, Рейнерс (H. van Winckel and M. Reyniers), Astron. Astrophys. **354**, 135 (2000).
- 13. Вотерс и др. (L.B.F.M. Waters, C. Waelkens, M. Mayor, and N.R. Trams), Astron. Astrophys. **269**, 242 (1993).
- 14. Викерс и др. (S.B. Vickers, D.J. Frew, O.A. Parker, and I.S. Bojicic), MNRAS 447, 1673 (2015).
- Галазутдинов (G.A. Galazutdinov), Препринт Спец. Астрофиз. Обсерв. No. 92, (1992).
- 16. Гиридхар и др. (S. Giridhar, D.L. Lambert, and G. Gonzalez), Astrophys. J. **531**, 521 (2000).

- 17. Гонзалез и др. (G. Gonzalez, D.L. Lambert, and S. Giridhar), Astrophys. J. **479**, 427 (1997).
- Дженнискенс, Десерт (Р. Jenniskens and F.-X. Désert), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 106, 39 (1994).
- 19. Казаровец и др. (E.V. Kazarovets, N.N. Samus, and O.V. Durlevich), Inform. Bull. Var. Stars, No. 4870 (2000).
- Каталог Gaia DR2 (F. Arenou, X. Luri, C. Babusiaux, et al.) Astron. Astrophys. 616, id. A17 (2018). (CDS/ADC Collection of Electronic Catalogues, 1345, 0, 2018)
- 21. Киппер, Клочкова (Tõnu Kipper and V.G. Klochkova), Baltic Astron. 22, 77 (2013).
- 22. Кисс и др. (L.L. Kiss, A. Derekas, Gy.M. Szabó, T.R. Bedding, and L. Szabados), MNRAS **375**, 1338 (2007).
- Клочкова (V.G. Klochkova), MNRAS 272, 710 (1995).
- 24. Клочкова (V.G. Klochkova), Bull. Spec. Astrophys. Observ. 44, 5 (1997).
- 25. Клочкова (V.G. Klochkova), Astrophys. Bull. **69**, 279 (2014).
- 26. Клочкова (V.G. Klochkova), Astrophys. Bull. **74**, 475 (2019).
- Клочкова В.Г., Панчук В.Е., Письма в Астрон. журн. 24, 754 (1998) [V.G. Klochkova and V.E. Panchuk, Astron. Lett. 24, 650 (1998)].
- Клочкова В.Г., Панчук В.Е., Астрон. журн. 89, 128 (2012) [V.G. Klochkova and V.E. Panchuk, Astron. Rep. 56, 104 (2012)].
- 29. Клочкова, Таволжанская (V.G. Klochkova and N.S. Tavolzhanskaya), Astrophys. Bull. **74**, 277 (2019).
- Клочкова В.Г., Ченцов Е.Л., Астрон. журн. 81, 333 (2004). [V.G. Klochkova and E.L. Chentsov, Astron. Rep. 48, 301 (2004)]
- Клочкова и др. (V.G. Klochkova, E.L. Chentsov, and N.S. Tavolganskaya), Astrophys. Bull. 48, 25 (1999).
- Клочкова В.Г., Панчук В.Е., Таволжанская Н.С., Жао Г., Астрон. журн. 83, 265 (2006) [V.G. Klochkova, et al., Astron. Rep. 50, 232 (2006)]
- Клочкова и др. (V.G. Klochkova, E.L. Chentsov, N.S. Tavolganskaya, and M.V. Shapovalov), Astrophys. Bull. 62, 162 (2007а).
- 34. Клочкова и др. (V.G. Klochkova, V.E. Panchuk, E.L. Chentsov, and M.V. Yushkin), Astrophys. Bull. **62**, 162 (2007b).
- Клочкова В.Г., Панчук В.Е., Таволжанская Н.С., Астрон. журн. 95, 659 (2018). [V.G. Klochkova, et al., Astron. Rep. 62, 623 (2018)]
- 36. Клочкова и др. (V.G. Klochkova, E.L. Chentsov, and V.E. Panchuk), Astrophys. Bull. **74**, 41 (2019).

- 37. Кос, Цвиттер (J. Kos and T. Zwitter), Astrophys. J. **774**, 72 (2013).
- Крисченцо и др. (M. Di Criscienzo, P. Ventura, D.A. Garcia-Hernàndez, F. DellÀgli, M. Castellani, P.M. Marrese, S. Marinoni, G. Giuffrida, and O. Zamora), MNRAS 462, 395 (2016).
- 39. Лью и др. (N. Liu, R. Gallino, S. Bisterzo, A.M. Davis, R. Trappitisch, and L.R. Nittler), Astrophys. J. **865**, 112 (2018).
- 40. Льюис (В.М. Lewis), Astrophys. J. 338, 234 (1989).
- 41. Менциес, Вайтлок (J.W. Menzies and P.A. Whitelock), MNRAS **233**, 697 (1988).
- 42. Молина и др. (R.E. Molina, S. Giridhar, C.B. Pereira, A. Arellano Ferro, and S. Muneer), Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica **50**, 293 (2014).
- 43. Оомен и др. (G.-M. Oomen, H. van Winckel, O. Pols, G. Nelemans, A. Escorza, R. Manick, D. Kamath, and C. Waelkens), Astron. Astrophys. **620**, A85 (2018).
- 44. Оудмайер и др. (R.D. Oudmaijer, W.E.C.J. van der Veen, L.B.F.M. Waters, N.R. Trams, C. Waelkens, and E. Engelsman), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **96**, 625 (1992).
- 45. Панчук В.Е., Клочкова В.Г., Юшкин М.В., Астрон. журн. **94**, 808 (2017).
- 46. Поллард и др. (K.R. Pollard, P.L. Cottrell, W.A. Lawson, M.D. Albow, and W. Tobin), MNRAS **286**, 1 (1997).
- 47. Рао и др. (N. Rao Kameswara, A. Goswami, and D.L. Lambert), MNRAS **334**, 129 (2002).
- 48. Рао и др. (S. Sumangala Rao, S. Giridhar, and D.L. Lambert), MNRAS **419**, 1254 (2012).
- 49. Санчез Котрерас и др. (С. Sánchez Contreras, R. Sahai, R. Goodrich, and A. Gil de Paz), Astrophys. J. Suppl. Ser. **179**, 166 (2008).
- 50. Сёдмиак и др. (N. Siódmiak, M. Meixner, T. Ueta, B.E.K. Sugerman, G.C. van de Steene, and R. Szczerba), Astrophys. J. **677**, 382 (2008).
- 51. де Смедт и др. (K. De Smedt, H. van Winckel, D. Kamath, L. Siess, S. Goriely, A.I. Karakas, R. Manick), Astron. Astrophys. **587**, A6 (2016).
- 52. Такеда и др. (Y. Takeda, G. Jeong, and I. Han), Publ. Astron. Soc. Japan **70**, id.8 (2018).
- 53. Ферро и др. (A. Arellano Ferro, S. Giridhar, and P. Mathias), Astron. Astrophys. **368**, 250 (2001).
- 54. Хервиг (F. Herwig), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **43**, 435 (2005).
- 55. Хривнак и др. (B.J. Hrivnak, K. Volk, and S. Kwok), Astrophys. J. **694**, 1147 (2009).
- 56. Ху и др. (S. Xu, B. Zhang, M.J. Reid, Z. Xingwu, W. Guangli), Astrophys. J. **875**, 114 (2019).
- 57. Юшкин М.В., Клочкова В.Г., Препринт САО No. 206 (2005).

ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛТР В ЛИНИЯХ РУБИДИЯ У ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД

© 2020 г. С. А. Коротин^{1*}

¹Крымская Астрофизическая Обсерватория, Научный, Крым, Россия Поступила в редакцию 14.06.2020 г. После доработки 21.06.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

Рассмотрено формирование резонансных линий рубидия с учетом влияния эффектов отклонения от локального термодинамического равновесия (ЛТР). Составлена модель атома рубидия с использованием 29 уровней Rb I и основного уровня Rb II. Выполнены неЛТР вычисления для сетки моделей атмосфер с $T_{\rm eff}$ от 3500 до 6500 K, log *g* от 1.0 до 5.0, [Fe/H] от -1.0 до +0.5, $V_t = 1.0$ км/с и относительным содержанием рубидия [Rb/Fe] = 0.0. Показано, что неучет влияния эффектов отклонения от ЛТР может приводить к значительным ошибкам в определении содержания этого элемента. При этом величина неЛТР-поправок для звезд-карликов с эффективными температурами ниже 4000 K критически зависит от учета ударных взаимодействий с атомами водорода. Различия в содержании рубидия при использовании детальных квантовомеханических расчетов и теоретического приближения Дравина для учета скоростей столкновений атомов с атомами водорода могут достигать 0.17 dex. По линиям в спектре Солнца определено содержание рубидия (Rb/H) = 2.35 ± 0.05 , которое практически совпадает с содержанием рубидия, получаемым из анализа метеоритов (Rb/H) = $2.36 \pm \pm 0.03$.

Ключевые слова: звездные атмосферы, формирование спектральных линий, содержание рубидия в звездных атмосферах

DOI: 10.31857/S0320010820080021

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию содержания рубидия и его распространения в Галактике посвящено очень незначительное число работ. Связано это в первую очередь с тем, что из-за особенностей строения энергетических уровней рубидий имеет в оптической области спектра только две спектральные линии, которые удается исследовать — это резонансные линии λ 7800 и 7947 А. При этом резонансные линии у звезд спектральных классов G и K относительно слабы и часто блендированы линиями как звездной фотосферы, так и земной атмосферы. Положение осложняется для звезд с дефицитом металлов: линии рубидия при металличностях ниже [Fe/H] = -1.5 становятся практически недетектируемыми. На данный момент есть только одно исследование Томкин, Ламберт (1998), где получена оценка содержания рубидия у нескольких десятков G-К звезд с металличностью от околосолнечной, до [Fe/H] = -2.0. При этом у исследователей химической эволюции Галактики в настоящее время нет общего мнения о деталях сценария обогащения рубидием межзвездной среды.

На основании анализа распространенности рубидия в Солнечной системе, в работах Снедена и др. (2008), Пранзоса и др. (2020) сделан вывод о том, что в производстве рубидия в одинаковой степени участвуют r- и s-процессы ядерных реакций нейтронных захватов. Напомним, что реакции захвата нейтронов ядрами элементов в зависимости от плотности потока нейтронов разделяются на быстрый — r-процесс и медленный — s-процесс. Если для протекания s-процессов достаточно температур и потоков нейтронов в недрах звезд средних и больших масс на определенных стадиях их эволюции, то г-процессы протекают в моменты взрывов сверхновых II типа. В работе Пранзоса (2018) по исследованию химической эволюции в окрестностях Солнца сделан вывод о том, что в обилие рубидия вносят существенный вклад как "основной" s-процесс, так и "слабый" s-процесс. "Основной" s-процесс (при котором производятся элементы с атомным номером более тяжелым, чем рубидий) связывают с горением гелия в двойном слоевом источнике звезд малых и средних масс асимптотической ветви гигантов (АВГ) (Кристалло

^{*}Электронный адрес: serkor1@mail.ru

и др., 2011; Каракас, Латтанзио, 2014). "Слабый" s-процесс отождествляется с горением гелия и углерода в ядрах массивных звезд (Лимонжи, Чиеффи, 2018). Поскольку производство рубидия тесно связано с величиной потока нейтронов в слоевом источнике ABГ-звезд, а поток нейтронов, в свою очередь, зависит от массы звезды, то в настоящее время делаются попытки использовать соотношение содержания рубидия и циркония для оценок масс ABГ-звезд (Шейеламма и др., 2020). В то же время есть определенные трудности с объяснением больших избытков рубидия у холодных звезд асимптотической ветви гигантов (Гарсия-Хернандес и др., 2006).

С другой стороны, ситуация с определением источников г-процесса и темпов его вклада в обогащение межзвездной среды тяжелыми элементами далека от ясности. Это хорошо видно из обзоров Кован и др. (2019) и Тилеман и др. (2017). До настоящего времени наблюдаемое распределение элементного и изотопного содержания г-процесса в Солнечной системе не удалось воспроизвести при помощи численного моделирования в предложенных сценариях.

По содержанию в атмосферах звезд химических элементов, происхождение которых связано с той или иной ядерной реакцией нейтронных захватов, можно составить картину изменения химического состава межзвездной среды в процессе жизни Галактики. Обычно в качестве типичного индикатора s-процесса используется барий, а содержание европия указывает на г-процесс. Рубидий примечателен тем, что эффективность его образования в sи r-процессах практически одинакова. Поэтому исследование зависимости содержания этого элемента от металличности в атмосферах звезд поздних спектральных классов особенно интересно. Это может позволить выяснить, как изменялся со временем вклад обоих процессов захвата нейтронов. В упомянутой ранее работе Томкина и Ламберта (1999) обнаружено, что у звезд с дефицитом металлов рубидий находится в избытке относительно железа. Для 32 звезд с [Fe/H] < -0.5 получено среднее относительное содержание рубидия [Rb/Fe] = +0.21. Из этого авторами сделан вывод, что зависимость [Rb/Fe] от [Fe/H] ведет себя аналогично соотношению [Eu/Fe], т.е. демонстрирует поведение, подобное г-процессу. Следует отметить, что разброс между индивидуальными определениями содержания достаточно велик и достигает 0.6 dex. Возможно, это является результатом влияния вклада в обогащение межзвездной среды продуктами основного s-процесса. Ведь как было показано в работе Травальо и др. (1999), звезды АВГ начали производство s-ядер, когда содержание железа в Галактике достигло [Fe/H] = -1 или

даже ранее. Для понимания деталей процесса обогащения межзвездной среды рубидием, исследований, проведенных в работе Томкина и Ламберта (1998), недостаточно. Кроме того, остается неясным вид зависимости [Rb/Fe] от [Fe/H] при больших металличностях. Для звезд с околосолнечным содержанием тяжелых элементов можно ожидать заметного вклада результатов s-процесса (Пранзос, 2018). Таким образом, требуется продолжить исследования содержания рубидия в атмосферах холодных звезд в широком диапазоне содержания тяжелых элементов.

При этом остается неясным, насколько обоснованно можно полагаться на результаты определения обилия рубидия, проведенные при использовании анализа в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР, LTE). До настоящего времени оценок влияния неЛТР-эффектов на резонансные линии рубидия не проводилось. Целью настоящей работы является проверка, насколько эффекты отклонения от ЛТР могут влиять на определение содержания этого химического элемента.

В следующем разделе описана модель атома рубидия, методика неЛТР расчетов населенностей. Затем мы анализируем линии рубидия в солнечном спектре и сравниваем результаты своих расчетов с данными ЛТР-анализа других авторов. После этого мы анализируем поведение отклонений населенностей уровней Rb I от ЛТР в зависимости от параметров атмосферы звезд, проиллюстрированное рассчитанной нами сеткой неЛТР-поправок, и представляем выводы.

МОДЕЛЬ АТОМА РУБИДИЯ

Как упоминалось ранее, атом рубидия имеет только две линии, которые можно использовать для определения его содержания в звездных атмосферах. Структура энергетических уровней Rb I очень похожа на структуры атомов калия и натрия. Известно, что на резонансные линии этих щелочных элементов сильно влияют эффекты отклонения от ЛТР. При этом содержание рубидия на несколько порядков меньше содержания натрия и калия, и поэтому его резонансные линии относительно слабы и образуются в глубине фотосферы. Однако по аналогии с другими щелочными элементами можно ожидать, что его линии также могут подвергаться воздействию неЛТР-эффектов.

Наша модель атома рубидия включает в себя 29 уровней Rb I до главного квантового числа $n \le 12$ и орбитального квантового числа $l \le 4$, а также основного состояния Rb II. Наименьшая энергия ионизации достигается у уровня 12s и составляет 0.17 эB, что позволяет использовать



Рис. 1. Схема электронных уровней и переходов модели атома рубидия.

данную модель при температурах в фотосфере выше 2000 К. Диаграмма Гротриана используемой модели атома приведена на рис. 1. Радиационные переходы между более высокими уровнями очень слабы и не могут повлиять на точность определения населенностей нижних уровней атома. Тонкая структура рассматривалась только для уровня 5p²P°, поскольку она тесно связана с наиболее важными переходами в атоме рубидия, включая резонансные линии. Рубидий в атмосферах холодных звезд существует практически только в виде Rb II, поскольку потенциал ионизации нейтрального рубидия составляет всего 4.18 эВ. В свою очередь все возбужденные уровни Rb II отделены от основного более чем на 16.5 эВ. Таким образом, дополнительные 180 уровней Rb I и 15 уровней Rb II были включены в модель только для сохранения числа частиц. Значения энергии возбуждения всех термов взяты из работы Сансонетти (2006).

При расчетах численности населения уровней были учтены радиативные процессы во всех 160 разрешенных и интеркомбинационных связанносвязанных переходах между 29 уровнями атома рубидия. Силы осцилляторов для 78 переходов, соединяющих нижние 6 уровней между собой и со всеми остальными, были взяты из работ Виз, Мартин (1980), Варнер (1968) и Вондергольц и др. (1984). Для остальных переходов данные на настоящее время отсутствуют. Сравнение известных сил осцилляторов соответствующих переходов в атомах калия и рубидия показали, что их величины очень близки между собой. Отличия составляют не более 30%. Поэтому еще для 17 разрешенных переходов силы осцилляторов были взяты равными аналогичным переходам в атоме калия (Виз и др., 1969). Неизвестные силы осцилляторов для разрешенных переходов между уровнями с энергией более 3.8 эВ — равными $\log gf$ той же серии, но с меньшей энергией уровней. Как показали тестовые расчеты, варьирование величины $\log gf$ этих переходов на два порядка не оказывает заметного эффекта на населенности нижних уровней рубидия.

Для основного состояния Rb I применялись экспериментальные значения сечения фотоионизации, полученные в работе Марр и Крик (1968) и дополненные расчетами Хофсаесса (1977). Как и для основных уровней натрия и калия, сечение фотоионизации имеет очень маленькую пороговую величину — всего лишь 6.4×10^{-20} см², что критически сказывается на процессах фотоионизации. Для остальных уровней мы использовали водородоподобное приближение. Тестовые расчеты с варьированием величины порогового сечения фотоионизации возбужденных уровней на порядок не показали значимого изменения населенностей нижних уровней рубидия.

Мы включили в модель расчеты скоростей ударных переходов между первыми шестью уровнями Rb I, согласно работе Вайнштейн и др. (1979). Для других ударных переходов между уровнями с энергиями ниже 3.9 эВ были применены расчеты Парк (1971). Для остальных связанно-связанных ударных переходов мы использовали формулы для разрешенных переходов, предложенную ван Режемортером (1962), и для запрещенных переходов из работы Аллена (1973). Скорости ударной ионизации электронами рассчитывались по формуле Ситона (1962).

Столкновения с атомами водорода для первых девяти уровней были учтены с помощью детальных квантовомеханических расчетов из работы Яковлевой и др. (2018). Для других уровней использовалось теоретическое приближение Дравина (1969) для расчета скоростей столкновений атомов с атомами водорода в форме, предложенной Стинбоком и Холвегером (1984), с поправочным коэффициентом $S_H = 0.05$. Величина поправочного коэффициента была принята по аналогии с его оценками для модели калия (Жанг и др., 2006; Андриевский и др., 2010). Пробные расчеты показали, что варьирование величины S_H от 0. до 1.0 практически не влияет на исследуемые линии в спектрах, как звезд-карликов, так и гигантов в диапазоне температур от 3500 до 6500 К. Изменения не превышали 0.1% эквивалентной ширины линии (EW). Основную роль играют процессы, происходящие с участием нижних уровней атома, для которых применялись детальные расчеты Яковлевой и др. (2018).

Для проверки нами были сделаны аналогичные расчеты с использованием ударных скоростей с водородом, получаемых при использовании теоретического приближения Дравина (1969) для всех уровней модели. Оказалось, что формула Стинбока и Холвегера (1984) даже с поправочным коэффициентом 0.05 дает более высокие значения ударных скоростей (например, для резонансных переходов они на 3-4 порядка больше), чем следует из расчетов Яковлевой и др. (2018). Поэтому для всех звезд с высокой силой тяжести на поверхности мы получили более маленькие абсолютные величины неЛТР-поправок. Особенно большие различия возникли для звезд с T_{eff} < 4000 K, у которых неЛТР-поправки стали практически независимыми от температуры и небольшими по величине. Различие в величине неЛТР-поправок, рассчитанных по разным вариантам учета ударных скоростей, для карликов с околосолнечной металличностью и $T_{\rm eff} = 3500$ K может достигать 0.17 dex. Для гигантов метод учета столкновений с водородом особого влияния не имеет из-за малой плотности их атмосфер.

Населенности уровней Rb I определялись с использованием программного комплекса MULTI (Карлссон, 1986), модифицированного нами (Коротин и др., 1999) для возможности применять в расчетах блок непрозрачностей программы расчета звездных атмосфер ATLAS9 (Кастелли, Куруц, 2003). Во всех вычислениях мы использовали плоскопараллельные, однородные модели атмосфер, рассчитанные по программе ATLAS9 в варианте Месзарос и др. (2012) с обновленными обширными списками поглощения на молекулярных линиях, что критически важно при расчетах атмосфер холодных звезд.

Так как исследуемые линии рубидия часто блендированы линиями других атомов и молекул, то для проведения сравнения с наблюдаемым спектром мы рассчитывали по программе MULTI коэффициенты отклонения от ЛТР-населенностей b-факторы ($b = n_{nonLTE}/n_{LTE}$) — и передавали их в программный комплекс SynthV (Цымбал, 1996), предназначенный для моделирования синтетического звездного спектра. В синтетический спектр входили все линии в заданном диапазоне из списка линий базы данных VALD (Рябчикова и др., 2015), рассчитанные в ЛТР, и интересующие нас линии рубидия, функция источников и коэффициент непрозрачности которых вычислялись по соответствующим b-факторам.

Параметры резонансных линий Rb I λ 7800 и 7947 Å известны с хорошей точностью. В работе

Мортона (2000) критически проанализированы результаты экспериментальных и расчетных данных по силам осцилляторов и рекомендованы значения $\log gf = 0.144$ для λ 7800 Å и $\log gf = -0.134$ для λ 7947 Å. Анализ этих линий осложняется тем, что они имеют сложную, многокомпонентную структуру из-за сверхтонкого расщепления уровней (hfs). Мы использовали для расчета сдвигов компонент линий постоянные магнитного дипольного расщепления A(J) и постоянные электрического квадрупольного расщепления B(J), приведенные в работе Гривесса и др. (2015) для соотношения изотопов рубидия ⁸⁵Rb к ⁸⁷Rb = 0.722/0.278. Параметры используемых компонент сверхтонкой структуры резонансных линий рубидия приведены в табл. 1.

АНАЛИЗ ЛИНИЙ РУБИДИЯ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

Обе линии рубидия в спектре Солнца очень слабые и искажены как сильными близкорасположенными линиями солнечной фотосферы, так и линиями земной атмосферы. Линия 7800 Å находится в правом крыле сильной линии кремния, а на линию 7947 Å накладывается линия водяного пара. Гривесс и др. (2015) сделали попытку оценить эквивалентные величины линий рубидия в спектре Солнца, очистив их от влияния блендирующих линий. По полученным величинам 6.7 и 2.7 мÅ ими определено содержание в приближении ЛТР (Rb/H) = 2.53 и 2.42 соответственно. Эти величины несколько выше обилия рубидия (Rb/H) =

Таблица 1. Параметры линий рубидия

λ , Å	$\log gf$	$\lambda, \mathrm{\AA}$	$\log g f$
7800.259	0.144	7947.597	-0.164
λ , Å	$\log g f_{hfs}$	$\lambda, \mathrm{\AA}$	$\log g f_{hfs}$
7800.183	-1.197	7947.507	-1.204
7800.186	-1.197	7947.524	-1.903
7800.188	-1.595	7947.563	-0.803
7800.233	-0.893	7947.570	-1.347
7800.234	-0.796	7947.626	-0.900
7800.235	-0.909	7947.634	-0.803
7800.292	-0.432	7947.651	-1.204
7800.295	-0.796	7947.668	-1.204
7800.296	-1.340		
7800.317	-0.750		
7800.322	-1.197		
7800.325	-1.896		



Рис. 2. Линии рубидия в спектре Солнца и ϵ Vir ($T_{\rm eff} = 4983$ K, $\log g = 2.77$). Наблюдения обозначены открытыми кружками. НеЛТР расчеты показаны сплошной линией, а ЛТР-профили для того же содержания — штриховой линией.

 $= 2.36 \pm 0.03$, получаемого из анализа метеоритов (Лоддерс, 2019).

Наши расчеты с применением созданной модели атома при использовании этих же величин эквивалентных ширин линий позволили получить неЛТР содержание рубидия (Rb/H) = 2.40 для линии 7800 Å и 2.30 для линии 7947 Å. Среднее содержание рубидия в солнечной атмосфере (Rb/H) = 2.35 ± 0.05 . Это значение практически совпадает с метеоритным. В то же время полученное нами содержание при ЛТР-подходе (Rb/H) = = 2.47 ± 0.05 хорошо согласуется с результатами Гривесс и др. (2015).

Профили сравнения наблюдаемого и синтетического спектров даны на двух левых панелях рис. 2. Использован атлас Солнца Веллес и др. (2011), так как в нем линия 7947 Å наиболее хорошо очищена от линий земной атмосферы. Псевдоэмиссия, видимая в правом крыле этой линии на рисунке, — это артефакт чистки спектра от теллурических линий. Видно, что линии рубидия в спектре Солнца хорошо описываются синтетическим спектром с уче-



Рис. 3. Поведение *b*-факторов отдельных уровней атома рубидия в фотосфере Солнца. Стрелочкой обозначена глубина формирования излучения в ядрах резонансных линий Rb I.

том отклонений от ЛТР при принятом содержании (Rb/H) = 2.35 для обеих линий.

Видно, что отклонения от ЛТР приводят к усилению резонансных линий рубидия в спектре Солнца. Это связано с перенаселением основного уровня атома рубидия в области образования резонансных линий, обусловленным процессами так называемой сверхрекомбинации. На рис. 3 представлено распределение *b*-факторов наиболее важных уровней рубидия по глубине Солнечной фотосферы. Перенаселение основного уровня 5s наступает на глубинах выше $\tau_{5000} = +0.4$. Уровни 5р также перенаселены, но в меньшей степени. При этом степени отклонения от ЛТР для подуровней 5
р $^2\mathrm{P}^{\circ}_{1/2}$ и 5р $^2\mathrm{P}^{\circ}_{3/2}$ практически совпадают, за исключением самых верхних слоев фотосферы. На рисунке также показано распределение b-факторов для нескольких возбужденных уровней. Видно, что населенность остальных уровней Rb I не сильно отличается от термодинамическиравновесной. Эффективная глубина образования ядер резонансных линий рубидия обозначена стрелочкой. Из-за того что содержание элемента очень маленькое, линии слабые и образуются в глубине фотосферы. Но при этом на протяжении всей глубины формирования линии сохраняется перенаселенность нижнего уровня, и ее степень больше, чем верхнего, что ведет к усилению линий. НеЛТР поправка, т.е. разница между неЛТР и ЛТР содержанием рубидия, для Солнца составляет -0.12 dex.

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛТР ДЛЯ RB I В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД РАЗНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

С помощью предложенной модели атома мы рассчитали сетку неЛТР поправок для резонансных линий рубидия в звездных атмосферах в диапазоне параметров: T_{eff} от 3500 до 6500 K, log g от 1.0 до 5.0, [Fe/H] от -1.0 до +0.5, $V_t = 1.0$ км/с



Рис. 4. Сетка неЛТР поправок $\Delta_{\text{nonLTE}} = \lg \varepsilon_{\text{nonLTE}} - \lg \varepsilon_{\text{LTE}}$ (где $\varepsilon_{\text{nonLTE}}$ и ε_{LTE} — содержания рубидия, полученные для одинаковой эквивалентной ширины линии при неЛТР и ЛТР подходе) для резонансной линий рубидия λ 7800 Å в звездных атмосферах при [Rb/Fe] = 0.0 в диапазоне параметров: T_{eff} от 3500 до 6500 K, log g от 1.0 до 5.0, [Fe/H] от -1.0 до +0.5, $V_t = 1.0$ км/с.

и относительным содержанием рубидия [Rb/Fe] = = 0.0. Зависимость неЛТР-поправок от звездных параметров для линии λ 7800 Å приведена на рис. 4. Эквивалентная величина линии при построении сетки была ограничена снизу величиной EW > > 2.0 мÅ, так как более слабые линии в спектрах звезд обычно неизмеряемы из-за шумов. Поправки другой резонансной линии рубидия, как правило, немного меньше по абсолютной величине. Причина в том, что эта линия слабее и образуется глубже в фотосфере, где выше концентрация частиц, соударения с которыми уменьшают отклонения от ЛТР.

Отметим, что величина неЛТР поправок сильно зависит от величины микротурбулентной скорости и от содержания элемента, так как от этого зависит интенсивность спектральной линии и, соответственно, глубина ее образования. На рис. 5 можно видеть, как меняется вид зависимости неЛТР поправок от эффективной температуры при изменении относительного содержания рубидия [Rb/H] от -0.4. до +0.4 dex. Поэтому надо учитывать, что приводимые здесь величины неЛТР поправок

носят справочный характер. Для точного учета влияния отклонения от ЛТР на содержание рубидия следует проводить индивидуальные расчеты.

Как мы уже отмечали ранее, величина неЛТРпоправок для звезд-карликов критически зависит от учета ударных взаимодействий с атомами водорода. Это хорошо видно на рис. 6, где приведены рассчитанные неЛТР-поправки для звезд солнечной металличности с использованием детальных квантовомеханичаских расчетов Яковлевой и др. (2018) (левая панель) и при использовании для всех переходов теоретического приближения Дравина (1969) (правая панель).

Процессы, приводящие к перенаселению нижних уровней, между которыми образуются интересующие нас линии, характерны для других щелочных металлов (Na I, K I) и подробно описаны в работах Брулс и др. (1992), Машонкиной и др. (2000), Ивановой и Шиманского (2000). На установление статистического равновесия в атоме рубидия влияет множество процессов: фотоионизация, зависящая от сечения фотоионизации и распределения интенсивности излучения по глубине фотосферы



Рис. 5. Сетка неЛТР поправок для резонансной линий рубидия λ 7800 Å для двух значений содержания рубидия [Rb/Fe] = -0.4 и [Rb/Fe] = +0.4. Диапазон параметров тот же, что и на рис. 4.



Рис. 6. Сетка неЛТР поправок для резонансной линий рубидия λ 7800 Å для звезд солнечной металличности с использованием детальных квантовомеханичаских расчетов Яковлевой и др. (2018) (левая панель) и при использовании для всех переходов теоретического приближения Дравина (1969) (правая панель). Диапазон параметров тот же, что и на рис. 4.

и длине волны; рекомбинация на возбужденные уровни и последующие каскадные переходы на менее возбужденные состояния; поглощение фотонов в ядре линии и выход фотонов с той же глубины в крыльях этой линии; скорости ударных процессов с электронами и водородом, находящиеся в зависимости от концентрации частиц и локальной температуры и т.д. Все эти процессы взаимосвязаны и конкурируют друг с другом. Определить, как сложится баланс между этими процессами для конкретной модели фотосферы, можно только путем численного моделирования. Основные же тенденции можно описать следующим образом. Как мы уже упоминали, сечение фотоионизации основного уровня атома рубидия имеет очень малую величину. Пороги фотоионизации остальных уровней лежат в красной и ИК-областях спектра. Поэтому ультрафиолетовое излучение в спектре звезды практически не оказывает влияния на скорость

фотоионизации. При этом в ИК-диапазоне величина средней интенсивности, которая определяет скорость фотоионизации, меньше локального значения функции Планка, задающей скорость фоторекомбинации. Рубидий, в свою очередь, находится на 99 и более процентов в ионизованном состоянии. Таким образом, ион рубидия представляет собой неиссякаемый резервуар для фоторекомбинаций.

Основные линии рубидия также лежат преимущественно в ИК-диапазоне, для которого характерно превышение скоростей девозбуждения над фотовозбуждениями. Все это приводит к "сверхрекомбинации" и перенаселяет нижние уровни рубидия в области образования резонансных линий. Линии рубидия усиливаются, как было показано на примере спектра Солнца. Усиление линий из-за неЛТР эффектов еще заметнее для звезд с более низкой температурой — на двух правых панелях рис. 2 приведены примеры сравнения наблюдае-



Рис. 7. Распределение *b*-факторов отдельных уровней атома рубидия по глубине фотосферы у звезд-гигантов (верхний ряд) и карликов (нижний ряд). Стрелочками обозначены глубины формирования излучения в ядрах резонансных линий Rb I.

мого спектра звезды ϵ Девы ($T_{\rm eff}$ = 4983 K, log g = 2.77) с синтетическим спектром, рассчитанным в ЛТР и неЛТР подходе для содержания рубидия (Rb/H) = 2.31. Величина неЛТР-поправки для этой звезды -0.10 dex.

При понижении температуры возрастает роль столкновений с водородом, и абсолютная величина поправок уменьшается. В области эффективных температур ≈4500 К она минимальна. На это накладывается влияние изменения распределения средней интенсивности излучения от длины волны и глубины в звездной атмосфере, которое влияет на эффективность "сверхрекомбинации". В частности, для звезд-гигантов степень перенаселенности основного уровня рубидия становится несколько меньше, чем у уровня $5p^2P^\circ$, что приводит к ослаблению резонансных линий. НеЛТР-поправки у гигантов и сверхгигантов при эффективных температурах около 4200 К или близки к нулю, или даже меняют знак. Однако при более низких температурах увеличивается доля нейтральных атомов рубидия, и резонансные линии начинают быстро усиливаться. У звезд с солнечной металличностью и $T_{\rm eff} < 4000 \; {\rm K}$ эквивалентные ширины исследуемых линий превышают 100 мА. Более сильные линии образуются в более высоких слоях атмосферы, где величина b-фактора основного уровня выше, чем у верхнего уровня резонансных линий. Абсолютная величина неЛТР-поправок опять возрастает. Это можно видеть на рис. 7, где приведены распределение b-факторов по глубине фотосферы для гигантов и карликов с температурами 3500, 4000 и 5500 К.

Стрелочками обозначены эффективные глубины образования ядер резонансных линий рубидия.

Мы ограничили наше исследование звездами с эффективными температурами 3500 К из-за пределов используемого нами блока непрозрачностей. Из рассчитанной сетки неЛТР-поправок видно, что использование классического ЛТР-подхода к определению содержания рубидия может приводить к систематическим ошибкам. При $T_{\rm eff}$ в диапазоне температур 4000—4500 К, особенно для звездгигантов, влияние неЛТР-эффектов относительно невелико, однако вне этого температурного диапазона ошибки в определении содержания могут достигать 0.30 dex.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами построена модель атома рубидия, включающая 29 уровней Rb I и основной уровень Rb II. Выполнены неЛТР вычисления для сетки моделей атмосфер с $T_{\rm eff}$ от 3500 до 6500 К, $\log g$ от 1.0 до 5.0, [Fe/H] от -1.0 до +0.5, $V_t = 1.0$ км/с и с относительным содержанием рубидия [Rb/Fe] = = 0.0. Показано, что не учет влияния эффектов отклонения от ЛТР может приводить к значительным ошибкам в определении содержания этого элемента. Ошибка может достигать 0.3 dex. При этом величина неЛТР-поправок для звезд-карликов с эффективными температурами ниже 4000 К критически зависит от учета ударных взаимодействий с атомами водорода. Различие в содержании рубидия при использовании детальных квантовомеханических расчетов и теоретического приближения ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛТР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Дравина может достигать 0.17 dex. По линиям в

спектре Солнца определено содержание рубидия

 $(Rb/H) = 2.35 \pm 0.05$, которое практически совпа-

дает с содержанием рубидия, получаемым из ана-

- Аллен (C.W. Allen), Astrophysical Quantities, London: Athlone Press (1973).
- Андриевский и др. (S.M. Andrievsky, M. Spite, S.A. Korotin, F. Spite, P. Bonifacio, and R. Cayrel, P. François, V. Hill), Astron. Astrophys. **509**, A88 (2010).
- Брулс и др. (J.H.M.J. Bruls, R.J. Rutten, and N.G. Shchukina), Astron. Astrophys. 265, 237 (1992).
- 4. Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий (М.: Наука, 1979).
- 5. Baphep (B. Warner), MNRAS 139, 115 (1968).
- 6. Веллес и др. (L. Wallace, K.H. Hinkle, W.C. Livingston, and S.P. Davis), Astrophys. J. Suppl. Ser. **195**, id:6 (2011).
- 7. Виз и др. (W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles), Atomic transition probabilities. Sodium through Calcium. A critical data compilation, NSRDS-NBS 2 (1969).
- 8. Виз, Мартин (W.L. Wiese and G.A. Martin), Wavelengths and transition probabilities for atoms and atomic ions: Part 2. Transition probabilities, NSRDS-NBS 68 (1980).
- 9. Вондергольц и др. (D. von der Goltz, W. Hansen, and J. Richter), Phys. Scr. **30**, 244 (1984).
- Гарсия-Хернандес и др. (D.A. García-Hernández, P. García-Lario, B. Plez, F. D'Antona, A. Manchado, J.M. Trigo-Rodríguez), Science 314, 1751 (2006).
- 11. Гривес и др. (N. Grevesse, P. Scott, M. Asplund, and A.J. Sauval), Astron. Astrophys. **573**, A27 (2015).
- 12. Дравин (H.W. Drawin), Z. Physik 225, 483 (1969).
- 13. Жанг и др. (H.W. Zhang, K. Butler, T. Gehren, J.R. Shi, and G. Zhao), Astron. Astrophys. **453**, 723 (2006).
- Иванова Д.В., Шиманский В.В., Астрон. журн. 77, 432 (2000).
- Кастелли, Куруц (F. Castelli and R.L. Kurucz), Modelling of Stellar Atmospheres, Proc. 210th Symp.IAU, Uppsala, Sweden, 17–21 June, 2002. Ed. N. Piskunov, W.W. Weiss, D.F. Gray. Publ. IAU Astr.Soc.Pac., A20 (2003).
- 16. Каракас, Латтанзио (A.I. Karakas and J. C. Lattanzio), Publ. Astron. Soc. Austral. **31**, e030 (2014).
- 17. Карлссон (M. Carlsson), Uppsala Astron. Observ. Publ. **33** (1986).
- Кован и др. (J.J. Cowan, C. Sneden, J.E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, F.K. Thielemann), arXiv:1901.01410 (2019).

- 19. Коротин и др. (S.A. Korotin, S.M. Andrievsky, and R.E. Luck), Astron. Astrophys. **351**, 168 (1999).
- 20. Кристалло и др. (S. Cristallo, L. Piersanti, O. Straniero, R. Gallino, I. Domínguez, C. Abia, G. Di Rico, M. Quintini, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **197**, 17 (2011).
- 21. Лимонжи, Чиеффи (M. Limongi and A. Chieffi), Astrophys. J. Suppl. Ser. **237**, 13 (2018).
- 22. Лодеерс (K. Lodders), arXiv:1912.00844 (2019).
- 23. Марр, Крик (G.V. Marr and D.M. Creek), Proc. Royal Soc. London Ser. A **304**, 233 (1968).
- 24. Машонкина Л.И., Шиманский В.В. Сахибуллин Н.А., Астрон. журн. **77**, 893 (2000).
- 25. Месзарос и др. (Sz. Mészáros, C. Allende Prieto, B. Edvardsson, F. Castelli, A.E. Garcia Perez, B. Gustafsson, S.R. Majewski, B. Plez, et al.), Astron. J. **144**, 120 (2012).
- 26. Мортон (D.C. Morton), Astrophys. J. Suppl. Ser. **130**, 403 (2000).
- 27. Парк (C. Park), J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 11, 7 (1971).
- 28. Пранзос и др. (N. Prantzos, C. Abia, M. Limongi, A. Chieffi, and S. Cristallo), MNRAS **476**, 3432 (2018).
- 29. Пранзос и др. (N. Prantzos, C. Abia, S. Cristallo, M. Limongi, and A. Chieffi), MNRAS **491**, 1832 (2020).
- 30. Режемортер (H. van Regemorter), Astrophys. J. **136**, 906 (1962).
- Рябчикова и др. (Т. Ryabchikova, N. Piskunov, R.L. Kurucz, H.C. Stempels, U. Heiter, Yu. Pakhomov, and P.S. Barklem), Phys. Scr. 90, id:054005 (2015).
- 32. Сансонетти (J.E. Sansonetti), J. Phys. and Chem. Ref. Data **35**, 301 (2006).
- 33. Ситон (M.J. Seaton), *Atomic and Molecular Processes* (Ed. Bates, Acad. Press, New York, 1962).
- 34. Снеден и др. (С. Sneden, J.J. Cowan, and R. Gallino), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **46**, 241 (2008).
- 35. Стинбок, Холвегер (W. Steenbock and H. Holweger), Astron. Astrophys. **130**, 319 (1984).
- 36. Тилеман и др. (F.K. Thielemann, M. Eichler, I.V. Panov, and B. Wehmeyer), Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **67**, 253 (2017).
- 37. Томкин, Ламберт (J. Tomkin and D.L. Lambert), Astrophys. J. **523**, 234 (1999).
- Травальо и др. (С. Travaglio, D. Galli, R. Gallino, M. Busso, F. Ferrini, and O. Straniero), Astrophys. J. 521, 691 (1999).
- 39. Xoфcaecc (D. Hofsaess), Z. Physik A 281, 1 (1977).
- 40. Цымбал (V.V. Tsymbal), ASP Conf. Ser. **108**, 198 (1996).
- 41. Шейеламма и др. (J. Shejeelammal, A. Goswami., P.P. Goswami, R.S. Rathour, and T. Masseron), MNRAS **492**, 3708 (2020).
- 42. Яковлева и др. (S.A. Yakovleva, P.S. Barklem, and A.K. Belyaev), MNRAS **473**, 3810 (2018).

ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЦЕФЕИДЫ V1033 Суд

© 2020 г. Ю. А. Фадеев^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 15.06.2020 г. После доработки 17.06.2020 г.; принята к публикации 26.06.2020 г.

На основе согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций показано, что цефеида V1033 Cyg находится на эволюционной стадии гравитационного сжатия гелиевого ядра после главной последовательности и впервые пересекает полосу пульсационной нестабильности. Наблюдаемая переменность звезды обусловлена радиальными колебаниями в фундаментальной моде. Лучшее согласие (в пределах одного процента) теоретической оценки скорости изменения периода с данными современных наблюдений получено для эволюционной последовательности с массой звезды $M = 6.3 M_{\odot}$ и содержаниями гелия и более тяжелых элементов Y = 0.28 и Z = 0.022 соответственно. Возраст, светимость, радиус, эффективная температура и ускорение силы тяжести на поверхности цефеиды составляют $t_{\rm ev} = 5.84 \times 10^7$ лет, $L = 2009 L_{\odot}$, $R = 45.6 R_{\odot}$, $T_{\rm eff} = 5726$ K, lg g = 1.92.

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

DOI: 10.31857/S0320010820070050

ВВЕДЕНИЕ

Согласно Общему каталогу переменных звезд (Самусь и др., 2017), пульсирующая переменная V1033 Cyg с периодом изменения блеска П = = 4.9375 сут принадлежит к звездам типа δ Сер. Главной особенностью, выделяющей V1033 Cyg среди остальных цефеид, является аномально высокая скорость возрастания периода. Результаты исследования векового изменения периода показывают, что O - C диаграмма, построенная по наблюдениям этой звезды за последние 117 лет, с высокой точностью описывается квадратичной функцией, а скорость изменения периода составляет $\dot{\Pi} = 18.19$ с/год при средней квадратической ошибке $\sigma \approx 0.08$ с/год (Бердников и др., 2019). Это значение П в несколько десятков раз превосходит скорость изменения периода подавляющего большинства цефеид, эволюционные изменения которых связаны с термоядерным горением гелия в ядре (Фадеев, 2013, 2014). По всей видимости V1033 Суд находится на относительно кратковременной стадии гравитационного сжатия гелиевого ядра, в течение которой звезда перемещается в тепловой шкале времени по диаграмме Герцшпрунга-Рассела (ГР) в область красных гигантов. Этот вывод подтверждается обнаружением в спектре V1033 Суд линий поглощения ⁷Li, свидетельствующих в пользу того, что звезда находится на этапе эволюции, предшествующем ее превращению в красный гигант (Лак, Ламберт, 2011). Таким образом, V1033 Суд является второй цефеидой, для которой установлено, что она находится на стадии первого пересечения полосы нестабильности. Ранее эволюционный статус первого пересечения полосы нестабильности был определен для цефеиды α UMi (Тэрнер и др., 2005; Фадеев, 2015а).

Благодаря малой погрешности наблюдательной оценки скорости изменения периода цефеида V1033 Суд представляется исключительно подходящим объектом для определения ее фундаментальных параметров (т.е. возраста звезды $t_{\rm ev}$, массы M, светимости L и радиуса R) посредством сравнения теоретически рассчитанных значений П и П с данными наблюдений. Основу метода составляют согласованные расчеты звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, где отдельные модели эволюционной последовательности используются как начальные условия при решении задачи Коши для уравнений радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, описывающих радиальные звездные пульсации. Ранее с помощью этого метода были определены фундаментальные параметры цефеид α UMi (Фадеев, 2015а) и SZ Таи (Фадеев, 2015б), а также групп долгопериодических (Фадеев, 2018) и короткопериоди-

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

ческих цефеид (Фадеев, 2020). Доказательством эффективности метода является хорошее согласие (в пределах нескольких процентов) результатов теоретических расчетов с измерениями радиусов долгопериодических цефеид RS Pup, GY Sge и SV Vul методом Бааде-Весселинка.

Целью данной работы является подтверждение эволюционного статуса V1033 Суд как цефеиды первого пересечения полосы нестабильности методами теории звездной эволюции и теории звездных пульсаций и определение ее фундаментальных параметров. Расчеты звездной эволюции проводились по программе MESA версии 12115 (Пакстон и др., 2018). Описание методов расчета эволюционных последовательностей и нелинейных звездных пульсаций приведено в предшествующей статье автора (Фадеев, 2020). В качестве начальных условий, необходимых для решения уравнений гидродинамики, были использованы отдельные модели эволюционных последовательностей звезд с начальной массой 5.7 $M_{\odot} \leq M \leq$ 7.4 M_{\odot} и начальным содержанием гелия Y = 0.28. Принимая во внимание неопределенности, связанные с существованием радиального градиента металличности галактических цефеид (Лак и др., 2011; Лак, Ламберт, 2011; Лемаль и др., 2018), вычисления звездной эволюции и звездных пульсаций были проведены как для стандартного содержания металлов Z = 0.02, так и для значений Z = 0.018 и Z = 0.022.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты эволюционных последовательностей проводились от начальной главной последовательности до стадии, предшествующей восхождению звезды вдоль ветви красных гигантов на диаграмме ГР. Для звезд с массой $M \le 7.4~M_{\odot}$ эффекты потери массы на рассматриваемом отрезке звездной эволюции пренебрежимо малы, так как доля потерянного вещества вследствие звездного ветра составляет менее 10^{-4} массы звезды. Более того, неизменными остаются содержания химических элементов во внешних слоях с температурой $T \lesssim 5 \times 10^6$ К и радиусом $r \ge 0.1R$, в которых происходят пульсационные движения. Таким образом, при обсуждении свойств гидродинамических моделей цефеид мы без потери точности будем полагать, что масса цефеиды и содержания химических элементов имеют те же значения, что и на начальной главной последовательности.

При первом пересечении полосы нестабильности период колебаний цефеиды монотонно возрастает, причем эволюция звезд с массой $M \leq 7 \ M_{\odot}$ сопровождается переключением колебаний из первого обертона в фундаментальную моду. Для уверенного определения точки эволюционного трека, в которой происходит переключение моды колебаний, описание изменения периода пульсаций как функции возраста звезды проводилось с использованием ≈15 гидродинамических моделей равномерно распределенных по времени эволюции $t_{\rm ev}$ между границами полосы нестабильности. Следуя подходу, примененному в предшествующей статье автора (Фадеев, 2019), в данной работе предполагалось, что возраст звезды, соответствующий переключению моды колебаний, равен среднему значению возраста двух смежных гидродинамических моделей, пульсирующих в разных модах. В пределах отрезка с непрерывным изменением периода пульсаций зависимость $\Pi(t_{ev})$ определялась полиномиальной аппроксимацией методом наименьших квадратов. При использовании алгебраического полинома третьей степени средняя квадратическая ошибка приближения результатов гидродинамических расчетов не превосходит 0.1 процента.

Результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций иллюстрируются на рис. 1, где показаны графики эволюционного изменения периода пульсаций П и скорости изменения периода П для цефеид с содержанием металлов Z = 0.02. Для удобства графического представления возраст звезды отсчитывается вдоль горизонтальной оси от момента времени $t_{\rm ev,b}$, когда эволюционный трек звезды пересекает синюю границу полосы нестабильности. Конечная точка каждого графика соответствует прекращению пульсаций на красной границе полосы нестабильности. Продолжительность стадии цефеиды во время первого пересечения полосы нестабильности составляет от $pprox 5.3 imes 10^3$ лет при $M=7.4~M_{\odot}$ до $pprox 1.8 imes 10^4$ лет при $M = 5.7~M_{\odot}$. Горизонтальными штриховыми линиями на рис. 1а и рис. 1б показаны значения периода П = 4.9403 сут и скорости изменения периода $\Pi = 18.19$ с/год (Бердников и др., 2019), которые используются для сравнения результатов расчетов с наблюдениями.

Скачкообразное изменение периода, показанное на графиках пунктирной линией, связано с переключением колебаний из первого обертона в фундаментальную моду. Как видно на рис. 1а, переключение моды колебаний значительно ограничивает интервал значений массы M, при которых звезда в ходе своей эволюции может пульсировать с периодом $\Pi \approx 4.94$ сут. В частности, для представленных на этом рисунке эволюционных последовательностей данное условие выполняется лишь для звезд с начальной массой $5.9 \ M_{\odot} \leq M \leq 6.1 \ M_{\odot}$, которые пульсируют в фундаментальной моде.



Рис. 1. Изменение периода (а) и скорости изменения периода (б) радиальных пульсаций цефеид при Z = 0.02 в течение первого пересечения полосы нестабильности. Около каждой зависимости приведено значение массы звезды M. Пунктирные линии соответствуют переключению моды колебаний. Горизонтальными штриховыми линиями отмечены наблюдательные оценки значений периода $\Pi = 4.9403$ сут и скорости изменения периода $\dot{\Pi} = 18.19$ с/год (Бердников и др., 2019).

В цефеидах первого пересечения полосы нестабильности периоды пульсаций в фундаментальной моде Π_0 и первом обертоне Π_1 в точке переключения моды колебаний моно-

тонно возрастают с увеличением массы звезды. Для эволюционных последовательностей с начальной массой в пределах 5.7 $M_{\odot} \leq M \leq \leq 7.0 \ M_{\odot}$ увеличение значений периода описыва-



Рис. 2. Периоды фундаментальной моды П₀ (кружки) и первого обертона П₁ (треугольники) в точке переключения моды колебаний в зависимости от начальной массы *M* для эволюционных последовательностей с содержанием элементов тяжелее гелия *Z* = 0.02. Горизонтальной штриховой линией отмечено значение периода пульсаций П = 4.9403 сут.

ется соотношениями

$$\Pi_0 = -6.962 + 1.926 M/M_{\odot},\tag{1}$$

$$\Pi_1 = -4.413 + 1.258M/M_{\odot},\tag{2}$$

где Π_0 и Π_1 выражены в сутках. Зависимости (1) и (2) представляют собой линейную аппроксимацию значений периодов Π_0 и Π_1 в точке переключения моды колебаний (см. рис. 2), которые определялись по результатам гидродинамических расчетов.

Предпринятые в данной работе попытки построить гидродинамическую модель цефеиды V1033 Cyg, пульсирующую в первом обертоне, оказались безрезультатными. Это связано с двумя причинами. Во-первых, область существования колебаний в первом обертоне ограничивается массой звезды $M \approx 7 \ M_{\odot}$ при верхнем предельном значении периода $\Pi_1 \approx 4.4$ сут. Как следует из рис. 1а, более массивные звезды пульсируют в фундаментальной моде в пределах всей полосы нестабильности. Во-вторых, если модель с массой $M > 7 \ M_{\odot}$ и колебаниями в первом обертоне всетаки будет построена (например, путем вариаций химического состава звездного вещества), то, как видно на рис. 16, увеличение скорости изменения периода с ростом массы звезды неизбежно приведет к противоречию с наблюдениями.

Для уточнения фундаментальных параметров цефеиды V1033 Cyg, определяемых с помощью гидродинамических моделей пульсирующих в фундаментальной моде, в данной работе были проведены дополнительные расчеты эволюционных последовательностей звезд с массой $M = 5.9 M_{\odot}$, $6.1 \ M_{\odot}$ и $6.3 \ M_{\odot}$ при содержаниях металлов Z == 0.018 и Z = 0.022. Результаты вычислений показаны на диаграмме период-скорость изменения периода, представленной на рис. 3. Каждый график на этом рисунке описывает эволюцию периода колебаний в фундаментальной моде и скорости изменения периода от точки переключения моды колебаний до красной границы полосы нестабильности. Как видно на рис. 3, увеличение содержания металлов Z при фиксированном значении массы М сопровождается смещением графика в сторону меньших значений П.

В качестве критерия согласия с наблюдениями будем использовать величину $\delta = |\dot{\Pi}/\dot{\Pi}_{\star} - 1|$, где $\dot{\Pi}_{\star} = 18.19$ с/год — наблюдаемое значение скорости изменения периода, $\dot{\Pi}$ — теоретическая оценка скорости изменения периода в момент времени, когда период пульсаций модели равен наблюдаемому периоду $\Pi = 4.9404$ сут. В таком случае наилучшее согласие с наблюдениями ($\delta \lesssim 10^{-2}$) на диаграмме период—скорость изменения периода показы-



Рис. 3. Скорость изменения периода П как функция периода П для моделей цефеид, пульсирующих в фундаментальной моде при различных предположениях относительно содержания металлов Z. Числами около кривых указаны значения массы звезды M. Кружком показано положение цефеиды V1033 Суд по данным работы Бердникова и др. (2019).

вает эволюционная последовательность Z = 0.022, $M = 6.3 \ M_{\odot}$. С уменьшением Z различие между теоретической и наблюдательной оценками $\dot{\Pi}$ увеличивается и составляет $\delta \approx 0.05$ при Z = 0.020 и $\delta \approx 0.1$ при Z = 0.018.

В табл. 1 приведены фундаментальные параметры цефеиды V1033 Cyg. Содержание металлов Z во втором столбце таблицы соответствует эволюционной последовательности с наименьшим отклонением δ для данного значения массы звезды M. В третьем столбце даны значения возраста t_{ev} , при котором период пульсаций гидродинамической модели составляет $\Pi = 4.9403$ сут. Светимость L, радиус R, эффективная температура $T_{\rm eff}$ и ускорение силы тяжести на поверхности g соответствуют возрасту звезды $t_{\rm ev}$ и определены интерполированием результатов эволюционных расчетов. Приведенные в последнем столбце табл. 1 значения П вычислены по нелинейной зависимости, аппроксимирующей $\Pi(t_{\rm ev})$ для каждой эволюционной последовательности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше результаты вычислений позволяют уверенно заключить, что цефеида V1033 Суд находится на эволюционной стадии гравитационного сжатия гелиевого ядра после главной последовательности и в первый раз пересекает полосу нестабильности, перемещаясь на диаграмме ГР в область красных гигантов. Анализ гидродинамических моделей подтверждает высказанное ранее на основе фотометрических наблюдений предположение, что V1033 Суд пульсирует в фундаментальной моде (Удовиченко и др., 2019). Незначительная роль эффектов потери массы в эволюции звезд промежуточных масс на главной последовательности позволила получить достаточно уверенные теоретические оценки фундаментальных параметров звезды. Принимая во внимание существующие неопределенности в содержаниях металлов ($0.018 \le Z \le 0.022$), полученные теоретические оценки массы заключены в пределах 5.9 $M_{\odot} \leq M \leq 6.3 M_{\odot}$. Следует также заметить, что характерные значения ускорения

M/M_{\odot}	Z	$t_{ m ev},10^{6}$ лет	L/L_{\odot}	R/R_{\odot}	$T_{ m eff},$ K	$\lg g$	П, с/год
5.9	0.018	65.645	1648	44.6	5510	1.910	16.57
6.1	0.020	62.005	1802	45.1	5604	1.915	17.34
6.3	0.022	58.431	2009	45.6	5726	1.919	18.36

Таблица 1. Фундаментальные параметры цефеиды V1033 Суд

силы тяжести на поверхности $(1.91 \le \lg g \le 1.92)$, определенные в данной работе, находятся в удовлетворительном согласии со значением $\lg g = 2.10$, полученным для V1033 Суд методом звездных атмосфер (Мартин и др., 2015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердников Л.Н., Пастухова Е.Н., Ковтюх В.В., Лемаль Б., Князев А.Ю., Усенко И.А., Боно Д., Гребель Е., Хайду Г., Жуйко С.В., Удовиченко С.Н., Кейр Л.Э., Письма в Астрон. журн. 45, 269 (2019) [L.N. Berdnikov, E.N. Pastukhova, V.V. Kovtyukh, B. Lemasle, A.Yu. Kniazev, I.A. Usenko, G. Bono, E. Grebel, G. Hajdu, S.V. Zhuiko, S.N. Udovichenko, and L.E. Keir, Astron. Lett. 45, 227 (2019)].
- Лак, Ламберт (R.E. Luck and D.L. Lambert), Astron. J. 142, 136 (2011).
- 3. Лак и др. (R.E. Luck, S.M. Andrievsky, V.V. Kovtyukh, W. Gieren, and D. Graczyk), Astron. J. **142**, 51 (2011).
- Лемаль и др. (B. Lemasle, G. Hajdu, V. Kovtyukh, L. Inno, E.K. Grebel, M. Catelan, G. Bono, P. François, A. Kniazev, R. da Silva, and J. Storm), Astron. Astrophys. 618, A160 (2018).
- 5. Мартин и др. (R.P. Martin, S.M. Andrievsky, V.V. Kovtyukh, S.A. Korotin, I.A. Yegorova, I. Saviane, MNRAS **449**, 4071 (2015).
- 6. Пакстон и др. (B. Paxton, J. Schwab, E.B. Bauer, L. Bildsten, S. Blinnikov, P. Duffell, R. Farmer,

J.A. Goldberg, P. Marchant, E. Sorokina, A. Thoul, R.H.D. Townsend, and F.X. Timmes), Astropys. J. Suppl. Ser. **234**, 34 (2018).

- 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)].
- 8. Тэрнер и др. (D.G. Turner, J. Savoy, J. Derrah, M. Abdel–Sabour Abdel–Latif, and L.N. Berdnikov), Publ. Astron. Soc. Pacific **117**, 207 (2005).
- 9. Удовиченко и др. (S.N. Udovichenko, V.V. Kovtyukh, and L.E. Keir), Odessa Astron. Publ. **32**, 83 (2019).
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 39, 829 (2013) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. 39, 746 (2013)].
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн., 40, 341 (2014) [Yu.A. Fadeyev, Astron.Lett. 40, 301 (2014)].
- 12. Фадеев (Yu.A. Fadeyev), MNRAS 449, 1011 (2015а).
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 41, 694 (20156) [Yu.A. Fadeyev, 2015, Astron. Lett. 41, 640 (2015b)].
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. 44, 851 (2018) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. 44, 782 (2018)].
- 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, in press (2020)].

ПЕРВЫЕ ОРБИТЫ ШЕСТИ ШИРОКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА НА ОСНОВЕ НАБЛЮДЕНИЙ Gaia DR2

© 2020 г. О. В. Кияева^{1*}, Л. Г. Романенко¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 13.05.2020 г.

После доработки 30.05.2020 г.; принята к публикации 25.06.2020 г.

Метод параметров видимого движения (ПВД) предназначен для определения орбит широких пар двойных звезд с периодами обращения в сотни и тысячи лет. Это динамический метод, использующий все, что известно о звезде, в один момент времени, для восстановления полной орбиты в рамках задачи двух тел. В каталоге Gaia DR2 содержатся все данные на момент 2015.5, которые необходимы для использования метода ПВД, если относительное движение отражает невозмущенное движение по орбите. В данной работе продемонстрированы возможности метода для определения орбит индивидуальных звезд. Исследованы 6 звезд. У тройной звезды ADS 7034 впервые определены орбита внутренней пары, множество орбит внешней пары и область устойчивости тройной системы. На примере двойной звезды ADS 9357 показано, что для определения орбит индивидуальных звезд метод ПВД имеет преимущество по сравнению с геометрическими методами, использующими уравнения Тиле–Иннеса на коротких дугах, охваченных наблюдениями. Для трех звезд — ADS 7588, ADS 8561, ADS 9048 — орбиты с периодами более 1000 лет определены впервые. Для WDS 14051+4913 надежную орбиту определить невозможно, получено предварительное семейство орбит, подозревается спутник. В работе приведен список проблемных звезд, для которых не определены орбиты, но возможно присутствие спутника.

Ключевые слова: двойные звезды, орбиты по коротким дугам.

DOI: 10.31857/S0320010820070062

ВВЕДЕНИЕ

Широкие, медленно обращающиеся двойные и кратные звезды обделены вниманием исследователей, так как с момента их открытия до настоящего времени наблюдения охватывают малую дугу орбиты. В Пулковской обсерватории мы пытались компенсировать этот недостаток тем, что в течение многих лет проводили однородные наблюдения на одном телескопе (26-дюймовом рефракторе), и специально для определения орбит был предложен метод параметров видимого движения (ПВД, см. Киселев, Кияева, 1980), который ранее использовался для определения орбиты искусственного спутника Земли по одной фотографии со многими экспозициями (Киселев, Быков, 1973).

В основе всех динамических методов заложена идея Лапласа, суть которой заключается в следующем: если для тела, движущегося под действием центральной силы, известны положение, скорость и ускорение его видимого движения в некоторый

^{*}Электронный адрес: kiyaeva@list.ru

момент времени, то, учитывая положение и движение наблюдателя, можно определить пространственные вектора положения и скорости, а следовательно, и орбиту. В XX в. для определения орбит двойных звезд по коротким дугам эта идея была реализована в разных модификациях (см., например, Хопман, 1960; Хозер, Марси, 1999).

Одной из модификаций является метод ПВД, который предназначен для определения первоначальных орбит широких визуально-двойных звезд с большим периодом обращения, опираясь на результаты наблюдений, полученных разными доступными методами. Это параметры видимого относительного движения — расстояние между компонентами (ρ), позиционный угол (θ), видимое относительное движение (µ) и позиционный угол направления видимого движения (ψ), которые точнее всего получаются из однородных наблюдений, выполненных на одном телескопе, чтобы исключить аппаратные систематические ошибки. Кроме того, необходимыми данными являются относительная лучевая скорость компонентов ΔV_r , получаемая из спектроскопических наблюдений, параллакс pt (для связи линейных и угловых величин) и оценка суммы масс компонентов, согласно данным о физических свойствах звезд. При этом мы получаем семейство орбит, из которого можно выбрать те, которые удовлетворяют всем остальным, более старым наблюдениям. Если есть возможность оценить кривизну короткой дуги, по которой получены ПВД в момент t_0 , то вместо семейства получаем две орбиты, соответствующие положению вторичного компонента симметрично относительно картинной плоскости.

Использование каталога Gaia DR2 (Браун и др., 2018), благодаря высокой точности положений, собственных движений и параллаксов каждого компонента пары, позволяет применить данный метод к тем звездам, для которых ранее это было невозможно, и тем самым увеличить число орбит с большим периодом обращения. К сожалению, точность определения лучевых скоростей компонентов гораздо хуже, чем точность определения собственных движений (относительных движений в картинной плоскости), поэтому ошибки элементов орбит по-прежнему большие.

В наше время больших компьютерных возможностей самый распространенный и формальный подход к задаче определения орбит двойных звезд основан на методе Тиле—Иннеса (см., например, Харткопф и др., 1989; Измайлов, 2019). Решается система уравнений, связывающая систему измеренных координат в картинной плоскости, с системой орбитальных координат. В оригинальной версии предполагалось, что наблюдения, приходящиеся на разные фазы по всей орбите, охватывают весь видимый эллипс, а потому известны период P, эксцентриситет e и момент прохождения через периастр T.

Сейчас можно путем перебора всевозможных вариантов найти решение, которое хорошо пройдет через все наблюдения, как это получилось для звезды ADS 48 (Кияева и др., 2020). Однако, применяя его без анализа всех имеющихся данных ко всем звездам, для которых наблюдения охватывают малую дугу разнородных наблюдений, мы обязательно получим какое-то решение плохо обусловленной системы, но оно не гарантирует надежные эфемериды в будущем.

Применение метода ПВД требует индивидуального подхода к каждому объекту исследования и позволяет контролировать надежность полученного результата. Здесь качество орбиты зависит только от точности исходных данных. Контроль заключается в том, что полученная орбита должна удовлетворять наблюдениям, которые не принимают участия в ее вычислении. Если есть согласие с наблюдениями, уходящими на 100–200 лет в прошлое, то и в будущем она долго (в среднем в течение 0.1*P*, где *P* — период орбиты) не потребует улучшения. Поэтому именно сейчас, когда каталог Gaia DR2 дал возможность получать высокоточные параметры видимого движения на момент 2015.5, данный метод является лучшим для определения невозмущенных орбит индивидуальных звезд по короткой дуге. Недостатком метода является то, что в качестве исходных данных используется суммарная масса системы, но, задавая этот параметр, мы используем данные о физических свойствах звезды, также получаемых из наблюдений. Кроме того, если история наблюдений звезды достаточно богатая, удается уточнить первоначально заданную массу и обратить внимание на звезды, которые могут иметь неучтенные особенности внутреннего строения или дополнительные короткопериодические маломассивные спутники. Естественно, применение любого динамического метода невозможно, если в системе имеется спутник, который искажает ПВД и массы. Сравнивая ПВД, полученные по Gaia DR2 на момент 2015.5, с ПВД, полученными по однородным пулковским рядам на более ранний момент, можно получить дополнительную информацию: исключить звезды со спутниками или, напротив, заметить кривизну и при уточнении орбиты учитывать не только положение (ρ, θ), но и изменение в орбитальном движении ($\dot{\rho}, \theta$).

При выборе наилучшего решения мы используем не непосредственное сравнение с наблюдениями, а согласие между собой элементов Тиле-Иннеса (A,B,F,G), которые можно вычислить по геометрическим элементам орбиты (a, i, ω, Ω) без привлечения наблюдений, и по динамическим элементам (P,T,e) с привлечением удаленных по времени наблюдений (Кияева, 1983). Критерием является минимум функции

$$S = \sqrt{\Delta A^2 + \Delta B^2 + \Delta F^2 + \Delta G^2}.$$
 (1)

Здесь ΔA , ΔB , ΔF , ΔG — разности элементов Тиле—Иннеса, полученных двумя путями. В отличие от непосредственного сравнения наблюдений и эфемерид, в данном случае нет необходимости назначать веса конкретным разнородным наблюдениям, которые обязательно вносят некоторую субъективность, но важно иметь несколько надежных точек, разнесенных по всей дуге вблизи середины полосы наблюдений.

Практика динамических исследований визуально-двойных звезд (см. обзор Романенко, Калиниченко, 2019) показала, что наблюдения В.Я. Струве 1830—1835 гг. наиболее надежны среди наблюдений начала XIX в. В то же время более ранние наблюдения этого ученого, полученные с другим инструментом, могут содержать грубые ошибки, особенно по позиционному углу. В этом же обзоре отмечается высокое качество пулковских ПЗСнаблюдений на 26-дюймовом рефракторе. Выбор звезд для исследования осуществлен следующим образом. Из всех звезд, которые наблюдались в Пулково фотографически (Киселев и др., 2014) и/или ПЗС (Измайлов и др., 2010; Измайлов, Рощина, 2016) — 259 пар, входящих в 194 звездные системы, — выбраны те, для которых в каталоге Gaia DR2 имеются все необходимые нам данные, включая параллаксы и лучевые скорости обоих компонентов, и расстояние между компонентами в картинной плоскости не превосходит 2000 а.е. (62 пары). Из них были выбраны звезды, удовлетворяющие следующим критериям:

1. Ранее нами не исследовались, так как дуга, охваченная наблюдениями, мала, и определить параметры видимого движения было невозможно.

2. Параллаксы $p_t > 10$ мсд. Исключение составляет более далекая звезда WDS 14051+4913, для которой накоплено мало наблюдений, но их бо́льшая часть выполнена нами в Пулковской обсерватории.

3. Исследуемые звезды не имеют опубликованных орбит, кроме ADS 9357.

4. Квазиодномоментное относительное движение, полученное по данным Gaia DR2, не противоречит движению, определяемому по всей наблюдаемой дуге, что дает возможность определять орбиту в рамках задачи двух тел.

5. Минимальная динамическая масса $M_{\rm dyn}$, соответствующая эллиптической орбите, не превосходит заданного значения суммы масс компонентов:

$$M_{\rm dyn} = (\rho/p_t) V^2 / 8\pi^2.$$
 (2)

Здесь V — пространственная относительная скорость, выраженная в (а.е./год), на момент 2015.5: $V^2 = (\mu/p_t)^2 + (\Delta V_r/4.74)^2$. В статье представлен список проблемных звезд, не удовлетворяющих данному критерию. Возможно, особенности этих звезд представляют интерес, но в данной статье это не рассматривается.

Параметры видимого движения на момент 2015.5 вычислены по положениям и собственным движениям компонентов пары, опубликованным в Gaia DR2, а пулковские однородные наблюдения использованы так же, как и первые наблюдения звезд, для контроля и выбора наилучшего решения. При этом учитывается видимое относительное движение, полученное по однородному ряду.

В каталоге Gaia DR2 приводятся параллаксы обоих компонентов. Точность определения параллаксов недостаточна для того, чтобы определить проекцию расстояния между компонентами по лучу зрения, сравнимую с точностью определения проекции на картинную плоскость, но иногда разность параллаксов значима по сравнению с их ошибками, и можно определить, какой компонент в настоящий момент ближе. Это позволяет сузить диапазон возможных решений и является дополнительным контролем полученной орбиты.

ОПИСАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл. 1 приведены данные о звездах из каталога Gaia DR2. Согласие собственных движений, параллаксов и лучевых скоростей подтверждают физическую связь компонентов. Показатели цвета позволяют судить, насколько компоненты различаются по физическим свойствам. В последних колонках даны вычисленные нами массы звезд, которые соответствуют эффективной температуре из каталога Gaia DR2 в предположении, что компоненты исследуемых пар являются звездами главной последовательности, и массы, соответствующие спектрам главных компонентов исследуемых звезд, согласно каталогу WDS. Для вторичных компонентов данных о спектрах нет. Для всех звезд, кроме далекого красного карлика (WDS 14051+4913), массы отличаются не более чем на 0.05 М_☉, что для первоначальной орбиты несущественно. Для WDS 14051+4913 масса M_{Sp} меньше на $0.2~M_{\odot}$, соответственно сумма масс, равная 1.4 M_{\odot} , меньше минимальной $M_{\rm dyn} =$ $= 1.49 \ M_{\odot}$. Мы не исключили данную звезду из рассмотрения, но для определения всех орбит методом ПВД первоначально задаются массы $M_{T_{\rm eff}}$, полученные в единой системе.

В табл. 2 — данные для определения орбиты методом ПВД. Это вычисленные параметры видимого относительного движения, параллакс (p_t) , относительная лучевая скорость (ΔV_r) и сумма масс компонентов $(\sum M)$.

Ошибки исходных данных определяются из соответствующих наблюдений. Значение суммы масс фиксируется, но может уточняться при сравнении орбиты с удаленными наблюдениями.

В каталоге Gaia DR2 приведены независимые параллаксы каждого компонента p_{t1} и p_{t2} . Мы используем средневзвешенное значение p_t и его ошибку ε_{p_t} , вычисленные по простым формулам: $p_t = (p_{t1}w_1 + p_{t2}w_2)/(w_1 + w_2)$, $\varepsilon_{p_t} = (\varepsilon_{p_{t1}}^2 + \varepsilon_{p_{t2}}^2)^{1/2}$, где w_1 и w_2 — веса, соответствующие ошибкам определения параллаксов.

Первоначально при определении ПВД по ряду многолетних однородных наблюдений иногда удавалось определить радиус кривизны для определения пространственного расстояния между компонентами (см. Кияева и др., 2001; Кияева, Романенко, Жучков, 2017). В данной работе мы не используем этот параметр, так как его невозможно определить из квазиодномоментного наблюдения Gaia DR2. Вместо него используется угол β между

WDS		u cos d	11.5	G	$G_{\rm T} = G_{\rm T}$	$G_{\rm T} = G$	20.	V	$T_{\rm eff},{ m K}$	Sp
HIP	Компонент	$\mu_{\alpha} \cos \theta$	μ_{δ}	G	$G_B - G_R$	GB - G	Pt	V r	$M_{T_{ m eff}}$	M_{Sp}
ADS		мсд/год	мсд/год	mag	mag	mag	мсд	км/с	M_{\odot})
08508+3504	А	-174.649	114.396	7.41	0.7521	0.3141	18.114	4.91	5923.27	F8
43426		± 0.076	0.050				0.051	0.15	1.1	1.15
7034	В	-170.874	113.993	7.48	0.7577	0.3151	18.028	5.65	5993.60	
		± 0.076	0.052				0.051	0.15	1.1	
	С	-174.005	115.369	11.69	1.8856	0.9447	18.210	6.06	4162.64	
		± 0.064	0.043				0.041	0.65	0.63	
09572+4554	А	-24.808	-85.688	8.71	0.7532	0.3147	13.923	12.32	5930.00	G0
48804		± 0.067	0.091				0.052	0.23	1.1	1.05
7588	В	-28.623	-83.015	9.51	0.9071	0.3837	13.948	11.15	5501.00	
		± 0.092	0.136				0.079	0.30	0.9	
12281+4448	А	-182.130	-4.686	7.28	0.7080	0.2996	21.951	-2.21	6160.00	F9
60831/32		± 0.039	0.053				0.039	0.18	1.2	1.18
8561	В	-180.395	00.440	7.86	0.8222	0.3519	21.937	-1.91	5765.50	
		± 0.047	0.057				0.043	0.19	1.0	
13540+3249	А	108.707	42.031	8.44	0.6995	0.2862	13.712	4.82	6019.00	F8
67871		± 0.039	0.049				0.041	0.18	1.14	1.15
9048	В	108.899	44.651	8.79	0.7394	0.3039	13.732	4.51	5949.35	
		± 0.034	0.042				0.037	0.15	1.11	
14051+4913	А	-8.471	-8.037	11.69	0.9461	0.4013	5.254	-12.70	5382.33	K4/5
_		± 0.038	0.036				0.025	1.07	0.87	0.7
_	В	-7.344	-7.608	11.74	0.9579	0.4087	5.226	-11.35	5374.50	
		± 0.038	0.036				0.024	0.57	0.87	
14421+6116	А	+74.071	-30.226	6.17	0.5256	0.2229	24.248	-5.76	6722.00	F4
71876		± 0.067	0.052				0.027	0.40	1.4	1.4
9357	В	+69.194	-34.868	9.09	1.0957	0.4526	24.372	-7.59	5012.01	
		± 0.093	0.065				0.034	0.34	0.8	

Таблица 1. Данные о звездах из каталога Gaia DR2

Примечание. Спектральные классы взяты из каталога WDS, массы M_{Sp} оценены, согласно (Аллен, 1999), массы $M_{T_{\text{eff}}}$ — согласно монографии Агекяна (1981).

пространственным направлением на спутник и его проекцией на картинную плоскость, как это было предложено в работе (Киселев, Романенко, 1996). Этот параметр также определяется по наилучшему согласию со всеми наблюдениями.

В табл. З приведены элементы орбит, соответствующие углы β , сумма масс $\sum M$, среднеквадратичные невязки (σ_{ρ} и σ_{τ}), полученные по всем наблюдениям с равными весами, которые характеризуют качество исходного ряда, и значения функции S, которые характеризуют согласованность элементов орбиты между собой и с избранными наблюдениями.

Элементы Тиле—Иннеса — это направляющие косинусы осей измеренных и орбитальных координат, умноженные на большую полуось орбиты a, поэтому если орбита хорошо согласована, то $S < Err_a$. В некоторых случаях, если формально лучшему решению соответствует масса, отличающаяся от первоначально заданной, но очевидное улучшение не заметно, в таблице приводим также орбиту, соответствующую первоначальной массе.

WDS		ho, "	$ heta,\circ$	μ , мсд/год	ψ , °	p_t , мсд	ΔV_r , км/с	$\sum M, M_{\odot}$
08508	AB	3.48668	278.63840	3.80	96.1	18.07	0.74	2.2
+3504		$\pm .00005$.00059	.11	1.1	.07	.21	
	AB-C	49.49751	11.73928	1.71	313.4	18.16	0.78	2.83
		$\pm .00004$.00006	.10	3.2	.08	.82	
09572		4.49435	250.24630	4.66	305.0	13.93	-1.17	2.0
+4554		$\pm .00006$.00118	.13	1.8	.10	.38	
12281		9.70840	156.99340	5.41	18.7	21.94	0.30	2.2
+4448		$\pm .00004$.00015	.08	0.7	.06	.26	
13540		6.67875	327.5828	2.63	4.2	13.72	-0.31	2.25
+3249		$\pm .00003$.0003	.06	1.1	.06	.29	
14051		4.62854	84.59223	1.21	69.2	5.239	1.35	1.74
+4913		$\pm .00002$.00032	.05	2.4	.034	1.21	
14421		4.19825	314.4948	6.73	226.4	24.31	-1.83	2.2
+6116		$\pm .00004$.0005	.10	0.8	.04	.52	

Таблица 2. Исходные параметры для определения орбиты методом ПВД на основе данных Gaia DR2

Ошибки каждого орбитального параметра определяются максимальным суммарным влиянием ошибок всех исходных данных следующим образом. Пусть p_i , i = 1, ..., 7 — искомые орбитальные элементы. Шесть исходных данных d_i (ПВД, параллакс и относительная лучевая скорость) независимы и имеют конкретные ошибки наблюдений. Седьмым исходным параметром мы считаем угол β , который определяется по сходимости со всем рядом наблюдений и является аналогом радиуса кривизны. Сумма масс компонентов является и исходным, и искомым (уточняемым) параметром. Мы не знаем ее ошибку, и она связана с параллаксом функциональной зависимостью, поэтому мы ее фиксируем. Исходные данные по очереди изменяем на величину ошибки в обе стороны и вычисляем максимальный разброс — разность между полученными значениями $\Delta p_{i,j}, j = 1, ..., 7.$ Ошибка каждого элемента $\varepsilon_{p_i} = (\sum (\Delta p_{i,j})^2)^{1/2}$.

В табл. 4 — список звезд, у которых минимальная динамическая масса, вычисленная по формуле (2), превосходит ожидаемую. Этот список составлен из исходной выборки, включающей 62 звезды, без ограничения параллакса. Ошибки динамических масс определяются ошибками исходных данных, по которым они вычислены. Так как параллаксы компонентов близкие, мы считаем, что это физические пары. Причиной расхождения масс могут быть ошибочные данные (параллакс, скорости, ожидаемая масса) или наличие спутника в системе, о чем также свидетельствует большая ошибка лучевой скорости. Если в пределах неопределенности $M_{\rm dyn} \approx \sum M$, то, возможно, орбита близка к параболической. Все эти вопросы требуют дополнительного исследования. Для тех звезд, у которых пулковский ряд фотографических наблюдений больше 20 лет, мы приводим для сравнения соответствующие ПВД на средний момент короткой дуги пулковских наблюдений. Отмечены четыре звезды, у которых обнаружены спутники, и они включены в каталог кратных звезд MSC (Токовинин, 2018). Если период внутренней орбиты мал по сравнению с периодом наблюдений Gaia (примерно 2 года), ПВД Gaia незначительно отличаются от пулковских, отражающих движение внешней пары (WDS 06482+5542, внутренний период 4 дня). Значительное расхождение обнаружено у WDS 17419+7209, для которой внутренний период 18 лет.

Особенности каждой исследованной звезды описаны в комментариях. Сравнение орбит с наблюдениями отражено графически.

КОММЕНТАРИИ

ADS 7034 = WDS 08508+3504 = HIP 43426

Это физически тройная звезда. Внутренняя пара АВ была открыта В. Струве в 1821 г., имеется 14 фотографических наблюдений 1962—1996 гг., 43 ПЗС-наблюдения 2004—2014 гг., выполненных на пулковском 26-дюймовом рефракторе, и 144 наблюдения в каталоге WDS (Мейсон и др., версия 2016 г.). Компонент С в Пулково не наблюдался в связи с его низкой светимостью, в каталоге WDS

Таблица 3. Элементы орбит

WDS		β , °	a, "	<i>a</i> , a.e.	P, год	e	$i,^{\circ}$	ω, °	Ω, °	T_0 , год	$\sigma_{ ho},$ мсд $\sigma_{ au},$ мсд	$\sum_{\substack{M, M_{\odot}\\S, "}} M_{\odot}$
08508	AB	+21	2.0	111	804	0.89	87.7	196.3	277.8	2337	82.2	2.2
+3504		± 2	.2	11	178	.07	0.6	14.5	.9	106	40.0	.03
	AB-C				Δ	$V_r =$	0.78 км	ı/c			-	
		-63	1445	79578	1.3×10^7	.96	105	17	341	-1.3×10^7	—	2.83
		-18	48.1	2651	8.1×10^4	.08	114	148	4	-4.2×10^4	_	—
		0	43.9	2421	7.0×10^4	.29	116	230	12	-1.8×10^4	—	—
	AB-C				4	$\Delta V_r =$	0.0 км,	/c				
		-83	1825	100508	1.9×10^7	.78	96	265	313	-3.2×10^4	_	2.83
		-78	248.5	13686	9.5×10^5	.12	100	201	313	-1.6×10^5	_	_
		-45	41.3	2276	6.4×10^4	.74	130	120	313	-2.3×10^4	—	_
09572		+8	3.53	253	2848	0.46	45	21	78	1163	95.3	2.0
+4554		± 9	.52	37	640	.16	9	24	8	180	48.9	.22
12281		+25	6.6	299	3477	0.76	134	204	184	3193	174.7	2.2
+4448		± 5	.4	20	344	.08	10	10	10	185	88.2	.02
		-25	6.6	299	3477	0.87	154	63	51	3017	159.5	2.2
		± 5	.4	20	344	.02	10	34	39	92	90.4	.01
13540		0	3.6	265	2449	0.93	30	5	148	1311	93.9	3.1
+3249		± 6	.1	8	117	.05	28	26	24	72	74.5	.18
		0	3.8	274	3026	0.91	30	7	148	1000	95.8	2.25
		± 6	.2	12	189	.07	28	18	23	101	75.0	.38
14051	1	0	16.5	3142	133535	0.83	102	276	84.6	-298	_	1.74
+4913	2	0	3.5	676	13316	0.96	154	192	84.6	-76	—	_
14421		-5	2.6	109	736	0.59	125.6	9.7	138.1	2406	68.6	2.4
+6116		± 5	.3	14	143	.17	9.4	12.0	4.9	56	67.0	.08
Изм-1		—	4.6	190	1419	0.71	116	82	162	1731	68.8	3.4
			± 1.7	70	618	0.22	9	17	22	41	55.4	—
Изм-2		—	7.5	309	1555	0.67	99	250	128	2134	78.6	12
			± 3.7	152	598	0.28	6	21	6	58	56.1	—

имеется первое наблюдение внешней пары 1941 г., затем несколько наблюдений 1999—2005 гг. с большим разбросом; в данной работе они не используются.

Даже движение внутренней пары AB чрезвычайно медленное (табл. 2). Разброс наблюдений из WDS настолько велик, что для выбора окончательного решения мы предварительно получили контрольный ряд удаленных наблюдений, состоящий из ПВД (ρ и θ), вычисленных на интервалах 40 лет до 1960 г., к ним были добавлены первые три наблюдения из WDS и ПВД, полученные по однородным рядам пулковских наблюдений на моменты 1990.0 (фото) и 2006 (ПЗС).

На рис. 1 показано сравнение орбиты с наблюдениями. Заметно небольшое расхождение в движении по позиционному углу между нашими ПЗСнаблюдениями и Gaia DR2, но нет расхождений с нашими фотографическими наблюдениями и с наблюдением из каталога Ніррагсоs. Поэтому мы получили орбиту на основе ПВД Gaia DR2. На фоне огромного разброса общемировых наблюдений наш однородный ряд наблюдений хорошо согласуется с эфемеридами. Среднеквадратические

КИЯЕВА, РОМАНЕНКО

WDS	t	ρ	heta	μ	ψ	ΔV_r	p_t	$M_{ m dyn}$	$M_{T\mathrm{eff}}$
	Δt , год	"	0	мсд/год	0	км/с	мсд	M_{\odot}	M_{\odot}
03061+5303	2015.5	4.01566	84.18008	9.75	8.4	94	13.516	2.1	1.7
		$\pm .00003$.00053	.12	.6	.90	.027	.3	
06482 + 5542*	2015.5	4.51625	76.42410	5.61	277.3	-11.42	23.308	14.4	2.6
P=4.2дня		.00003	.00051	.08	.7	3.48	.030	8.7	
	1982.0	4.7223	77.2976	5.13	276.0				
	42	.0067	.0289	.56	2.9				
07049+7240	2015.5	3.62581	194.51700	4.22	247.0	2.75	10.194	2.3	1.8
		.00060	.00574	.27	2.6	1.04	.369	1.2	
09381+6249	2015.5	9.04614	268.78240	6.07	226.4	67	10.059	4.4	1.7
		.00007	.00106	.25	2.4	.64	.100	.6	
	1979.0	8.9285	268.8742	3.78	253.9				
	35	.0035	.0245	.45	6.4				
11520+7856	2015.5	10.46259	90.21000	4.69	338.3	.82	7.518	7.4	2.0
		.00002	.00019	.07	1.0	.64	.018	.8	
11536+4255	2015.5	8.32248	318.08380	2.81	125.3	-3.32	7.698	8.5	2.2
		.00005	.00037	.10	2.1	.85	.038	3.4	
12147+5853	2015.5	3.01079	188.78550	4.20	202.1	2.04	4.457	9.2	1.7
		.00002	.00043	.05	.8	1.02	.019	1.6	
	1985.0	2.861	188.312	2.94	293.43				
	30	.017	.113	1.11	58.17				
12308+3640	2015.5	5.18992	172.44510	2.75	47.6	3.84	6.594	8.3	1.8
		.00014	.00288	.38	7.6	1.71	.141	5.8	
13007+7343	2015.5	4.61369	90.70668	4.36	257.9	17.41	7.274	111.2	1.9
		.00007	.00126	.26	2.8	7.57	.066	94.2	
	1983.0	4.7863	90.4728	2.38	251.1				
	42	.0099	.0396	.78	9.1				
15269+4610	2015.5	2.90784	335.65260	1.46	115.0	3.91	6.390	4.2	1.8
		.00003	.00062	.07	2.9	1.84	.019	3.7	
16229+3815	2015.5	5.25930	48.78046	5.90	129.5	-7.50	3.674	92.2	1.7
		.00004	.00043	.08	.8	.87	.024	10.7	

Таблица 4. Список звезд, у которых минимальная динамическая масса $M_{\rm dyn}$ превосходит ожидаемую сумму масс компонентов $M_{T\rm eff}$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 8 2020

Таблица 4. Окончание

WDS	$t \Delta t$, год	ρ ''	$\stackrel{ heta}{\circ}$	<i>μ</i> мсд/год	$\stackrel{\psi}{\circ}$	ΔV_r км/с	p_t мсд	$M_{ m dyn} \ M_{\odot}$	$M_{T\mathrm{eff}} M_{\odot}$
16242+3702*	2015.5	8.23187	340.54410	3.09	206.5	-5.79	10.761	15.2	2.4
P = 21 день		.00005	.00023	.09	1.5	4.14	.023	20.6	
	1980.0	8.2970	341.1837	3.57	224.3				
_	44	.0019	.0168	.18	2.6				
17419+7209*	2015.5	30.08193	16.50098	45.32	262.7	-7.38	44.020	30.2	2.6
$P=18$ лет **		.00041	.00047	.80	1.0	1.02	.225	5.8	
	1993.0	30.0796	15.5232	11.27	129.2				
_	26	.0029	.0156	1.07	3.0				
19384+5211	2015.5	8.27004	185.32520	1.08	87.7	-4.18	5.992	14.2	2.4
_		.00004	.00022	.09	4.3	.62	.023	4.0	
21221+1948*	2015.5	36.24198	311.48250	19.64	330.5	-1.93	19.984	26.0	1.6
P=3года		.00022	.00035	.55	1.5	3.24	.148	12.9	
21312+8652	2015.5	14.44307	157.48980	9.48	331.6	-4.79	14.006	19.3	1.7
		.00005	.00009	.09	.6	.58	.028	3.2	
22583+5831	2015.5	3.14009	279.29700	.07	213.0	3.07	2.335	7.2	2.9
		.00003	.00065	.07	57.7	6.05	.021	28.2	

* Звезды, входящие в каталог MSC, *P* — период внутренней орбиты.

** Ранее был заподозрен спутник с периодом $P \approx 40$ лет (Киселев и др., 2009).

невязки пулковских фотографических и ПЗС наблюдений с учетом веса, согласно известной ошибке каждого наблюдения, равны 11.6 мсд в радиальном направлении и 5.6 мсд в тангенциальном направлении, равновесные невязки всех наблюдений 1821–2014 гг. представлены в табл. 3.

Рассмотрим внешнюю пару. По данным Gaia DR2 вычислены параметры видимого движения компонента C относительно центра масс внутренней подсистемы ($M_A = M_B$). Получено семейство эллиптических орбит при $-64^\circ \le \beta \le +64^\circ$. Используя естественные ограничения на значения большой полуоси и эксцентриситета внешней орбиты, мы определили области устойчивости тройной системы, как это сделано в работе (Матвиенко и др., 2015).

Так как апоцентрическое расстояние не должно превосходить приливный радиус $R_{\rm tid}$ системы в поле Галактики, получаем

$$\lambda_1 = a_{\text{out}}(1 + e_{\text{out}}) < R_{\text{tid}} \approx$$

$$\approx R_{\circ} (M_{A+B}/3.5M_G)^{1/3}.$$
(3)

Здесь R_{\circ} — расстояние от звезды до центра Галактики, M_{A+B} — масса внутренней пары, M_G — масса Галактики в пределах радиуса R_{\circ} . Так как все исследуемые звезды сравнительно близкие к Солнцу, $R_{\circ} \approx 8$ кпк, $M_G \approx 2 \times 10^{11} M_{\odot}$, $\lambda_1 < R_{\rm tid} \approx 2.44 \times 10^5$ a.e.

Условие устойчивости тройной системы накладывает ограничение на отношение больших полуосей внешней и внутренней двойных. Мы использовали критерий из книги Аарсета (2003) как один из наиболее надежных (см. Жучков и др., 2010). Тогда

$$\lambda_2 = a_{\text{out}} (1 - e_{\text{out}})^{1.2} (1 + e_{\text{out}})^{-0.4} > (4)$$

> 2.8 $a_{\text{in}} (M_{A+B+C}/M_{A+B})^{0.4}$.

В нашем случае $\lambda_2 > 343.7$ а.е.

Учитывая большую ошибку лучевой скорости, мы вычислили также семейство орбит при минимальном значении $|\Delta V_r| = 0$ км/с ($-84^\circ \le \beta \le + +84^\circ$).

Область устойчивых решений представлена на рис. 2. Сравнивая параллаксы звезд (табл. 1), можно заметить, что компонент С ближе, чем внутренняя пара AB, следовательно, $\beta \leq 0^{\circ}$. В табл. 3 представлены орбиты, соответствующие устойчивым решениям при экстремальных условиях, обозначенных на рис. 2а.

Орбиты не компланарны, углы между векторами угловых моментов орбит в зависимости от β пред-

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 8 2020



Рис. 1. WDS 08508+3504 AB. Сравнение орбит с наблюдениями: (a) — $\rho(t)$, (b) — $\theta(t)$, (b) — ϕ рагмент орбиты в картинной плоскости. Обозначения: ПЗС-наблюдения — черные кружки, фотографические наблюдения — открытые кружки, наблюдения из WDS — крестики, наблюдения Gaia и Hipparcos — открытые звездочки, вспомогательный ряд из WDS — черные треугольники, отдельно выделены наблюдения Струве (открытые треугольники). Сплошная линия — вычисленная орбита, пунктирная линия — движение Gaia DR2 на момент 2015.5 (на графике $\theta(t)$ она сливается с эфемеридой орбиты).

ставлены на рис. 3. Орбитальный период внешней пары более 64 000 лет.

По данным Gaia DR2 ($\Delta V_r = 0.78 \text{ км/c}$), практически для всех орбит семейства система устойчива, для $\Delta V_r = 0.0 \text{ км/c}$ распад может произойти при $|\beta| \le 43^\circ$, но из-за того, что лучевая скорость определена неуверенно, не исключена возможность гиперболической орбиты, если $\Delta V_r > 1.28 \text{ км/c}$, что согласуется с наблюдением в пределах ошибки ($\Delta V_r = 0.78 \pm 0.82 \text{ км/c}$).

ADS 7588 = WDS 09572+4554 = HIP 48804

Звезда была открыта В. Струве в 1828 г., в каталоге WDS есть данные до 2019 г., в том числе о 12 пулковских среднегодовых положениях (14 фотопластинок с 1971 по 1980 г. и 44 ПЗС-серии за 2004—2014 гг.). После отсева 9 грубых промахов (согласно критерию 3σ) осталось 50 наблюдений. Для выбора орбиты в качестве контрольного ряда используются оставшиеся после отбраковки наблюдения до 1991 г., наблюдение Ніррагсоз и

вычисленные параметры движения по однородному пулковскому ПЗС-ряду на эпоху 2009.2, которые не противоречат относительному движению Gaia DR2.

С первоначальной суммарной массой $M = 2.0 \ M_{\odot}$ орбита, удовлетворяющая наблюдениям, соответствует минимальному S = 0.22'' и $\beta = +8 \pm \pm 9^{\circ}$. С увеличением массы значение S уменьшается несущественно. На рис. 4 показаны сравнение наблюдений с эфемеридами и зависимость искомой величины S от β для двух вариантов массы. В табл. 3 — выбранное решение для массы $M = 2.0 \ M_{\odot}$.

ADS 8561 = WDS 12281+4448 = HIP 60831/32

Эта относительно близкая, но широкая пара была открыта В. Струве в 1832 г., в каталоге WDS в наличии 99 наблюдений до 2012 г., в том числе пулковский ряд наблюдений с 1971 по 2007 г. (25 фотопластинок) и 8 ПЗС-серий за 2003 г. Общемировые наблюдения имеют довольно ощутимый разброс, составляющий в среднем 0.5" по ρ и 3° по θ . После отсева грубых промахов



Рис. 2. Границы области устойчивости тройной системы WDS 08508+3504 AB-C: (а) — зависимость большой полуоси от эксцентриситета. Верхняя линия обозначает границу, согласно уравнению (3), нижняя — согласно уравнению (4). Орбиты, соответствующие $\Delta V_r = 0.78 \text{ км/с}$ — кружки, $\Delta V_r = 0.0 \text{ км/c}$ — крестики; (6) — параметры устойчивости λ_1 (верхние кривые) и λ_2 (нижние кривые) в зависимости от угла β . Условию $\Delta V_r = 0.78 \text{ км/c}$ — полошные линии, $\Delta V_r = 0.0 \text{ км/c}$ — полошные линии, $\Delta V_r = 0.0 \text{ км/c}$ — полошные линии соответствуют граничным значениям λ .

осталось 86 наблюдений, которые представлены на рис. 5. Для выбора окончательного решения мы предварительно получили ряд контрольных наблюдений, наиболее равномерно распределенных по всей наблюденной дуге, близкие к середине полосы наблюдений, начиная с первого наблюдения В. Струве, и добавили ПВД, полученные по однородному фотографическому ряду пулковских наблюдений на момент 1989.3.

Наилучшая орбита с массой $M = 2.2 \ M_{\odot}$ соответствует $\beta = +25^{\circ}$ и $\beta = -25^{\circ}$. Дуга наблюдений

мала (3.6°), поэтому мы получили два решения, которые соответствуют симметричному положению компонента В относительно картинной плоскости. Эта неопределенность заложена в идеологии метода ПВД. Зависимость $S(\beta)$ представлена на рис. 5г. Анализируя данные Gaia DR2 о параллаксах компонентов, можно предположить, что $\beta \approx 0^\circ$. Однако это решение хуже согласуется с удаленными наблюдениями, и мы оставляем два решения (табл. 3, рис. 5).

КИЯЕВА, РОМАНЕНКО



Рис. 3. WDS 08508+3504. Углы между векторами орбитальных моментов внутренней и внешней пары в зависимости от угла β . Условию $\Delta V_r = 0.78$ км/с соответствует сплошная линия, $\Delta V_r = 0.0$ км/с — пунктир.



Рис. 4. WDS 09572+4554. Сравнение орбит с наблюдениями: (а) — $\rho(t)$, (б) — $\theta(t)$, (в) — орбита в картинной плоскости с массой 2.0 M_{\odot} , обозначения: открытый треугольник — наблюдение В. Струве, черная звездочка — компонент А, черные треугольники — контрольный ряд наблюдений из WDS, остальные обозначения см. на рис. 1, (г) — зависимость $S(\beta)$ для массы 2.0 M_{\odot} (сплошная линия) и массы 2.5 M_{\odot} (пунктир).

$$ADS \ 9048 = WDS \ 13540 + 3249 = HIP \ 67871$$

Первое наблюдение 1823 г. ненадежно, с 1831 г. (В. Струве) в каталоге WDS 65 наблюдений. Пулковский ряд с 1962 по 2005 г. (34 фотопластинки и 4 ПЗС-наблюдения 2003 г.) не противоречит относительному движению Gaia DR2, но заметна систематическая разность между Gaia DR2 и фотографическими наблюдениями: $\Delta \rho = +0.028''$.



Рис. 5. WDS 12281+4448. Сравнение орбит с наблюдениями: (a) — $\rho(t)$, (b) — $\theta(t)$, (b) — орбита в картинной плоскости для $\beta = +25^{\circ}$ (сплошная линия), $\beta = -25^{\circ}$ (пунктир) и $\beta = 0^{\circ}$ (тонкая сплошная линия), (г) — зависимость $S(\beta)$. Обозначения см. на рис. 1 и на рис. 4.



Рис. 6. WDS 13540+3249. Поиск решения: (a) — зависимость $S(\beta)$ при фиксированной массе $M = 2.25 M_{\odot}$ (сплошная линия) и $M = 3.1 M_{\odot}$ (пунктир), (б) — зависимость $S(\sum M)$ при фиксированном $\beta = 0^{\circ}$.

Для выбора орбиты используются наблюдения до 1960 г., наблюдение Hipparcos и вычисленные параметры движения по однородному пулковскому ряду на эпоху 1990.0 после учета поправки.

С ожидаемой суммарной массой $\sum M = 2.25 \ M_{\odot}$ лучшее решение соответствует $\beta = +4 \pm 6^{\circ} (S = 0.38'')$. Если учесть, что в пределах ошибок параллаксы компонентов равны, можно принять на момент 2015.5 $\beta = 0 \pm 6^{\circ}$ и уточнять один параметр — сумму масс компонентов. Лучшее

согласованное решение получается при $\sum M = 3.1 \pm 0.3 \ M_{\odot}$ (S = 0.18''). Это существенно больше ожидаемого значения $\sum M = 2.25 \ M_{\odot}$. Соответствующие зависимости представлены на рис. 6.

На рис. 7 — сравнение наблюдений с эфемеридами. Так как общая дуга мала, а разброс наблюдений большой, преимущество орбиты с большей массой определяется только первыми наблюдениями. Поэтому мы приводим оба решения.



Рис. 7. WDS 13540+3249. Сравнение орбит с наблюдениями: (a) — $\rho(t)$, (b) — $\theta(t)$, (b) — орбита в картинной плоскости. Обозначения те же, что на рис. 1. Компонент А — черная звездочка, сплошная линия — орбита с массой 3.1 M_{\odot} , пунктирная линия — орбита с массой 2.25 M_{\odot} .

Обе орбиты имеют большой эксцентриситет. Так как относительная ошибка ΔV_r почти 100%, все угловые элементы получаются с большой ошибкой, но их значения для обеих орбит совпадают.

Если считать относительную лучевую скорость неизвестной, то лучшее решение соответствует $\Delta V_r = -1.9$ км/с ($M = 3.2 \ M_{\odot}, S = 0.08''$), что маловероятно, так как наблюдаемая величина $\Delta V_r = -0.31 \pm .29$ км/с (табл. 2).

WDS 14051+4913

Это самая далекая звезда из всех исследованных нами. Всего в WDS 30 наблюдений, включая пулковские, причем первые 3 наблюдения 1902— 1904 гг. сильно отличаются от последующих, начинающихся в 1969 г. Ряд наблюдений на 26-дюймовом рефракторе состоит из 22 фотопластинок 1969—1976 гг., из которых получено 7 среднегодовых положений. Такой короткий ряд наблюдений связан с тем, что относительное движение звезды очень мало, а параллакс (5.2 мсд) был определен только благодаря Gaia DR2.

Данная звезда интересна тем, что ее очень мало наблюдали, но относительное движение, полученное по Gaia DR2, хорошо согласуется с наблюдениями на Пулковском 26-дюймовом рефракторе (рис. 8). Поэтому мы сочли возможным получить семейство орбит по данным Gaia ($\Delta V_r = 1.35 \pm \pm 1.21$ км/с). В табл. 3 орбита 1 соответствует $\Delta V_r = 1.35$ км/с, $\beta = 0^\circ$, $M_{A+B} = 1.74 M_{\odot}$.

При $\Delta V_r \ge 1.52$ км/с орбита гиперболическая.

Мы также вычислили семейство орбит при минимальном значении $\Delta V_r = 0.14$ км/с. (решение 2 в табл. 3).

Оба семейства представлены на рис. 9. Минимальный период равен 1.3×10^4 лет. Характерно



Рис. 8. WDS 14051+4913. Ряд наблюдений: (а) — $\rho(t)$, (б) — $\theta(t)$. Обозначения те же, что на рис. 1. Черные кружки — положение на момент 1972.0, полученное по пулковским наблюдениям. Пунктирная линия — движение, согласно Gaia DR2.



Рис. 9. Характеристика орбит WDS 14051+4913. Зависимость большой полуоси от эксцентриситета. Линия обозначает границу, согласно уравнению (3). Кружки — семейство, соответствующее $\Delta V_r = 1.35$ км/с, крестики — семейство, соответствующее $\Delta V_r = 0.14$ км/с.

то, что нет орбит с малым эксцентриситетом, и ни одна эллиптическая орбита не согласуется с первыми наблюдениями XX в., которые, скорее всего, ошибочные.

Как было отмечено выше (табл. 1), есть расхождение в оценках масс. Сумма масс, соответствующая спектральному классу, меньше минимальной динамической массы. Учитывая большую ошибку лучевой скорости компонента А, наиболее вероятный сценарий — присутствие дополнительного спутника. Подтверждением является сравнение ПВД (μ, ψ) Gaia с полученными по пулковскому ряду на средний момент 1972.0. Наш ряд слишком короткий для получения надежных параметров, но расхождение очевидно: $\mu_P = 10 \pm 3 \text{ мсд/год} (\mu_G =$

= $1.21 \pm 0.05 \text{ мсд/год}$), $\psi_P = 43 \pm 18^\circ$ ($\psi_G = 69 \pm \pm 2^\circ$). Тогда орбиту внешней пары можно определять только с учетом внутренней орбиты. Полученные методом ПВД орбиты можно считать только предварительными.

ADS 9357 = WDS 14421+6116 = HIP 71876

Звезда была открыта В. Струве в 1832 г., но наблюдалась немного (в WDS 45 наблюдений 1832– 2012 гг.) и, в основном, микрометрически из-за большой разности звездных величин. После отсева грубых отскоков осталось 41 наблюдение, все наблюдения 1832–1991 гг. (Ніррагсоз) учитывались при выборе лучшего решения.



Рис. 10. WDS 14421+6116. Сравнение орбит с наблюдениями: (а) — $\rho(t)$, (б) — $\theta(t)$, (в) — орбита в картинной плоскости. Обозначения те же, что на рис. 1. Компонент А — черная звездочка, толстая сплошная линия — орбита с массой 2.4 M_{\odot} , толстая пунктирная линия — орбита с массой 2.2 M_{\odot} , тонкие линии — орбиты Измайлова: пунктир — без использования весов (1), сплошная — с весами (2).

Компонент А является переменной типа δ Щита. ПЗС-наблюдения в Пулково проводились в 2004—2005 гг., затем с 2008 г. — с другой матрицей, поэтому мы не можем доверять возмущению, которое заметно в этих наблюдениях на рис. 10а. То, что по ПВД Gaia DR2 (табл. 2) удалось получить орбиту, согласованную со всеми наблюдениями, скорее всего указавает на отсутствие долгопериодического спутника.

Лучшее решение соответствует $M_{A+B} = 2.4 \ M_{\odot}, \beta = -5 \pm 5^{\circ}, S = 0.081''$. С ожидаемой массой 2.2 M_{\odot} лучшему решению соответствует S = 0.18'' (на рис. 10 эта орбита обозначена пунктиром). На графике $\rho(t)$ видно, что она хуже согласуется с наблюдениями. Превышение массы

незначительное (на уровне ошибки), но, учитывая переменность компонента А, не исключена вероятность того, что в системе может быть короткопериодический спутник, движение которого не повлияло на ПВД Gaia DR2.

Наша орбита сравнивается с орбитами, опубликованными в работе Измайлова (2019), в которой определены орбиты более 400 звезд, процесс формализован, используются уравнения Тиле—Иннеса для определения множества орбит каждой звезды, а окончательное средневзвешенное решение зависит от весов, назначенных наблюдениям. Мы приводим две опубликованные орбиты: 1 — все наблюдения равновесные, 2 — с весами.

Как и следовало ожидать, орбита 1 Измайлова
несколько лучше, чем наша, согласуется со всеми наблюдениями, но расходится с другими данными: эфемерида ΔV_r на момент 2015.5 равна – -2.76 км/с, что заметно отличается от наблюдения Gaia DR2 ($\Delta V_r = -1.83 \pm 0.52$ км/с); если принять параллакс Gaia, то сумма масс компонентов равна 3.4 M_{\odot} . Введение весов (орбита 2) не улучшили результат: на момент 2015.5 $\Delta V_r = -8.1$ км/с, сумма масс компонентов равна 12 M_{\odot} .

Расхождение в эфемеридах орбит проявится в ближайшие 20 лет, но то, что наша орбита хорошо согласуется с удаленными наблюдениями, вселяет уверенность, что ее эфемериды можно будет использовать в течение длительного времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель данной работы — показать ценность прямых динамических методов определения орбит медленно движущихся двойных звезд с периодом обращения несколько сотен и тысяч лет, каким является метод ПВД в эпоху Gaia DR2. Исследовано 6 звезд, для пяти из них орбиты получены впервые, для звезды ADS 9357 орбита уже была получена Измайловым (2019). На ее примере мы сравниваем наш штучный подход к каждой звезде с формальным современным подходом к данной задаче, реализованным в работе Измайлова. Не умаляя очевидных достоинств данной работы, позволяющей на большом материале статистически исследовать распределение эксцентриситетов и периодов орбит, мы доказываем то, что наша орбита более надежна, так как не противоречит наблюдениям лучевой скорости и оценке масс компонентов, и ее эфемериды удовлетворяют 200-летнему ряду наблюдений в прошлом, которые служат только для контроля. Не надо отказываться от возможности определять орбиты индивидуальных звезд там, где это возможно.

Для определения орбит с периодом сотни и тысячи лет необходимо использовать все, что известно об объекте. Применяя метод Тиле—Иннеса к коротким дугам, можно получить формальные решения для всех звезд, решая плохо обусловленные системы, но при этом не учитываются те дополнительные возможности, которые дают современные высокоточные космические наблюдения. Не учитывается скорость в картинной плоскости и по лучу зрения.

Не случайно двойная звезда ADS 7034 AB, орбита которой определена в данной работе, не исследуется в работе (Измайлов, 2019). Звезда с большим эксцентриситетом в течение 200 лет наблюдается вблизи апоастра, большой разброс разнородных наблюдений определяется систематическими ошибками телескопов. Только движение, полученное по однородным высокоточным наблюдениям Gaia DR2, позволило определить ее орбиту, и эта орбита хорошо согласована с однородным пулковским рядом. Получив по наблюдению Gaia DR2 семейство орбит внешней пары ADS 7034 AB-С, мы определили область устойчивости тройной системы.

Возможно, в скором будущем будет разработан новый формальный метод, использующий данные о пространственном ускорении движения звезд, но в настоящее время метод ПВД позволяет определить орбиты в тех случаях, где невозможно использовать формальные методы, и весь накопленный опыт использования данного метода позволит увеличить число надежных долгопериодических орбит, эфемериды которых можно будет использовать в течение следующего столетия.

Следует также отметить, что использование динамических методов имеет ограничение. Присутствие в системе дополнительного спутника может исказить параметры видимого движения. Поэтому необходимо сравнивать ПВД, полученные по высокоточным наблюдениям Gaia DR2, с теми, которые характеризуют весь ряд наблюдений. Такое сравнение поможет выделить звезды со спутниками.

Авторы благодарят А.А. Токовинина за полезные критические замечания.

Авторы признательны создателям каталогов WDS и Gaia, результаты которых используются в данной работе, и лично Б. Мэйсону за предоставление данных WDS по нашему запросу.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 20-02-00563А).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Агекян Т.А., Звезды, галактики, Метагалактика (М.: Наука, 1981).
- 2. Аллен (Allen), *Allen's Astrophysical Quantities*. *4th ed*. (Ed. A.N. Coh, Springer, 1999).
- 3. Aapcer (S.J. Aarseth), *Gravitational N-body Simulations. Tools and Algorithms* (Cambridge Univ. Press, 2003).
- 4. Браун и др. (A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. **616**, A1 (2018).
- Жучков Р.Я., Кияева О.В., Орлов В.В., Астрон. журн. 87, 43 (2010) [R.Ya. Zhuchkov, O.V. Kiyaeva, and V.V. Orlov, Astron. Rep. 54, 38 (2010)].
- Измайлов И.С., Ховричева М.Л., Ховричев М.Ю., Кияева О.В., Хруцкая Е.В., Романенко Л.Г., Грошева Е.А., Масленников К.Л., Калиниченко О.А., Письма в астрон. журн. 36, 365 (2010) [I.S. Izmailov et al., Astron. Lett. 36, 349 (2010)].
- 7. Измайлов И.С., Рощина Е.А. (I.S. Izmailov and E.A. Roshchina), Astrophys. Bull. **71**, 225 (2016), http://izmccd.puldb.ru/vds.htm

- 8. Измайлов И.С., Письма в астрон. журн. **45**, 35 (2019) [I.S. Izmailov, Astron. Lett. **45**, 30 (2019)].
- Киселев А.А., Быков О.П., Астрон. журн. 50, 1298 (1973).
- Киселев А.А., Кияева О.В., Астрон. журн. 57, 1227 (1980) [А.А. Kiselev and O.V. Kiyaeva, Sov. Astron., 24, 708 (1980)].
- Киселев А.А., Кияева О.В., Измайлов И.С., Романенко Л.Г., Калиниченко О.А., Василькова О.О., Васильева Т.А., Шахт Н.А., Горшанов Д.Л., Рощина Е.А., Астрон. журн. 91, 130 (2014) [А.А. Kiselev et al., Astron. Rep., 58, 78 (2014)].
- Киселев А.А., Романенко Л.Г., Астрон. журн. 73, 875 (1996) [А.А. Kiselev and L.G. Romanenko, Astron. Rep., 40, 795 (1996)].
- Киселев А.А., Романенко Л.Г., Калиниченко О.А., Астрон. журн. 86, 148 (2009) [А.А. Kiselev, L.G. Romanenko, and О.А. Kalinichenko, Astron. Rep., 53, 126 (2009)].
- 14. Кияева О.В., Астрон. журн. 60, 1208 (1983).
- Кияева О.В., Киселев А.А., Поляков Е.В., Рафальский В.Б., Письма в астрон. журн. 27(6), 456 (2001)
 [O.V. Kiyaeva et al., Astron. Lett. 27, 391 (2001)].
- Кияева О.В., Романенко Л.Г., Жучков Р.Я., Письма в Астрон. журн. 43, 354 (2017) [О. V. Kiyaeva et al., Astron. Lett. 43, 316 (2017)].

- 17. Кияева О.В., Жучков Р.Я., Измайлов И.С., (O.V. Kiyaeva, R.Ya. Zhuchkov, I.S. Izmailov) Astrophys. Bull., **75** (2020), in press.
- Матвиенко А.С., Кияева О.В., Орлов В.В., Письма в Астрон. журн. 41, 47 (2015) [А.S. Matvienko et al., Astron. Lett. 41, 43 (2015)].
- 19. Мэйсон и др. (B.D. Mason, G.L. Wycoff, W.I. Hartkopf, et al.), *The Washington Visual Double Star Catalog, version 2016*, http://ad.usno.navi.mil/wds/
- 20. Романенко, Калиниченко (L.G. Romanenko and O.A. Kalinichenko) Astron. Astrophys. Trans. **31**, 7 (2019).
- Токовинин (A.A. Tokovinin), Astron. Astrophys. Supl. Ser. 235, 6 (2018), http://www.ctio.noao.edu/ atokovin/stars/stars.php
- 22. Харткопф и др. (W.I. Hartkopf, H.A. McAlister, and O.G. Franz), Astron. J. **98**, 1014 (1989).
- 23. Хозер, Марси (H.M. Hauser and G.W. Marcy), Publ. Astron. Soc. Pacif. **111**, 321 (1999).
- 24. Хопман (J. Hopmann), Mitt. Univ. Sternwarte Wien **10**, 155 (1960).

ПАМЯТИ ДМИТРИЯ АЛЕКСАНДРОВИЧА ВАРШАЛОВИЧА (14.08.1934-21.04.2020)



21 апреля на 86-ом году жизни скончался выдающийся астрофизик-теоретик, академик РАН, главный научный сотрудник Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, член редколлегии журнала "Письма в Астрономический журнал" Дмитрий Александрович Варшалович.

Д.А. Варшалович родился в Ленинграде в 1934 г. После окончания школы в 1952 г. поступил на Физический факультет Ленинградского государственного университета. Защитив диплом в 1957 г. по специальности "ядерная спектроскопия", был принят на работу в Физикотехнический институт, с которым была связана вся его дальнейшая жизнь. Первые годы он работал в лаборатории ядерной изомерии, где сотрудничал с Л.И. Русиновым, Л.К. Пекером, И.В. Курчатовым. В 1961 г. был переведен в теоретический отдел, где и начал заниматься астрофизикой. В цикле работ, выполненных в 1960-х гг., Д.А. Варшалович впервые предложил механизм ориентации спинов атомов и молекул под действием анизотропных потоков излучения и частиц в разреженной космической среде. Он показал, что этот механизм

можно использовать для определения параметров межзвездной среды (химического состава, степени ионизации и возбуждения, величины и направления магнитного поля и т.д.) и что ориентация спинов может приводить к когерентному усилению проходящего сквозь среду резонансного излучения. Эти результаты были использованы Перкинсом, Голдом, Салпитером (в 1966 г.) при объяснении космических мазеров, открытых в 1965 г. В декабре 1966 г. состоялась защита кандидатской диссертации Д.А. Варшаловича, посвященной динамической ориентации атомов в космической среде. Работа оказалась столь весомой, что диссертационный совет принял решение присвоить диссертанту сразу ученую степень доктора физикоматематических наук; решение было утверждено ВАК в мае 1968 г.

В 1970–1980 гг. Д.А. Варшалович организовал широкие теоретические исследования космических мазеров с участием многих ученых. Большой цикл работ был выполнен с В.В. Бурдюжой, а позже с В. Кеглем и С. Чандрой. Были проанализированы условия возникновения космических мазеров и механизмы их накачки; предсказаны новые мазерные линии и предложены методы интерпретации наблюдений этих объектов.

Огромное значение имел масштабный цикл работ Д.А. Варшаловича по физике квазаров и космологии, начатый в конце 1970-х годов. В него вошли теоретические работы (совместно с В.К. Херсонским) по развитию методов диагностики неравновесного догалактического газа в эпоху после рекомбинации водорода. В это же время Д.А. Варшалович инициировал прецизионные исследования далеких (существовавших более 10 миллиардов лет назад) облаков межзвездного и межгалактического газа, просвечиваемых излучением более удаленных квазаров. Эти исследования, выполненные совместно с С.А. Левшаковым, привели к открытию в 1979 г. таких космологически удаленных облаков, содержащих молекулы водорода Н₂. Это указывало на возможность существования галактик на красных смещениях z > 2, обнаруженных наблюдателями только в конце 90-х. Дальнейшее развитие этих работ совместно с А.В. Иванчиком, П. Петитжаном и другими привело к открытию в 2001 г. облаков, содержащих молекулы HD.

Анализ абсорбционных спектров облаков H₂ и HD позволил получить уникальную информацию о межзвездном и межгалактическом веществе в ранней Вселенной. В частности, была сделана независимая оценка относительной концентрации первичного дейтерия и средней барионной плотности во Вселенной. В ходе этих работ были получены ограничения на возможные вариации фундаментальных физических констант в космологически удаленные эпохи, а также проведено моделирование синтеза первичных элементов в ранней Вселенной, которое позволило ограничить параметры космологических моделей (с А.В. Орловым и А.В. Иванчиком). Позднее было выполнено моделирование рекомбинации первичной водородногелиевой плазмы, оказавшееся важным при анализе наблюдений анизотропии реликтового излучения (с Е.Е. Холупенко и А.В. Иванчиком). Эти исследования активно продолжаются коллективом, созданным Д.А. Варшаловичем.

Помимо астрофизики Д.А. Варшалович известен своими трудами по квантовой механике и ядерной физике. Всемирную известность приобрела монография "Квантовая теория углового момента" (в соавторстве с А.Н. Москалевым и В.К. Херсонским), опубликованная в Издательстве "Наука" в 1975 г., английское издание монографии увидело свет в 1989 г. В 2018 и 2019 гг. был издан двухтомник "Квантовая теория углового момента и ее приложения" (с В.К. Херсонским, Е.В. Орленко и А.Н. Москалевым), в котором детально обсуждаются различные применения теории. Кроме того, в 2018 г. была издана монография "Синтез элементов во Вселенной. От Большого взрыва до наших дней" (совместно с В.П. Чечевым и А.В. Иванчиком).

Выдающиеся научные достижения Д.А. Варшаловича гармонично сочетались с большой организационной и преподавательской работой. С 1986 по 2010 гг. он заведовал сектором Теоретической астрофизики ФТИ и сумел сохранить его коллектив творческим и продуктивным даже в период кризиса 1990-х годов. С 1979 г. он — профессор базовой кафедры ФТИ "Космические исследования" при Ленинградском политехническом институте (ныне Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого), с 2003 по 2018 гг. заведовал этой кафедрой. Читал много прекрасных курсов и старался поддерживать высокий уровень образования. Благодаря Д.А. Варшаловичу в ФТИ уже многие годы организуются конференции по "Физике нейтронных звезд", получившие заслуженное признание и любовь ведущих астрофизиков страны и мира. Очень широкий диапазон знаний Дмитрия Александровича, в сочетании с его искренней доброжелательностью, делали обсуждения с ним особо полезными и интересными для коллег, часто открывали новые грани вопроса.

Признанием заслуг Д.А. Варшаловича стало избрание его в 1994 г. членом-корреспондентом, а в 2000 г. — действительным членом РАН. Он был лауреатом Государственной премии РФ в области науки и технологии (совместно с А.М. Фридманом и А.М. Черепащуком, 2008 г.), премии РАН по теоретической и математической физике им. В.А. Фока (с А.Н. Москалевым, 2001 г.), премии РАН по астрофизике им. А.А. Белопольского (с С.А. Левшаковым, 1990 г.), премии А.Ф. Иоффе 2000 г. Правительства Санкт-Петербурга и Санкт-Петербургского научного центра РАН, двух главных премий МАИК "Наука" (с А.Ю. Потехиным, В.Е. Панчуком и А.В. Иванчиком, 1997 г.; с Р.А. Сюняевым и др., 2007 г.). Награжден медалью "За заслуги перед Отечеством" II степени (1999 г.) и орденом Дружбы (2010 г.).

Дмитрий Александрович был скромным, веселым и очень доброжелательным человеком. Полным оригинальных идей и любви к науке, искреннего интереса к окружающему миру и к жизни даже в периоды тяжелой болезни. За эти качества он снискал искреннюю любовь и уважение очень многих. Таким он и останется в памяти друзей и коллег.