

СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 7, 2021

Наблюдение скопления галактик очень большой массы на $z = 0.76$ в обзоре всего неба
СРГ/еРОЗИТА

*Р. А. Буренин, И. Ф. Бикмаев, М. Р. Гильфанов, А. А. Гроховская, С. Н. Додонов,
М. В. Ёселевич, И. А. Зазнобин, Э. Н. Иртуганов, Н. С. Лыскова, П. С. Медведев,
А. В. Мещеряков, А. В. Моисеев, С. Ю. Сазонов, А. А. Старобинский, Р. А. Сюняев,
Р. И. Уклеин, И. И. Хабибуллин, И. М. Хамитов, Е. М. Чуразов*

461

Исследование влияния эволюционирующего потенциала галактики на орбитальные
свойства 152 шаровых скоплений с данными из каталога Gaia EDR3

А. Т. Байкова, А. А. Смирнов, В. В. Бобылев

472

MLS120126:042313+212951 — новая затменная катаклизмическая переменная в пробеле
периодов

А. И. Колбин, Н. В. Борисов, А. С. Москвитин, В. Н. Аитов, С. С. Котов

493

Многоцветная фотометрия и особенности спектра кандидата в post-AGB объекты AU
Лисички (IRAS 20160+2734)

*Н. П. Иконникова, В. И. Шенаврин, Г. В. Комиссарова, М. А. Бурлак,
И. А. Шапошников, А. А. Белинский, В. Ф. Есипов, А. М. Татарников,
А. В. Додин, С. Г. Желтоухов*

505

Параметрическая тепловая модель эволюции Земли

М. Ю. Решетняк

525

НАБЛЮДЕНИЕ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ОЧЕНЬ БОЛЬШОЙ МАССЫ НА $z = 0.76$ В ОБЗОРЕ ВСЕГО НЕБА СРГ/еРОЗИТА

© 2021 г. Р. А. Буренин^{1*}, И. Ф. Бикмаев^{2,3}, М. Р. Гильфанов^{1,4},
А. А. Гроховская⁵, С. Н. Додонов⁵, М. В. Еселевич⁶, И. А. Зазнобин¹,
Э. Н. Иртуганов^{2,3}, Н. С. Лыскова¹, П. С. Медведев¹, А. В. Мещеряков¹,
А. В. Мойсеев^{1,5}, С. Ю. Сазонов¹, А. А. Старобинский⁷, Р. А. Сюняев^{1,4},
Р. И. Уклеин⁵, И. И. Хабибуллин^{1,4}, И. М. Хамитов^{2,8}, Е. М. Чуразов^{1,4}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Казанский федеральный университет, Казань, Россия

³Академия наук Татарстана, Казань, Россия

⁴Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

⁵Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

⁶Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

⁷Институт теоретической физики им. Ландау РАН, Черногоровка, Россия

⁸Государственная обсерватория ТУБИТАК, Анталья, Турция

Поступила в редакцию 04.06.2021 г.

После доработки 29.06.2021 г.; принята к публикации 29.06.2021 г.

Обсуждаются результаты многоволновых наблюдений очень массивного скопления галактик SRGe CL2305.2–2248, которое было обнаружено в рентгеновских лучах в ходе первого обзора всего неба телескопа еРОЗИТА на борту космической обсерватории СРГ. Ранее это скопление галактик было обнаружено также в мм-диапазоне в обзорах Южнополярного телескопа (SPT-CL J2305–2248) и Атакамского космологического телескопа (ACT-CL J2305.1–2248) по наблюдению эффекта Сюняева–Зельдовича. По результатам наблюдений на 6-м телескопе БТА было получено спектрально-скопическое измерение красного смещения скопления, $z = 0.7573$, в хорошем согласии с фотометрическими оценками, включая очень точную оценку, полученную на основе методов машинного обучения. Кроме того, на Российско-Турецком 1.5-м телескопе выполнены глубокие фотометрические измерения галактик, которые позволили исследовать красную последовательность галактик скопления и их распределение в картинной плоскости. Совместное использование данных в рентгеновском и микроволновом диапазонах показывает, что это скопление может быть классифицировано как далекий и массивный объект только на основе этих данных. Оценка массы скопления по данным еРОЗИТА составляет $M_{500} = (9.0 \pm 2.6) \times 10^{14} M_{\odot}$. Показано, что это скопление входит в число нескольких десятков наиболее массивных скоплений в наблюдаемой Вселенной и в число всего нескольких наиболее массивных скоплений галактик на $z > 0.6$.

Ключевые слова: скопления галактик, обзоры неба.

DOI: 10.31857/S0320010821070044

1. ВВЕДЕНИЕ

Предполагается, что в рентгеновском обзоре всего неба телескопа еРОЗИТА на борту обсерватории Спектр Рентген Гамма (СРГ) будут обнаружены порядка 100 тысяч скоплений галактик, включая все скопления с массами выше $M_{500} \approx 3 \times 10^{14} M_{\odot}$ в наблюдаемой части Вселенной

(Сюняев и др., 2021; Предель и др., 2021). Ясно, что эта выборка будет представлять огромный интерес для различных космологических исследований. Так, например, эти данные позволят получить новые ограничения на параметры космологической модели и зависимость $\sigma_8(z)$ по измерениям функции масс скоплений галактик (см., например, Вихлинин и др., 2009b; Сообщество Планка, 2014, 2016b), что, в свою очередь, дает независимый метод определения зависимости параметра Хаб-

*Электронный адрес: rodion@hea.iki.rssi.ru

бла $H(z)$ от красного смещения (см., например, Л'Уиллие и др., 2020).

Обзор всего неба был начат в декабре 2019 г., после успешного запуска космической обсерватории СРГ в июле того же года. В настоящее время телескопами обсерватории выполнены два полных обзора всего неба. Имеющиеся данные телескопа еРОЗИТА позволяют получить обзор всего неба, глубина которого почти на порядок превосходит глубину рентгеновского обзора спутника РОСАТ. Это дает возможность уже сейчас обнаружить все наиболее массивные скопления галактик в наблюдаемой Вселенной, с массами выше $M_{500} \approx 6 \times 10^{14} M_{\odot}$, расположенные на красных смещениях до $z \approx 1$.

Такие скопления наблюдаются также в обзоре всего неба обсерватории им. Планка (Сообщество Планка, 2016а, PSZ2), однако оказывается, что не все очень массивные скопления на высоких красных смещениях вошли в каталог источников сигнала Сюняева—Зельдовича этого обзора. Некоторые из этих скоплений были позже отождествлены в оптическом диапазоне среди объектов каталога PSZ2 (см., например, Буренин и др., 2018; Зазнобин и др., 2019). Кроме того, оказывается, что некоторые такие скопления галактик не вошли в каталог PSZ2.

В этой статье обсуждается наблюдение очень массивного скопления галактик SRGe CL2305.2–2248, которое было обнаружено в обзоре всего неба телескопа еРОЗИТА на борту космической обсерватории СРГ. С помощью наблюдений в оптическом диапазоне на Российско—Турецком 1.5-м телескопе (РТТ-150) и на 6-м телескопе САО РАН (БТА) были получены глубокие фотометрические данные для поля этого скопления, а также спектроскопическое измерение красного смещения скопления. Это скопление ранее наблюдалось в обзорах в мм-диапазоне Южнополярного телескопа (Блим и др., 2020) и Атакамского космологического телескопа (Хилтон и др., 2021). Оценки массы скопления, полученные разными способами, хорошо согласуются между собой. Показано, что это скопление является одним из немногих наиболее массивных скоплений в наблюдаемой Вселенной на красном смещении выше $z > 0.6$.

2. НАБЛЮДЕНИЯ В ОБЗОРЕ СРГ/еРОЗИТА

По состоянию на начало июня 2021 г. поле скопления галактик SRGe CL2305.2–2248 наблюдалось в обзоре всего неба СРГ/еРОЗИТА три раза — в июне и в декабре 2020 г., а также в мае 2021 г. Полная экспозиция, исправленная за виньетирование, составила около 250 с. Данные телескопа еРОЗИТА были обработаны с помощью

ПО eSASS¹ с использованием предполетных калибровочных данных. Рентгеновское изображение поля скопления SRGe CL2305.2–2248 в диапазоне 0.5–2 кэВ показано на рис. 2 вверху слева. Всего в течение первого года обзора СРГ/еРОЗИТА от этого источника было зарегистрировано около 140 фотонов. Поиск источников в обзоре всего неба проводился при помощи вейвлет-разложения рентгеновских изображений (Вихлинин и др., 1998) и далее расчет различных характеристик источников проводился методом максимального правдоподобия при помощи ПО *ermlDET* из пакета eSASS. В этом поле в обзоре всего неба был обнаружен неизвестный ранее протяженный рентгеновский источник с координатами центра $\alpha = 23^{\text{h}}05^{\text{m}}11^{\text{s}}.6$, $\delta = -22^{\text{d}}48^{\text{m}}54^{\text{s}}$. В предположении о том, что радиальный профиль поверхностной яркости протяженного источника описывается β -моделью: $I = I_0(1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta+0.5}$ (Кавалиере, Фуско-Фемиано, 1976), с $\beta = 2/3$, значимость протяженности источника соответствует $\delta\chi^2 = 30.66$, т.е. является высокой, радиус β -модели составляет $r_c = 20''$. Рентгеновский поток источника в диапазоне 0.5–2 кэВ, рассчитанный с помощью *ermlDET*, исправленный за межзвездное поглощение в Галактике с колонкой $N_{\text{H}} = 2.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, составляет $6.62 \pm 0.61 \times 10^{-13} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

Отметим, что центральная часть протяженного рентгеновского источника выглядит возмущенной, что может быть результатом истечения горячего газа из активного ядра одной из центральных галактик скопления. С другой стороны, это может быть также следствием крупномасштабных движений газа.

На рис. 1 показан спектр протяженного рентгеновского источника по данным обзора СРГ/еРОЗИТА. Спектр был извлечен из кружка радиусом $5'$, центрированного на скопление. Фон детектора, наведенный заряженными частицами, был удален, используя калибровочные наблюдения, в которых детектор был закрыт фильтром, непрозрачным для рентгеновских фотонов. Рентгеновский фон неба в направлении на скопление был оценен в кольце $5\text{--}50'$ вокруг скопления и вычтен. Статистическая значимость данных не позволяет поставить верхний предел на температуру газа, но исключает температуру ниже 3 кэВ, на уровне 2σ . На рис. 1 показана модель спектра излучения оптически тонкой плазмы с температурой 11 кэВ, что примерно соответствует соотношению светимость—температура для данного красного смещения (см. ниже).

¹ <https://erosita.mpe.mpg.de/edr/DataAnalysis/>

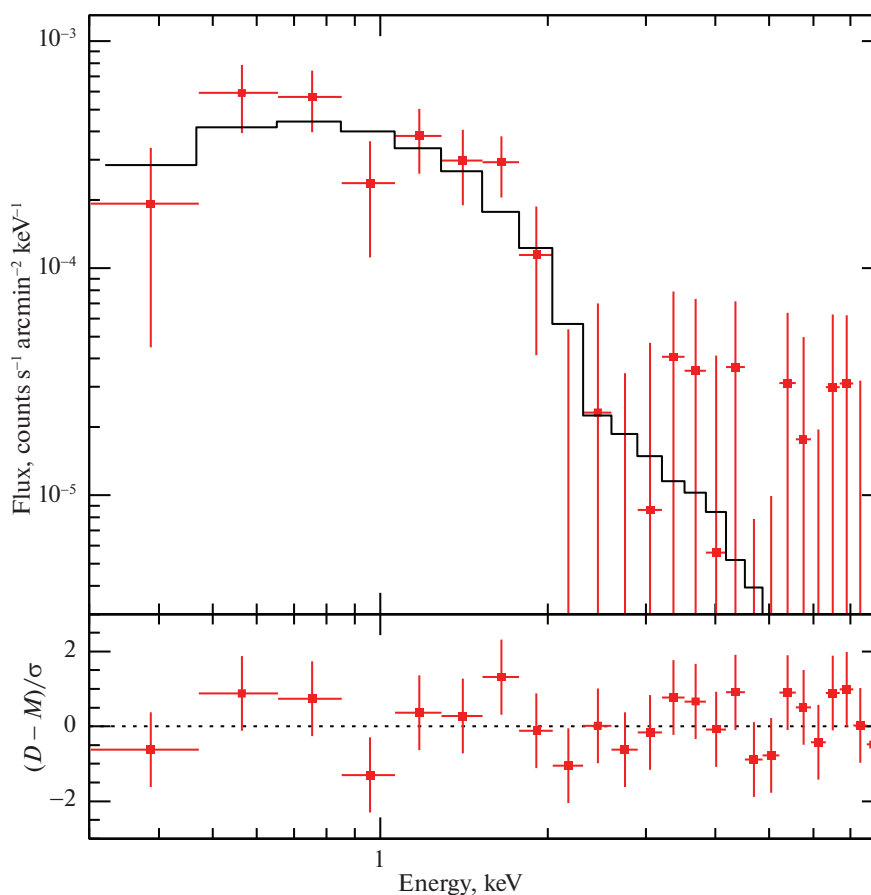


Рис. 1. Спектр протяженного рентгеновского источника SRGe CL2305.2–2248 по данным обзора СРГ/еРОЗИТА. Сплошная кривая показывает модельный спектр — излучение оптически тонкой плазмы с температурой $kT = 11$ кэВ. Статистическая значимость данных позволяет исключить температуру ниже 3 кэВ, на уровне 2σ . Поток нормирован на квадратную минуту и на один из семи модулей телескопа еРОЗИТА.

3. НАБЛЮДЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОМ И ИК ДИАПАЗОНАХ

3.1. Прямые изображения и фотометрия

С помощью автоматической процедуры отождествления скоплений галактик в оптическом и ИК-диапазонах по данным обзоров Pan-STARSS (Чамберс и др., 2016) и WISE (Райт и др., 2010), основанной на поиске красной последовательности галактик, в поле протяженного рентгеновского источника было обнаружено массивное скопление галактик. Для этого использовались сборки обзора всего неба, полученные по данным за полное время работы спутника WISE (Мейснер и др., 2017), версии NeoWISE-R6, доступные в сети². Использовалась принудительная фотометрия по этим данным обзора WISE для всех объектов из обзора Pan-STARSS, которая была получена с помощью полной модели функции рассеяния точки, которая правильно учитывает не только ее крылья на больших угловых масштабах, но и асимметрию относительно центра (Буренин и др., 2021).

² <http://unwise.me/>

Поиск красной последовательности проводился с помощью автоматической процедуры, аналогичной использованной в работе Буренина (2017). Фотометрическая оценка красного смещения по цветам красной последовательности составила $z_{\text{фот.}} = 0.70 \pm 0.04$.

Глубокие прямые изображения поля скопления SRGe CL2305.2–2248 были получены на Российско-Турецком 1.5-м телескопе (РТТ-150) в квоте времени КФУ в период с 23 по 26 августа 2020 г. в фильтрах g , r , i , z Слоановского обзора. Суммарные экспозиции составили 13 200, 13 800, 8400 и 8400 с соответственно. Качество изображений составило около $1''.5$. Полная экспозиция в каждом фильтре разбивалась на экспозиции по 600 с, между которыми ось наведения телескопа смещалась на 10 – $20''$ в произвольном направлении. Обработка прямых изображений проводилась стандартным образом, при помощи ПО IRAF, а также с помощью собственного ПО, с применением стандартного набора калибровок. Псевдоцветное изображение этого поля в фильтрах i , r , g (RGB) показано на рис. 2 вверху справа. Красные

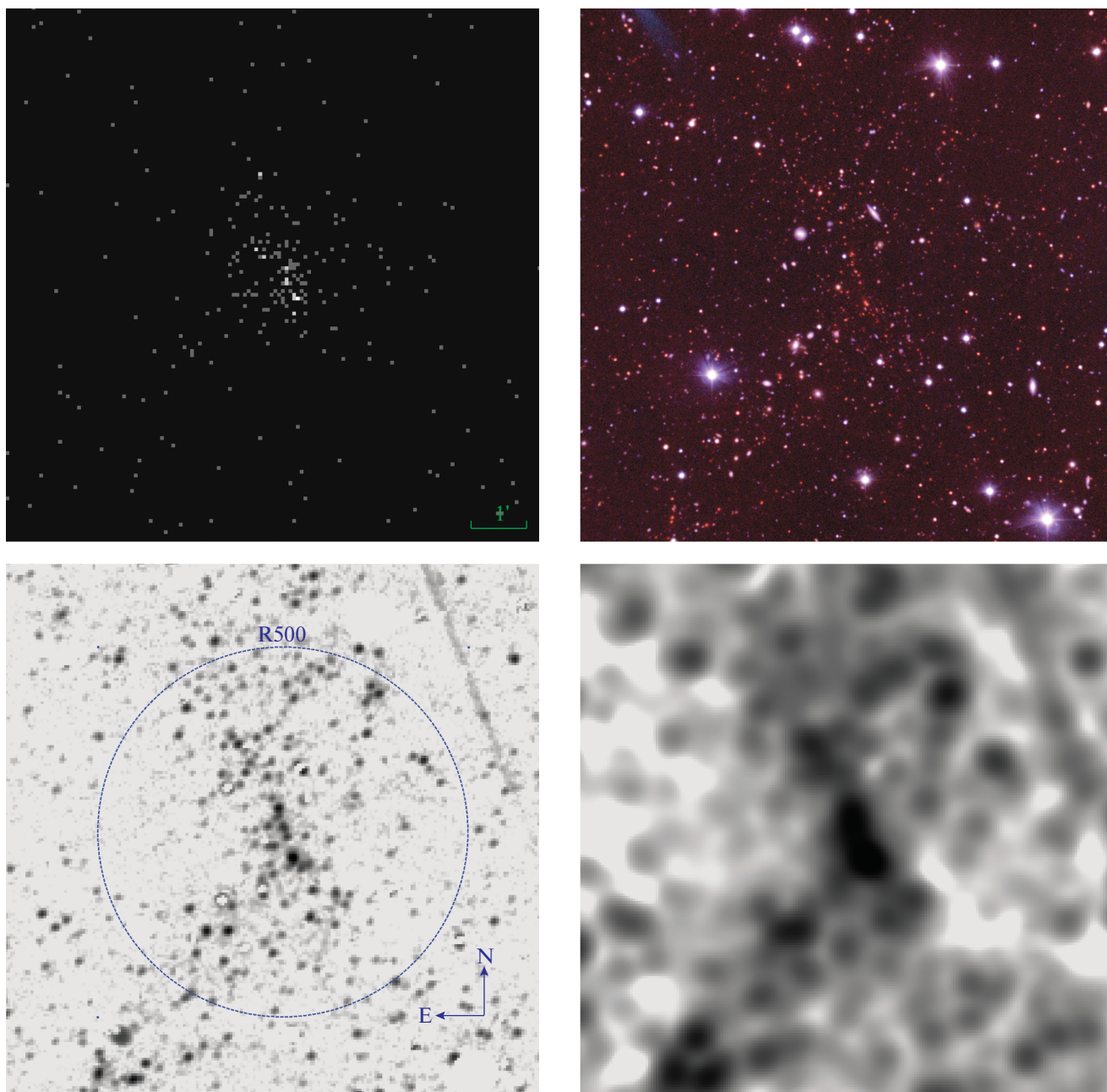


Рис. 2. Рентгеновское изображение поля скопления галактик SRGe CL2305.2–2248 по данным обзора СРГ/еРОЗИТА (вверху слева), псевдоцветное изображение в фильтрах i , r , g (RGB) по данным наблюдений на телескопе РТТ-150, качество изображения составило около $1''5$ (вверху, справа), изображение обзора спутника WISE в полосе 3.4 мкм, очищенное от звезд и галактик, не входящих в красную последовательность скопления (внизу, слева), это же изображение, сглаженное двумерной гауссианой, $\sigma = 8''$ (внизу, справа). На изображении внизу справа показан круг радиусом $R_{500} = 3'3$. Все изображения представлены в одном масштабе, размер поля составляет $9'4 \times 9'4$, центр поля совпадает с рентгеновским центром скопления.

галактики в центре изображения являются членами скопления.

Фотометрическая калибровка изображений была получена при помощи наблюдений фотометрических стандартов (Смит и др. 2002), а также путем сравнения с фотометрическими измерениями в обзоре Pan-STARRS (Чамберс и др., 2016). На рис. 3 показана диаграмма цвет–величина для галактик

в поле скопления, расположенных на расстоянии меньше $3'3$ от рентгеновского центра скопления. Для того чтобы построить эту диаграмму, при помощи ПО SExtractor (Бертин, Арну, 2016) был получен каталог объектов на оптических изображениях, из которого были исключены звезды ($CLASS_STAR > 0.8$). Величины галактик определялись внутри адаптивной апертуры по методу Крона

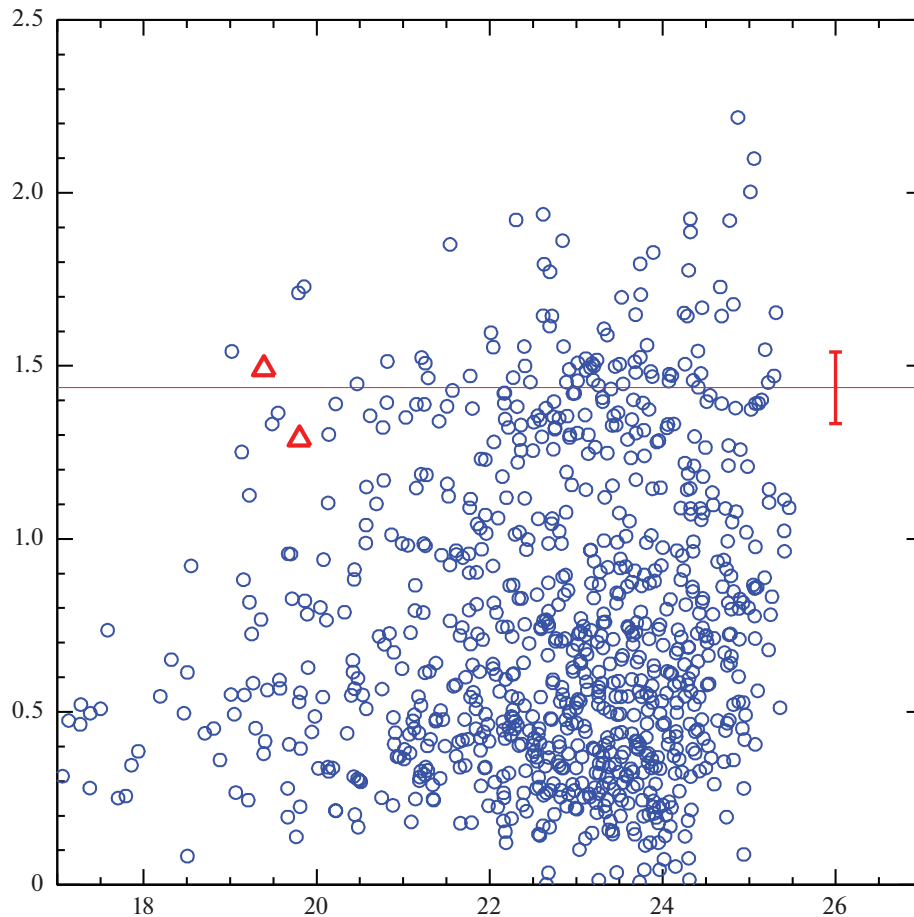


Рис. 3. Диаграмма цвет—величина для галактик расположенных на угловом расстоянии менее $3'3$ от центра скопления SRGe CL2305.2—2248. Положение красной последовательности галактик скопления отмечена горизонтальной прямой, вертикальным отрезком показан характерный размер ошибки измерения цвета для каждой отдельной галактики. Красными треугольниками обозначены центральные галактики скопления, для которых были получены спектроскопические измерения красных смещений.

(Крон, 1980, MAG_AUTO), цвета галактик определялись путем сравнения величин в одинаковых апертурах с размером, равным полной ширине на полувысоте ФРТ. На рис. 3 видна красная последовательность галактик — членов скопления. Она представляет собой сгущение точек около красной горизонтальной линии. Разброс точек около этой линии примерно соответствует фотометрическим ошибкам измерения цветов галактик. Из-за больших ошибок фотометрических измерений получить надежное измерение наклона красной последовательности, а также внутреннего разброса цвета, оказывается невозможно.

На рис. 2 внизу показаны изображения ИК-обзора всего неба спутника WISE, из которых вычтены модели всех объектов, которые не входят в красную последовательность скопления. Изображение внизу справа дополнительно сглажено двумерной гауссианой, $\sigma = 8''$. Эти изображения показывают распределение галактик скопления в картинной плоскости. Видно, что в центральной области скопления размером около угловой мину-

ты распределение галактик вытянуто в направлении NNE—SSW. На красном смещении скопления (см. ниже) такой размер соответствует размеру около 500 кпк. На больших расстояниях от центра распределение галактик скопления в картинной плоскости также остается неоднородным. В направлениях на восток и на запад галактики скопления не наблюдаются уже на расстоянии меньше угловой минуты от центра скопления, тогда как в направлении на север и юг поверхностная плотность галактик скопления остается значительной вплоть до расстояний порядка и больше радиуса $R_{500} \approx 3'$ (см. ниже). Форма распределения галактик в картинной плоскости напоминает песочные часы. Такая сильная центральная асимметрия распределения галактик в картинной плоскости может говорить о том, что динамическое состояние скопления является неустановившимся.

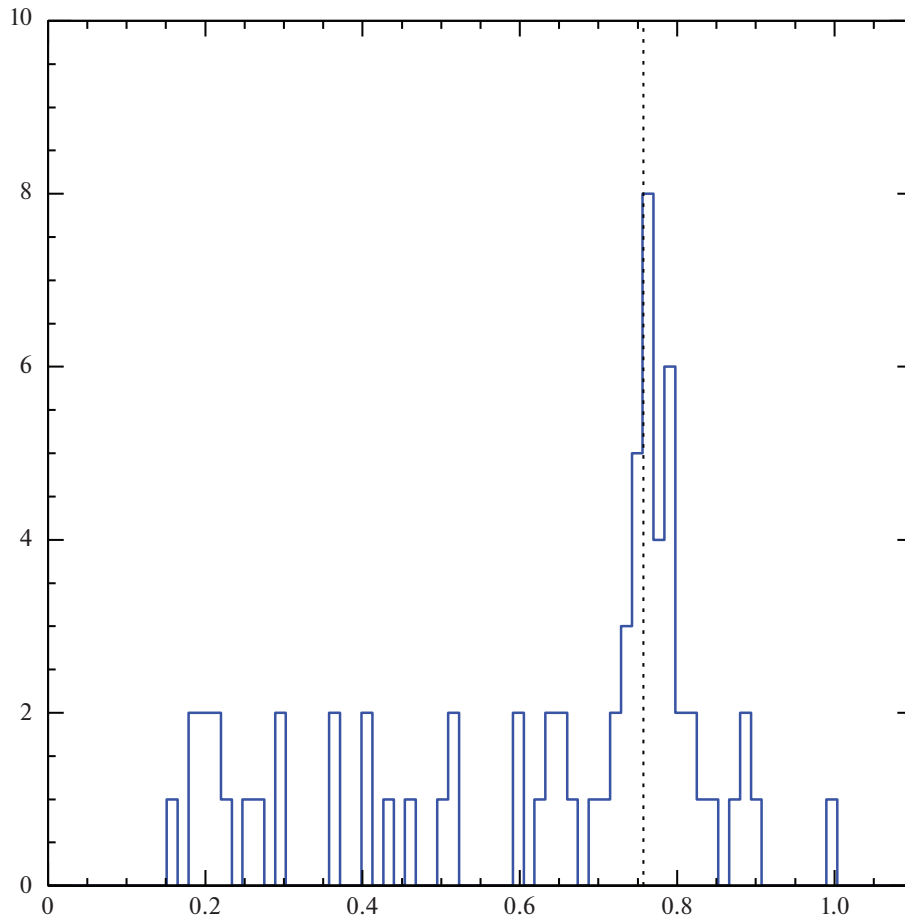


Рис. 4. Распределение галактик в поле скопления SRGe CL2305.2–2248, расположенных на расстоянии меньше $2'$ от рентгеновского центра скопления, по фотометрической оценке красного смещения, полученной по данным обзоров Pan-STARRS и WISE методом машинного обучения. Вертикальной пунктирной линией отмечено спектроскопическое измерение красного смещения, $z = 0.7573$.

3.2. Фотометрическая оценка красного смещения скопления с помощью машинного обучения

Как было показано (см., например, Мещеряков и др., 2015), методы машинного обучения позволяют измерять фотометрические красные смещения (*photo-z*) скоплений с высокой точностью по отдельным галактикам (в частности, точность $\sigma \sim \sim 1\%$ была получена для скоплений с $z < 0.45$ по данным обзора SDSS, Мещеряков и др., 2015). Мы обучили модель *photo-z* галактик на основе квантового случайного леса, описанную в работе Мещерякова и др. (2018), на тренировочной выборке объемом 1 млн галактик из спектрального обзора SDSS DR16. Фотометрическими признаками для модели случайного леса выступали величины из каталога Pan-STARRS1 DR2, полученные подгонкой функции размытия точки (ФРТ) и по методу Крона (1980), величины W1 и W2, полученные из принудительной фотометрии WISE в соответствующих фильтрах (Буренин и др., 2021), а также всевозможные цвета на основе этих оптических и ИК-величин. С помощью полученной таким образом

модели фотометрических оценок z были сделаны прогнозы красного смещения для всех оптических галактик в поле скопления SRGe CL2305.2–2248. Далее были отфильтрованы только объекты с надежными прогнозами по параметру уверенности $z\text{Conf} > 0.6$, при этом параметр $z\text{Conf}$ определялся стандартным образом как вероятность прогноза фотометрической оценки z в окрестности $z_{\text{фот.}} \pm \pm 0.06(1 + z_{\text{фот.}})$.

На рис. 4 показано распределение галактик, расположенных на расстоянии меньше $2'$ от рентгеновского центра скопления по фотометрической оценке красного смещения. Распределение имеет хорошо различимый пик, по которому можно получить фотометрическую оценку красного смещения скопления: $z_{\text{фот.}} = 0.766 \pm 0.012$.

3.3. Спектроскопия

Спектры ярчайших галактик далеких скоплений были получены на 6-м телескопе САО РАН с помощью прибора SCORPIO-2 (Афанасьев и др., 2011). Наблюдения проводились в течение ночи

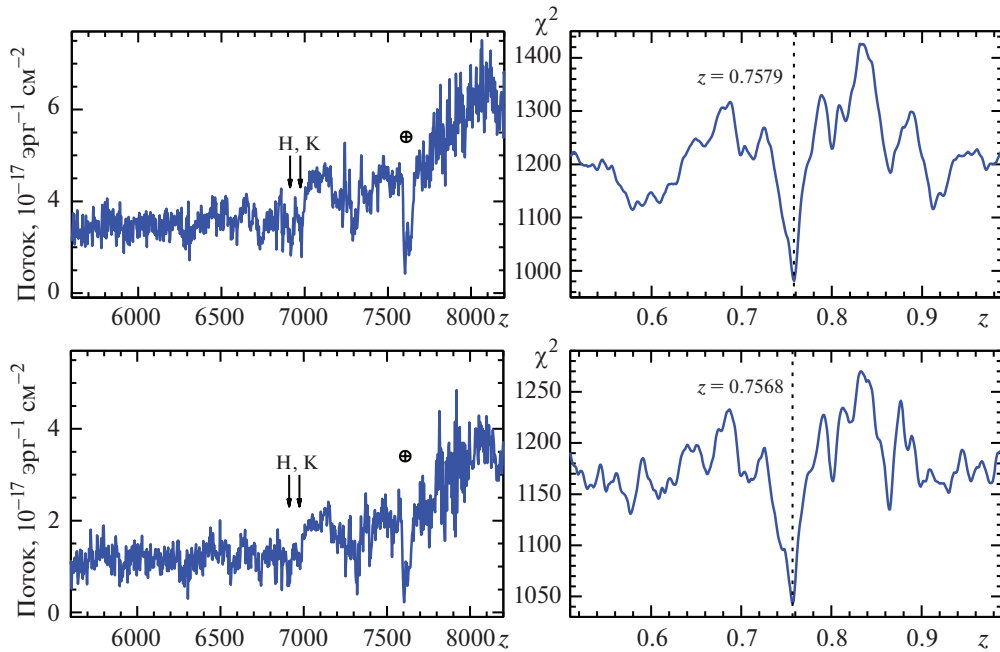


Рис. 5. Спектры двух центральных галактик скопления 2305.2–2248, полученные на 6-м телескопе САО РАН с помощью прибора SCORPIO-2 (слева). Зависимость χ^2 от красного смещения при сравнении спектра с шаблоном эллиптической галактики (справа).

17 августа 2020 г. Позиционный угол длинной щели был выбран таким образом, чтобы в щель попали две центральные галактики с координатами $\alpha = 23^{\text{h}}05^{\text{m}}10^{\text{s}}.6$, $\delta = -22^{\text{d}}49^{\text{m}}11^{\text{s}}$ и с величинами $i = 19.39$ и $i = 19.80$. Ширина щели составила $1''.97$ при качестве изображений $1''.8$. Спектр был получен при помощи решетки VPHG940@600 в спектральном диапазоне 3500–8500 Å, спектральное разрешение составило около 14 Å. Полная экспозиция составила 4800 с, она была разбита на четыре экспозиции по 1200 с, между которыми объекты сдвигались вдоль щели на $14''$.

Обработка спектральных данных проводилась стандартным образом, при помощи пакета IRAF³, а также при помощи собственного ПО. Изображения двумерных спектров были исправлены за смещение и плоское поле, преобразованы в шкалу длин волн по спектрам калибровочных ламп. Далее двумерные спектры совмещались и складывались, одномерные спектры галактик и спектры фона извлекались из двумерного спектра стандартным образом. Калибровки плотности потока в спектрах проводились с помощью наблюдений спектрофотометрических стандартов из списка Европейской южной обсерватории⁴.

Спектры двух ярчайших галактик скопления показаны на рис. 5, слева. Здесь хорошо видны линии

поглощения дуплета кальция *H*, *K* и скачок около длины волны 4000 Å. Справа, на этом же рисунке показана зависимость χ^2 от красного смещения при сравнении спектра с шаблоном эллиптической галактики. Измеренные значения красных смещений двух галактик в щели оказываются близкими, $z_1 = 0.7579 \pm 0.0007$ и $z_2 = 0.7568 \pm 0.0009$, а красное смещение, определенное по сумме спектров, составляет $z = 0.7573 \pm 0.0006$. Поскольку эти галактики входят в красную последовательность галактик скопления, и находятся близко к его центру, можно с высокой степенью надежности считать это измерением красного смещения всего скопления галактик. Спектроскопическое измерение красного смещения скопления, полученное по результатам наблюдений на 6-м телескопе БТА, хорошо согласуется с фотометрическими оценками, полученными выше.

4. ОЦЕНКИ МАССЫ СКОПЛЕНИЯ SRGe J2305.2–2248

На красном смещении $z = 0.7573$ рентгеновский поток скопления, измеренный выше, соответствует рентгеновской светимости $(1.20 \pm 0.11) \times 10^{45}$ эрг с⁻¹. Используя калибровку соотношения рентгеновская светимость — масса из работы Вихлинина и др. (2009а), можно получить оценку массы скопления. Сравнение масс богатых скоплений на красных смещениях $z > 0.3$, полученных с помощью этого соотношения по измерениям рентгеновских светимостей в обзоре СРГ/еРОЗИТА

³ <http://iraf.noao.edu/>

⁴ <https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/>

с массами, измеренными по наблюдению эффекта Сюняева–Зельдовича в обзоре Планка, взятыми из каталога PSZ2, показывает, что оценки масс по рентгеновским данным оказываются в среднем на 12.8% выше. Масса скопления SRGe CL2305.2–2248, оцененная по его рентгеновской светимости и приведенная к массам измеренным в обзоре Планка с учетом этого смещения, оказывается равной $M_{500} = (9.03 \pm 2.56) \times 10^{14} M_{\odot}$, где основной вклад в ошибку оценки массы скопления дает разброс соотношения масса–светимость. Согласно масштабным соотношениям из работы Вихлинина и др. (2009а), скопление такой массы должно иметь температуру $T = 11.6 \pm 2.1$ кэВ. Скопление галактик такой массы входит в число всего нескольких наиболее массивных скоплений на красных смещениях $z > 0.6$ (см. обсуждение ниже).

Используя измерения параметров скоплений галактик для набора установившихся скоплений по данным телескопа Чандра (Вихлинин и др., 2006), можно получить для скопления SRGe CL2305.2–2248 оценку радиуса $R_{500} = 1430 \pm 120$ кпк, что соответствует угловому размеру около 3′3″.

Скопление SRGe CL2305.2–2248 не было обнаружено в обзоре всего неба обсерватории им. Планка по наблюдению эффекта Сюняева–Зельдовича (Сюняев, Зельдович, 1972) на уровне значимости, достаточно высоком для того, чтобы войти в каталог PSZ2. Однако источник в сигнала Сюняева–Зельдовича более низкой значимости был обнаружен нами в этом поле на картах параметра комптонизации обзора всего неба обсерватории им. Планка, которые были подготовлены так, как это было сделано в работе Буренина (2017). Это скопление было обнаружено ранее в обзоре Атакамского космологического телескопа (Хилтон и др., 2021), а также в обзоре Южнополярного телескопа (Блим и др., 2020). По данным Атакамского космологического телескопа, масса скопления, приведенная к массам каталога PSZ2, составила $M_{500} = (9.18 \pm 1.48) \times 10^{14} M_{\odot}$, тогда как такая же масса этого скопления по данным Южнополярного телескопа оказывается равной $M_{500} = (7.40 \pm 0.83) \times 10^{14} M_{\odot}$. В обоих случаях в каталогах этих обзоров приводятся только фотометрические оценки красных смещений этого скопления.

4.1. Совместное использование данных в рентгеновском и микроволновом диапазонах

Важность совместного анализа данных рентгеновских и микроволновых наблюдений горячего газа в скоплениях обсуждалась задолго до уверенного детектирования СЗ-эффекта. Так, например, измерения потока рентгеновского излучения

от горячего межгалактического газа в скоплении галактик (интенсивность излучения определяется мерой эмиссии, пропорциональной плотности газа в квадрате) и понижения яркости реликтового фона в направлении на скопление вследствие СЗ-эффекта (пропорциональной плотности газа) открывают возможность определения расстояния до скопления, т.е. его красного смещения (см. обсуждение в работе Сюняева и Зельдовича, 1980).

В свете появления масштабных и чувствительных обзоров в рентгеновском (СРГ/еРОЗИТА) и микроволновом (обзоры обсерватории им. Планка, Южнополярного телескопа, Атакамского космологического телескопа) диапазонах особый интерес представляют оценки параметров скоплений галактик, основанные лишь на измерениях F_X и Y (см., например, Чуразов и др., 2015). Такой подход не заменяет фотометрические или спектроскопические измерения z , но позволяет сразу сделать грубые оценки массы скоплений (или “кандидатов” в скопления) и оптимизировать программы оптических наблюдений, концентрируясь на наиболее массивных скоплениях. Конкретная процедура оптимизации будет опубликована отдельно. Для данного скопления мы знаем F_X , Y и z . Поэтому интересно проверить совместимость всех подходов.

Зная рентгеновский поток F_X и красное смещение z , можно использовать корреляционные соотношения светимость–температура и светимость–масса для определения параметров скопления⁵. Аналогичным образом можно использовать интегральный параметр комптонизации Y в сочетании с z .

Прежде всего для скоплений на красных смещениях $z \sim 0.6–2$, масса может быть грубо оценена (с точностью до фактора ~ 2) непосредственно из значения рентгеновского потока F_X (формула 13 из работы Чуразова и др., 2015): $M_{500} \approx 1.2 \times 10^{14} \left(\frac{F_X}{10^{-14}} \right)^{0.57} \approx 1.3 \times 10^{15} M_{\odot}$. Это соотношение прямо не использует значение красного смещения, кроме предположения, что $z \gtrsim 0.6$. Полученная оценка массы действительно согласуется в пределах фактора 2 с оценкой по соотношению светимость–масса для известного z (см. выше).

Другая интересная возможность — это оценка z по измеренным F_X и Y . В простейшем варианте величина $R_{XSZ} = F_X/Y$ неплохо коррелирует с z

⁵ В случае если рентгеновские данные позволяют надежно измерить температуру T_X и массу газа M_g , можно использовать и такие величины, как, например, $Y_X \propto T_X \times M_g$ или непосредственно M_g для оценок полной массы скоплений (см., например, Кравцов и др., 2006).

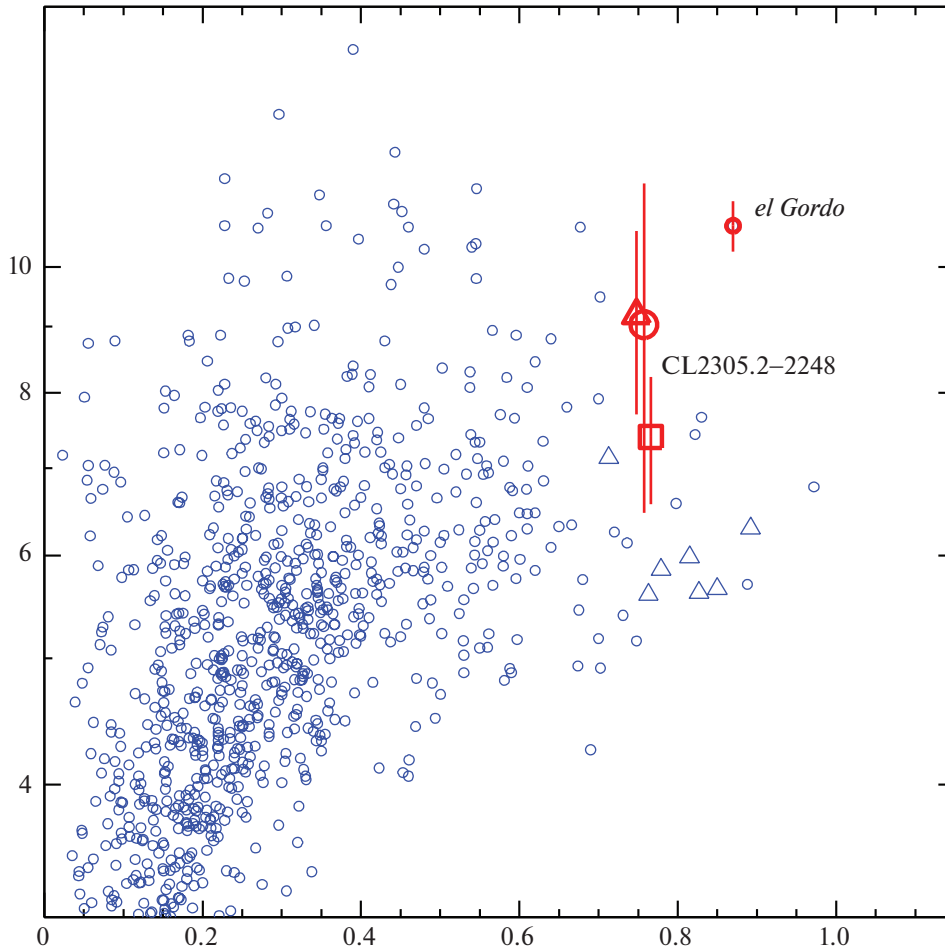


Рис. 6. Распределение скоплений галактик в плоскости красное смещение — масса M_{500} . Красными символами показаны оценки массы скопления SRGe CL2305.2–2248 по данным обзоров СРГ/еРОЗИТА (круг), Атакамского космологического телескопа (треугольник) и Южнополярного телескопа (квадрат). Для сравнения, красным кружком также показано измерение массы для очень массивного скопления галактик Ель Гордо (Менанто и др., 2012), взятое из второго каталога обзора Планка. Синими кружками показаны скопления галактик из каталога PSZ2, синими треугольниками — скопления из каталога PSZ2, отождествленные в работе нашей группы (Буренин и др., 2018).

для не очень близких ($z > 0.6$) скоплений (Сообщество Планка, 2012; Чуразов и др., 2015). Особенно привлекательным представляется сочетание данных обзора СРГ/еРОЗИТА с каталогами телескопа АСТ (Хилтон и др., 2021) из-за большого перекрытия осматриваемых областей неба.

Параметры корреляционного соотношения, связывающего красное смещение с рентгеновскими и микроволновыми данными, зависят от конкретного способа измерения интенсивности излучения скоплений. В частности, в каталогах телескопа АСТ приведено значение $y_{c, \text{fixed}}$, задающее нормировку сигнала tSZ от скопления для фиксированной геометрии пространственного фильтра. Выбор фиксированного фильтра фактически означает, что можно непосредственно сравнивать карты, полученные разными телескопами, после их свертки с заданными фильтрами. Оказывается, что в этом случае связь между z и отношением сигналов в рентгеновском и микроволновом диапазонах

можно, например, записать в виде

$$\frac{F_{X, \text{fixed}}}{y_{c, \text{fixed}}} \approx 2.9 \times 10^{-9} z^{-0.85} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}, \quad (1)$$

где $F_{X, \text{fixed}}$ — это поток в диапазоне 0.4–2 кэВ для фиксированного пространственного фильтра, использованного для поиска скоплений в рентгеновском диапазоне. Параметры этого соотношения были откалиброваны по набору скоплений, обнаруженных и в рентгеновском, и в микроволновом диапазонах с учетом конкретного алгоритма измерения потока. Применение этого соотношения к скоплению SRGe CL2305.2–2248 ($F_{X, \text{fixed}} \approx (1.25 \pm 0.15) \times 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$; $y_{c, \text{fixed}} \approx 3.14 \times 10^{-4}$) дает оценку красного смещения $z \approx 0.7 \pm 0.1$. Заметим, что для выбранного фиксированного пространственного фильтра рентгеновский поток от скопления SRGe CL2305.2–2248 оказывается примерно в два раза выше, чем прямые

измерения потока, обсуждавшиеся выше. Несмотря на неизбежную значительную неопределенность в измерении z таким способом, подобные оценки помогают сразу классифицировать это скопление как потенциально далекий объект.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Очень массивное скопление SRGe CL2305.2–2248 было обнаружено в обзоре всего неба SRG/ePOZITA и было отождествлено в оптическом и ИК диапазонах по данным обзоров Pan-STARRS1 и WISE. По результатам наблюдений на 6-м телескопе БТА, нами было получено спектроскопическое измерение красного смещения $z = 0.7573$, которое хорошо согласуется с фотометрическими оценками этой величины, включая очень точную оценку, полученную на основе методов машинного обучения. По рентгеновским данным обзора SRG/ePOZITA нами была получена оценка массы скопления $M_{500} = (9.03 \pm 2.56) \times 10^{14} M_{\odot}$. Согласно масштабному соотношению масса–температура, скопление такой массы должно иметь температуру $T = 11.6 \pm 2.1$ кэВ. Высокая масса скопления подтверждается данными Атакамского космологического телескопа, которые дают измерение $M_{500} = (9.18 \pm 1.48) \times 10^{14} M_{\odot}$, а также данными Южнополярного телескопа — $M_{500} = (7.40 \pm 0.83) \times 10^{14} M_{\odot}$. Все эти оценки массы скопления приведены к массам скоплений второго каталога источников Сюняева–Зельдовича обзора обсерватории им. Планка (PSZ2).

В рентгеновском диапазоне центральная часть скопления выглядит возмущенной, что может быть результатом воздействия всплывающих пузырей газа, которые надуются активным ядром одной из центральных галактик скопления (см., например, Чуразов и др., 2001). С другой стороны, это может быть следствием крупномасштабных движений газа, которые могут возникать, например, вследствие недавнего слияния со скоплением меньшей массы. Распределение галактик в картинной плоскости имеет форму, напоминающую песочные часы — в направлениях на восток и на запад галактик скопления не наблюдается уже на расстоянии меньше угловой минуты от центра скопления, тогда как в направлении на север и юг поверхностная плотность галактик скопления остается значительной вплоть до расстояний порядка и больше радиуса $R_{500} \approx 3'3$. Такая сильная центральная асимметрия распределения галактик в картинной плоскости может говорить о том, что динамическое состояние скопления является неустановившимся.

Используя данные обзоров SRG/ePOZITA и АКТ, рассматривается пример совместного использования данных в рентгеновском и микроволновом диапазонах. Показано, что скопление SRGe

CL2305.2–2248 может быть классифицировано как далекий и массивный объект только на основе данных о его рентгеновском потоке и интегральном параметре комптонизации.

Массивные скопления галактик, с массами порядка $M_{500} \approx 10^{15} M_{\odot}$ являются чрезвычайно редкими объектами. Это показано на рис. 6, где приводится распределение массивных скоплений в плоскости красное смещение — масса M_{500} . Видно, что скопление галактик такой массы должно входить в число всего нескольких десятков наиболее массивных скоплений в наблюдаемой Вселенной, а также в число всего нескольких наиболее массивных скоплений на красных смещениях $z > 0.6$. На этом же рисунке отмечено также известное очень массивное скопление галактик Ель Гордо (Менанто и др., 2012). Отметим, что масса скопления SRGe CL2305.2–2248 оказывается сравнима с массой скопления Ель Гордо. Скопления настолько большой массы являются уникальными объектами в наблюдаемой Вселенной и заслуживают дальнейшего подробного исследования.

Настоящее исследование основано на наблюдениях телескопа ePOZITA на борту обсерватории SRG. Обсерватория SRG изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп SRG/ePOZITA изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной физики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат SRG спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Исползованные в настоящей работе данные телескопа ePOZITA обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом ePOZITA, и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа SRG/ePOZITA. Наблюдения на 6-м телескопе SAO РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (включая соглашение № 05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016). Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука”. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-12-00210. ААС был частично поддержан проектом 0033-2019-0005 Минобрнауки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic Astron.* **20**, 363 (2011).
2. Бертин, Арну (E. Bertin and S. Arnouts), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **117**, 393 (1996).
3. Блим и др. (L.E. Bleem, S. Bocquet, B. Stalder, M.D. Gladders, P.A.R. Ade, S.W. Allen, et al.), *astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 25 (2020).
4. Буренин Р.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 559 (2017) [R.A. Burenin, *Astron. Lett.* **43**, 507 (2017)].
5. Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Зазнобин И.А., Хорунжев Г.А., Еселевич М.В., Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Рубино-Мартин Х.А., Агханов Н., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **44**, 317 (2018) [R.A. Burenin et al., *Astron. Lett.* **44**, 297 (2018)].
6. Буренин и др., готовится к публикации (2021).
7. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, B.R. McNamara, W. Forman, C. Jones, H. Quintana, and A. Hornstrup), *Astrophys. J.* **502**, 558 (1998).
8. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, A. Kravtsov, W. Forman, C. Jones, M. Markevitch, S.S. Murray, et al.), *Astrophys. J.* **640**, 691 (2006).
9. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, R.A. Burenin, H. Ebeling, W.R. Forman, A. Hornstrup, C. Jones, et al.), *Astrophys. J.* **692**, 1033 (2009a).
10. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, A.V. Kravtsov, R.A. Burenin, H. Ebeling, W.R. Forman, A. Hornstrup, et al.), *Astrophys. J.* **692**, 1060 (2009b).
11. Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Хорунжев Г.А., Коноплев Г.А., Еселевич М.В., Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Рубино-Мартин Х.-А., Агханов Н., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 77 (2019) [I.A. Zaznobil et al., *Astron. Lett.* **45**, 49 (2019)].
12. Кавалиере, Фуско-Фемпиано (A. Cavaliere and R. Fusco-Femiano), *Astron. Astrophys.* **500**, 95 (1976).
13. Кравцов и др. (A.V. Kravtsov, A. Vikhlinin, and D. Nagai), *Astrophys. J.* **650**, 128 (2006).
14. Крон (R.G. Kron), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **43**, 305 (1980).
15. Л'Уиллие и др. (B. L'Huillier, A. Shafieloo, D. Polarski, and A.A. Starobinsky), *MNRAS* **494**, 819 (2020).
16. Мейснер и др. (A.M. Meisner, D. Lang, and D.J. Schlegel), *Astron. J.* **154**, 161 (2017).
17. Менанто и др. (F. Menanteau, J.P. Hughes, C. Sifon, M. Hilton, J. Gonzalez, L. Infante, et al.), *Astrophys. J.* **748**, 7 (2012).
18. Мещеряков А.В., Глазкова В.В., Герасимов С.В. и др., Письма в Астрон. журн. **41**, 339 (2015) [A.V. Meshcheryakov, V.V. Glazkova, S.V. Gerasimov, R.A. Burenin, and G.A. Khorunzhev, *Astron. Lett.* **41**, 307 (2015)].
19. Мещеряков А.В., Глазкова В.В., Герасимов С.В. и др., Письма в Астрон. журн. **44**, 801 (2018) [A.V. Meshcheryakov, V.V. Glazkova, S.V. Gerasimov, and I.V. Mashechkin, *Astron. Lett.* **44**, 735 (2018)].
20. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
21. Райт и др. (E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, M.E. Ressler, R.M. Cutri, T. Jarrett, et al.), *Astron. J.* **140**, 1868 (2010).
22. Смит и др. (J.A. Smith, D.L. Tucker, S. Kent, M.W. Richmond, M. Fukugita, T. Ichikawa, et al.), *Astron. J.*, **123**, 2121 (2002).
23. Сообщество Планка (Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, et al.), *Astron. Astrophys.* **543**, A102 (2012).
24. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **571**, A20 (2014).
25. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A27 (2016a).
26. Сообщество Планка (Planck Collaboration, P.A.R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, A24 (2016b).
27. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev and Y.B. Zeldovich), *Comm. Astrophys. Space Phys.* **4**, 173 (1972).
28. Сюняев, Зельдович (R.A. Sunyaev and Y.B. Zeldovich), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 537 (1980).
29. Сюняев и др. (R.A. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2104.13267 (2021).
30. Хилтон и др. (M. Hilton, C. Sifon, S. Naess, M. Madhavacheril, M. Oguri, E. Rozo, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 3 (2021).
31. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:1612.05560 (2016).
32. Чуразов и др. (E. Churazov, A. Vikhlinin, and R. Sunyaev), *MNRAS* **450**, 1984 (2015).
33. Чуразов и др. (E. Churazov, A. Vikhlinin, and R. Sunyaev), *MNRAS*, **450**, 1984 (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭВОЛЮЦИОНИРУЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА ГАЛАКТИКИ НА ОРБИТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА 152 ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ С ДАННЫМИ ИЗ КАТАЛОГА GAIA EDR3

© 2021 г. А. Т. Байкова^{1*}, А. А. Смирнов¹, В. В. Бобылев¹

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

Поступила в редакцию 19.06.2021 г.

После доработки 29.06.2021 г.; принята к публикации 29.06.2021 г.

Проведено исследование влияния эволюционирующего гравитационного потенциала галактики Млечный Путь на орбитальное движение 152 шаровых скоплений с данными о собственных движениях из каталога Gaia EDR3 и средними расстояниями из работы Баумгардта и Васильева (2021). Для построения полуаналитической космологической модели эволюционирующего потенциала с изменяющимися массами и размерами компонент Галактики мы использовали алгоритм, описанный в работе Хаги и др. (2015). Принятая осесимметричная трехкомпонентная модель потенциала Галактики включает сферический балдж, плоский диск Миamoto–Нагаи и темное сферическое гало Наварро–Фрэнк–Уайта. Интегрирование орбит производится назад во времени. Дается сравнение орбитальных параметров шаровых скоплений, полученных при статическом и эволюционирующем потенциалах при интегрировании орбит на 5 и 12 млрд лет назад. Впервые изучено влияние отдельно изменения масс и изменения размеров компонент Галактики. Показано, что изменения масс и размеров компонент действуют на орбитальные параметры противоположным образом. На малых галактоцентрических расстояниях это влияние максимально компенсируется. Наибольшие изменения претерпевают орбиты далеких шаровых скоплений и скоплений с большим апоцентрическим расстоянием. Показано, что на временах до –5 млрд лет орбиты шаровых скоплений в случае потенциала с изменяющимися как массами, так и размерами компонент, претерпевают в среднем незначительные изменения по сравнению со случаем статического потенциала. Эти изменения укладываются в пределы статистических неопределенностей, вызванных ошибками в данных. Так что на этих временах потенциал Галактики можно считать статическим. Приводятся таблицы с орбитальными параметрами шаровых скоплений, полученными как в статическом, так и эволюционирующем потенциалах.

Ключевые слова: шаровые скопления; Галактика (Млечный Путь), орбитальное движение, эволюционирующий гравитационный потенциал.

DOI: 10.31857/S0320010821070019

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в нашей галактике Млечный Путь насчитывается более 150 шаровых скоплений (ШС), вращающихся вокруг центра Галактики и распределенных на расстояниях до 200 кпк от центра. Шаровые скопления являются старейшими объектами, возраст которых достигает 13 млрд лет и сравним с возрастом Вселенной. По существу, они являются свидетелями самой ранней эпохи образования галактик, и потому их исследование является мощным средством изучения физических условий во Вселенной на протяжении ее эволюции.

Важнейшим аспектом изучения ШС является изучение их орбитальной истории, которая, в свою

очередь, определяется эволюцией галактического потенциала. Последняя зависит от многих процессов, в том числе от вековых процессов, таких как образование бара (Перес-Вильегас и др., 2020), и процессов, обусловленных взаимодействием с другими галактиками. Прежде всего это галактики-спутники (Гарроу и др., 2020). Особо надо отметить взаимодействие с самым массивным спутником — Большим Магеллановым Облаком (см. Батталия и др., 2021). Кинематика шаровых скоплений в целом также определяется историей иерархического образования галактик (Бекки и др., 2005; Арнольд и др., 2011; Трухильо-Гомес и др., 2021). Важной динамической особенностью ШС является также зависимость приливного радиуса скопления от общего потенциала галактики (Кинг, 1962). Наличие такой связи позволяет оценить массу галактики,

* Электронный адрес: bajkova@gaoran.ru

в которую пробное шаровое скопление движется, в том числе массу Млечного Пути (Беллаццини, 2004; Хаги и др., 2015).

Для изучения орбитального движения ШС многие авторы обычно используют статический потенциал, т.е. предполагают, что он остается неизменным при интегрировании орбит (см., например, Хелми и др., 2018; Массари и др., 2019; Байкова и др., 2020). Но наблюдения показывают, что размер и массовое содержание галактик значительно меняются с изменением красного смещения: размеры галактик на больших красных смещениях меньше, по сравнению с галактиками аналогичной массы в локальной вселенной (см., например, работу Хаги и др., 2015, и ссылки в ней).

Существует множество сценариев для объяснения физических процессов эволюции галактик, которые хорошо воспроизводят наблюдаемые свойства. Имеется ряд работ (Гомез и др., 2010; Корреа и др., 2015; Хаги и др., 2015; Сандерс и др., 2020; Армстронг и др., 2021), в которых для изучения орбитальной истории галактических объектов использованы различные модели изменяющегося во времени гравитационного потенциала, построенные на основе космологических моделей Вселенной. В некоторых работах рассматривается только изменение массы компонент потенциала Галактики (см., например, Армстронг и др., 2021), в других — и изменение массы, и изменение размеров компонент (Гомез и др., 2010; Хаги и др., 2015).

В настоящей работе мы принимаем алгоритм построения полуаналитической космологической модели эволюционирующего потенциала Галактики, подробно описанный в работах Гомеза и др. (2010) и Хаги и др. (2015). В качестве статического потенциала, или потенциала на настоящий момент времени, принимаем модель трехкомпонентного осесимметричного потенциала, состоящего из сферического балджа, плоского диска Миамото-Нагаи (Миамото, Нагаи, 1975) и темного сферического гало Наварро—Фрэнк—Уайта (Наварро и др., 1997), модифицированную нами ранее (Байкова, Бобылев, 2016) с использованием кривой вращения Бхатачарджи и др. (2014) в широком диапазоне галактоцентрических расстояний (от 0 до 200 кпк).

Целью нашей работы является изучение орбитальной истории 152 шаровых скоплений из списка Васильева (2019) по новейшим астрометрическим данным (Васильев, Баумгардт, 2021; Баумгардт, Васильев, 2021) путем численного интегрирования орбит назад во времени на космологических временах, сравнимых с возрастом Вселенной. Для проведения сравнительного анализа мы используем как статический, так и эволюционирующий галактические потенциалы. Мы ставим также целью изучение влияния на орбитальное движение ШС

отдельно изменения масс и изменения размеров компонент потенциала.

Работа структурирована следующим образом. Раздел 1 посвящен галактическому потенциалу: дается описание статического (п. 1.1) и эволюционирующего (п. 1.2) потенциалов, приводятся основные соотношения для интегрирования орбит (п. 1.3). В разделе 2 дается описание использованных данных о 152 шаровых скоплениях. Раздел 3 посвящен исследованию влияния на орбитальное движение ШС изменения масс и изменения размеров компонент потенциала. В разделе 4 представлены результаты интегрирования орбит ШС в различных потенциалах (п. 4.1) на различных временах (п. 4.2) и их сравнительному анализу. В Заключение суммируются основные результаты работы.

1. ГАЛАКТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ

1.1. Статический потенциал

В качестве статического гравитационного потенциала Галактики мы рассматриваем осесимметричный потенциал, состоящий из трех компонент: центрального сферического балджа $\Phi_b(r(R, Z))$, диска $\Phi_d(r(R, Z))$ и сферического гало темной материи $\Phi_h(r(R, Z))$:

$$\Phi(R, Z) = \Phi_b(r(R, Z)) + \Phi_d(r(R, Z)) + \Phi_h(r(R, Z)). \quad (1)$$

Потенциалы балджа $\Phi_b(r(R, Z))$ и диска $\Phi_d(r(R, Z))$ выражаются в форме, предложенной Миамото, Нагаи (1975):

$$\Phi_b(r) = -\frac{M_b}{(r^2 + a_b^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

$$\Phi_d(R, Z) = -\frac{M_d}{\left[R^2 + \left(a_d + \sqrt{Z^2 + b_d^2} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (3)$$

Здесь использована цилиндрическая система координат (R, ψ, Z) с началом в центре Галактики. В прямоугольной декартовой системе координат (X, Y, Z) с началом в центре Галактики расстояние до звезды (сферический радиус) равно $r^2 = X^2 + Y^2 + Z^2 = R^2 + Z^2$; M_b, M_d — массы балджа и диска; a_b, a_d, b_d — масштабные параметры, характеризующие размеры компонент.

В соответствии с принятым соглашением в работе Аллен, Сантьяна (1991) в данной статье гравитационный потенциал всех компонент выражается в единицах $100 \text{ км}^2/\text{с}^2$, расстояния — в кпк,

Таблица 1. Параметры модели потенциала в настоящее время, 5 и 12 млрд лет назад

Время t	Диск	Балдж	Гало
0 $z = 0$	$M_d = 6.51 \times 10^{10}$ $a_d = 4.40; b_d = 0.3084$	$M_b = 1.03 \times 10^{10}$ $a_b = 0.2672$	$M_h = 2.90 \times 10^{11}$ $a_h = 7.70$
-5 млрд лет $z = 0.474$	$M_d = 4.70 \times 10^{10}$ $a_d = 3.02; b_d = 0.2114$	$M_b = 7.45 \times 10^9$ $a_b = 0.1832$	$M_h = 2.10 \times 10^{11}$ $a_h = 5.28$
-12 млрд лет $z = 3.426$	$M_d = 6.04 \times 10^9$ $a_d = 0.55; b_d = 0.0383$	$M_b = 9.56 \times 10^8$ $a_b = 0.0331$	$M_h = 2.69 \times 10^{10}$ $a_h = 0.96$

Примечание. Массы и размеры компонент Галактики даны в M_\odot и кпк соответственно.

массы — в единицах галактической массы $M_{\text{gal}} = 2.325 \times 10^7 M_\odot$, соответствующей гравитационной постоянной $G = 1$.

Для описания компонента гало мы использовали выражение в форме Наварро–Френка–Уайта (NFW), использованного, в частности, в работах Иррганга и др. (2013), Байковой, Бобылева (2016) для подгонки модели гравитационного потенциала к новейшим данным о круговых скоростях галактических объектов:

$$\Phi_h(r) = -\frac{M_h}{r} \ln \left(1 + \frac{r}{a_h} \right). \quad (4)$$

Здесь весовой коэффициент M_h эквивалентен массе внутри сферы радиусом, в ~ 5.3 раза превышающим радиальный масштабный параметр a_h (Иррганг и др., 2013).

Выражение (4) для потенциала гало получается в результате совместного использования выражения для плотности массы согласно работе Наварро и др. (1997) (уравнение (1)) и уравнения Пуассона, связывающего плотность массы и потенциал (см. работы Иррганга и др., 2013; Байковой, Бобылева, 2016, уравнение (2)).

Параметры принятой нами модели галактического потенциала были получены в работе Байковой и Бобылева (2016) в результате их подгонки к данным о круговых скоростях облаков ионизованного водорода HI, мазерных источников и различных объектов гало с большими галактоцентрическими расстояниями R (вплоть до ~ 200 кпк) из работы Бхаттачарджи и др. (2014). При построении кривой вращения были использованы значения $R_\odot = 8.3$ кпк для галактоцентрического расстояния Солнца и $V_\odot = 244$ км/с для линейной скорости вращения местного стандарта покоя вокруг центра Галактики. Кроме того, при подгонке параметров были использованы ограничения на локальную динамическую плотность материи

$\rho_\odot = 0.1 M_\odot \text{ кпк}^{-3}$ и силу, действующую перпендикулярно плоскости Галактики $|K_{Z=1.1}|/2\pi G = 77 M_\odot \text{ кпк}^{-2}$ (Иррганг и др., 2013).

Параметры принятой статической модели приведены в первой строке табл. 1, где массы компонент выражены в единицах массы Солнца, а масштабные параметры — в кпк. Соответствующая кривая вращения приведена красным цветом на рис. 1. Эта кривая вращения соответствует как статическому потенциалу, так и переменному в настоящий момент времени, т.е. при $z = 0$. Масса Галактики, согласно этой модели (Байкова, Бобылев, 2016), равна $M_{G(R \leq 200 \text{ кпк})} = (0.75 \pm 0.19) \times 10^{12} M_\odot$. Это значение хорошо согласуется с современными независимыми оценками. Так, например, оценка массы NFW гало, полученная совсем недавно Коппельманом, Хелми (2020) по данным о скоростях убегающих звезд гало, составляет $M_{G(R \leq 200 \text{ кпк})} = 0.67^{+0.30}_{-0.15} \times 10^{12} M_\odot$. Принятая нами модель гравитационного потенциала Млечного Пути представляется более реалистичной по сравнению с другими известными моделями статического потенциала, поскольку она подкреплена данными на больших галактоцентрических расстояниях, что очень важно при интегрировании орбит далеких шаровых скоплений и скоплений с большим апоцентрическим расстоянием, а также дает хорошее согласие с современными оценками локальных параметров и рядом независимых оценок массы Галактики, тщательный обзор которых дан в недавней работе Ван и др. (2020). Однако отметим, что пик в самой центральной области (1–2 кпк), заметный для красной и фиолетовой кривых на рис. 1, может быть несколько завышен за счет сильной неосимметричности потенциала в центре, вызванной баром (см. раздел 6.4.3 в обзоре Бланд-Хоторна и Герхарда, 2016). Эта проблема требует специального изучения, поскольку единого взгляда на нее в литературе не существует. Но в

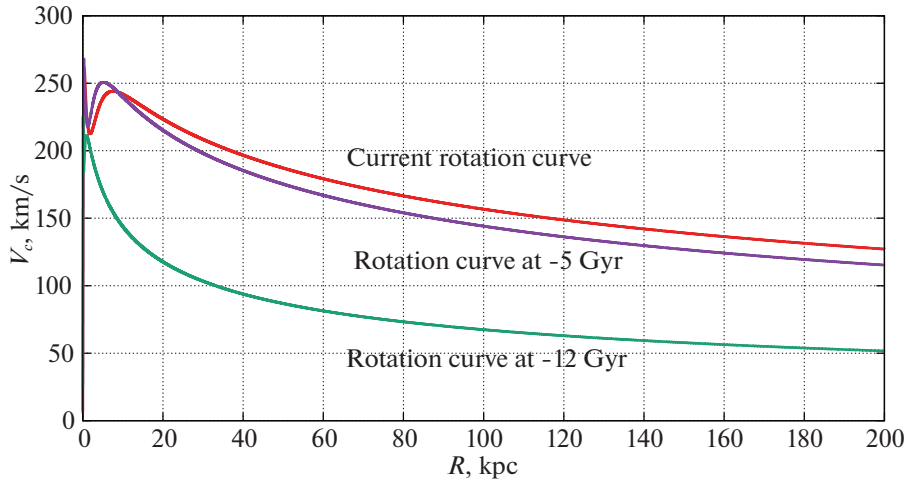


Рис. 1. Кривая вращения Галактики в три эпохи: настоящее время (красная линия), 5 млрд лет назад (фиолетовая линия) и 12 млрд лет назад (зеленая линия).

нашей задаче кривая вращения на таких малых галактоцентрических расстояниях не играет большой роли, поскольку наибольшему влиянию из-за эволюции потенциала Галактики подвержены, как будет показано ниже, как раз орбиты удаленных от центра Галактики объектов. Поэтому мы при решении нашей задачи придерживаемся традиционных подходов к интерпретации кривой вращения на малых расстояниях от центра Галактики.

1.2. Эволюционирующий потенциал

Для построения эволюционирующего галактического потенциала мы принимаем полуаналитическую космологическую модель, в которой характерные параметры, определяющие массу и размеры компонент Галактики, изменяются во времени. Мы использовали принцип построения эволюционирующего потенциала, рассмотренный в работах Гомеза и др. (2010) и Хаги и др. (2015) (см. также ссылки в этих работах). Но наши формулы немного отличаются от приведенных в этих работах, поскольку отличаются выражения для потенциала гало. У нас потенциал гало задается уравнением (4), параметрами M_h и a_h , в то время как в указанных ссылках потенциал гало задается через параметры вириальной массы, вириального радиуса и параметра концентрации.

В результате адаптированный под наши параметры алгоритм построения эволюционирующего потенциала, сохранивший принципы, изложенные в цитированных выше работах, выглядит следующим образом.

Эволюция массы гало (4) как функции от красного смещения z задается выражением

$$M_h(z) = M_h(z = 0) \exp(-2a_c z), \quad (5)$$

где постоянная $a_c = 0.34$ определяется как эпоха формирования гало (Гомез и др., 2010).

Для масс диска и гало используется соотношение, предложенное Баллоком, Джонстоном (2005):

$$M_{d,b}(z) = M_h(z) \frac{M_{d,b}(z = 0)}{M_h(z = 0)}, \quad (6)$$

аналогично для масштабных параметров компонент:

$$\{a_b, a_d, b_d\}(z) = a_h(z) \frac{\{a_b, a_d, b_d\}(z = 0)}{a_h(z = 0)}, \quad (7)$$

где масштабный параметр гало $a_h(z)$ вычисляется как

$$a_h(z) = \frac{K(z) a_h(z = 0)}{K(z = 0)}, \quad (8)$$

$$K(z) = \left(\frac{3M_h(z)}{4\pi\Delta_h(z)\rho_c(z)} \right)^{1/3}, \quad (9)$$

где

$$\Delta_h(z) = 18\pi^2 + 82[\Omega(z) - 1] - 39[\Omega(z) - 1]^2. \quad (10)$$

Здесь $\Omega(z)$ — плотность массы Вселенной,

$$\Omega(z) = \frac{\Omega_m(1+z)^3}{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}, \quad (11)$$

и $\rho_c(z)$ — критическая плотность Вселенной на данном z ,

$$\rho_c(z) = \frac{3H^2(z)}{8\pi G}, \quad (12)$$

где

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}. \quad (13)$$

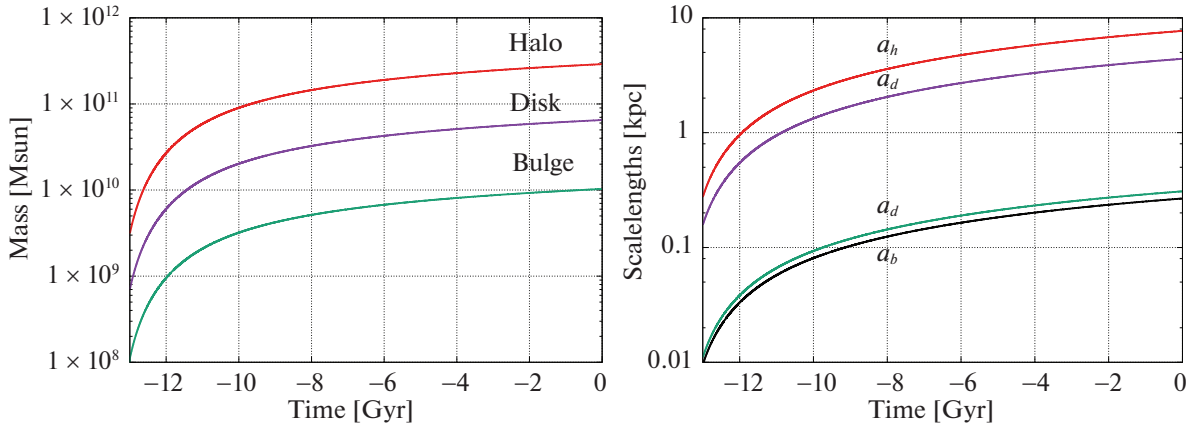


Рис. 2. Зависимость массы (левая панель) и масштабных параметров (правая панель) компонент Галактики от времени. Использована логарифмическая шкала.

Также предполагается, что Вселенная является плоской, в которой выполняется соотношение $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$. Мы принимаем параметры $\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$. Значение постоянной Хаббла берем в соответствии с результатом миссии Planck $H_0 = 68$ км/с/Мпк (Аганим и др., 2020).

Соотношение, связывающее красное смещение z и время T , прошедшее с начала Большого взрыва, выглядит следующим образом:

$$z = \left[\frac{\Omega_m \sinh^2(\frac{3}{2} H_0 T \sqrt{\Omega_\Lambda})}{\Omega_\Lambda} \right]^{-1/3} - 1. \quad (14)$$

Из уравнения (14), полагая $z = 0$, легко получить зависимость произведения постоянной Хаббла H_0 на возраст Вселенной T_0 для модели плоской Вселенной от параметров Ω_m, Ω_Λ ($\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$). В нашем случае ($\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$) произведение $H_0 \times T_0 = 0.9641$. Таким образом, при постоянной Хаббла $H_0 = 68$ км/с/Мпк возраст Вселенной составляет $T_0 = 13.87$ млрд лет.

На рис. 2 представлены зависимости масс и масштабных параметров компонент Галактики от космологического времени t ($t = 0$ соответствует настоящему времени, т.е. $z = 0$). Отметим хорошее соответствие характера изменения масс и масштабов компонент зависимостям, полученным в работе Хаги и др. (2015). В табл. 1 во второй и третьей строках даны параметры компонент Галактики 5 ($z = 0.474$) и 12 ($z = 3.426$) млрд лет назад. Соответствующие кривые вращения показаны на рис. 1 фиолетовым и зеленым цветом. Зависимости масс и масштабных коэффициентов от времени мы с большой точностью представили в виде степенных полиномов восьмой степени, чтобы значения параметров можно было вычислять для любого времени ($t < 0$) при интегрировании орбит.

1.3. Интегрирование орбит

Уравнение движения пробной частицы в осесимметричном гравитационном потенциале может быть получено из лагранжиана системы \mathcal{L} (см., например, Приложение А в работе Иррганга и др., 2013):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(R, Z, \dot{R}, \dot{\psi}, \dot{Z}) &= \quad (15) \\ &= 0.5(\dot{R}^2 + (R\dot{\psi})^2 + \dot{Z}^2) - \Phi(R, Z). \end{aligned}$$

Введя канонические моменты

$$\begin{aligned} p_R &= \partial \mathcal{L} / \partial \dot{R} = \dot{R}, \quad (16) \\ p_\psi &= \partial \mathcal{L} / \partial \dot{\psi} = R^2 \dot{\psi}, \\ p_Z &= \partial \mathcal{L} / \partial \dot{Z} = \dot{Z}, \end{aligned}$$

получаем уравнения Лагранжа в виде системы шести дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\begin{aligned} \dot{R} &= p_R, \quad (17) \\ \dot{\psi} &= p_\psi / R^2, \\ \dot{Z} &= p_Z, \\ \dot{p}_R &= -\partial \Phi(R, Z) / \partial R + p_\psi^2 / R^3, \\ \dot{p}_\psi &= 0, \\ \dot{p}_Z &= -\partial \Phi(R, Z) / \partial Z. \end{aligned}$$

Для интегрирования уравнений (17) мы использовали алгоритм Рунге–Кутты четвертого порядка.

Пекулярная скорость Солнца относительно Местного стандарта покоя принималась равной $(u_\odot, v_\odot, w_\odot) = (11.1, 12.2, 7.3) \pm (0.7, 0.5, 0.4)$ км с⁻¹ (Шонрих, 2010). Здесь мы используем гелиоцентрические скорости в подвижной декартовой системе координат со скоростью u , направленной в сторону галактического центра, v — в направлении вращения Галактики и w ,

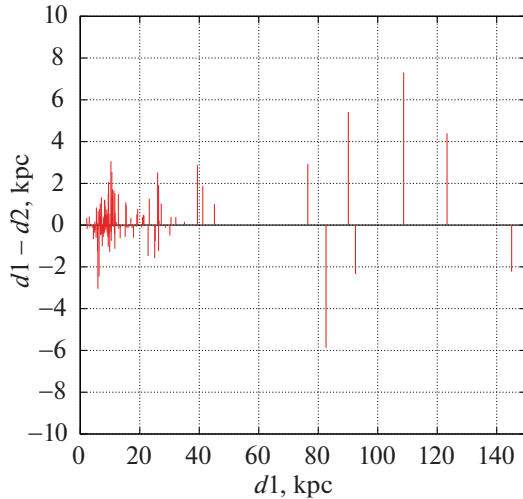


Рис. 3. Разности расстояний ($d1$) шаровых скоплений из каталога Харриса (2010) и средних расстояний ($d2$) из работы Баумгардта и Васильева (2021) в зависимости от $d1$.

перпендикулярной плоскости Галактики и направленной к ее северному полюсу.

Пусть начальные положения и пространственные скорости пробной частицы в гелиоцентрической системе координат равны $(x_o, y_o, z_o, u_o, v_o, w_o)$. Тогда начальные положения (X, Y, Z) и скорости (U, V, W) пробной частицы в декартовых галактических координатах задаются формулами

$$\begin{aligned} X &= R_{\odot} - x_o, Y = y_o, Z = z_o + h_{\odot}, & (18) \\ R &= \sqrt{X^2 + Y^2}, \\ U &= u_o + u_{\odot}, \\ V &= v_o + v_{\odot} + V_{\odot}, \\ W &= w_o + w_{\odot}, \end{aligned}$$

где R_{\odot} и V_{\odot} — галактоцентрическое расстояние и линейная скорость вращения Местного стандарта покоя вокруг центра Галактики, $h_{\odot} = 16$ пк (Бобылев, Байкова, 2016) — высота Солнца над плоскостью Галактики.

Начальные радиальная Π (\dot{R}) и круговая Θ ($\dot{\psi}$) скорости задаются выражениями $\Pi = -U \frac{X}{R} + V \frac{Y}{R}$ и $\Theta = U \frac{Y}{R} + V \frac{X}{R}$ соответственно.

2. ДАННЫЕ

Для исследованных нами ранее 152 шаровых скоплений, орбиты которых опубликованы в работе Байковой, Бобылева (2020) по данным из каталога Васильева (2019), мы взяли новые средние значения собственных движений и их неопределенностей из нового каталога Васильева, Баумгардта (2021), полученного из данных каталога Gaia EDR3. На

рис. 2 работы Байковой, Бобылева (2021) дается сравнение средних собственных движений из этих двух каталогов, полученных по измерениям Gaia DR2 и Gaia EDR3. Как следует из этого рисунка, новые значения собственных движений для ряда ШС заметно отличаются от старых. При этом точность измерения новых собственных движений в среднем повысилась в два раза.

Мы использовали новые средние гелиоцентрические расстояния из недавней работы Баумгардта, Васильева (2021), обладающие существенно более высокой точностью по сравнению с расстояниями из каталога Харриса (2010), которые были использованы ранее в работах Байковой, Бобылева (2020, 2021). Разности расстояний $d1$ шаровых скоплений из каталога Харриса (2010) и средних расстояний $d2$ из работы Баумгардта и Васильева (2021) в зависимости от $d1$ показаны на рис. 3. Видно, что значения расстояний изменились довольно существенно, особенно для далеких шаровых скоплений.

Все остальные астрометрические данные (лучевые скорости, координаты) остались прежними, как в каталоге Васильева (2019).

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИОНИРУЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА

Исходя из выражений (2)–(4) для потенциала галактических компонент, можно ожидать, что изменения масс и масштабных параметров во времени действуют на изменение потенциала противоположным образом. Действительно, параметры масс находятся в числителе выражений для потенциала, а масштабные параметры — в знаменателе. Мы исследовали отдельно влияние изменения масс и влияние изменения масштабных параметров.

Рассмотрим эту задачу на примере гало. Чтобы определить степень воздействия параметров, изменяющихся во времени, найдем производные потенциала по времени:

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_h(t) &= -\frac{\dot{M}_h(t)}{r} \ln \left(1 + \frac{r}{a_h(t)} \right) + & (19) \\ &+ \frac{M_h(t) \dot{a}_h(t)}{a_h(t)(a_h(t) + r)}. \end{aligned}$$

Из выражения (19) следует, что за скорость изменения потенциала гало из-за изменения его массы $M_h(t)$ ответственно первое слагаемое, а за скорость изменения потенциала из-за изменения масштабного параметра $a_h(t)$ ответственно второе слагаемое. Нахождение производных функций $\dot{M}_h(t)$ и $\dot{a}_h(t)$ не представляет проблемы благодаря их аппроксимации степенными функциями.

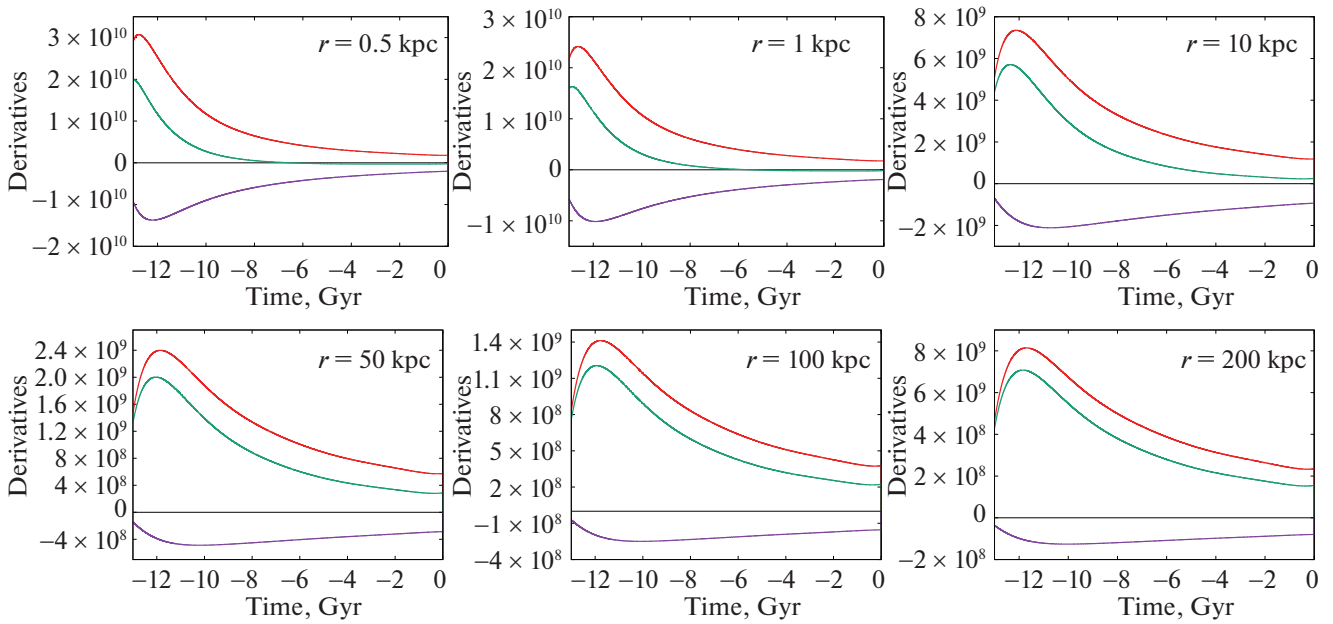


Рис. 4. Производные потенциала сферического гало по времени для различных расстояний от центра Галактики r . Красным цветом изображен график производной, определяемый изменяющейся массой гало, фиолетовым цветом — масштабным параметром (размером) гало, зеленым цветом изображен график суммарной производной.

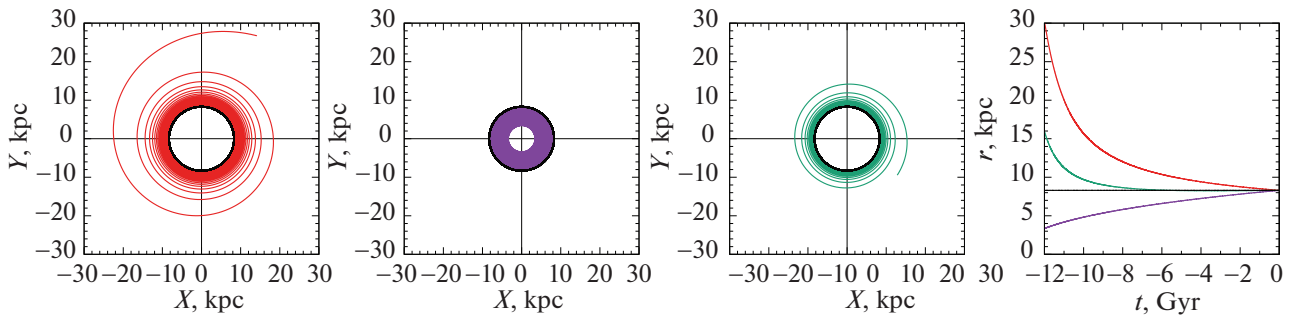


Рис. 5. Модельные орбиты частицы, полученные в трех видах эволюционирующего потенциала в интервале времени $[0, -12]$ млрд лет: 1) изменяются только массы компонент Галактики (левая панель), 2) изменяются только размеры компонент (вторая слева панель), 3) изменяются и массы, и размеры компонент (третья слева панель). Для сравнения на всех панелях черным цветом изображена круговая орбита, полученная в статическом потенциале. На правой панели изображено изменение радиус-вектора частицы со временем для всех видов потенциала.

На рис. 4 представлены функции производных потенциала сферического гало по времени для различных расстояний от центра Галактики r . Отдельно показаны составляющие производной, определяемые изменяющейся массой и масштабным параметром гало, также дается суммарная производная. Видно, что производные, определяемые изменяющейся массой и изменяющимся масштабным параметром, имеют противоположные знаки. Как следует из графиков, максимальная компенсация воздействий происходит при малых значениях радиальных расстояний r . С увеличением расстояния

от центра Галактики относительное воздействие изменения массы возрастает по сравнению с воздействием изменения масштабного параметра, хотя абсолютные значения всех производных с увеличением r уменьшаются. Максимальные значения производных достигаются в интервале времени от -13 до -11 млрд лет. Аналогичные зависимости можно получить для балджа и диска.

Для демонстрации непосредственного влияния изменения масс и масштабных параметров компонент Галактики на орбитальное движение галактических объектов мы провели моделирование дви-

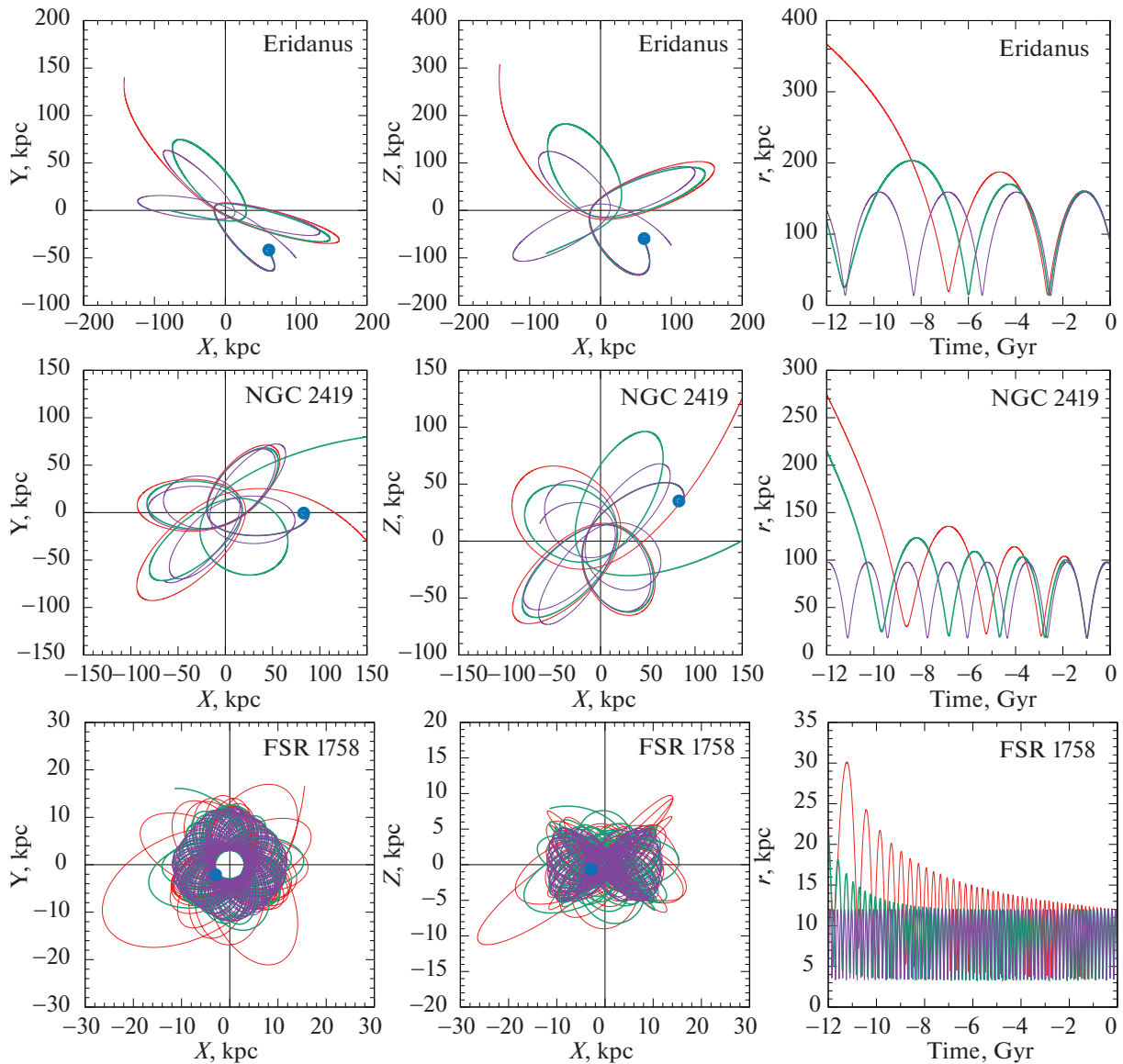


Рис. 6. Примеры орбит ШС, полученных в трех потенциалах: 1) в статическом потенциале, 2) в потенциале с изменяющимися массами компонент и 3) в потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент, изображенные фиолетовым, красным и зеленым цветами соответственно. Интегрирование орбит произведено на 12 млрд лет назад. Начало орбит обозначено синим кружочком.

жения пробной частицы в статическом и переменном потенциалах Галактики на интервале времени от 0 до -12 млрд лет. Результаты представлены на рис. 5. В качестве модельной орбиты в статическом потенциале была выбрана круговая орбиты частицы с радиусом 8.3 кпк, изображенная на рисунке черным цветом. Движение пробной частицы показано для трех видов эволюционирующего потенциала, когда 1) изменяются только массы компонент; 2) изменяются только масштабы компонент; 3) изменяются и массы, и масштабы компонент. Как видно из рисунков, изменение только масс компонент приводит к увеличению модуля радиус-вектора частицы при движении назад во времени.

Изменение только масштабов компонент, наоборот, ведет к его уменьшению. В потенциале с изменением и масс, и размеров компонент происходит сложение этих двух эффектов. На рисунке (самая правая панель) также показано изменение модуля радиус-вектора частицы в зависимости от времени для всех рассмотренных потенциалов.

Хотелось бы подчеркнуть важность проведенного исследования, поскольку иногда в литературе эволюция размеров компонент игнорируется, и рассматривается только эволюция массы (см., например, Армстронг и др., 2021), что может привести к переоценке изменения орбитальных параметров галактических объектов.

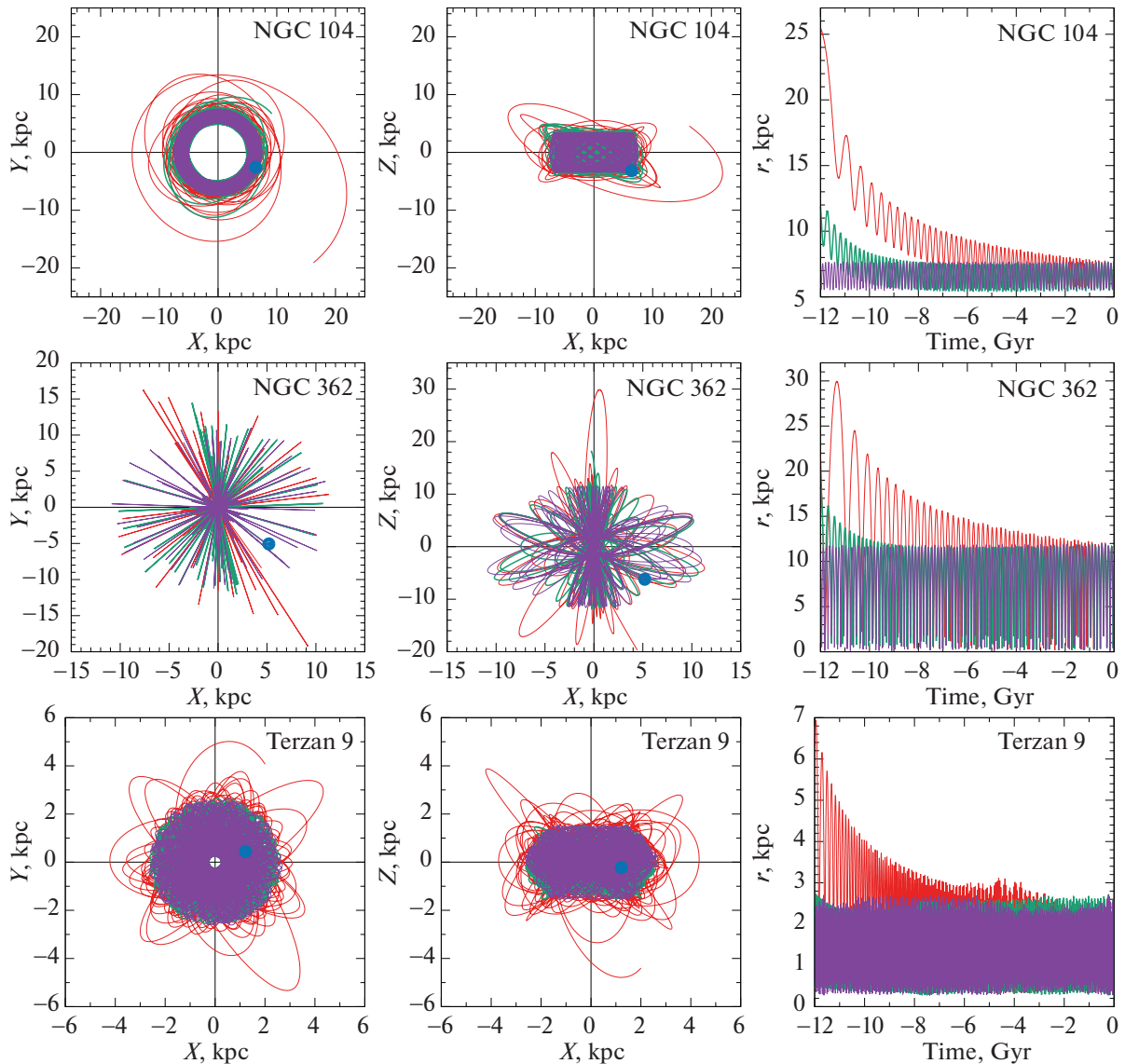


Рис. 6. Окончание.

4. СРАВНЕНИЕ ОРБИТАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ В СТАТИЧЕСКОМ И ЭВОЛЮЦИОНИРУЮЩЕМ ПОТЕНЦИАЛАХ

4.1. Сравнение орбитальных свойств ШС в потенциале только с изменяющимися массами и потенциале с изменяющимися массами и размерами компонент

В этом разделе мы рассматриваем орбитальные свойства 152 галактических шаровых скоплений в построенном нами эволюционирующем потенциале в сравнении со статическим потенциалом.

В первую очередь мы провели сравнительный анализ орбитального движения ШС при интегрировании орбит назад во времени на 12 млрд лет с использованием трех потенциалов: 1) статического

потенциала, 2) эволюционирующего потенциала с изменяющимися массами компонент и 3) эволюционирующего потенциала с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент Галактики. Примеры орбит для шести шаровых скоплений (Eridanus, NGC 2419, FSR 1758, NGS 104, NGC 362, Terzan 9) с различными расстояниями от центра Галактики, принадлежащих различным подсистемам Млечного Пути (Массари и др., 2019; Байкова и др., 2020), приводятся на рис. 6. Здесь показаны орбиты в двух проекциях (X, Y) и (X, Z). Кроме того, на правой панели показано изменение длины радиус-вектора r орбиты от времени. Орбиты, относящиеся к различным потенциалам, изображены различным цветом (см. подрисуночную подпись).

Как следует из рис. 6, по сравнению с орбитами,

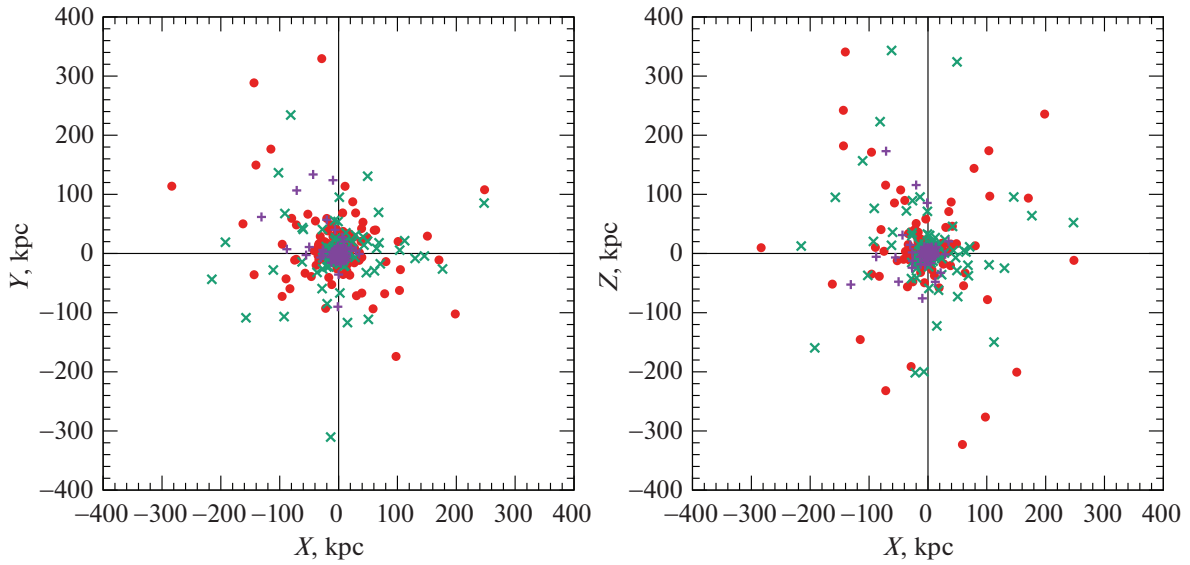


Рис. 7. Распределение ШС в плоскостях (X, Y) и (X, Z) 13 млрд лет назад в статическом потенциале (фиолетовые крестики), в потенциале только с изменяющимися массами компонент (красные кружочки) и в потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент (зеленые крестики).

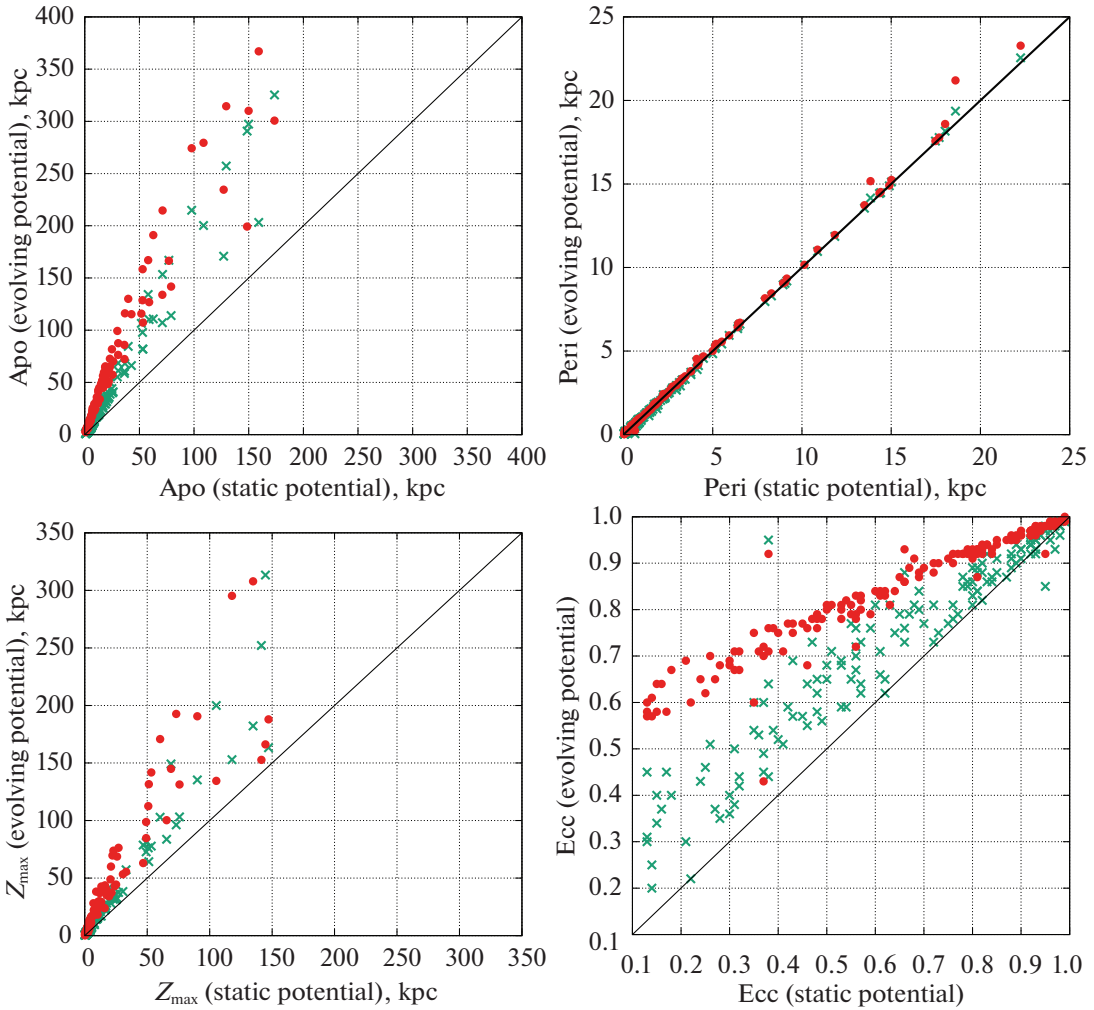


Рис. 8. Сравнение орбитальных параметров (apo , $peri$, Z_{max} , ecc), полученных в статическом потенциале, с параметрами, полученными в потенциале только с изменяющимися массами компонент (красные кружочки) и потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент (зеленые крестики). Интегрирование орбит произведено на 12 млрд лет назад. На каждой панели нанесена диагональная линия совпадения.

полученными в статическом потенциале, наибольшее изменение претерпели орбиты в потенциале только с эволюционирующими массами компонент. В потенциале с эволюционирующими и массами, и размерами компонент, изменение размеров существенно скомпенсировало эффект от изменения масс. Причем чем ближе объект к центру Галактики, тем сильнее оказалась компенсация. На примере самого близкого (из рассмотренных ШС) к центру Галактики ШС Terzan 9 можно видеть почти полное перекрытие орбит, полученных в статическом и эволюционирующем потенциале.

На рис. 7 показано распределение ШС в плоскостях (X, Y) и (X, Z) 13 млрд лет назад в статическом потенциале, в потенциале только с изменяющимися массами компонент и в потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент. Видно, что самой большой является область распределения ШС в потенциале с минимальными массами и максимальными неизменными размерами компонент. В потенциале с минимальными массами и минимальными размерами компонент распределение занимает меньшую область. Минимальный размер распределения наблюдается при статическом потенциале, когда массы компонент Галактики максимальны.

Сравнение таких орбитальных параметров, как апоцентрическое расстояние (apo), перицентрическое расстояние ($peri$), максимальное возвышение по Z (Z_{max}) и эксцентриситет (ecc), полученных в статическом потенциале, с параметрами, полученными в потенциале только с изменяющимися массами компонент и потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент, приведено на рис. 8. Из рисунков видно, что минимальному изменению подверглись перицентрические расстояния ШС. Остальные параметры изменились довольно существенно, особенно в случае потенциала только с изменяющимися массами компонент. В случае потенциала с изменяющимися и массами, и размерами компонент, изменение параметров произошло в меньшей степени, чего и следовало ожидать в соответствии с результатами исследования, проведенного в предыдущем разделе.

4.2. Сравнение орбитальных свойств ШС в потенциале с изменяющимися массами и размерами компонент за периоды времени $[0, -5]$ и $[0, -12]$ млрд лет

В этом разделе мы представляем результаты интегрирования орбит ШС в эволюционирующем потенциале с изменяющимися массами и размерами компонент на интервалах времени $[0, -5]$ и

$[0, -12]$ млрд лет. Параметры компонент потенциала на момент времени -5 и -12 млрд лет приведены в табл. 1. Соответствующие кривые вращения показаны на рис. 1.

Орбитальные параметры apo , $peri$, Z_{max} , ecc всех 152 ШС, полученные в статическом потенциале и в эволюционирующем потенциале на интервалах времени $[0, -5]$ и $[0, -12]$ млрд лет, приводятся в табл. 2. Сравнение орбитальных параметров, полученных в эволюционирующем потенциале, с параметрами, полученными в статическом потенциале, дано на рис. 9. Из этого рисунка следует, что расхождение между величинами параметров существенно на интервале времени $[0, -12]$ млрд лет, в то время как на интервале времени $[0, -5]$ млрд лет параметры орбит шаровых скоплений претерпевают в среднем незначительные изменения по сравнению с параметрами орбит в статическом потенциале, которые вполне укладываются в пределы статистических неопределенностей, вызванных ошибками в данных. Относительно последнего тезиса подобный вывод сделан и в работе Сандерса и др. (2020), где показано, что временная эволюция за последние 5 млрд лет вносит неопределенность в параметры орбиты спутников Млечного Пути, сравнимую с неопределенностью, вызванной ошибками наблюдений или неопределенностью гравитационного потенциала в настоящее время.

Как показано в работе Байковой, Бобылева (2020), среднеквадратическое отклонение неопределенности, вызванное ошибками в данных о собственных движениях, лучевых скоростях и расстояниях, которые доминируют, составляют 7.6% в относительных единицах (имеется в виду в единицах, вычисленных по отношению к эффективному диапазону изменения параметра) для эксцентриситета орбит и 3–4% для остальных параметров. Среднеквадратические отклонения разностей в относительных единицах для эксцентриситета, Z_{max} , apo , $peri$ при интегрировании орбит в эволюционирующем и статическом потенциалах на интервале времени $[0, -5]$ млрд лет составляют 5.2, 1.2, 1.3, 1.9% соответственно, тогда как при интегрировании на интервале $[0, -12]$ млрд лет соответствующие отклонения составляют существенно большие величины (за исключением перицентрического расстояния), а именно, 13, 14.6, 16, 1.9%.

На рис. 10 в качестве иллюстрации показаны орбиты тех же шаровых скоплений, что и на рис. 6, полученные в статическом и эволюционирующем потенциалах на интервале времени $[0, -5]$ млрд лет.

Таким образом, на временах меньше 5 млрд лет потенциал Галактики можно считать постоянным, и для получения представления об орбитальном движении галактических шаровых скоплений на

Таблица 2. Орбитальные параметры ШС в статическом (верхний индекс “st”) и потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент (верхний индекс “–5” относится к периоду времени [0, –5] млрд лет, индекс “–12” относится к периоду времени [0, –12] млрд лет)

Имя	apo^{st} , КПК	$peri^{st}$, КПК	ecc^{st}	Z_{max}^{st} , КПК	apo^{-5} , КПК	$peri^{-5}$, КПК	ecc^{-5}	Z_{max}^{-5} , КПК	apo^{-12} , КПК	$peri^{-12}$, КПК	ecc^{-12}	Z_{max}^{-12} , КПК
NGC 104	7.7	5.51	0.16	3.5	7.7	5.42	0.17	3.5	11.9	5.42	0.37	5.1
NGC 288	12.4	1.43	0.79	10.2	12.4	1.46	0.79	10.3	18.9	1.46	0.86	16.3
NGC 362	11.9	0.08	0.99	11.6	11.9	0.10	0.98	11.5	18.2	0.10	0.99	18.2
Whiting 1	79.0	22.25	0.56	75.9	82.8	22.55	0.57	72.5	114.0	22.55	0.67	103.2
NGC 1261	21.3	0.84	0.92	16.9	21.4	0.93	0.92	17.2	33.9	0.93	0.95	25.8
Pal 1	19.4	14.89	0.13	4.8	20.0	14.89	0.15	5.0	39.3	14.89	0.45	8.6
E 1	129.4	5.19	0.92	117.8	140.1	5.23	0.93	119.6	257.2	5.23	0.96	152.9
Eridanus	159.2	13.84	0.84	134.8	170.3	14.16	0.85	135.8	203.2	14.16	0.87	182.1
Pal 2	39.8	1.35	0.93	9.1	40.9	1.31	0.94	8.5	84.5	1.31	0.97	16.3
NGC 1851	19.9	0.12	0.99	16.8	19.9	0.15	0.99	18.1	31.4	0.15	0.99	23.8
NGC 1904	19.9	0.24	0.98	14.7	19.9	0.26	0.97	14.2	31.6	0.26	0.98	25.9
NGC 2298	16.9	0.49	0.94	12.0	16.7	0.47	0.95	12.0	25.6	0.47	0.96	17.3
NGC 2419	97.8	18.02	0.69	73.2	103.3	18.16	0.70	67.0	214.8	18.16	0.84	96.2
Pyxis	173.6	18.60	0.81	144.6	188.1	19.36	0.81	141.1	325.2	19.36	0.89	313.4
NGC 2808	14.9	0.90	0.89	5.2	14.8	0.78	0.90	5.2	22.9	0.74	0.94	9.3
E 3	12.4	9.05	0.15	5.4	12.4	9.05	0.16	5.5	20.9	9.05	0.40	8.7
Pal 3	148.5	68.08	0.37	141.4	157.4	72.86	0.37	127.7	290.7	72.86	0.60	252.2
NGC 3201	24.9	8.29	0.50	10.3	25.6	8.30	0.51	10.8	44.1	8.30	0.68	15.2
Pal 4	108.7	4.10	0.93	105.3	113.6	4.37	0.93	98.3	200.2	4.37	0.96	199.9
Crater	149.9	71.69	0.35	147.1	165.7	74.72	0.38	163.3	297.3	74.72	0.60	163.3
NGC 4147	25.5	0.79	0.94	25.1	25.7	0.88	0.93	25.2	40.0	0.88	0.96	31.1
NGC 4372	7.3	2.96	0.42	2.1	7.3	2.88	0.43	2.1	11.2	2.85	0.59	3.6
Rup 106	36.8	4.48	0.78	22.9	37.9	4.56	0.79	23.2	68.1	4.56	0.87	31.6
NGC 4590	30.5	8.94	0.55	19.5	31.5	8.96	0.56	20.1	68.4	8.96	0.77	42.0
NGC 4833	8.0	0.63	0.85	3.7	8.0	0.60	0.86	3.6	10.9	0.52	0.91	5.6
NGC 5024	23.0	9.15	0.43	22.2	23.5	9.19	0.44	22.4	50.3	9.19	0.69	33.0
NGC 5053	18.1	10.87	0.25	17.5	18.4	10.96	0.25	17.5	29.8	10.96	0.46	28.3
NGC 5139	7.1	1.28	0.70	3.0	7.1	1.28	0.69	3.0	10.0	1.28	0.77	5.4
NGC 5272	15.9	5.14	0.51	13.3	15.9	5.15	0.51	13.5	30.5	5.15	0.71	23.5
NGC 5286	13.0	0.54	0.92	7.5	13.0	0.56	0.92	8.9	19.2	0.56	0.94	16.4

Таблица 2. Продолжение

Имя	apo^{st} , КПК	$peri^{st}$, КПК	ecc^{st}	Z_{max}^{st} , КПК	apo^{-5} , КПК	$peri^{-5}$, КПК	ecc^{-5}	Z_{max}^{-5} , КПК	apo^{-12} , КПК	$peri^{-12}$, КПК	ecc^{-12}	Z_{max}^{-12} , КПК
NGC 5466	52.9	5.92	0.80	49.2	54.9	5.94	0.80	49.9	97.8	5.94	0.89	72.8
NGC 5634	22.3	2.29	0.81	20.6	22.4	2.36	0.81	21.2	35.6	2.36	0.88	32.5
NGC 5694	71.0	2.75	0.93	49.1	74.7	2.80	0.93	52.0	107.1	2.80	0.95	80.9
IC 4499	29.9	6.43	0.65	27.1	30.6	6.49	0.65	27.6	55.2	6.49	0.79	37.5
NGC 5824	36.4	13.50	0.46	30.6	38.0	13.55	0.47	31.1	60.7	13.55	0.64	38.3
Pal 5	17.6	7.93	0.38	16.2	17.7	7.96	0.38	16.2	36.4	7.96	0.64	22.3
NGC 5897	8.8	1.94	0.64	7.6	8.8	1.95	0.64	7.6	13.7	1.95	0.75	10.9
NGC 5904	23.3	2.23	0.82	21.0	23.4	2.39	0.81	21.8	38.7	2.39	0.88	28.1
NGC 5927	5.5	4.13	0.15	0.8	5.5	3.94	0.17	0.8	7.9	3.89	0.34	1.6
NGC 5946	5.8	0.06	0.98	4.3	5.7	0.06	0.98	4.3	7.2	0.06	0.98	4.3
ESO 224-8	16.8	11.84	0.17	1.9	17.3	11.86	0.19	2.0	30.9	11.86	0.45	4.0
NGC 5986	5.6	0.20	0.93	3.9	5.1	0.25	0.91	3.8	6.3	0.25	0.92	4.8
FSR 1716	5.2	2.20	0.41	1.6	5.0	2.18	0.39	1.6	6.6	2.13	0.51	2.3
Pal 14	127.1	1.49	0.98	90.1	133.9	1.49	0.98	83.7	170.9	1.49	0.98	135.3
BH 184	4.7	1.65	0.48	1.5	4.7	1.53	0.50	1.5	5.7	1.52	0.58	2.2
NGC 6093	4.2	0.45	0.80	3.9	4.2	0.45	0.81	3.9	5.0	0.45	0.83	4.7
NGC 6121	6.8	0.61	0.84	3.1	6.8	0.62	0.83	2.9	8.6	0.62	0.86	4.4
NGC 6101	36.3	10.14	0.56	21.4	37.8	10.16	0.58	21.5	58.6	10.16	0.70	34.2
NGC 6144	3.4	1.56	0.37	3.2	3.4	1.55	0.37	3.2	4.1	1.55	0.45	3.9
NGC 6139	3.6	0.97	0.57	2.7	3.6	0.97	0.57	2.7	4.2	0.97	0.62	3.0
Terzan 3	3.1	2.33	0.14	1.7	3.1	2.24	0.16	1.7	3.6	2.19	0.25	2.2
NGC 6171	4.0	1.07	0.57	2.5	3.9	1.07	0.57	2.4	4.8	1.07	0.64	3.1
ESO 452-11	3.0	0.06	0.96	2.2	2.9	0.06	0.96	2.1	3.0	0.05	0.97	2.4
NGC 6205	8.8	0.97	0.80	7.8	8.8	0.97	0.80	7.8	12.7	0.97	0.86	9.6
NGC 6229	30.6	0.57	0.96	23.9	31.1	0.60	0.96	24.5	61.3	0.60	0.98	35.9
NGC 6218	4.9	2.08	0.40	2.8	4.9	2.05	0.41	2.8	6.4	2.04	0.52	4.1
FSR 1735	4.2	0.21	0.90	2.9	4.2	0.20	0.91	2.6	4.4	0.20	0.91	3.6
NGC 6235	7.2	3.13	0.39	4.9	7.1	3.12	0.39	4.9	10.5	3.12	0.54	6.8
NGC 6254	4.8	1.78	0.46	2.8	4.8	1.76	0.46	2.8	6.1	1.76	0.55	4.1
NGC 6256	2.4	1.53	0.22	0.7	2.4	1.52	0.22	0.7	2.4	1.52	0.22	0.9
Pal 15	52.9	1.30	0.95	51.3	55.1	1.31	0.95	51.5	82.0	1.31	0.97	64.3
NGC 6266	2.7	0.84	0.53	1.0	2.7	0.83	0.53	1.0	2.9	0.74	0.59	1.0

Таблица 2. Продолжение

Имя	apo^{st} , КПК	$peri^{st}$, КПК	ecc^{st}	Z_{max}^{st} , КПК	apo^{-5} , КПК	$peri^{-5}$, КПК	ecc^{-5}	Z_{max}^{-5} , КПК	apo^{-12} , КПК	$peri^{-12}$, КПК	ecc^{-12}	Z_{max}^{-12} , КПК
NGC 6273	3.5	0.85	0.61	3.4	3.5	0.85	0.61	3.4	4.2	0.85	0.66	3.9
NGC 6284	6.4	0.51	0.85	5.7	6.4	0.54	0.85	5.6	8.6	0.54	0.88	7.1
NGC 6287	4.4	0.48	0.81	4.2	4.4	0.48	0.80	4.2	5.4	0.48	0.84	4.9
NGC 6293	3.2	0.13	0.92	2.3	3.2	0.11	0.94	2.3	3.5	0.11	0.94	2.3
NGC 6304	3.0	1.58	0.32	0.9	3.0	1.49	0.34	0.9	3.4	1.39	0.42	1.2
NGC 6316	3.9	0.72	0.69	1.6	3.9	0.66	0.71	1.6	4.7	0.51	0.80	1.6
NGC 6341	10.8	0.43	0.92	9.9	10.8	0.53	0.91	9.9	16.8	0.53	0.94	14.5
NGC 6325	1.4	1.04	0.14	1.1	1.4	1.02	0.15	1.2	1.5	1.02	0.20	1.3
NGC 6333	6.4	0.88	0.76	4.4	6.4	0.89	0.76	4.4	8.6	0.89	0.81	7.1
NGC 6342	1.8	0.63	0.47	1.5	1.8	0.58	0.51	1.5	2.2	0.35	0.73	1.9
NGC 6356	8.5	2.96	0.48	4.7	8.5	2.94	0.49	4.8	12.5	2.94	0.62	7.1
NGC 6355	1.4	0.64	0.38	1.4	2.2	0.09	0.93	1.6	2.2	0.05	0.95	2.0
NGC 6352	4.2	3.19	0.13	0.7	4.2	3.00	0.16	0.7	5.6	2.91	0.31	1.3
IC 1257	20.1	0.69	0.93	7.2	20.0	0.74	0.93	7.1	36.4	0.74	0.96	15.9
Terzan 2	1.0	0.13	0.76	0.4	1.0	0.12	0.78	0.7	1.0	0.12	0.78	0.8
NGC 6366	5.9	2.24	0.45	2.0	5.9	2.18	0.46	2.0	8.0	2.15	0.57	3.3
Terzan 4	0.9	0.18	0.68	0.7	1.0	0.12	0.79	0.7	1.1	0.12	0.81	0.8
BH 229	2.7	0.04	0.97	2.1	2.8	0.03	0.98	2.1	2.8	0.02	0.99	2.7
FSR 1758	12.0	3.31	0.57	5.2	12.0	3.28	0.57	5.4	21.3	3.28	0.73	8.3
NGC 6362	5.4	2.48	0.37	3.3	5.3	2.44	0.37	3.3	7.2	2.44	0.49	4.3
Liller 1	0.8	0.12	0.75	0.2	0.8	0.12	0.75	0.5	0.9	0.12	0.77	0.6
NGC 6380	2.4	0.10	0.92	1.7	2.4	0.10	0.92	1.7	2.5	0.10	0.92	1.7
Terzan 1	2.8	0.67	0.62	0.1	2.8	0.67	0.62	0.1	3.1	0.65	0.65	0.3
Pismis 26	3.3	1.76	0.30	1.6	3.3	1.71	0.31	1.6	3.9	1.68	0.40	2.3
NGC 6388	4.2	1.00	0.61	1.6	4.2	0.95	0.63	1.6	4.9	0.85	0.71	1.9
NGC 6402	4.7	0.27	0.89	2.8	4.6	0.27	0.89	2.6	5.4	0.27	0.90	3.0
NGC 6401	2.0	0.04	0.96	1.5	2.0	0.05	0.95	1.5	2.0	0.05	0.95	1.7
NGC 6397	6.5	2.57	0.43	3.3	6.5	2.53	0.44	3.3	9.2	2.51	0.57	4.6
Pal 6	2.9	0.04	0.97	2.2	2.9	0.03	0.98	2.2	2.9	0.03	0.98	2.7
NGC 6426	16.7	3.28	0.67	7.0	16.7	3.26	0.67	7.5	27.6	3.26	0.79	13.8
Djorg 1	8.6	1.06	0.78	1.0	8.6	1.03	0.78	1.0	12.1	1.01	0.85	3.0
Terzan 5	1.9	0.22	0.80	1.1	2.0	0.22	0.80	1.0	2.1	0.22	0.81	1.0

Таблица 2. Продолжение

Имя	apo^{st} , КПК	$peri^{st}$, КПК	ecc^{st}	Z_{max}^{st} , КПК	apo^{-5} , КПК	$peri^{-5}$, КПК	ecc^{-5}	Z_{max}^{-5} , КПК	apo^{-12} , КПК	$peri^{-12}$, КПК	ecc^{-12}	Z_{max}^{-12} , КПК
NGC 6440	1.5	0.05	0.93	1.2	1.5	0.05	0.94	1.2	1.6	0.04	0.95	1.3
NGC 6441	4.7	1.43	0.53	1.4	4.7	1.29	0.57	1.4	6.0	1.13	0.68	1.6
Terzan 6	1.3	0.17	0.77	0.5	1.4	0.16	0.79	0.7	1.4	0.16	0.79	0.7
NGC 6453	3.0	0.08	0.95	2.2	2.6	0.21	0.85	2.2	2.6	0.21	0.85	2.2
NGC 6496	4.6	2.35	0.32	2.4	4.6	2.28	0.33	2.4	5.9	2.27	0.44	3.3
Terzan 9	2.7	0.27	0.82	1.6	2.7	0.27	0.82	1.4	2.7	0.27	0.82	1.5
Djorg 2	0.8	0.50	0.21	0.4	0.8	0.50	0.23	0.4	0.9	0.50	0.30	0.5
NGC 6517	3.7	0.23	0.88	2.4	3.7	0.23	0.88	2.2	4.0	0.22	0.89	2.3
Terzan 10	5.3	0.57	0.81	3.7	5.3	0.58	0.80	3.9	6.7	0.58	0.84	5.4
NGC 6522	1.4	0.42	0.54	1.1	1.4	0.41	0.55	1.1	1.6	0.41	0.59	1.3
NGC 6535	4.8	0.80	0.72	2.0	4.8	0.70	0.75	2.0	5.8	0.61	0.81	2.3
NGC 6528	1.1	0.23	0.66	0.9	1.4	0.10	0.87	0.9	1.5	0.10	0.88	0.9
NGC 6539	3.5	1.85	0.31	2.5	3.5	1.90	0.29	2.6	4.2	1.90	0.38	3.0
NGC 6540	2.6	1.14	0.38	0.5	2.5	1.11	0.39	0.5	2.7	1.05	0.44	0.8
NGC 6544	6.0	0.43	0.87	3.1	5.7	0.48	0.85	3.1	6.9	0.48	0.87	4.6
NGC 6541	3.8	1.29	0.49	2.4	3.7	1.29	0.49	2.4	4.6	1.29	0.56	3.0
ESO 280-06	13.7	0.72	0.90	10.6	13.7	0.75	0.90	10.8	22.1	0.75	0.93	17.2
NGC 6553	3.9	2.96	0.13	0.3	3.9	2.76	0.17	0.3	4.9	2.66	0.30	0.5
NGC 6558	1.7	0.26	0.72	1.3	1.7	0.27	0.72	1.3	1.7	0.27	0.73	1.6
Pal 7	7.2	3.78	0.31	0.7	7.2	3.62	0.33	0.8	10.7	3.59	0.50	1.7
Terzan 12	4.0	1.87	0.36	1.2	4.0	1.73	0.40	1.1	5.0	1.55	0.53	1.4
NGC 6569	2.6	1.46	0.28	1.3	2.6	1.44	0.29	1.3	2.9	1.41	0.35	1.6
ESO 456-78	3.2	1.81	0.27	1.3	3.2	1.77	0.28	1.3	3.8	1.71	0.37	1.8
NGC 6584	18.6	1.79	0.82	13.2	18.6	1.84	0.82	13.9	34.2	1.84	0.90	25.6
NGC 6624	1.7	0.07	0.92	1.3	1.8	0.06	0.94	1.3	1.9	0.06	0.94	1.3
NGC 6626	3.2	0.49	0.73	1.9	3.2	0.50	0.73	1.9	3.5	0.50	0.75	2.3
NGC 6638	2.7	0.04	0.97	2.0	2.5	0.09	0.93	2.0	2.5	0.09	0.93	2.1
NGC 6637	2.4	0.09	0.93	1.7	2.4	0.09	0.93	1.7	2.4	0.09	0.93	1.8
NGC 6642	2.2	0.08	0.93	1.6	2.3	0.08	0.93	1.6	2.3	0.08	0.93	1.9
NGC 6652	3.6	0.03	0.98	2.8	3.5	0.08	0.96	2.7	3.5	0.08	0.96	3.3
NGC 6656	9.8	2.98	0.53	3.7	9.8	2.92	0.54	3.9	16.1	2.92	0.69	6.3
Pal 8	4.2	0.87	0.66	1.7	4.2	0.82	0.67	1.7	5.0	0.69	0.76	1.7

Таблица 2. Окончание

Имя	apo^{st} , КПК	$peri^{st}$, КПК	ecc^{st}	Z_{max}^{st} , КПК	apo^{-5} , КПК	$peri^{-5}$, КПК	ecc^{-5}	Z_{max}^{-5} , КПК	apo^{-12} , КПК	$peri^{-12}$, КПК	ecc^{-12}	Z_{max}^{-12} , КПК
NGC 6681	5.0	0.48	0.83	4.8	5.0	0.49	0.82	4.8	6.4	0.49	0.86	5.7
NGC 6712	5.6	0.05	0.98	4.4	5.6	0.04	0.99	4.4	5.9	0.04	0.99	5.7
NGC 6715	51.8	14.41	0.56	46.8	54.9	14.48	0.58	46.9	106.6	14.48	0.76	78.7
NGC 6717	2.7	0.64	0.62	1.4	2.7	0.66	0.60	1.4	2.9	0.66	0.62	1.8
NGC 6723	3.1	1.68	0.30	3.1	3.1	1.68	0.30	3.0	3.6	1.68	0.36	3.5
NGC 6749	5.0	1.47	0.55	0.3	5.0	1.40	0.56	0.3	6.3	1.32	0.65	0.7
NGC 6752	5.6	3.46	0.24	2.1	5.6	3.33	0.26	2.1	8.3	3.31	0.43	3.5
NGC 6760	5.9	1.94	0.50	0.6	5.9	1.84	0.52	0.7	8.2	1.77	0.65	1.6
NGC 6779	13.2	0.71	0.90	9.3	13.2	0.74	0.89	9.4	21.4	0.74	0.93	14.1
Terzan 7	58.0	14.34	0.60	53.2	61.2	14.43	0.62	53.4	134.3	14.43	0.81	77.8
Pal 10	11.0	6.40	0.26	0.9	11.0	6.34	0.27	1.0	19.5	6.34	0.51	2.2
Arp 2	62.7	17.69	0.56	60.3	65.8	17.78	0.57	53.9	110.8	17.78	0.72	102.9
NGC 6809	5.8	1.18	0.66	4.7	5.8	1.20	0.66	4.7	7.8	1.20	0.73	6.3
Terzan 8	76.9	17.48	0.63	69.0	83.1	17.57	0.65	66.2	167.0	17.57	0.81	149.2
Pal 11	8.7	4.20	0.35	3.8	8.7	4.13	0.35	4.0	13.9	4.13	0.54	7.2
NGC 6838	7.3	5.00	0.18	0.7	7.3	4.85	0.20	0.7	11.2	4.84	0.40	1.6
NGC 6864	16.0	0.39	0.95	12.5	16.0	0.44	0.95	12.9	25.6	0.44	0.97	20.8
NGC 6934	42.7	2.69	0.88	16.2	44.3	2.69	0.89	18.1	66.1	2.69	0.92	26.8
NGC 6981	22.0	0.10	0.99	16.0	21.8	0.31	0.97	15.5	36.1	0.15	0.99	26.7
NGC 7006	53.3	2.21	0.92	33.1	55.4	2.22	0.92	36.9	81.9	2.22	0.95	57.2
NGC 7078	10.8	3.77	0.48	5.1	10.8	3.73	0.49	5.3	17.7	3.73	0.65	9.1
NGC 7089	19.0	0.51	0.95	13.3	18.9	0.46	0.95	13.0	29.1	0.32	0.98	17.0
NGC 7099	8.5	1.00	0.79	7.2	8.5	1.00	0.79	7.2	12.4	1.00	0.85	10.0
Pal 12	59.0	15.01	0.59	50.9	62.4	15.12	0.61	51.2	110.2	15.12	0.76	76.2
Pal 13	71.2	6.53	0.83	65.5	74.8	6.61	0.84	65.6	153.4	6.61	0.92	83.7
NGC 7492	26.1	1.72	0.88	25.9	26.4	1.82	0.87	25.7	41.0	1.82	0.91	32.6

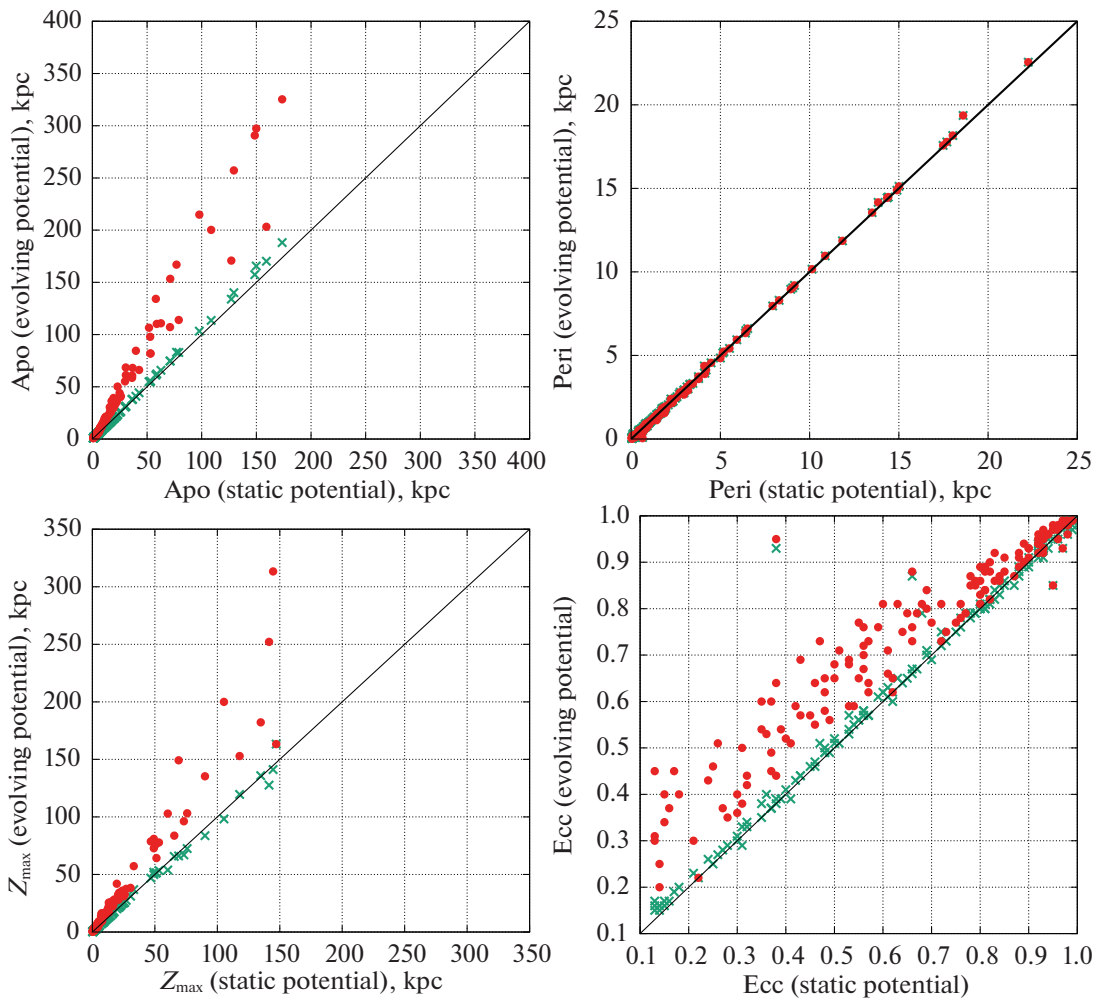


Рис. 9. Сравнение орбитальных параметров (apo , $peri$, Z_{max} , ecc), полученных в статическом потенциале, с параметрами, полученными в потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися масштабами компонент за период времени $[0, -5]$ млрд лет (зеленые крестики) и период времени $[0, -12]$ млрд лет (красные кружочки). На каждой панели нанесена диагональная линия совпадения. Среднеквадратические отклонения разностей в относительных единицах для apo , $peri$, Z_{max} , ecc на интервале времени $[0, -5]$ млрд лет равны 1.3, 1.9, 1.2, 5.2% соответственно, а на интервале времени $[0, -12]$ млрд лет — 16, 1.9, 14.6, 13%.

этих временах можно использовать, в частности, каталог Байковой, Бобылева (2020).

Мы также вычислили время падения на Галактику для каждого шарового скопления по смене знака полной энергии с положительного на отрицательный, что эквивалентно обнаружению самого раннего момента, когда ШС пересекает вириальный радиус своего родительского гало темной материи. В табл. 3 приведены моменты падения ШС на Галактику после -13 млрд лет. В таблице приводится также классификация ШС по подсистемам Галактики (ПГ) (Массари, 2019; Байкова, Бобылев, 2020) (приняты обозначения: D — диск, GE — галактика Sausage, или, Gaia-Enceladus, H99 — поток Хелми, Seq — галактика Sequoia, Sgr — карликовая галактика Sagittarius, HE (unassociated high energy group) — несвя-

занная высокоэнергетическая группа). Как следует из таблицы, в список ШС, упавших на Галактику позже -13 млрд лет, попало 20 объектов GE из 38, входящих во всю выборку, семь Sgr (из семи), семь H99 (из восьми), шесть HE (из шести), пять D (из 35), четыре Seq (из девяти).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

До сих пор многие авторы используют неизменный, статический потенциал для изучения орбитального движения галактических объектов, несмотря на то, что за последние годы появились ряд работ (см., например, Армстронг и др., 2021; Хаги и др., 2015, и ссылки в этих работах) по построению эволюционирующего потенциала на

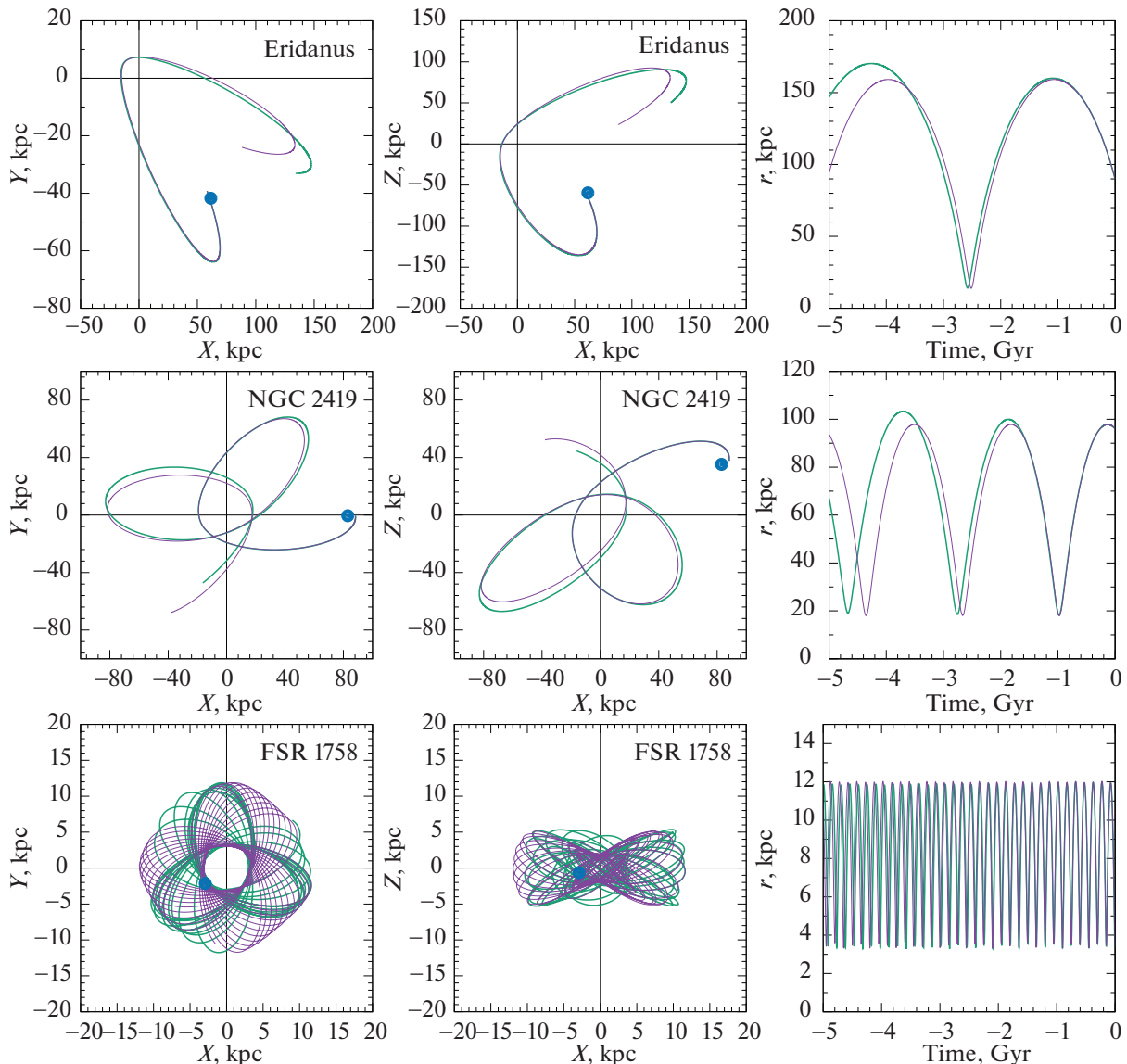


Рис. 10. Примеры орбит ШС, полученных в статическом потенциале и в потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент, изображенные фиолетовым и зеленым цветами соответственно. Интегрирование орбит произведено на 5 млрд лет назад. Начало орбит обозначено синим кружочком.

основе моделей, описывающих потенциал Галактики на настоящий момент времени, и космологических моделей Вселенной. Мы в данной работе для изучения орбитального движения шаровых скоплений конструируем эволюционирующий потенциал Галактики по алгоритму, основанному на полуаналитической космологической модели и подробно разработанному в статьях Гомеза и др. (2010), Хаги и др. (2015). В качестве модели статического потенциала и потенциала на настоящий момент времени мы рассматриваем осесимметричный трехкомпонентный потенциал с балджем и диском в форме Миamoto–Нагаи (1975) и со сферическим гало Наварро–Френка–Уайта (1997), модифицированный в работе Байковой,

Бобылева (2016) с использованием кривой вращения Бхатачарджи (2014) с галактоцентрическими расстояниями объектов до 200 кпк.

В построенном эволюционирующем потенциале во времени изменяются как массы, так и масштабные параметры, определяющие размеры компонент. Мы впервые изучили отдельно влияние изменения масс и изменения размеров компонент Галактики. Мы показали, что изменения масс и размеров компонент действуют на орбитальные параметры противоположным образом. На малых галактоцентрических расстояниях это влияние максимально компенсируется. Наибольшее влияние претерпевают орбиты далеких объектов и объектов с большим апоцентрическим расстоянием. На

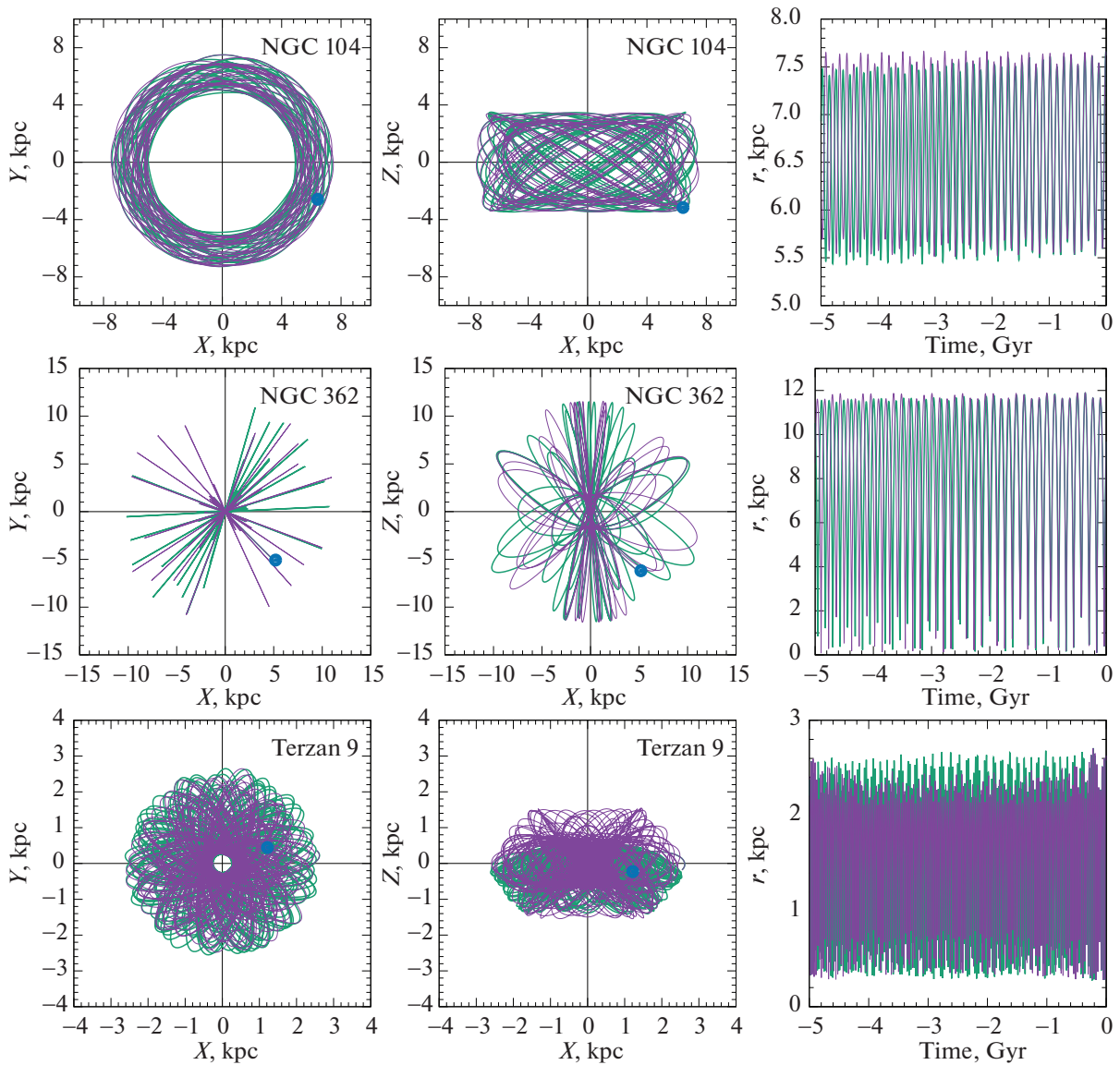


Рис. 10. Окончание.

примере шести реальных шаровых скоплений с различными расстояниями от центра Галактики мы показали эффект от изменения масс и масштабных параметров компонент потенциала. Важность проведенного исследования заключается в том, что иногда в литературе эволюция размеров компонент игнорируется, и рассматривается только эволюция масс, что может привести к переоценке изменения орбитальной истории галактических объектов.

В качестве исходных астрометрических данных для изучения орбитальных движений 152 шаровых скоплений из списка Васильева (2019) мы использовали самые последние на сегодняшний день высокоточные результаты наблюдений со спутника Gaia. В основном это собственные движения, вычисленные с использованием каталога EDR3 Васильевым, Баумгардтом (2021). Кроме того, мы

использовали новые средние высокоточные гелиоцентрические расстояния из работы Баумгардта, Васильева (2021).

Мы произвели численное интегрирование орбит на 5 и 12 млрд лет назад. Приводится таблица с орбитальными параметрами в статическом и в эволюционирующем потенциалах. Сравнение орбитальных параметров шаровых скоплений, полученных в статическом и эволюционирующем потенциалах, показало, что расхождение между величинами параметров существенно на интервале времени $[0, -12]$ млрд лет, в то время как на интервале времени $[0, -5]$ млрд лет параметры орбит шаровых скоплений претерпевают в среднем незначительные изменения по сравнению с параметрами орбит, полученными в статическом потенциале, которые вполне укладываются в пределы статистических

Таблица 3. Время падения шаровых скоплений на Галактику в эволюционирующем потенциале с изменяющимися массами и изменяющимися размерами компонент

Имя	ПГ	T_{infall} , млрд лет	Имя	ПГ	T_{infall} , млрд лет	Имя	ПГ	T_{infall} , млрд лет
NGC 288	GE	-12.818	NGC 5053	H99	-12.909	FSR 1758	Seq	-12.941
NGC 362	GE	-12.989	NGC 5272	H99	-12.855	Djorg 1	GE	-12.993
Whiting 1	Sgr	-11.777	NGC 5286	GE	-12.872	NGC 6584	GE	-12.820
Pal 1	D	-12.712	NGC 5466	GE	-12.329	NGC 6656	D	-12.983
E 1	HE	-12.043	NGC 5694	HE	-12.036	NGC 6715	Sgr	-12.905
Eridanus	HE	-11.310	IC 4499	Seq	-12.612	Terzan 7	Sgr	-12.739
NGC 2419	Sgr	-12.404	NGC 5824	H99	-12.359	Arp 2	Sgr	-12.027
Pyxis	HE	-12.807	Pal 5	H99	-12.852	Terzan 8	Sgr	-12.878
NGC 2808	GE	-12.837	NGC 5897	GE	-12.932	Pal 11	D	-12.931
E 3	D	-12.932	NGC 5904	GE	-12.711	NGC 6934	GE	-12.289
Pal 3	HE	-11.682	ESO 224-8	D	-12.715	NGC 6981	GE	-12.850
NGC 3201	Seq	-12.515	Pal 14	GE	-11.584	NGC 7006	GE	-12.225
Crater	HE	-12.180	NGC 6101	Seq	-12.623	Pal 12	Sgr	-12.129
NGC 4147	GE	-12.950	NGC 6205	GE	-12.993	Pal 13	GE	-12.471
Rup 106	H99	-12.706	Pal 15	GE	-12.100	NGC 7492	GE	-12.901
NGC 4590	H99	-12.996	NGC 6341	GE	-12.873	—	—	—
NGC 5024	H99	-12.987	IC 1257	GE	-12.635	—	—	—

неопределенностей, вызванных ошибками в данных, т.е. на временных масштабах от настоящего момента до -5 млрд лет потенциал Галактики можно считать постоянным.

Авторы выражают искреннюю благодарность анонимным рецензентам за очень интересные и полезные замечания, позволившие улучшить статью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аганим и др. (Planck Collaboration: N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, id. A6, 67 (2020).
- Аллен, Сантильян (C. Allen and A. Santillan), *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* **22**, 255 (1991).
- Армстронг и др. (B.M. Armstrong, K. Bekki, and A.D. Ludlow), *MNRAS* **500**, 2937 (2021).
- Арнольд и др. (J.A. Arnold, A.J. Romanowsky, J.P. Brodie, L. Chomiuk, L.R. Spitler, J. Strader, A.J. Benson, and D.A. Forbes), *Astrophys. J. Lett.* **736**, L26 (2011).
- Байкова А.Т., Бобылев В.В., Письма в *Астрон. журн.* **42**, 625 (2016) [A.T. Bajkova and V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **42**, 567 (2016)].
- Байкова, Бобылев (A.T. Bajkova and V.V. Bobylev), *astro-ph/2008.13624* (2020).
- Байкова А.Т., Бобылев В.В., *Астрон. журн.* **98**, 9 (2021) [A.T. Bajkova and V.V. Bobylev, *Astron. Rep.* **98**, Iss. 9 (2021)].
- Байкова и др. (A.T. Bajkova, G. Carraro, V.I. Korchagin, N.O. Budanova, and V.V. Bobylev), *Astrophys. J.* **895**, 69 (2020).
- Батталия и др. (G. Battaglia, S. Taibi, G.F. Thomas, and T.K. Fritz), *astro-ph/2106.08819* (2021).
- Баумгардт, Васильев (H. Baumgardt and E. Vasiliev), *astro-ph/2105.09526* (2021).
- Бекки и др. (K. Bekki, M.A. Beasley, J.P. Brodie, and D.A. Forbes), *MNRAS* **363**, 1211 (2005).
- Беллаццини (M. Bellazzini), *MNRAS* **347**, 119 (2004).
- Бланд-Хоторн, Герхард (J. Bland-Hawthorn and O. Gerhard), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 529 (2016).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в *Астрон. журн.* **42**, 3 (2016) [V.V. Bobylev and A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **42**, 1 (2016)].
- Баллок, Джонстон (J.S. Bullock and K.V. Johnston), *Astrophys. J.* **635**, 931 (2005).
- Бхаттачарджи и др. (P. Bhattacharjee, S. Chaudhury, and S. Kundu), *Astrophys. J.* **785**, 63 (2014).

17. Ван и др. (W. Wang, J. Han, M. Cautun, Z. Li, and M. Ishigaki), *South. California Publ. Manag. Associat.* **63**, id.109801 (2020).
18. Васильев (E. Vasiliev), *MNRAS* **484**, 2832 (2019).
19. Васильев, Баумгардт (E. Vasiliev and H. Baumgardt), *astro-ph/2102.09568* (2021).
20. Гарроу и др. (T. Garrow, J.J. Webb, and J. Bovy), *MNRAS* **499**, 804 (2020).
21. Гомез и др. (F.A. Gómez, A. Helmi, A.G.A. Brown, and Y.-S. Li), *MNRAS* **408**, 935 (2010).
22. Иррганг и др. (A. Irrgang, B. Wilcox, E. Tucker, and L. Schiefelbein), *Astron. Astrophys.* **549**, 137 (2013).
23. Кинг (I. King), *Astrophys. J.* **67**, 471 (1962).
24. Коппельман, Хелми (H.H. Koppelman and A. Helmi), *astro-ph/2006.16283* (2020).
25. Корреа и др. (C.A. Correa, J.S.B. Wyithe, J. Schaye, and A.R. Duffy), *MNRAS* **452**, 1217 (2015).
26. Массари и др. (D. Massari, H.H. Koppelman, and A. Helmi), *Astron. Astrophys.* **630**, L4 (2019).
27. Миямото, Нагаи (M. Miyamoto and R. Nagai), *Publ. Astron. Soc. Japan* **27**, 533 (1975).
28. Наварро и др. (J.F. Navarro, C.S. Frenk, and S.D.M. White), *Astrophys. J.* **490**, 493 (1997).
29. Перес-Вильегас и др. (A. Perez-Villegas, B. Barbuy, L.O. Kerber, S. Ortolani, S.O. Souza, and E. Bica), *MNRAS* **491**, 3251 (2020).
30. Сандерс и др. (J.L. Sanders, E.J. Lilley, E. Vasiliev, N.W. Evans, and D. Erkal), *MNRAS* **499**, 4793 (2020).
31. Трухильо-Гомес и др. (S. Trujillo-Gomez, J.M.D. Kruijssen, M. Reina-Campos, J.L. Pfeffer, B.W. Keller, R.A. Crain, N. Bastian, and M.E. Hughes), *MNRAS* **503**, 31 (2021).
32. Хаги и др. (H. Hagi, A.H. Zonoozi, and S. Taghavi), *MNRAS* **450**, 2812 (2015).
33. Харрис (W. Harris), *astro-ph/1012.3224* (2010).
34. Хелми и др. (Gaia Collaboration: A. Helmi, F. van Leeuwen, P.J. McMillan, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 12 (2018).
35. Шонрих и др. (R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen), *MNRAS* **403**, 1829 (2010).

MLS120126:042313+212951 — НОВАЯ ЗАТМЕННАЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННАЯ В ПРОБЕЛЕ ПЕРИОДОВ

© 2021 г. А. И. Колбин^{1,2*}, Н. В. Борисов¹, А. С. Москвитин¹, В. Н. Аитов¹, С. С. Котов¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Карачаево-Черкессия, Россия

²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Поступила в редакцию 21.06.2021 г.

После доработки 29.06.2021 г.; принята к публикации 04.07.2021 г.

Выполнен анализ фотометрических и спектральных наблюдений новой затменной катаклизмической переменной MLS120126:042313+212951. Найден орбитальный период системы $P = 0.1034329$ сут (≈ 2.48 ч), соответствующий пробелу $2 \lesssim P \lesssim 3$ ч в распределении катаклизмических переменных. Доплеровская томограмма в линии $H\beta$ демонстрирует яркое пятно, которое образуется в области взаимодействия аккреционной струи с внешней частью аккреционного диска. На основе известных калибровок массы вторичного компонента от периода, продолжительности затмения и разделения пиков эмиссионных линий сделана оценка наклона орбитальной плоскости и массы белого карлика: $i = 69.5 \pm 2.0^\circ$ и $M_1 = 0.83 \pm 0.12 M_\odot$. Эти оценки согласуются с положением горячего пятна на доплеровской томограмме.

Ключевые слова: новые, катаклизмические переменные, звезды: индивидуальные: MLS120126:042313+212951, методы: фотометрия, спектроскопия.

DOI: 10.31857/S0320010821070068

ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические переменные представляют собой тесные двойные системы, первичный компонент которых является белым карликом, а вторичный — холодной звездой главной последовательности спектрального класса G–M. Вторичный компонент переполняет свою полость Роша, что приводит к истечению ее вещества через внутреннюю точку Лагранжа L_1 и образованию аккреционного диска вокруг белого карлика. Аккреционный диск является неоднородным по яркости. Часто наблюдения указывают на наличие яркого горячего пятна, образующегося на внешней части диска при взаимодействии с аккреционной струей, истекающей из окрестностей внутренней точки Лагранжа. Если белый карлик обладает сильным магнитным полем $B \sim 10^7 - 10^8$ Гс, то ионизованное вещество струи не успевает обернуться вокруг аккретора и направляется магнитным полем к магнитным полюсам. Такого типа двойные именуется полярами или системами типа AM Her. При более слабых магнитных полях ($B \sim 10^5 - 10^7$ Гс) образуется слабый аккреционный диск, внутренняя часть которого разрушается магнитным полем. Эти системы называются промежуточными полярами

или системами типа DQ Her. Более подробно с типами катаклизмических переменных можно ознакомиться в книге Уорнера (1995).

Считается, что катаклизмические переменные образуются из широких пар ($a \sim 100 R_\odot$), состоящих из первичного компонента массы $> 1 M_\odot$ и менее массивного ($M_2 \leq 1 M_\odot$) вторичного компонента. В процессе своей эволюции первичный компонент расширяется до сверхгиганта, внешние части которого поглощают вторичный компонент с образованием общей оболочки. Благодаря трению сокращается расстояние между ядром более массивной звезды и звездой-компаньоном. После сброса оболочки сверхгигантом образуется более тесная двойная ($a \sim R_\odot$) с белым карликом. Ввиду потери углового момента через магнитный звездный ветер вторичного компонента уменьшаются большая полуось и орбитальный период системы. В некоторый момент времени вторичный компонент начинает заполнять свою полость Роша с образованием катаклизмической переменной. Звезда-донор отклоняется от теплового равновесия и ее радиус несколько превышает радиус “нормальной” звезды главной последовательности той же массы (Кинг, 1988). По мере дальнейшей потери углового момента орбитальный период сокращается до $P \approx 3$ ч, при котором вторичный компонент становит-

*Электронный адрес: kolbinaalexander@mail.ru

ся полностью конвективным. В этот момент механизм магнитного торможения становится неэффективным и звезда сжимается, переходя в тепловое равновесие. Поскольку ее радиус в этот период меньше эффективного радиуса полости Роша, аккреция в системе прекращается. Далее система теряет угловой момент за счет излучения гравитационных волн и при достижении периода ~ 2 ч вторичный компонент вновь заполняет свою полость Роша с возобновлением аккреции (подробнее см. Книгге и др., 2011).

Описанный эволюционный сценарий часто используется для интерпретации бимодального распределения катаклизмических переменных по периодам, которое имеет пробел в диапазоне $2 \lesssim P \lesssim 3$ ч (Ховелл и др., 2001; Книгге и др., 2011). Следует отметить, что этот пробел не является “пустым” — некоторые катаклизмические переменные все же в него попадают. Так, в каталоге Риттера и Колба издания 2016 г. (Риттер, Колб, 2003) около 9% систем с дисковой аккрецией попадает в пробел периодов. Объяснение этому феномену дают численные симуляции эволюции тесных двойных систем. Показано, что в случае если исходное содержание водорода в ядре донора не превышает $X \approx 0.10$, то звезда становится полностью конвективной лишь при массе $\approx 0.14 M_{\odot}$ и соответствующем орбитальном периоде менее 2 ч (Тутуков и др., 1985; Подсиадловски и др., 2003). Такая система не будет разделенной в пробеле периодов 2–3 ч, где ее вторичный компонент по-прежнему отклоняется от теплового равновесия. Таким образом, исследование катаклизмических переменных в пробеле периодов является важным для понимания эволюции тесных двойных систем.

Переменность блеска MLS120126:042313+212951 ($\alpha_{2000} = 04^{\text{h}}23^{\text{m}}12.71^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = +21^{\circ}29'50.25''$, далее J0423) была обнаружена телескопом MLS Каталиновского обзора неба (Дрэйк и др., 2009). Выполненные нами фотометрические наблюдения выявили глубокие затмения в системе ($\Delta V \approx 2^{\text{m}}$), а также принадлежность объекта редким катаклизмическим переменным, попадающим в пробел периодов 2–3 ч. Это способствовало получению дополнительного фотометрического материала J0423, а также выполнению его спектральных наблюдений. Анализ этих наблюдений и посвящена настоящая работа.

Данная статья структурирована следующим образом. В разделе 1 проводится описание выполненных наблюдений и методик обработки полученного материала. Раздел 2 посвящен анализу кривых блеска J0423. Далее, в разделе 3 исследуются спектры объекта с анализом поведения спектральных линий в течение орбитального периода. Отдельно в разделе 4 анализируется орбитальная пе-

Таблица 1. Журнал фотометрических наблюдений на телескопе Цейсс-1000 САО РАН

Дата	Прибор	Фильтр	Δt_{exp} , с	ΔT , мин
17/18 Фев. 2020	ММРР	V	300	187
04/05 Мар. 2020	ММРР	I_C	300	213
17/18 Окт. 2020	ММРР	V	300	182
18/19 Окт. 2020	ММРР	No	180	36
18/19 Окт. 2020	ММРР	No	30	72
07/08 Ноя. 2020	ПЗС	V	120	25
15/16 Ноя. 2020	ПЗС	V	300	241
13/14 Дек. 2020	ПЗС	V	300	159

Примечание. Перечислены ночи, в которых проводились наблюдения, используемые фотометры, фотометрические фильтры (“No” — наблюдения без фильтра), времена экспозиций Δt_{exp} , а также продолжительности наблюдений ΔT .

ременность профиля линии $H\beta$ с применением метода доплеровской томографии. Оценка параметров системы проводится в разделе 5. Результаты выполненной работы резюмируются в Заключение.

1. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Фотометрические наблюдения J0423 проводились на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН с февраля по декабрь 2020 г. В течение этого периода использовано два фотометра, устанавливаемых в кассегреновский фокус телескопа. Сначала на телескоп устанавливался многорежимный фотометр-поляриметр (Multi-Mode Photometer Polarimeter, ММРР), оснащенный жидкостно-охлаждаемой (до -100°C) камерой Raptor Eagle V с $2K \times 2K$ матрицей EEV 42-40. Затем наблюдения проводились с помощью ПЗС-фотометра с $2K \times 2K$ матрицей EEV 42-40 и азотным охлаждением. Журнал выполненных фотометрических наблюдений представлен в табл. 1.

Обработка фотометрического материала проводилась с использованием пакета программ IRAF¹. Из изображений вычитались кадры электронного нуля (байес), исправлялись эффекты неоднородной чувствительности прибора путем деления на кадры плоского поля, удалялись следы космических частиц с помощью алгоритма LACOSMIC (ван

¹ Пакет программ обработки и анализа астрономических данных IRAF доступен по адресу <https://iraf-community.github.io>.

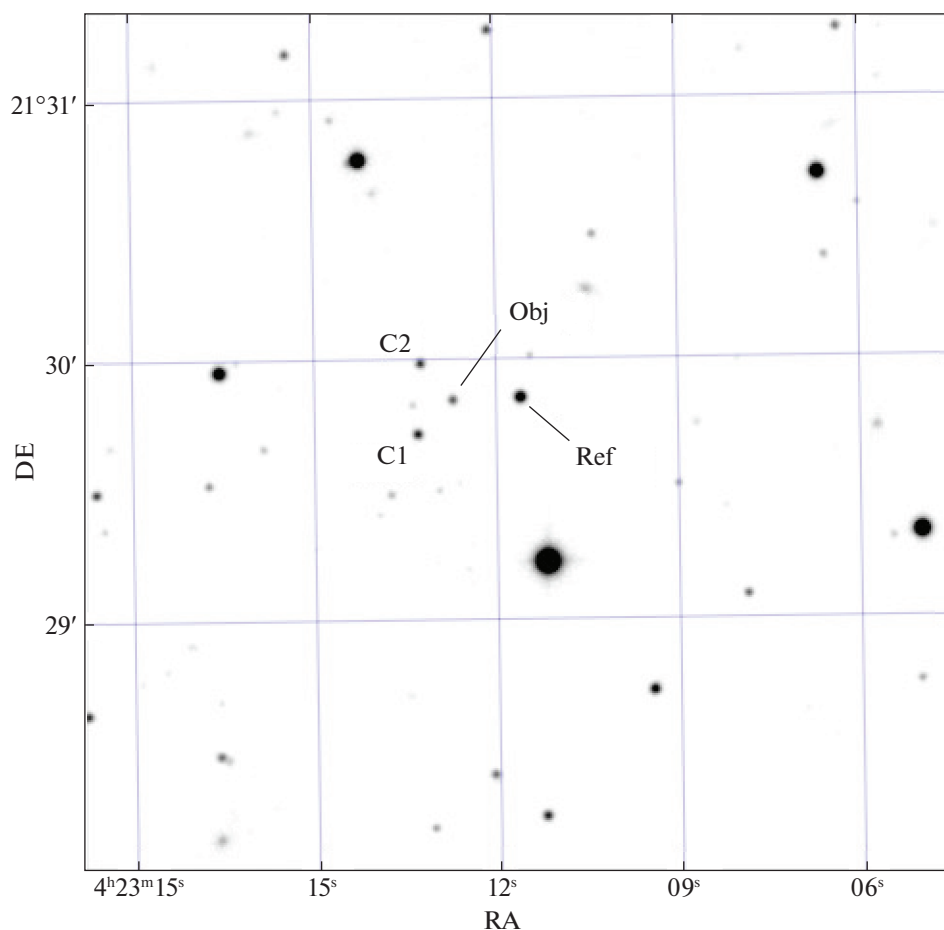


Рис. 1. Окрестности J0423 (Obj) с указанием опорной звезды (Ref) и контрольных звезд (C1, C2).

Доккум, 2001). Детектирование звездообразных объектов на кадрах проводилось программой IRAF/daofind. Апертурная фотометрия объектов поля выполнялась с помощью программы IRAF/apphot. Оптимальный размер апертуры находился путем минимизации дисперсии блеска звезд поля по серии соседних кадров со стабильным размером звездного изображения.

На рис. 1 показана область неба около J0423, изображение которой получено на телескопе Цейсс-1000. Указано положение исследуемого объекта, опорной звезды 2MASS J04231163+2129506 и контрольных звезд. Абсолютная фотометрия опорной звезды в настоящей работе не проводилась, однако в каталоге Gaia EDR3 (Коллаборация Гайа, 2020) она имеет блеск $G = 17.96^m$. Анализ относительного блеска контрольных звезд не выявил переменности опорной звезды в течение всего периода наблюдений. Для оценки ошибки дифференциальной фотометрии находилась дисперсия блеска звезд поля в течение наблюдательного сета. На основе этих измерений строились диаграммы среднеквадратичного отклонения блеска σ от среднего относительного блеска

звезды Δm . Эти диаграммы аппроксимировались функцией $\sigma = \exp\{P(\Delta m)\}$, где $P(\Delta m)$ — алгебраический полином второй степени.

Набор из 12 спектров J0423 получен на 6-м телескопе БТА Специальной астрофизической обсерватории РАН в ночь с 14 по 15 ноября 2020 г. Телескоп был оснащен фокальным редуктором SCORPIO-1 в режиме спектроскопии с длинной щелью (Афанасьев, Моисеев, 2011). Наблюдения проводились в спектральном диапазоне 3600–5400 Å с использованием объемной голографической решетки VPHG1200B (1200 штрихов/мм) и щели шириной 1.2". Эффективное спектральное разрешение прибора составило $\Delta\lambda \approx 5.2$ Å. Регистрация спектров проводилась с экспозициями 10 мин.

Полученный спектральный материал обрабатывался с помощью пакета IRAF. Обработка включала в себя вычитание байес-кадров, удаление следов космических частиц, исправление геометрических искажений, коррекцию неоднородной чувствительности прибора на основе кадров плоского поля. Калибровка спектров по длинам волн

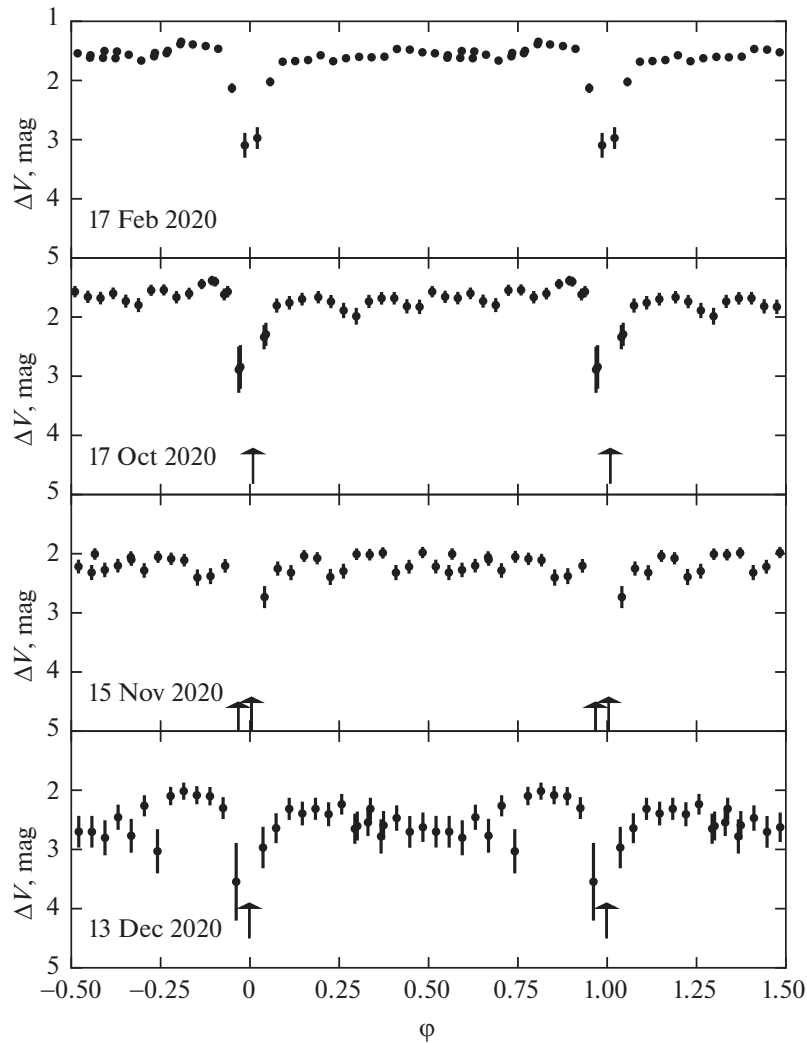


Рис. 2. Кривые блеска J0423 в полосе V , свернутые с орбитальным периодом. Данные, использованные при построении этого графика, приведены в табл. 3 электронной версии настоящей работы.

проводилась на основе снимков лампы He-Ne-Ag. Выполнена оптимальная экстракция спектров с вычитанием фона неба. Спектрофотометрическая калибровка проводилась на основе наблюдений звезды-стандарта BD+25°4655. Ввиду низкой яркости объекта ($V \approx 19^m$) экстрагированные спектры имеют низкое отношение сигнал-шум, варьирующееся в пределах $S/N = 7-10$ в континууме диапазона 4300–5000 Å.

2. АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИИ

Кривые блеска J0423 в полосе V , полученные по данным нескольких наблюдательных ночей, представлены на рис. 2. Они демонстрируют глубокие затмения $\Delta V_{\text{ecl}} \gtrsim 2^m$ продолжительностью $\Delta t_{\text{ecl}} \approx 20$ мин. Затмения повторяются с периодом ≈ 2.5 ч, что позволяет отнести J0423 к редкому типу катаклизмических переменных, попадающих

в пробел периодов $2 \lesssim P \lesssim 3$ ч. Заметна внезатменная переменность с амплитудой до $\Delta V = 0.7^m$. Наблюдения 13 декабря 2020 г. демонстрируют выраженный подъем блеска от фазы $\varphi \approx 0.6$ и последующее падение блеска после затмения. Аналогичное поведение можно заметить в кривых блеска 17 февраля и 17 октября 2020 г., хотя оно выражено слабее. Такие особенности катаклизмических переменных интерпретируется изменениями условий видимости горячего пятна, которое образуется на внешней части аккреционного диска при взаимодействии со струей, истекающей из окрестностей точки Лагранжа L_1 . Кроме того, имеется переменность среднего (по орбитальному циклу) внезатменного блеска звезды $\Delta \langle V \rangle \sim 1^m$ в течение наблюдательного периода (~ 11 мес), однако корреляция между внезатменной амплитудой блеска ΔV и средним блеском звезды $\langle V \rangle$ не прослеживается.

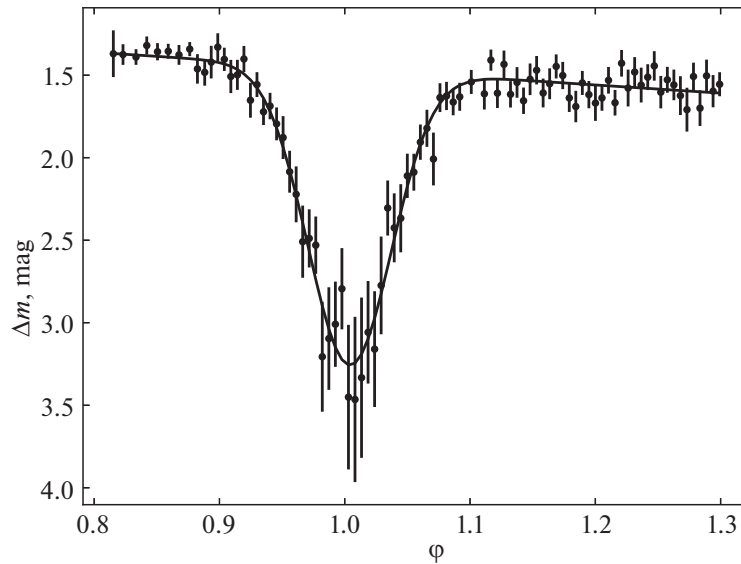


Рис. 3. Кривая блеска затмения J0423, полученная без использования фотометрических фильтров, описанная комбинацией прямой и гауссианы (непрерывная линия).

Моменты середин затмений определялись путем вычисления среднего, взвешенного на обусловленную затмением величину падения блеска. Падение блеска определялось как разница между блеском звезды в затмении и тригонометрическим полиномом, описывающим внезатменную переменность. Полученные таким образом эпохи середин затмений представлены в табл. 2. Баричесентрические юлианские даты затмений наилучшим образом описываются эфемеридами

$$BJD_{\min} = 2459140.5002(2) + \quad (1) \\ + 0.1034329(3) \times E.$$

Таблица 2. Наблюденные моменты затмений J0423, а также значения $O - C$, соответствующие эфемеридам (1)

Дата (UT)	BJD-2450000	Цикл	$O - C$, с
17/18 Фев. 2020	8897.2250	-2352	-85.6
04/05 Мар. 2020	8913.2591	-2197	88.4
17/18 Окт. 2020	9140.5002	0	-1.6
17/18 Окт. 2020	9140.6041	1	30.7
18/19 Окт. 2020	9141.4304	9	-69.6
18/19 Окт. 2020	9141.5356	10	87.5
15/16 Ноя. 2020	9169.3572	279	-73.4
13/14 Дек. 2020	9197.4921	551	23.6

Значения $O - C$, полученные по этим эфемеридам, также перечислены в табл. 2.

Для анализа профиля затмения проведены фотометрические наблюдения J0423 без использования фильтров с экспозициями 30 с. Полученная кривая блеска затмения представлена на рис. 3. Видно, что профиль затмения имеет плавный вход и плавный выход. Такая морфология затмений типична для дисковых катаклизмических переменных и затрудняет отнесение объекта к системам типа AM Нег, для которых характерен резкий выход из затмения. Продолжительность затмения J0423 определялась аппроксимацией кривой блеска гауссианой после вычитания внезатменного тренда, описанного прямой линией. Получены протяженность затмения на половине глубины (в потоках) $\Delta\varphi_{1/2} = 0.097 \pm 0.002$ и его глубина $\Delta m = 1.79 \pm 0.04^m$. Также измерена полная продолжительность затмения $\Delta\varphi_1 = 0.20 \pm 0.02$.

3. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ

Полученные спектры имеют низкое отношение сигнал-шум для анализа слабых спектральных линий. В целях уменьшения шумовой составляющей спектры были усреднены. Усредненный спектр J0423, а также результат его сглаживания фильтром Савицкого-Голея представлены на рис. 4. Спектр имеет “плоский” континуум и типичные для катаклизмических переменных эмиссионные линии водорода и нейтрального гелия. Имеются слабые эмиссии ионизованного гелия HeII $\lambda 4686$, ионизованного углерода CII $\lambda 4267$ и бленды CNO $\lambda 4650$. Кроме того, в спектре обнаруживаются абсорбционные линии ионизованного железа FeII $\lambda 5169$

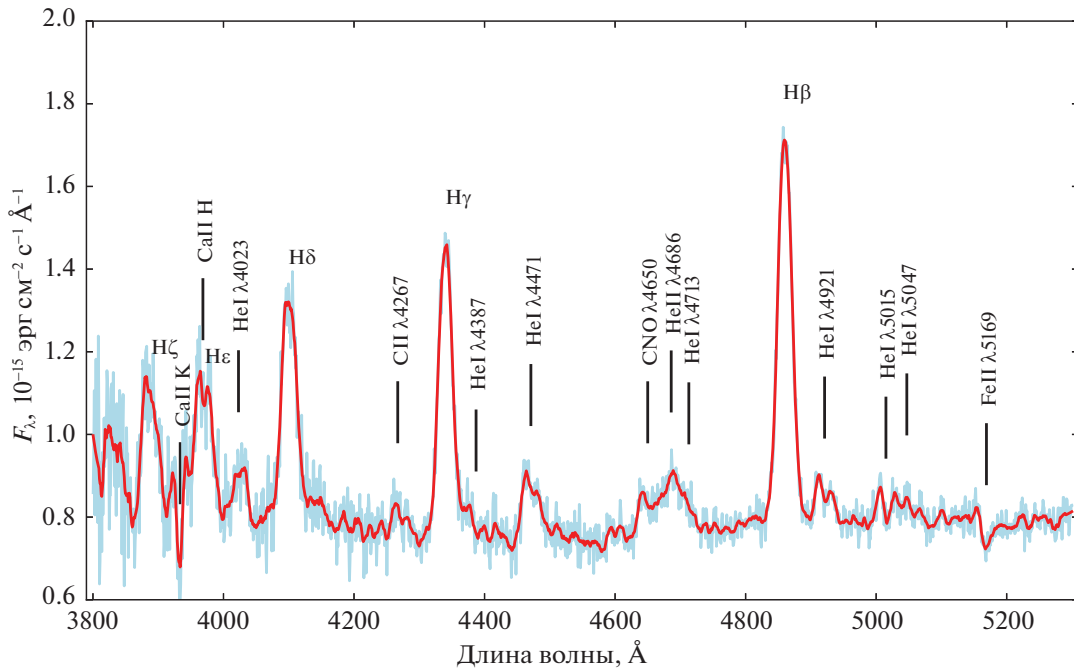


Рис. 4. Усредненный спектр J0423 и результат его сглаживания.

и дублета кальция Ca II H и K. Наиболее интенсивны в спектре водородные линии, они имеют однопиковую структуру, их эквивалентная ширина изменяется от ~ 33 Å для линии Hβ до ~ 8.5 Å для Hζ. Слабые линии нейтрального гелия (He I λ4471, λ4921, λ5015) проявляют двухпиковую структуру, свойственную двойным системам с дисковой аккрецией.

О поведении профилей водородных линий можно судить по динамическим спектрам, представленным на рис. 5. В диапазоне фаз орбитального периода $\varphi = 0.15 - 0.4$ линии имеют “острый” максимум, плавно изменяющий свою скорость от ~ 400 до ~ -400 км/с. Далее профили становятся более гладкими. Заметно резкое изменение скорости пика линии в диапазонах фаз $\varphi = 0.05 - 0.13$ и $\varphi = 0.86 - 0.93$, что может быть интерпретировано частичным затмением диска около $\varphi = 0$.

Оценка параметров катаклизмических переменных часто проводится с помощью кривых лучевых скоростей, отражающих движение белого карлика. Хотя эмиссионные линии могут излучать разные части системы (аккреционный диск, горячее пятно, аккреционная струя, область переизлучения на вторичном компоненте), можно предположить, что крылья линий образуются во внутренних частях диска, находящихся в непосредственной близости к белому карлику и имеющие наибольшую лучевую скорость. Таким образом, измерив лучевые скорости синей, V_r^b , и красной, V_r^r , границ спектральной линии, можно надеяться, что скорость середины

спектральной линии $(V_r^b + V_r^r)/2$ близка к лучевой скорости белого карлика.

Перед измерением лучевых скоростей V_r^b и V_r^r спектры были поделены на континуум, который аппроксимировался полиномом низкого порядка. Аппроксимация полиномом выполнялась несколько раз с удалением сильно отклоняющихся областей (спектральных линий). Опытным путем было установлено, что профили спектральных линий хорошо описываются ($\chi^2_\nu \approx 1$) суммой двух-трех гауссиан $f(v)$. Применение большего количества компонент является избыточным и приводит к описанию шумов. Профили спектральных линий описывались несколько раз с варьированием начальных условий и выбором решения, обеспечивающим наименьшее значение χ^2 . Выполнив описание профиля гауссианами, мы находили скорости синей и красной границ профиля V_r^b и V_r^r , исходя из требования $f(v) = \sigma$, где σ — уровень шума в континууме около спектральной линии. Ошибки определения лучевых скоростей находились методом Монте-Карло в предположении пуассоновского распределения шумов. Измерение лучевых скоростей проводилось только по линии Hβ ввиду сильной зашумленности других линий.

Полученная кривая лучевых скоростей середины линии Hβ показана на рис. 6. Она резко отличается от ожидаемой кривой лучевых скоростей белого карлика $V_r(\varphi) = \gamma - K_1 \sin(2\pi\varphi)$, где γ — лучевая скорость центра масс системы, а K_1 — полуамплитуда лучевой скорости ($K_1 > 0$). Даже

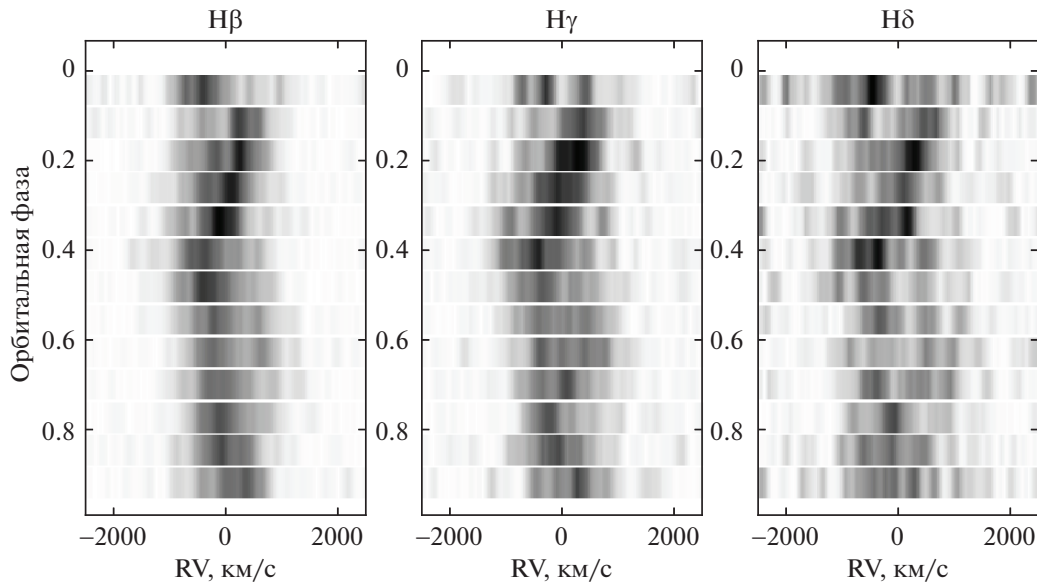


Рис. 5. Динамические спектры водородных линий.

после удаления точек, приходящихся на затмение ($\varphi = 0.9-1.1$), кривая лучевых скоростей плохо аппроксимируется указанной функцией ($\chi^2_\nu \approx 13$, см. рис. 6). По-видимому, представленные лучевые скорости отражают движение горячего пятна на внешней части диска и участка аккреционной струи вблизи точки Лагранжа L_1 , где, согласно доплеровской томографии, формируется большая часть эмиссии в линии $H\beta$ (см. раздел 4).

Помимо кривой лучевых скоростей на рис. 6 показаны кривые эквивалентных ширин линий $H\beta$, $H\gamma$ и $H\delta$, проявляющие модуляцию с орбитальным периодом. Как и в случае лучевых скоростей, оценивание ошибок выполнялась методом Монте-Карло в предположении пуассоновского распределения шумов. Эквивалентные ширины изменяются на 18% для линии $H\beta$ и на 24–27% для линий $H\gamma$ и $H\delta$. Минимум эквивалентных ширин линий приходится на фазу $\varphi \approx 0.8$, а максимум — на $\varphi \approx 0.3$. Такое поведение линий можно интерпретировать переменностью уровня континуума, максимальный поток в котором приходится на фазу $\varphi \approx 0.8$ (см. кривые блеска на рис. 2).

4. ДОППЛЕРОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ

Распределение эмиссионных областей в системе J0423 анализировалось с помощью метода доплеровской томографии, который трансформирует динамический спектр спектральной линии в карту распределения эмиссий в двумерном пространстве скоростей. Положение произвольной частицы в этом пространстве характеризуется компонентами ее скорости V_x и V_y , измеряемыми относительно

центра масс системы. Компонента V_x параллельна направлению орбитального движения донора, а компонента V_y направлена вдоль линии, соединяющей центры масс звезд в системе (подробнее см. Марш, Хорн, 1988, а также Котце и др., 2015). В данной работе мы воспользовались программным пакетом доплеровской томографии `doptomog-2.0`, разработанным Котцем и др. (2015). В этом пакете реализован метод максимума энтропии для восстановления доплеровских томограмм, а также имеется возможность выполнения так называемой потокомодулированной томографии (Стигс, 2003), в которой предполагается синусоидальное изменение яркости точек системы в течение орбитального периода. Последнее свойство очень полезно для исследования систем с высокой оптической плотностью.

Ввиду сильной зашумленности спектров томография объекта проводилась только по двум наиболее сильным линиям — $H\beta$ и $H\gamma$. Спектры, попадающие на период затмения, не использовались для построения томограмм. Потокомодулированные томограммы в обеих линиях представлены на рис. 7. На томограмме в линии $H\beta$ имеется выраженное пятно с компонентами скорости $V_x \approx -470$ и $V_y \approx 175$ км/с, которое, вероятно, образуется при взаимодействии аккреционной струи с диском. Также томограмма демонстрирует яркую область около внутренней точки Лагранжа ($V_x \approx -150$, $V_y \approx 220$ км/с), вытянутую по скорости V_x . Близость этой области к точке Лагранжа L_1 и ее растяжение позволяют предположить, что она образуется в аккреционной струе вблизи красного карлика. Линия $H\gamma$ является более зашумленной,

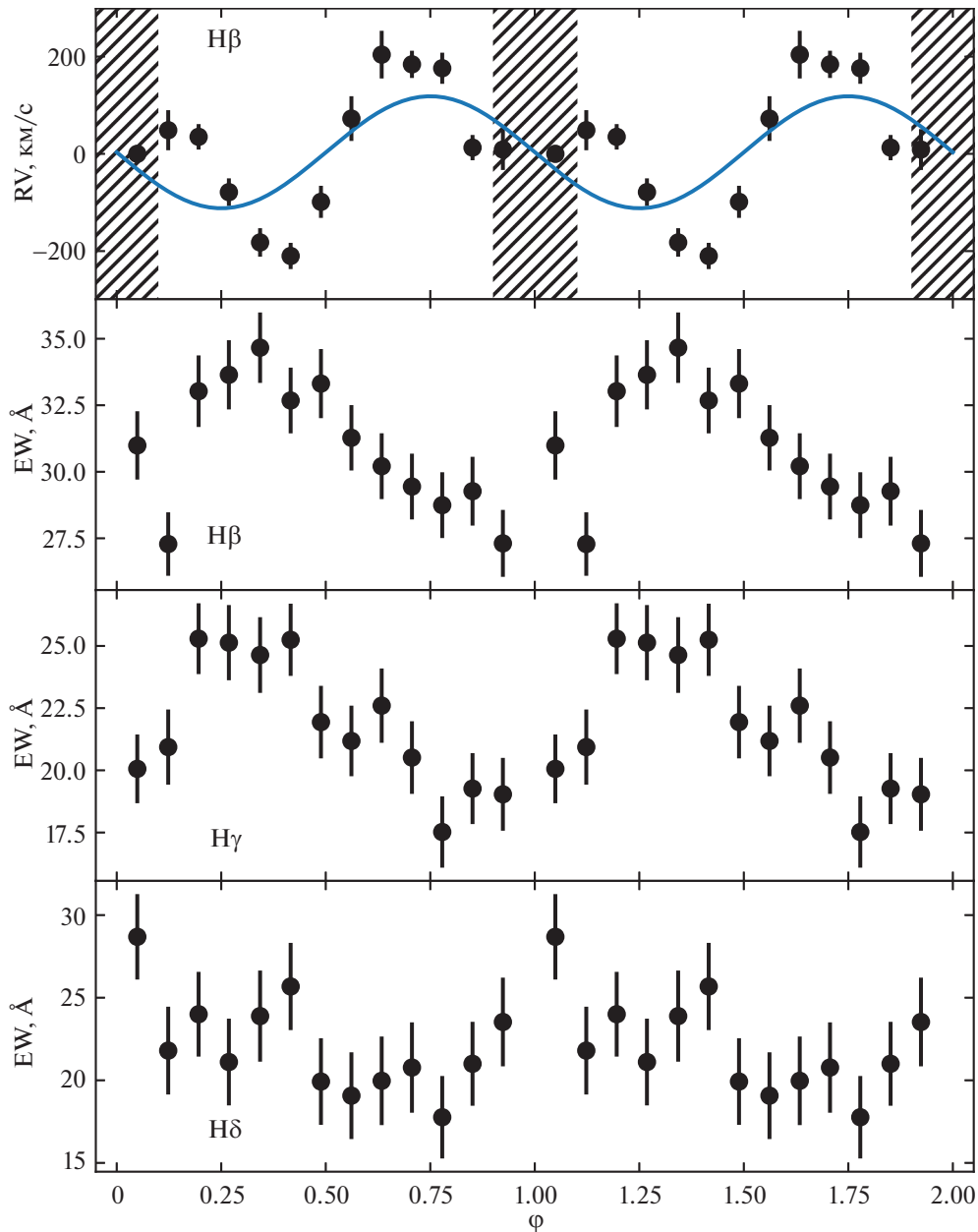


Рис. 6. Кривая лучевых скоростей середины линии $H\beta$, описанная синусоидой (непрерывная линия), а также кривые эквивалентных ширин линий $H\beta$, $H\gamma$ и $H\delta$ в фазах орбитального периода. Заштрихованная область соответствует затмению.

что приводит к меньшей детализации томограммы² по сравнению с линией $H\beta$. На ней видна широкая область излучения во второй четверти, которая хорошо соотносится с положением максимумов на томограмме $H\beta$, но является более размытой. В обоих случаях не проявляются кольцеобразные структуры, соответствующие аккреционному диску.

² При построении томограммы приходится использовать большее значение параметра регуляризации, чтобы обеспечить описание наблюдательных данных в пределах шума. Это приводит к выделению томограммы с большей энтропией, которая выглядит более гладкой.

5. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ

Уорнер (1995) привел эмпирическую формулу для оценки массы вторичного компонента $M_2/M_\odot = 3.453P^{5/4}$, где орбитальный период P измеряется в сутках. Из этого соотношения следует оценка массы вторичного компонента в J0423 $M_2 \approx 0.2 M_\odot$. Такое же значение массы следует из соотношений Книгге (2006) для систем, попадающих в пробел периодов.

Предположим, что распределение яркости по диску является осесимметричным, а затмение дис-

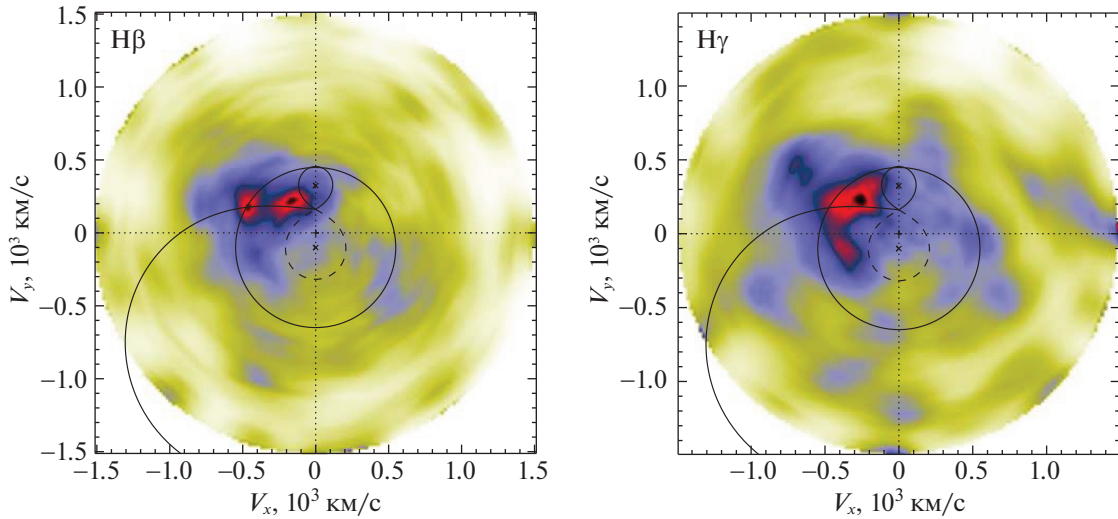


Рис. 7. Доплеровские томограммы J0423 в линиях H β (слева) и H γ (справа). На томограммы наложены полости Роша первичного (штриховая линия) и вторичного (непрерывная линия) компонента, баллистическая траектория частицы, испускаемой из точки Лагранжа L $_1$, а также внешний край аккреционного диска, соответствующий резонансу 3 : 1.

ка полное. В таком случае продолжительность затмения белого карлика должна быть равной продолжительности затмения на половине глубины $\Delta\varphi_{1/2}$ (глубина измеряется в потоках). Продолжительность $\Delta\varphi_{1/2}$ зависит от наклона орбитальной плоскости i и отношения масс $q = M_2/M_1$. Сетка длительностей затмения белого карлика была рассчитана и графически представлена Хорн (1985). Мы использовали аналогичную методику моделирования для вычисления таких же сеток. Предполагая заполнение звездой-донором своей полости Роша, находились две фазы орбитального периода, при которых луч, испускаемый из центра белого карлика в направлении наблюдателя, касается поверхности донора при заданном наклоне орбитальной плоскости i . Угол между этими лучами и определяет искомую продолжительность затмения $\Delta\varphi_{1/2}$. Пример определения продолжительности затмения белого карлика для наклона орбиты $i = 90^\circ$ показан на рис. 8. Решение, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения $\Delta\varphi_{1/2} = 0.097 \pm 0.002$, показано на рис. 9. Это решение дает ограничение на отношение масс $q \lesssim 0.43 \pm 0.04$ и массу первичного компонента $M_1 \gtrsim 0.47 \pm 0.04 M_\odot$. К сожалению, при имеющихся ошибках и скважности наблюдений в кривой блеска затмения J0423 нельзя выделить “плато”, соответствующее полному покрытию диска вторичным компонентом. Это не позволяет нам воспользоваться представленным решением для оценки параметров системы, однако приведенные ограничения для q и M_1 остаются корректными и при отсутствии полного затмения диска.

Более надежное решение может быть получено по полной продолжительности затмения диска

$\Delta\varphi_1$. Согласно Уорнеру (1995) (см. также Пачински, 1977), размер аккреционного диска R_{out} ограничивается приливными силами вторичного компонента и оценивается по формуле

$$\frac{R_{\text{out}}}{a} = \frac{0.6}{1+q}, \quad (2)$$

где a — расстояние между центрами масс компонентов. Нами была рассчитана сетка полных продолжительностей затмения $\Delta\varphi_1$ путем определения фаз входа диска радиуса R_{out} за вторичный компонент и фаз выхода из него (рис. 8). Полученное на ее основе решение, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения $\Delta\varphi_1 = 0.20 \pm 0.02$, представлено на рис. 9. Видно, что оно сильно отличается от решения, полученного на основе продолжительности затмения на половине глубины $\Delta\varphi_{1/2}$. По-видимому, данные расхождения связаны с отсутствием полного покрытия диска в J0423.

В работах Якина и др. (2011, 2013) предложен способ ограничения параметров системы, основанный на измерении проекции скорости вращения внешней части аккреционного диска $V_{\text{out}} \sin i$ по разделению пиков эмиссионных линий. Скорость вращения края диска V_{out} предполагается кеплеровской, т.е.

$$V_{\text{out}} \sin i = \left(\frac{GM_2}{qR_{\text{out}}} \right)^{1/2} \sin i, \quad (3)$$

где радиус аккреционного диска оценивается по формуле (2), а расстояние между компонентами a может быть найдено через третий закон Кеплера. В нашей работе проекция скорости вращения оценивалась по расстоянию $\Delta\lambda$ между пиками линий

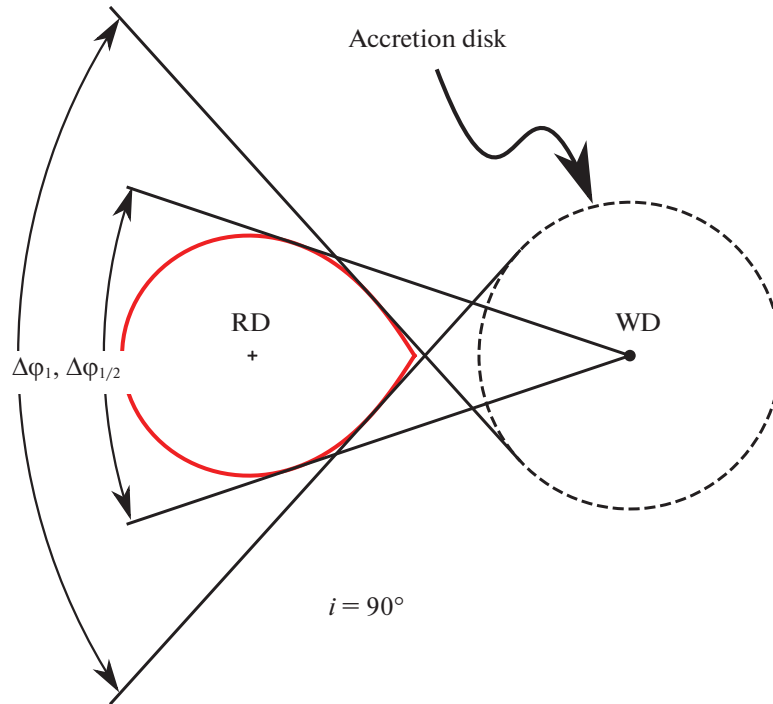


Рис. 8. Определение продолжительностей затмения белого карлика и аккреционного диска для случая наклона орбитальной плоскости $i = 90^\circ$. Представлена проекция двойной системы на орбитальную плоскость, пунктирной линией отмечен внешний край аккреционного диска, указана полость Роша вторичного компонента (RD) и положение белого карлика (WD). Прямыми линиями показаны лучи, направленные в сторону наблюдателя в некоторых фазах орбитального периода. Лучи, исходящие из центра белого карлика и касающиеся полости Роша вторичного компонента, определяют продолжительность затмения белого карлика, а также продолжительность затмения на половине глубины $\Delta\varphi_{1/2}$ в случае полного затмения диска. Также показаны лучи, соответствующие касанию аккреционного диска вторичного компонента и определяющие полную продолжительность затмения $\Delta\varphi_1$.

HeI $\lambda 4471$, $\lambda 4921$ и $\lambda 5015$. Получено ее среднее значение $V_{\text{out}} \sin i = 560 \pm 25$ км/с. Соответствующее этому $V_{\text{out}} \sin i$ решение в плоскости $q-i$ представлено на рис. 9. Пересечение кривых в плоскости $q-i$, соответствующих продолжительности затмения $\Delta\varphi_1$ и проекции скорости вращения $V_{\text{out}} \sin i$, дает наклонение орбитальной плоскости $i = 69.5 \pm 2.0^\circ$ и отношение масс $q = 0.24 \pm 0.04$. Учитывая принятую массу вторичного компонента, имеем массу белого карлика $M_1 = 0.83 \pm 0.12 M_\odot$.

Дополнительные ограничения на параметры системы могут быть получены по положению горячего пятна на доплеровских томограммах. Скорость пятна должна соответствовать баллистической скорости струи при ее достижении аккреционного диска и, следовательно, зависеть от отношения масс q . Также наблюдаемое положение пятна на томограмме зависит от наклона орбитальной плоскости i из-за эффекта проекции. Таким образом, перебрав множество значений q и i , мы можем найти кривую в плоскости $q-i$, обеспечивающую наблюдаемые значения компонент скорости (V_x , V_y) в некоторой точке траектории. Расчет баллистических траекторий прово-

дился путем решения ограниченной задачи трех тел (Фланнери, 1975) с использованием метода Рунге–Кутты четвертого порядка. Найденное таким образом решение в плоскости $q-i$ визуализировано на рис. 9. Оно пересекается с кривой, обеспечивающей наблюдаемую продолжительность затмения $\Delta\varphi_1$, при отношении масс $q = 0.29$ и наклонеении орбиты $i = 69.2^\circ$. Соответствующий этим параметрам “след” баллистической траектории в пространстве скоростей показан на рис. 7. Представленная область допустимых решений рассчитывалась в предположении ошибки модуля скорости пятна $\Delta V = 50$ км/с и дает ограничение на отношение масс $q = 0.22 - 0.38$. Это ограничение согласуется с оценкой q , найденной по разделению пиков эмиссионных линий.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнен анализ фотометрии и спектров затменной катаклизмической переменной J0423. На основе ряда фотометрических наблюдений, полученного на протяжении 11 мес, найден орбитальный период системы $P = 0.1034329$ сут (≈ 2.48 ч), соответствующий пробелу периодов

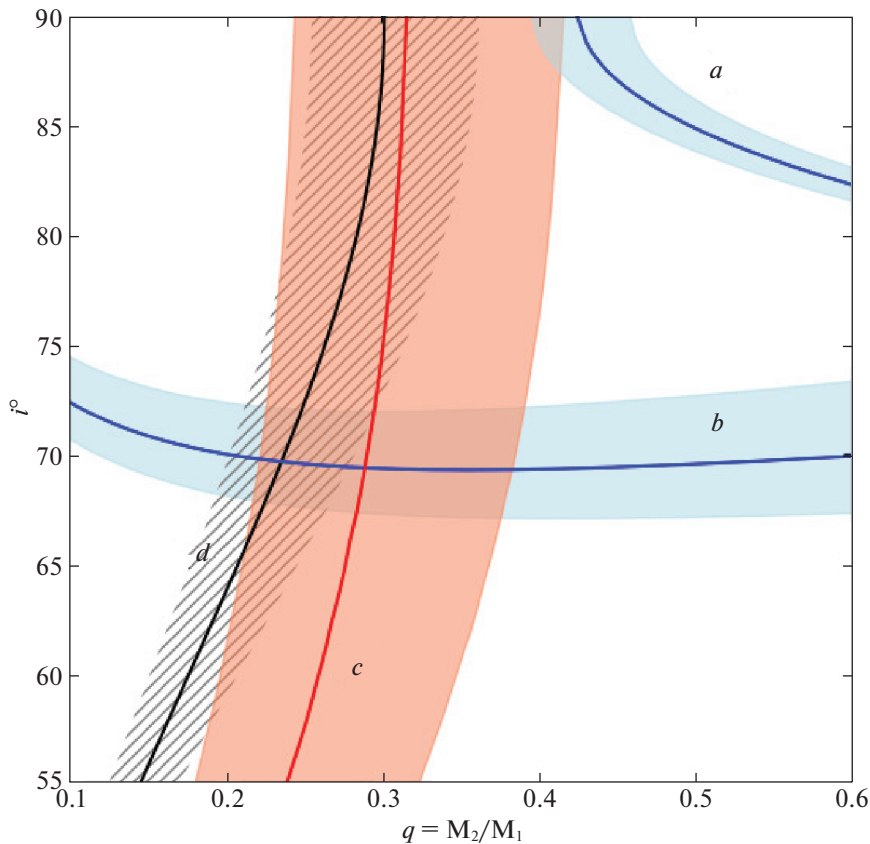


Рис. 9. Плоскость $q-i$. Кривая a — решение, найденное по продолжительности затмения на половине глубины $\Delta\varphi_{1/2}$ в предположении полного покрытия аккреционного диска. Кривая b — решение, обеспечивающее наблюдаемую продолжительность затмения $\Delta\varphi_1$. Решение, полученное по проекции скорости вращения диска $V_{\text{out}} \sin i$, показано кривой d . Область c соответствует положению горячего пятна на доплеровской томограмме в линии $H\beta$.

катаклизмических переменных $2 \lesssim P \lesssim 3$ ч. Морфология фотометрического профиля затмения, отсутствие интенсивной линии $\text{HeII } \lambda 4686$, а также двухпиковая структура линий $\text{HeI } \lambda 4471$, $\lambda 4921$, $\lambda 5015$ указывают на принадлежность этого объекта к дисковым (немагнитным) катаклизмическим переменным. Доплеровские томограммы в линии $H\beta$ демонстрируют наличие двух пятен. Первое, по-видимому, образуется в области взаимодействия аккреционной струи с внешней частью аккреционного диска. Компоненты скорости второго пятна указывают на его образование в аккреционной струе вблизи точки Лагранжа L_1 . Оценка параметров системы проводилась с фиксирования массы вторичного компонента $M_2 = 0.2 M_\odot$, полученной на основе известных калибровок массы донора от орбитального периода M_2-P (Уорнер, 1995). На основе продолжительности затмения и проекции скорости вращения внешней части диска, оцененной по разделению пиков нейтрального гелия, нами были сделаны оценки массы белого карлика и наклона орбитальной плоскости: $M_1 = 0.83 \pm 0.12 M_\odot$ и $i = 69.5 \pm 2.0^\circ$. Эти пара-

метры хорошо согласуются с положением горячего пятна на доплеровской томограмме в линии $H\beta$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-60048. Часть работы выполнена за счет средств субсидии (проект № 0671-2020-0052), выделенной Казанскому федеральному университету, для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (включая соглашение No05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016). Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic. Astron.* **20**, 363 (2011).
2. ван Доккум (P. G. van Dokkum), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **113**, 1420 (2001).

3. Дрэйк и др. (A.J. Drake, S.G. Djorgovski, A. Mahabal, et al.), *Astrophys. J.* **696**, 870 (2009).
4. Кинг (A.R. King), *QJRAS* **29**, 1 (1988).
5. Книгге (C. Knigge), *MNRAS* **373**, 484 (2006).
6. Книгге и др. (C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **194**, 28 (2011).
7. Коллаборация Гайа (Gaia Collaboration), *VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3*, (2020).
8. Котце и др. (E.J. Kotze, S.B. Potter, and V.A. McBride), *Astron. Astrophys.* **579**, 77 (2015).
9. Марш, Хорн (T.R. Marsh and K. Horne), *MNRAS* **235**, 269 (1988).
10. Пачински (B. Paczynski), *Astrophys. J.* **216**, 822 (1977).
11. Подсиадловски и др. (Ph. Podsiadlowski, Z. Han, and S. Rappaport), *MNRAS* **340**, 1214 (2003).
12. Риттер, Колб (H. Ritter and U. Kolb), *Astron. Astrophys.* **404**, 301 (2003).
13. Стигс (D. Steeghs), *MNRAS* **344**, 448 (2003).
14. Тутуков и др. (Тутуков А.В., Федорова А.В., Эр-ма Э.В., Юнгельсон Л.Р.), *Письма в Астрон. журн.* **11**, 123 (1985) [A.V. Tutukov, et al., *Sov. Astron. Lett.* **11**, 52 (1985)].
15. Уорнер (B. Warner), *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995).
16. Фланнери (B.P. Flannery), *MNRAS* **170**, 325 (1975).
17. Ховелл и др. (S.B. Howell, L.A. Nelson, and S. Rappaport), *Astrophys. J.* **550**, 897 (2001).
18. Хорн (K. Horne), *MNRAS* **213**, 129 (1985).
19. Якин и др. (Якин Д.Г., Сулейманов В.Ф., Борисов Н.В., Шиманский В.В., Бикмаев И.Ф.), *Письма в Астрон. журн.* **37**, 911 (2011) [D.G. Yakin, et al., *Astron. Lett.* **37**, 845 (2011)].
20. Якин и др. (Якин Д.Г., Сулейманов В.Ф., Власюк В.В., Спиридонова О.И.), *Письма в Астрон. журн.* **39**, 41 (2013) [D.G. Yakin, et al., *Astron. Lett.* **39**, 38 (2013)].

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА КАНДИДАТА В post-AGB ОБЪЕКТЫ AU ЛИСИЧКИ (IRAS 20160+2734)

© 2021 г. Н. П. Иконникова^{1*}, В. И. Шенаврин¹, Г. В. Комиссарова¹,
М. А. Бурлак¹, И. А. Шапошников^{1,2}, А. А. Белинский¹,
В. Ф. Есипов¹, А. М. Татарников¹, А. В. Додин¹, С. Г. Желтоухов¹

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

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

Поступила в редакцию 09.06.2021 г.

После доработки 28.06.2021 г.; принята к публикации 29.06.2021 г.

Представлены результаты фотометрического мониторинга в $UBVRcIc$ и $JHKLM$ -полосах за 2016–2020 гг., спектроскопия с низким разрешением и анализ данных фотометрических обзоров ASAS-3 и ASAS-SN полуправильной переменной, кандидата в post-AGB объекты AU Vul (IRAS 20160+2734). Показано, что звезда испытывает квазипериодические колебания блеска с переменной амплитудой и периодами 67–75 и 145–150 сут в разные отрезки времени. По спектру в максимуме блеска звезда классифицируется как ранний G-сверхгигант. В этом спектре линии $H\alpha$, $H\beta$ и более высоких членов бальмеровской серии ослаблены, возможно, из-за эмиссионных компонент, а абсорбции элементов s-процесса (BaII, SrII и YII) незначительно усилены. В спектре на восходящей ветви кривой блеска обнаружена эмиссия $H\alpha$. В спектрах на разных уровнях блеска наблюдаются полосы поглощения TiO, интенсивность которых максимальна в минимуме блеска. Распределение энергии в спектре в диапазоне 0.44 (B)–2.2 (K) мкм соответствует спектральным классам от G2I в максимуме до G8I в минимуме блеска. В L и M полосах обнаружен избыток излучения. Распределение энергии в спектре в диапазоне 0.44–90 мкм, построенное по собственным наблюдениям и результатам обзоров WISE, MSX, IRAS и AKARI, удовлетворительно описывается суммой трех составляющих: звезды и пылевых оболочек с $T_{\text{hot}} = 1000$ К и $T_{\text{cold}} = 150$ К. Используя расстояние, основанное на данных о параллаксе из EDR3 Gaia, $D \approx 2300$ пк, мы получили оценки абсолютной величины $M_V \approx -4^m.45$ и светимости $L \approx 5450 L_{\odot}$. Сравнение с эволюционными моделями показало, что AU Vul может находиться в самом начале post-AGB стадии эволюции и иметь массу порядка $0.55 M_{\odot}$. Отмечается, что звезда имеет ряд свойств, отличающих ее от типичных post-AGB объектов и роднящих со звездами типа RV Tau.

Ключевые слова: сверхгиганты на post-AGB стадии, фотометрические и спектральные наблюдения, полуправильные переменные звезды, эволюция, пылевые оболочки, мазеры.

DOI: 10.31857/S0320010821070056

ВВЕДЕНИЕ

AU Vul ($20^{\text{h}}18^{\text{m}}06^{\text{s}}$, $+27^{\circ}44'04''$, 2000) — полуправильная переменная с незначительным избытком излучения в далекой инфракрасной (ИК) области. Переменность блеска звезды в фотографических лучах была открыта почти сто лет назад Россом (1926) при сравнении двух снимков, сделанных в 1907 и 1925 гг. Блеск звезды на этих снимках различался на одну звездную величину (10^m и 11^m

соответственно). Позднее, в 1934–1939 гг., Баер (1951) получил фотографические наблюдения, по которым нашел период изменения блеска 145 сут и определил эфемериду.

В Общем каталоге переменных звезд (ОКПЗ) (Самусь и др., 2017) AU Vul отнесена к типу SRb (гиганты спектральных классов M, S, S с плохо выраженной периодичностью). В ОКПЗ для звезды приведены период 145 сут с ссылкой на работу Баера (1951), фотографические величины $11^m.8$ (в максимуме) и $13^m.5$ (в минимуме) и спектральный класс K-M.

*Электронный адрес: ikonnikova@gmail.com

Таблица 1. *UBV*-фотометрия AU Vul в 2016–2020 гг.

JD	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	JD	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	JD	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>
2457580	14.369	12.211	10.341	2457955	14.238	12.387	10.569	2458364	14.484	12.346	10.424
2457582	14.380	12.232	10.360	2457958	14.273	12.349	10.538	2458374	14.292	12.254	10.369
2457583	14.461	12.257	10.365	2457961	14.021	12.297	10.503	2458380	14.114	12.184	10.337
2457585	14.509	12.303	10.391	2457966	13.942	12.280	10.503	2458613	14.247	12.237	10.371
2457597	14.749	12.635	10.688	2457968	14.034	12.290	10.503	2458636	13.753	11.951	10.210
2457598	14.746	12.665	10.695	2457978	14.353	12.466	10.618	2458647	13.874	12.049	10.270
2457600	14.821	12.728	10.754	2457980	14.447	12.479	10.637	2458661	13.886	12.093	10.314
2457606	14.942	12.854	10.894	2457986	14.484	12.558	10.725	2458666	14.033	12.219	10.368
2457608	14.802	12.798	10.880	2457990	14.715	12.633	10.804	2458691	14.676	12.501	10.629
2457610	14.814	12.774	10.848	2457994	14.641	12.704	10.928	2458701	14.507	12.570	10.704
2457611	14.832	12.759	10.843	2458010	14.552	12.678	10.888	2458704	14.617	12.572	10.691
2457612	14.613	12.726	10.842	2458011	14.663	12.684	10.905	2458719	14.510	12.600	10.735
2457625	13.998	12.320	10.574	2458013	14.425	12.599	10.821	2458722	14.386	12.649	10.796
2457628	13.923	12.270	10.460	2458019	14.258	12.431	10.640	2458724	14.483	12.661	10.822
2457632	13.968	12.153	10.358	2458025	14.033	12.291	10.510	2458729	14.288	12.690	10.861
2457638	14.010	12.104	10.245	2458031	13.959	12.162	10.392	2458752	14.632	12.632	10.814
2457662	14.840	12.510	10.536	2458044	14.088	12.125	10.300	2458759	14.491	12.567	10.777
2457663	14.692	12.522	10.542	2458046	14.080	12.169	10.322	2459048	14.127	12.235	10.484
2457665	14.867	12.516	10.570	2458075	15.108	12.878	10.982	2459053	13.963	12.188	10.436
2457669	14.799	12.594	10.643	2458254	14.124	12.233	10.372	2459061	13.885	12.104	10.371
2457705	13.633	12.052	10.313	2458262	14.242	12.245	10.357	2459071	13.920	12.083	10.290
2457711	13.760	12.096	10.320	2458276	14.534	12.501	10.591	2459073	14.059	12.067	10.282
2457714	13.865	12.110	10.310	2458280	14.603	12.625	10.719	2459079	13.755	11.999	10.241
2457745	15.380	13.016	11.027	2458289	14.856	12.840	10.944	2459085	13.651	11.893	10.190
2457873	14.167	12.405	10.615	2458304	14.582	12.627	10.873	2459089	13.675	11.844	10.146
2457878	14.218	12.321	10.568	2458307	14.374	12.659	10.845	2459108	13.598	11.860	10.153
2457905	13.896	11.968	10.115	2458333	14.297	12.373	10.486	2459110	13.702	11.860	10.151
2457921	14.634	12.230	10.276	2458338	14.662	12.348	10.482	2459116	13.665	11.873	10.169
2457930	14.744	12.390	10.433	2458342	14.457	12.346	10.460	2459136	14.252	12.402	10.483
2457930	14.744	12.390	10.433	2458345	14.449	12.362	10.471	2459138	14.367	12.431	10.582
2457932	14.720	12.420	10.469	2458347	14.562	12.372	10.472	2459143	14.279	12.453	10.615
2457935	14.665	12.395	10.454	2458351	14.524	12.397	10.473	2459166	14.227	12.345	10.510
2457935	14.665	12.395	10.454	2458361	14.534	12.386	10.444	2459173	14.275	12.414	10.576
2457950	14.427	12.412	10.538	2458363	14.390	12.363	10.416				

В современную эпоху большой массив фотометрических данных был получен в обзорах All Sky Automatic Survey (ASAS) (Пойманский, 2002) и All-Sky Automated Survey for SuperNovae (ASASSN) (Шаппи и др., 2014; Кочанек и др., 2017). В каталоге переменных звезд ASAS-SN AU Vul имеет обозначение ASASSN-V J201806.04+274403.6 и тип переменности L (долгопериодическая) без указания периода.

Звезда известна не только благодаря своей фотометрической переменности. Она отождествлена с ИК-источником IRAS 20160+2734, и у нее обнаружено излучение мазера OH на частоте 1612 МГц на пределе чувствительности радиотелескопа Арецибо (Эдер и др., 1988). Позднее этот результат потребовал проверки, поскольку, при наблюдениях на частотах 1665 и 1667 МГц, соответствующих двум наиболее сильным мазерным линиям OH, излучение не было зарегистрировано (Льюис, 1997). Новые наблюдения были проведены в марте 2002 г., они подтвердили наличие OH-мазера у IRAS 20160+2734 на частоте 1612 МГц и обнаружили излучение на 1667 МГц (Льюис и др., 2004). Радиоизлучения на частотах, соответствующих мазерам молекул H₂O (Гомес и др., 1990; Энгельс, Льюис, 1996; Суарес и др., 2007; Юн и др., 2014) и SiO (Гомес и др., 1990; Юн и др., 2014), у звезды не зафиксировано.

При исследовании большой выборки OH/IR источников Хименес-Эстебан и др. (2001) выделили IRAS 20160+2734 как объект с характерными для post-AGB сверхгигантов ИК-характеристиками. На основании этого Щерба и др. (2007) включили звезду в Торунский каталог галактических post-AGB и родственных им объектов. AU Vul рассматривалась вместе с другими звездами из этого каталога для оценки расстояния методом моделирования распределения энергии (Викерс и др., 2015).

Суарес и др. (2006) провели классификацию по спектру низкого разрешения и приписали звезде спектральный класс F3Ie. Ранее Грегорио-Хетем и др. (1992) обнаружили в спектре звезды молекулярные полосы и классифицировали ее как Me.

Из более поздних можно отметить работу Акраса и др. (2017), в которой были выполнены поляриметрические наблюдения в *UBVRI*-фильтрах 53 post-AGB и RV Tau звезд. AU Vul показывает некоторую степень поляризации излучения, составляющую чуть более 2% в фильтре *B* и уменьшающуюся с длиной волны. Авторы полагают, что это может быть вызвано наличием у звезды пылевого диска, видимого с ребра.

В 2016 г. мы включили AU Vul в нашу программу наблюдений post-AGB объектов. Получение новых многоцветных фотометрических наблюдений

Таблица 2. Звезды сравнения

Обозначение	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R_C</i>	<i>I_C</i>
Тус 2163-1469-1	12.886	11.528	10.759	10.049
Тус 2163-1456-1	12.254	11.122	10.468	9.876

было необходимо для исследования характера переменности блеска и цвета звезды. Спектральные наблюдения проводились нами с целью уточнения спектрального класса и возможного обнаружения изменений спектра на разных уровнях блеска звезды. Также требовалась проверка классификация AU Vul как post-AGB объекта.

НАБЛЮДЕНИЯ

UBV-фотометрия

UBV-наблюдения AU Vul проводились в 2016–2020 гг. на Крымской астрономической станции (КАС) ГАИШ МГУ на 60-см рефлекторе Цейсса с электрофотометром конструкции В.М. Лютого (1971) с диафрагмой 27". Точность наблюдений составляла порядка 0^m01–0^m02. Звездные величины звезды сравнения HD 339853: *V* = 10^m46, *B* = 11^m87, *U* = 13^m16 — получены нами привязкой к фотометрическому стандарту HD 194032 с величинами: *V* = 8^m25, *B* = 8^m64, *U* = 8^m66 (Оя, 1991). Наблюдения были приведены из инструментальной системы в систему Джонсона с помощью уравнений из работы Архиповой и др. (2017).

Мы начали наблюдать AU Vul в 2016 г. и за 5 лет получили 101 оценку блеска. Данные нашей *UBV*-фотометрии приведены в табл. 1.

BVR_CI_C-фотометрия

Многоцветные фотометрические наблюдения AU Vul в фильтрах *BVR_CI_C* проводились в период с 11 июля 2019 г. по 8 ноября 2020 г. (44 ночи) на 60-см телескопе RC600 Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ, оснащенный ПЗС-камерой Andor iKon-L (2048 × 2048 пикселей, размер пикселя 13.5 мкм, масштаб 0.67 угловых секунд на пиксель) и блоком фотометрических фильтров (подробнее см. Бердников и др., 2020). Наблюдения и первичная обработка кадров, включающая исправление за темновой ток, нулевой уровень и плоское поле, проводились с помощью программы Maxim DL-6.

Для калибровки звезд поля AU Vul 8 августа 2020 г. в фотометрическую погоду последовательно с объектом и на близкой воздушной массе была

Таблица 3. Результаты BVR_CI_C -фотометрии AU Vul в 2019–2020 гг.

JD	B	V	R_C	I_C	JD	B	V	R_C	I_C
2458676.34	12.414	10.523	—	8.421	2459058.40	12.119	10.363	9.298	—
2458696.43	12.520	10.650	9.534	8.470	2459067.38	12.083	10.311	9.235	8.217
2458767.25	12.303	10.423	9.335	8.334	2459070.39	12.081	10.292	9.215	8.199
2458769.25	12.205	10.343	9.262	8.291	2459070.40	12.083	10.289	9.222	8.207
2458790.32	11.838	10.072	—	—	2459080.36	11.993	—	9.106	8.141
2458792.25	11.861	—	9.016	8.097	2459088.28	11.866	10.109	9.055	8.097
2458796.25	11.900	10.109	—	—	2459096.25	11.774	10.051	9.001	8.049
2458799.21	11.955	10.143	9.077	8.160	2459099.31	11.781	10.069	9.014	8.066
2458802.19	12.026	10.177	9.105	8.170	2459104.33	11.792	10.081	—	—
2458804.21	12.101	10.230	9.129	8.192	2459110.29	11.863	10.113	9.060	8.114
2458810.25	12.281	10.376	9.265	8.312	2459121.34	11.914	10.126	9.076	8.130
2458813.17	12.367	10.435	9.320	8.349	2459129.25	12.192	10.326	9.236	8.281
2458947.57	11.860	10.177	9.140	8.196	2459130.22	12.222	10.359	9.267	8.287
2458958.52	11.894	10.167	9.114	8.186	2459135.24	12.378	10.486	9.382	8.394
2458965.49	12.017	10.223	9.152	8.209	2459140.27	12.457	10.557	9.442	8.447
2458983.49	12.412	10.514	9.393	8.334	2459144.25	12.455	10.575	9.450	8.436
2458990.45	12.525	10.635	9.519	8.394	2459146.29	12.430	10.538	9.431	8.431
2459024.46	12.600	10.833	9.710	8.514	2459149.22	12.384	10.510	—	—
2459030.48	12.484	10.716	9.618	8.448	2459149.22	12.384	10.513	9.401	8.407
2459048.47	12.232	10.448	9.359	8.272	2459151.21	12.349	10.480	9.384	8.390
2459051.41	12.200	10.421	9.341	8.289	2459153.21	12.341	10.454	9.366	8.376
2459055.49	12.155	10.386	9.320	8.294	2459162.28	12.317	10.446	9.345	8.353

снята площадка GD391, данные для которой были взяты из работы Клема и Ландольта (2016). В дальнейшем апертурная фотометрия проводилась, в основном, относительно звезд сравнения Тус 2163-1469-1 и Тус 2163-1456-1, звездные величины которых приведены в табл. 2.

В табл. 3 представлены результаты BVR_CI_C -фотометрии за 2019 и 2020 гг.

ЖНКЛМ-фотометрия

ИК-фотометрия AU Vul проводилась в течение 5 лет — с 2016 по 2020 г. — на 1.25-м телескопе КАС ГАИШ МГУ при помощи фотометра с фотovoltaическим приемником из антимонида индия

(InSb), охлаждаемого жидким азотом. Фотометр установлен в кассегреновском фокусе телескопа. Диаметр входной диафрагмы $\approx 12''$, а пространственное разделение пучков при модуляции составляло $\approx 30''$ в направлении восток-запад. Фотометрическим стандартом служила звезда BS7806 из каталога Джонсона и др. (1966). В табл. 4 приводятся результаты наших наблюдений звезды в полосах *ЖНКЛМ* за 2016–2020 гг. В фильтре *М* средняя ошибка измерений составила 0^m06 , в остальных фильтрах величина погрешности не превышала 0^m02 .

Таблица 4. Результаты *JHKLM*-фотометрии AU Vul в 2016–2020 гг.

JD	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	JD	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>
2457563.5	7.03	6.47	6.16	5.65	5.24	2458384.3	7.12	6.49	6.14	5.58	5.44
2457583.5	7.07	6.45	6.16	5.62	5.29	2458398.2	7.21	6.59	6.23	5.63	—
2457619.4	7.46	6.74	6.35	5.77	5.70	2458415.3	7.17	6.56	6.23	5.66	—
2457639.4	7.00	6.32	5.99	5.50	5.34	2458656.5	7.19	6.53	6.14	5.57	—
2457878.6	7.48	6.79	6.37	5.64	—	2458684.5	7.29	6.60	6.18	5.57	5.39
2457940.5	7.28	6.62	6.21	5.47	5.31	2458709.4	7.31	6.63	6.22	5.60	—
2457947.5	7.34	6.67	6.26	5.53	5.45	2458738.4	7.40	6.66	6.27	5.61	—
2457969.5	7.23	6.53	6.12	5.42	5.26	2458771.3	7.18	6.55	6.19	5.59	—
2457974.4	7.18	6.50	6.10	5.41	5.26	2458781.3	7.05	6.42	6.08	5.48	—
2457978.5	7.20	6.54	6.12	5.46	—	2458797.2	7.00	6.37	6.02	5.44	—
2458004.3	7.38	6.76	6.37	5.66	5.35	2458836.2	7.28	6.59	6.18	5.59	—
2458030.3	7.19	6.58	6.23	5.61	5.33	2458972.5	7.04	6.38	6.01	5.49	—
2458063.2	7.17	6.57	6.20	5.54	—	2459005.5	7.22	6.60	6.22	5.61	—
2458253.5	7.14	6.50	6.13	5.50	5.27	2459035.4	7.20	6.57	6.23	5.64	—
2458301.5	7.40	6.78	6.41	5.75	—	2459068.4	7.06	6.50	6.18	5.63	5.56
2458330.5	7.12	6.52	6.16	5.60	5.39	2459092.4	7.00	6.38	6.02	5.49	—
2458336.4	7.12	6.52	6.18	5.59	—	2459123.3	7.07	6.42	6.05	5.46	—
2458351.4	7.15	6.54	6.22	5.60	5.37	2459173.2	7.14	6.46	6.09	5.54	—
2458364.3	7.13	6.54	6.20	5.56	—						

Спектральные наблюдения

В 2016, 2017, 2019 гг. и 21 июля 2020 г. спектральные наблюдения AU Vul были получены на 1.25-м рефлекторе КАС ГАИШ МГУ с дифракционным спектрографом с решеткой 600 штрихов/мм и длиной щелью шириной $\sim 4''$ в спектральном диапазоне 4200–9000 Å. В качестве приемника излучения применялась матрица ST-402 (размер матрицы: 765 × 510 пикселей). Спектральное разрешение оценивается в 7.4 Å (FWHM). Обработка спектров производилась с использованием стандартной программы CCDOPS, а также программы SPE (Сергеев, Хайсбергер, 1993). Абсолютная калибровка потоков осуществлялась по спектрам звезды-стандарта из спектрофотометрического каталога Глушневой и др. (1998) с привлечением данных из атласа стандартных звездных спектров Пиклеса (1985).

Спектральные наблюдения AU Vul проводились 6 сентября и 30 октября 2020 г. на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ с помощью двухлучевого спектрографа низкого разрешения, оснащенного голографическими решетками. В качестве приемников используются камеры Andor Newton 940P с ПЗС E2V CCD42-10 формата 512 × 2048 пикселей. Наблюдения проводились с длиной щелью шириной 1''0 в спектральном диапазоне 3500–7500 Å. Подробное описание прибора дано в работе Потанина и др. (2020). Редукция данных включала исправление за нулевой уровень, плоское поле, темновой ток, кривизну линий и наклон спектра. Из изображения двумерного спектра удалялись следы космических частиц. Для исправления за спектральную чувствительность приемника, пропускание атмосферы и оптики наблюдались спектры стандартов, абсолютное распределение энер-

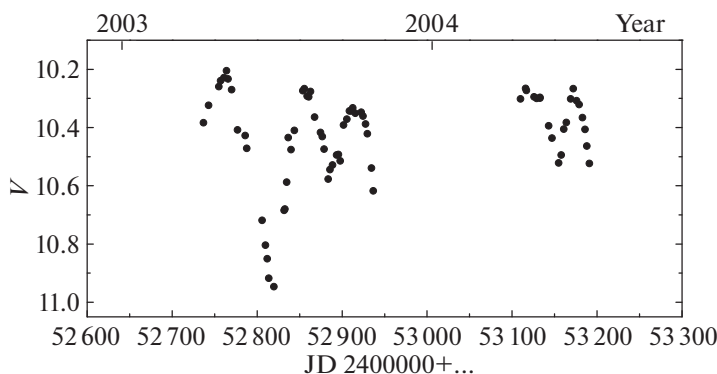


Рис. 1. Кривая блеска AU Vul в полосе V в 2003–2004 гг. по данным обзора ASAS-3.

гии для которых получено из библиотеки¹. Вся обработка проводилась с использованием собственных программ, написанных на языке Python.

Журнал спектральных наблюдений с указанием звезды-стандарта представлен в табл. 5.

ОБСУЖДЕНИЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Как отмечалось во Введении, переменность AU Vul была обнаружена Россом (1926). С тех пор до 2000-х гг. фотометрических наблюдений этой звезды и связанных с этим работ практически не было, не считая работы Баера (1951), в которой по 71 оценке блеска, полученной с 2 июня 1934 г. по 12 сентября 1939 г., был выявлен период колебаний, равный 145 сут. Диапазон изменения блеска

на данным Баера (1951) составляет около 2^m : от $\sim 10^m$ до $\sim 12^m$ в фотографических лучах.

Данные обзоров ASAS-3 и ASAS-SN

Наиболее полные данные о переменности в видимых лучах предоставляют автоматические обзоры ASAS-3 и ASAS-SN.

AU Vul неоднократно попадала в поле зрения проекта по автоматическому обзору всего доступного неба ASAS (Пойманский, 2002). В период с 7 апреля 2003 г. по 4 июля 2004 г. была получена 71 оценка блеска звезды в полосе V. На рис. 1 приведен график, построенный по результатам этих наблюдений. Несмотря на фрагментарность ряда, отчетливо виден полуправильный характер переменности с характерным временем изменения блеска около 70 сут и амплитудой $0^m.25$ – $0^m.80$. Периодограммный анализ этого временного ряда проводился с помощью программы WINEFK В.П. Горанского, реализующей метод Диминга (1975), и не привел к успеху.

Более полные данные были получены и продолжают появляться в обзоре ASAS-SN (Шаппи и др., 2014; Кочанек и др., 2017). В период между 1 марта 2015 г. и 24 ноября 2018 г. было получено 576 оценок блеска в фильтре V, а с 12 апреля 2018 г. по 2 апреля 2021 г. имеется уже около 1300 наблюдений в фильтре g. Средняя точность наблюдений составила $0^m.007$ в полосе V и $0^m.008$ в полосе g. На рис. 2 приведены кривые блеска в обоих фильтрах.

На кривой блеска в фильтре V следует выделить глубокий минимум, который пришелся на момент $\sim \text{JD}2457537$, и в котором блеск звезды опустился до $11^m.8$, после чего звезда довольно быстро, за 25 сут, вернулась в яркое состояние с блеском $V = 10^m.3$. Таким образом, глубина этого минимума составила $\sim 1^m.5$. В среднем амплитуда колебаний в фильтре V в 2015–2018 гг. и в фильтре g в 2018–2021 гг. не превышала $1^m.0$.

Таблица 5. Журнал спектральных наблюдений AU Vul в 2016–2020 гг.

Дата	JD	Стандарт	Обсерватория
08.08.2016	2457609	18 Vul	КАС
25.06.2017	2457930	18 Vul	КАС
23.07.2017	2457958	18 Vul	КАС
27.07.2019	2458692	40 Cyg	КАС
05.08.2019	2458701	29 Vul	КАС
26.08.2019	2458722	HD189395	КАС
21.07.2020	2459052	HD189395	КАС
06.09.2020	2459099	BD + 33°2642	КГО
30.10.2020	2459153	BD + 28°4211	КГО

¹<https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/stanlis.html>

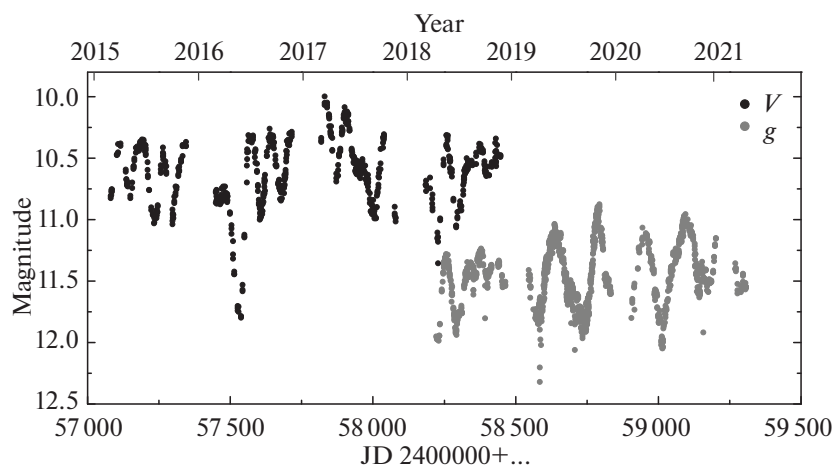


Рис. 2. Кривые блеска AU Vul в фильтрах V и g по данным обзора ASAS-SN.

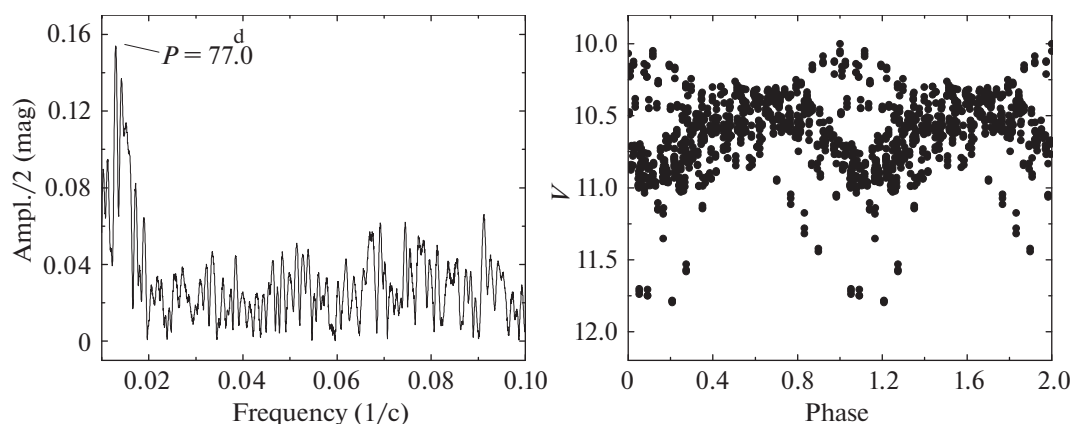


Рис. 3. Амплитудный спектр полного ряда наблюдений ASAS-SN в фильтре V и фазовая кривая, свернутая с периодом $P = 77^d$.

Наиболее значительной особенностью этих кривых блеска является изменение характерного времени переменности. Начиная с 2019 г., когда имеются наблюдения только в фильтре g , период фактически удваивается, а амплитуда становится более устойчивой по сравнению с поведением в 2015–2018 гг. Между этими двумя режимами, по всей видимости, имеется небольшой по продолжительности третий, переходный режим.

Фурье-анализ данных ASAS-SN в фильтре V , проведенный с помощью программы WINEFK, в диапазоне периодов 10–200 дней выявил несколько близких периодов.

На рис. 3 представлены амплитудный спектр полного ряда наблюдений и свертка кривой блеска с периодом $P = 77^d$, который соответствует максимальному пику. Видно, что полный ряд не вполне удовлетворительно представляется волной с данным значением периода. На следующем этапе мы

разделили весь ряд на два интервала: 2015–2016 гг. (JD2457081–57716) и 2017–2018 гг. (JD2457818–58446) и провели периодограммный анализ этих двух рядов отдельно.

На рис. 4 показаны амплитудные спектры первого и второго ряда и фазовые кривые, свернутые с $P = 75^d3$ и $P = 70^d3$, которые соответствуют максимальным пикам на амплитудных спектрах. В 2017–2018 гг. амплитуда колебаний менялась значительно, поэтому фазовая кривая, представляющая эти данные, выглядит размытой.

В свою очередь, для ряда измерений, полученных в 2018–2021 гг. в фильтре g , указанным выше методом удастся получить весьма надежный период со значением 149.8 сут. На рис. 5 показан амплитудный спектр и приведена свертка кривой блеска в фильтре g с найденным периодом.

Таким образом, данные автоматических обзоров дают важную информацию о переменности

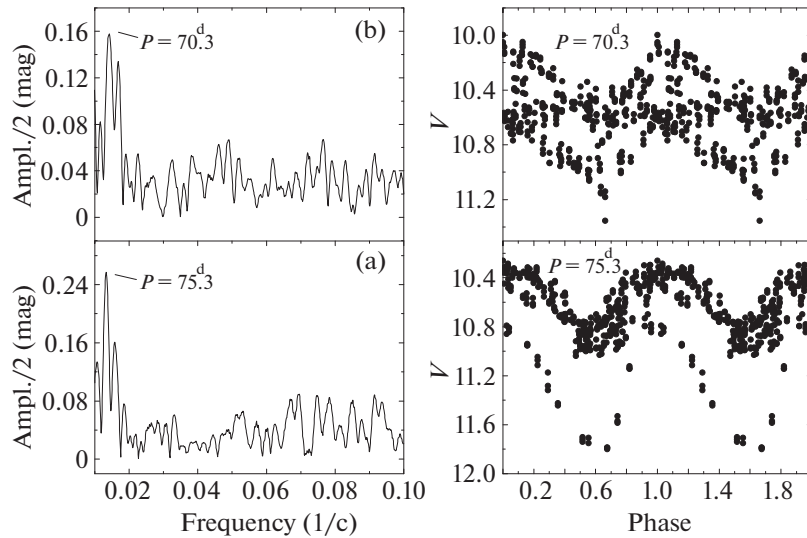


Рис. 4. Амплитудные спектры данных ASAS-SN в фильтре V за 2015–2016 гг. (а) и 2017–2018 гг. (б) и свертки наблюдений с периодами $P = 75.^{\text{d}}3$ и $P = 70.^{\text{d}}3$.

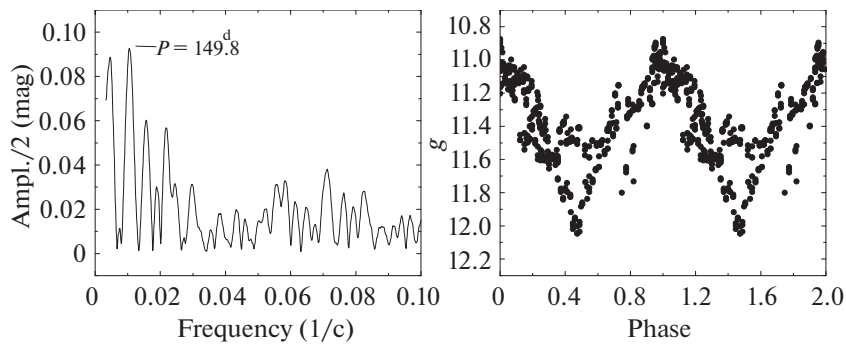


Рис. 5. Амплитудный спектр ряда наблюдений ASAS-SN в фильтре g и фазовая кривая, свернутая с периодом 149.8 дней.

AU Vul. Во-первых, эта переменность имеет полуправильный характер, проявляющийся в нестабильности амплитуды. Во-вторых, возможно, происходили бифуркации периода, связанные с переходами между основным тоном и первым обертоном. Если принять, что период $P_0 \sim 150^{\text{d}}$ относится к основному тону, а $P_1 = 70^{\text{d}} \div 75^{\text{d}}$ — к первому обертому, то их отношение составляет $P_0/P_1 \sim 2$.

Фотометрическое поведение AU Vul в отдельные моменты (например, данные за 2003 г., рис. 1) напоминает таковое звезд типа RV Tau, которые совершают колебания с чередующимися главным и вторичным минимумами, и у которых формальный период равен удвоенному пульсационному. Существует также гипотеза, которая объясняет фотометрическое поведение звезд этого типа резонансом между фундаментальной модой и первым обертоном с отношением периодов $P_0/P_1 = 2/1$ (Такеути, Петерсен, 1983).

Данные многоцветной $UBVRcIcJHKLM$ фотометрии

Обратимся теперь к данным нашей многоцветной фотометрии. На рис. 6 показаны кривые блеска AU Vul в полосах UBV и изменение показателей цвета $U - B$ и $B - V$ с 2016 до 2020 г. по результатам фотоэлектрической UBV -фотометрии и ПЗС-наблюдениям в BV -полосах. Для сравнения на рис. 6 представлены также наблюдения обзора ASAS-SN в фильтре V за 2016–2018 гг. Видно, что наши наблюдения показывают хорошее согласие с данными ASAS-SN.

Следует отметить различие фотометрического поведения звезды в разных фильтрах. В общем, моменты экстремумов совпадают, однако в отдельных фазах наблюдается различие форм кривых блеска, особенно это касается фильтра U по сравнению с другими фотометрическими полосами.

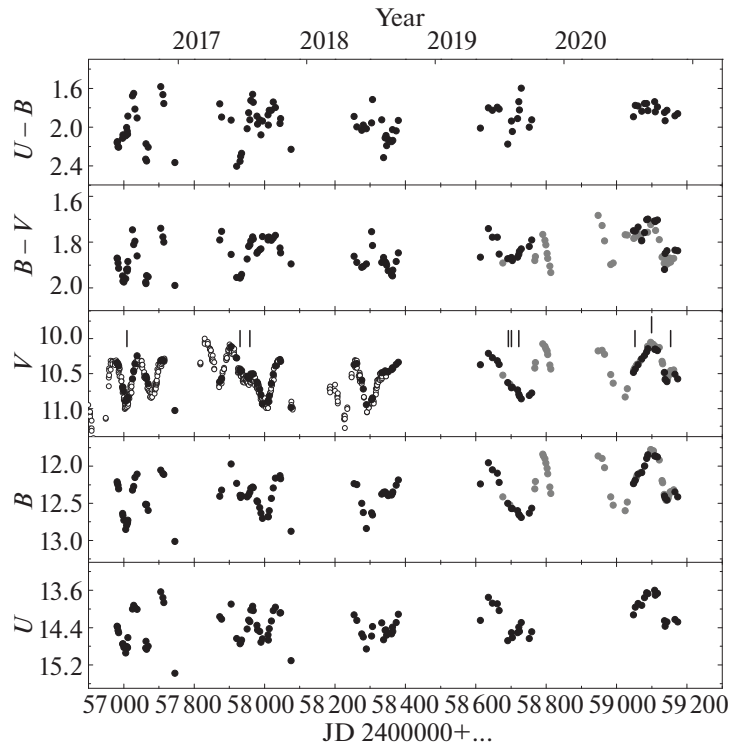


Рис. 6. Кривые блеска AU Vul в полосах UBV и изменение показателей цвета $U - B$ и $B - V$ за период с 2016 по 2020 г. Открытые кружки — данные из обзора ASAS-SN, черные кружки — фотоэлектрические наблюдения, серые кружки — данные ПЗС-фотометрии. Вертикальными штрихами на кривой блеска в фильтре V отмечены моменты спектральных наблюдений.

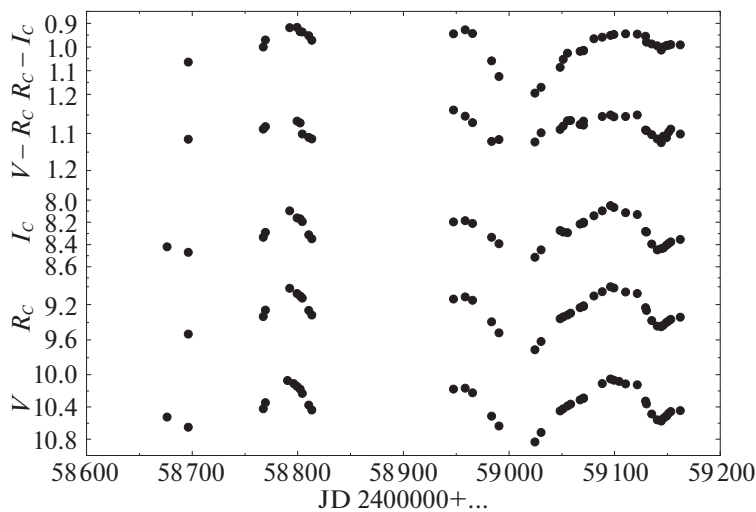


Рис. 7. Кривые блеска AU Vul в полосах $VR_C I_C$ и изменение показателей цвета $V - R_C$ и $R_C - I_C$ в 2019 и 2020 гг. по ПЗС-наблюдениям на телескопе RC600.

Изменение блеска в фильтре V и показателей цвета $V - R_C$ и $R_C - I_C$ в 2019–2020 гг. по результатам ПЗС-наблюдений изображено на рис. 7. В 2020 г. наблюдениями был охвачен интервал времени, в котором звезда испытала два минимума: глубокий (JD2459014) и мелкий локальный на нисходящей ветви (JD2429142). Показатель цвета

$V - R_C$ имел близкие значения, около 1^m26 , в моменты обоих минимумов, тогда как $R_C - I_C$ в глубоком минимуме был существенно более красным (на $\sim 0^m2$).

Кривые блеска и показателей цвета в ИК-диапазоне за 2016–2020 гг. представлены на рис. 8. Моменты экстремумов на кривых блеска в филь-

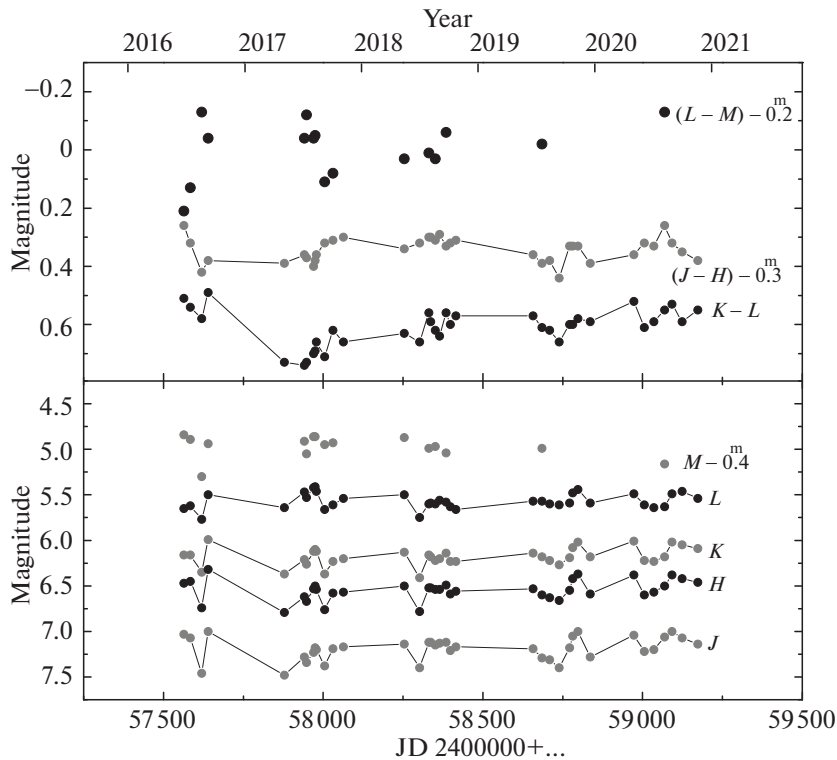


Рис. 8. Кривые блеска AU Vul в полосах $JHKL$ M и изменение показателей цвета $J - H$, $K - L$ и $L - M$ за период с 2016 по 2020 г.

трах $JHKL$ совпадают с таковыми на кривой блеска в фильтре V . За пять лет наблюдений средний блеск в полосах $JHKL$ не изменился, о характере переменности в полосе M пока трудно судить из-за небольшого количества оценок блеска. Средний показатель цвета $J - H$ от сезона к сезону не менялся, тогда как $K - L$ испытал тренд: увеличение на $0^m.2$ от 2016 к 2017 г., а затем уменьшение к 2020 г. до значений 2016 г. Далее мы покажем, что в полосах JHK излучение принадлежит звезде, тогда как в более длинноволновом диапазоне в суммарный блеск добавляется излучение нагретой пылевой оболочки.

Количество оценок блеска и интервал многоцветных фотометрических наблюдений уступают таковым обзора ASAS-SN, однако и по нашим данным в полосах U , B , V , R_C и I_C удалось провести частотный анализ и подтвердить изменение периода колебаний, которое произошло после 2018 г. Данных ИК-фотометрии значительно меньше, чем оптических, поэтому поиск периода по $JHKL$ -наблюдениям не увенчался успехом.

В табл. 6 представлены данные, которые характеризуют фотометрическое поведение звезды в 2016–2020 гг., а именно, блеск вблизи максимума (JD2459089–59110), максимальная амплитуда колебаний, периоды колебаний в 2016–2018 гг. и

в 2019–2020 гг. Блеск в фильтре M относится к другому яркому состоянию звезды (JD2457639).

Рассмотрим зависимость показателей цвета от блеска. Очевидно, что основной причиной переменности цвета при пульсациях являются вариации температуры поверхности звезды. При этом ослабление блеска сопровождается покраснением. Подобные корреляции показывают диаграммы $V - (V - R_C)$ и $R_C - (R_C - I_C)$ за вторую половину 2019 и 2020 гг. (рис. 9).

Показатели цвета $U - B$ и $B - V$ не обнаруживают однозначной связи с блеском, и их поведение в каждом цикле колебаний носит уникальный характер, поэтому мы рассмотрели зависимости цвет–блеск для каждого сезона отдельно и приводим их на рис. 10.

На диаграмме за 2016 г. мы видим широкие петли и в целом покраснение с ослаблением блеска. В 2017 г. блеск и цвет не были скоррелированы: на одном уровне блеска диапазон изменения показателей цвета составил $0^m.2$ в $B - V$ и $0^m.6$ в $U - B$. В 2018 г. и в первой половине 2019 г. прослеживалась тенденция к поглублению звезды при ослаблении блеска. В 2020 г. показатель цвета $U - B$ оставался практически на одном уровне при повышении и ослаблении блеска.

Как будет показано в следующем разделе, в спектре AU Vul обнаружены полосы поглощения

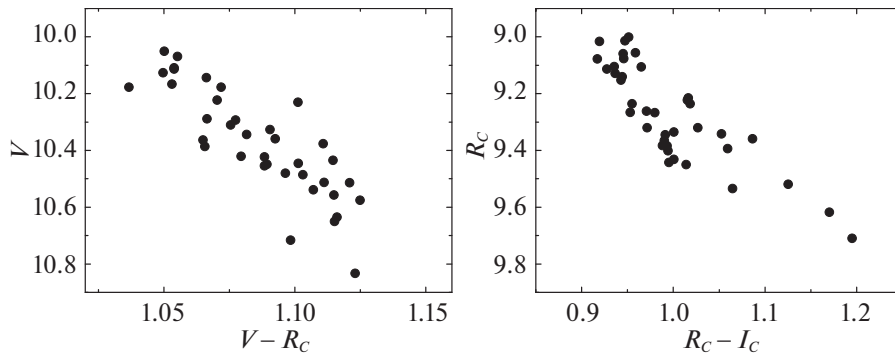


Рис. 9. Диаграммы цвет–величина, построенные по результатам собственных $VR_C I_C$ -наблюдений во второй половине 2019 и в 2020 гг.

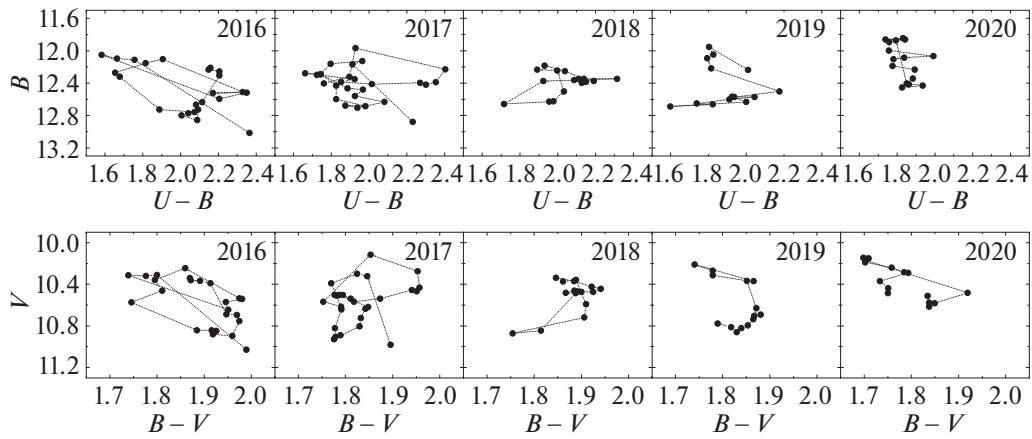


Рис. 10. Диаграммы цвет–величина, построенные по результатам собственных UBV -наблюдений в 2016–2020 гг.

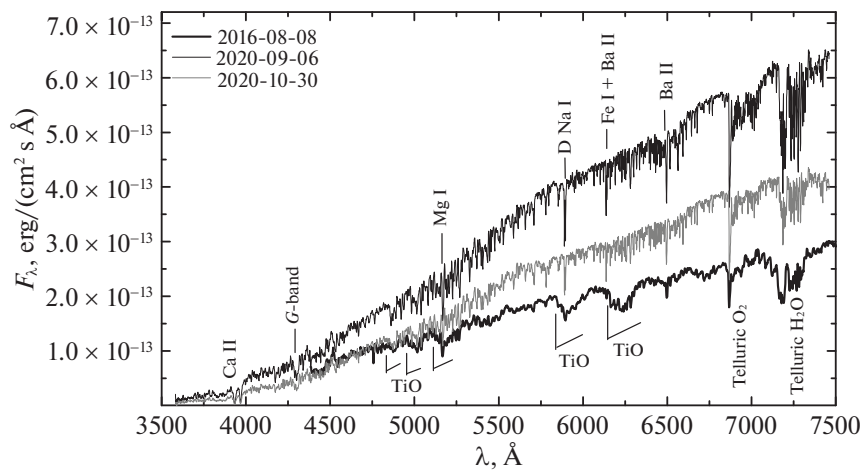


Рис. 11. Абсолютизированные спектры AU Vul, полученные на разных уровнях блеска.

Таблица 6. Фотометрические характеристики AU Vul в 2016–2020 гг.

Полоса	Величина, mag	Амплитуда, mag	Период, дни (2016–2018)	Период, дни (2019–2020)
<i>U</i>	13.63 ± 0.03	1.82	67.4	—
<i>B</i>	11.85 ± 0.01	1.20	67.7	147.4
<i>V</i>	10.13 ± 0.02	0.93	67.7	147.4
<i>R_C</i>	9.06 ± 0.01	0.46	—	146.5
<i>I_C</i>	8.10 ± 0.01	0.46	—	146.5
<i>J</i>	7.01 ± 0.01	0.48	—	—
<i>H</i>	6.38 ± 0.01	0.47	—	—
<i>K</i>	6.02 ± 0.01	0.42	—	—
<i>L</i>	5.49 ± 0.02	0.36	—	—
<i>M</i>	5.34 ± 0.08	0.46	—	—

TiO, наиболее сильные из которых попадают в полосы пропускания фильтров *B* и *V*. В минимуме блеска в 2016 г. интенсивности полос TiO были максимальны, однако для всех остальных фаз не обнаружено корреляции глубин полос ни с блеском, ни с показателями цвета. Тем не менее переменность этих спектральных деталей может вносить свой вклад в изменение блеска и цвета звезды.

Еще один фактор, который может повлиять на изменение блеска и цвета, — это ударно-волновые процессы. Их проявление наиболее заметно в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне. 21 июля 2020 г. (JD2459052) на восходящей ветви кривой блеска, за ~45 дней до максимума, в спектре AU Vul нами была обнаружена эмиссионная линия H α (см. раздел “Особенности спектра AU Vul”). Это является прямым указанием на появление ударных волн в атмосфере звезды. При повышении блеска в этом колебании можно заметить горбы на кривых блеска, образование которых, по-видимому, также связано с ударными волнами. Показатель цвета *U* – *B* на восходящей ветви имел такие же значения, как и в максимуме блеска, т.е. проявился УФ-избыток излучения.

Сравним фотометрическое поведение AU Vul и типичных post-AGB сверхгигантов.

При анализе многолетних фотометрических наблюдений в *V* и *R* полосах 12 углеродных post-AGB звезд разных спектральных классов — от F3I

до G8I — Гривняк и др. (2010) обнаружили, что все эти звезды испытывают мультисоставные колебания и становятся более красными при ослаблении блеска. Для трех звезд из выборки Гривняка и др. (2010) у нас имеются *UBV*-наблюдения, которые показывают увеличение *U* – *B* и *B* – *V* с ослаблением блеска (Архипова и др., 2003, 2009, 2010). Следовательно, для этих звезд не требуются дополнительные факторы для объяснения их переменности, кроме вариации температуры во время пульсаций.

Пока можно сделать вывод, что AU Vul по своим фотометрическим характеристикам не показывает большого сходства с типичными post-AGB сверхгигантами, а в отдельные моменты напоминает поведение звезд типа RV Tau.

Особенности спектра AU Vul

Спектры AU Vul были получены нами на разных уровнях блеска звезды. На кривой блеска в фильтре *V* (рис. 6) отмечены моменты спектральных наблюдений.

На рис. 11 показаны абсолютизированные спектры звезды, полученные 8 августа 2016 г. (JD2457609, минимум блеска), 6 сентября 2020 г. (JD2459099, максимум блеска) и 30 октября 2020 г. (JD2459153, локальный максимум на нисходящей ветви). Наиболее заметными деталями на спектрах являются линии BaII, MgI (λ 5167–72–83), DNaI,

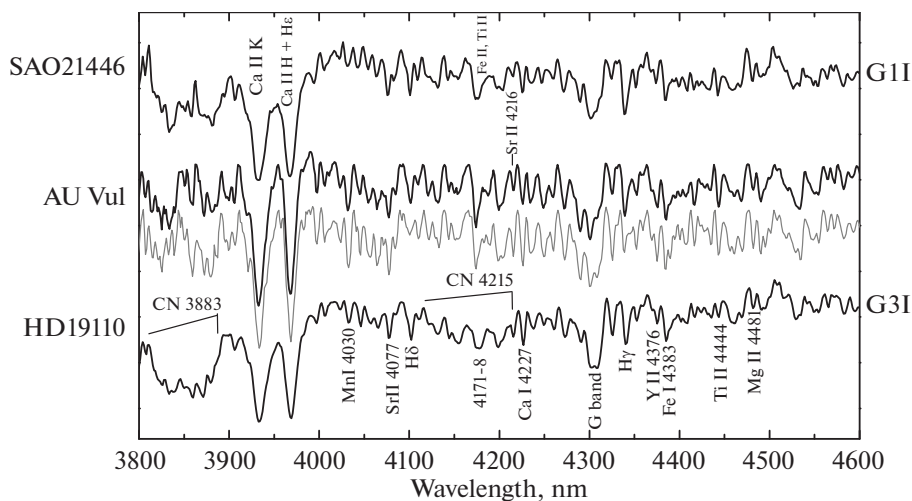


Рис. 12. Нормализованные спектры AU Vul за 9 сентября 2020 г. (черная линия) и 30 октября 2020 г. (серая линия) и спектры звезд сравнения SAO21446 и HD19110 в диапазоне длин волн λ 3800–4600.

Н и К CaII и G-полоса CN. Видно, что спектр меняется в зависимости от уровня блеска и фазы пульсационного цикла. В минимуме блеска наблюдаются молекулярные полосы поглощения TiO с кантами на длинах волн λ 4848, λ 4954, λ 5167, λ 5847 и λ 6159.

Суарес и др. (2006) приписали звезде спектральный класс F3Ie по спектру низкого разрешения в интервалах длин волн 3773–5380 Å и 5569–7194 Å, при том, что в их спектре отчетливо видна G-полоса, а водородные линии значительно ослаблены.

Мы сравнили спектры AU Vul, полученные в 2020 г. в КГО, и звезд с известными спектральными классами в широком диапазоне от F3 до G5 из библиотеки Якоби и др. (1984) и пришли к выводу, что AU Vul в ярком состоянии показывает наибольшее сходство с ранними G-сверхгигантами. F-сверхгиганты имеют существенно более интенсивные водородные линии и более слабую G-полосу CN, а в спектрах сверхгигантов позднее G3 появляется полоса CN с кантом на λ 3883, которая отсутствует в спектре AU Vul. На рис. 12–14 мы приводим нормализованные спектры AU Vul и звезд сравнения SAO 21446 ($sp = G1I$) и HD 19110 ($sp = G3I$). Два наших спектра практически идентичны и имеют лишь небольшие различия в линиях H α и H β . На рис. 12 отмечены детали, которые обычно используются для спектральной классификации (Грей, Корбали, 2009).

Прежде всего следует отметить, что абсорбции H α , H β и более высокие члены бальмеровской серии водорода менее интенсивны, чем в спектрах звезд сравнения, возможно, из-за вклада эмиссионных компонент. Поэтому отношения линий металлов к H γ или H δ , которые используются для

спектральной классификации, в случае AU Vul не применимы. Как видно на рис. 12, в спектре AU Vul, по сравнению с SAO 21446 и HD 19110, несколько усилены линии металлов, в частности, особенно чувствительные к светимости линии FeII и TiII на λ 4172–4178, TiII λ 4417 и TiII λ 4471: их интенсивность выше у звезд с большей светимостью. Более интенсивны и линии элементов s-процесса SrII λ 4077, λ 4217 и YII λ 4374.9, что может указывать как на повышенную светимость звезды, так и ее химическую peculiarity. Второе объяснение поддерживается тем, что линии BaII λ 5853.7, 6142, 6497 в спектре AU Vul также заметно усилены.

На рис. 15 изображены фрагменты нормализованных спектров AU Vul, полученных нами на КАС на разных уровнях блеска. Они имеют более низкое разрешение, чем спектры из КГО, что не позволяет анализировать атомарные линии в диапазоне длин волн короче λ 6000. Однако эти наблюдения позволили обнаружить эмиссию в линии H α в спектре, полученном 21 июля 2020 г. (5 на рис. 15), на восходящей ветви кривой блеска. Известно, что у долгопериодических переменных и звезд типа RV Tau эмиссионные компоненты в линии H α возникают в определенных фазах пульсационного цикла и вызваны ударными волнами (Престон и др., 1963; Поллард и др., 1997).

Во всех спектрах, полученных на КАС, наблюдаются молекулярные полосы поглощения TiO. В минимуме блеска (1 на рис. 15) интенсивность этих полос TiO максимальна и характерна для K3-5-сверхгигантов. В других фазах глубины полос TiO не вполне скоррелированы с блеском.

В ближнем ИК-диапазоне эти спектры содержат сильные одиночные линии, прежде всего, CaII

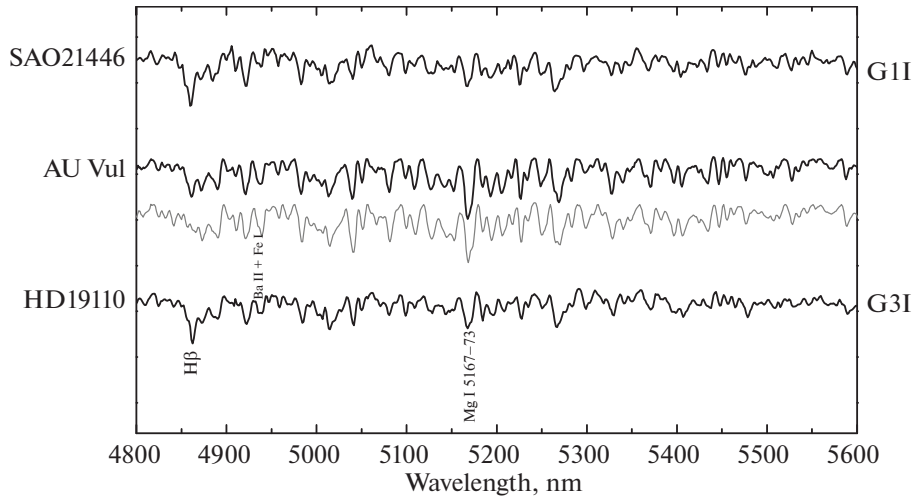


Рис. 13. Нормализованные спектры AU Vul за 9 сентября 2020 г. (черная линия) и 30 октября 2020 г. (серая линия) и спектры звезд сравнения SAO21446 и HD19110 в диапазоне длин волн λ 4800–5600.

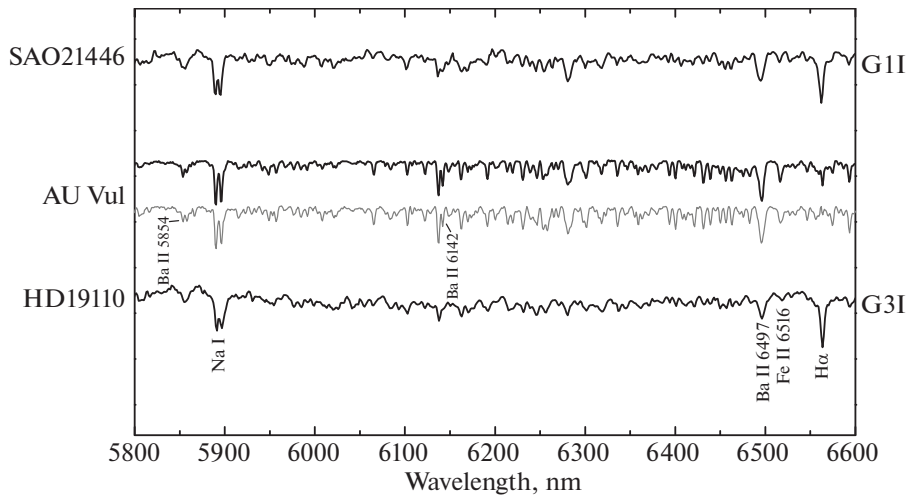


Рис. 14. Нормализованные спектры AU Vul за 9 сентября 2020 г. (черная линия) и 30 октября 2020 г. (серая линия) и спектры звезд сравнения SAO21446 и HD19110 в диапазоне длин волн λ 5800–6600.

(λ 8498, λ 8542, λ 8662), которые могут быть использованы для спектральной классификации и оценки параметров звезды (Джонс и др., 1984; Жинесте и др., 1994; Маллик, 1997).

На рис. 16 показан фрагмент спектра в диапазоне длин волн 8460–8705 Å с обозначением триплета CaII и более слабых линий FeI. На рисунке видно, что в спектре AU Vul не только в минимуме блеска (8 августа 2016 г., $V = 10^m 86$), но и в более ярком состоянии (25 июня 2017 г., $V = 10^m 43$) отсутствуют линии пашеновской серии водорода.

Мы измерили эквивалентные ширины линий триплета CaII и приводим их в табл. 7. В таблице CaT — обозначение для суммы линий триплета

CaII. Точность измерений эквивалентных ширин составила около 10%.

Эквивалентные ширины линий CaII не коррелируют с блеском. Среднее значение $EW(\text{CaT})$ по всем наблюдениям составило $7.2 \pm 0.7 \text{ \AA}$.

Используя эмпирические зависимости эквивалентных ширин линий ИК-триплета CaII от ускорения силы тяжести $\lg g$ и металличности $[\text{Fe}/\text{H}]$ из работы Маллика (1997), мы получили для AU Vul не вполне уверенные оценки $\lg g \sim 3.0$ и $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.8 \div 0.0$.

AU Vul рассматривается как кандидат в post-AGB объекты, поэтому приведем здесь для сравнения значения $EW(\text{CaT})$ для нескольких объектов этого класса. Например, холодный маломассивный post-AGB сверхгигант AI CMi, по нашим данным,

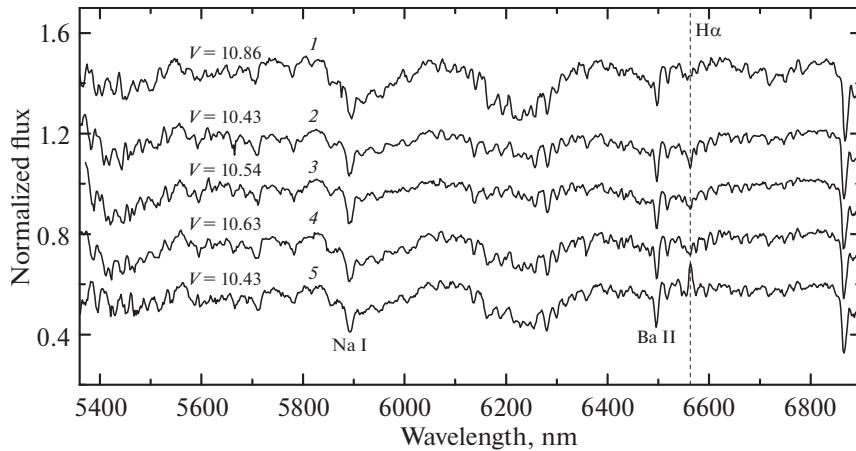


Рис. 15. Фрагменты нормализованных спектров AU Vul, полученных 2016-08-08 (1), 2017-06-25 (2), 2017-07-23 (3), 2019-07-27 (4), 2020-07-21 (5), в диапазоне длин волн λ 5360–6900. Вертикальной штриховой линией отмечено положение линии H α .

имеет $EW(\text{CaT}) = 9.8 \text{ \AA}$. У двух других объектов с большей массой и светимостью: $EW(\text{CaT}) = 11.5 \text{ \AA}$ (V354 Lac, наши неопубликованные данные) и $EW(\text{CaT}) = 20.4 \text{ \AA}$ (V1027 Cyg, Архипова и др., 2016). Таким образом, линии триплета CaII в спектре AU Vul заметно слабее, чем у типичных post-AGB объектов. Для ряда звезд типа RV Tau значения $EW(\text{CaT})$ можно получить по данным из работы Мантегацца (1991). Все эти звезды в своих спектрах имеют линии пашеновской серии водорода, а величины $EW(\text{CaT})$ в среднем меньше, чем у post-AGB сверхгигантов: 6.2 \AA (RV Tau), 11.6 \AA (V Vul), 4.9 \AA (AC Her), 7.3 \AA (SS Gem).

Итак, анализ спектральных данных показал, что

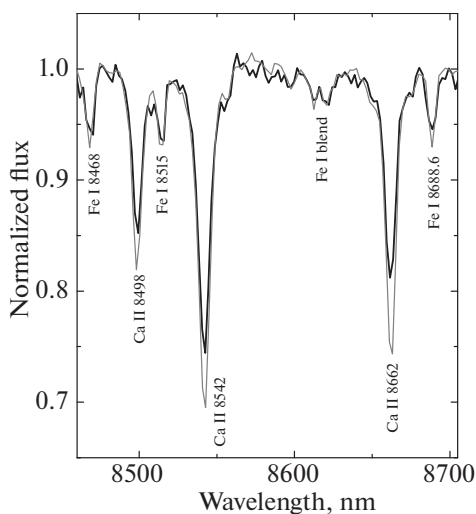


Рис. 16. Фрагменты нормализованных спектров AU Vul за 8 августа 2016 г. (черная линия) и 25 июня 2017 г. (серая линия) в диапазоне длин волн λ 8460–8705.

AU Vul в максимуме блеска может быть классифицирована как ранний G-сверхгигант с ослабленными линиями H β и H α и более высоких членов бальмеровской серии водорода и несколько усиленными линиями элементов s-процесса — бария, стронция, итрия. Факторами, которые способствуют ослаблению абсорбционных линий водорода, могут быть эмиссионные компоненты либо дефицит водорода. Для анализа профилей водородных линий в спектре AU Vul и определения химсостава крайне необходимы спектральные наблюдения высокого разрешения.

Противоречивый результат получился при сравнении спектров AU Vul в оптическом и в ближнем ИК-диапазонах. Интенсивности линий в диапазоне длин волн λ 3800–4600, используемых в качестве критериев светимости, соответствуют сверхгигантам ($\lg g \sim 1.0$), тогда как линии ИК-триплета CaII в спектре AU Vul заметно ослаблены и имеют эквивалентные ширины как у гигантов с $\lg g \sim 3.0$.

Распределение энергии в спектре

На сегодняшний момент мы имеем наблюдения AU Vul в широком диапазоне длин волн — от 0.36 до 90 мкм, что позволяет построить и проанализировать распределение энергии в ее спектре. Помимо наших собственных наблюдений в оптической и ближней ИК-областях, имеются данные в ИК-диапазоне из обзоров WISE (Кутри и др., 2013), MSX (Эган и др., 2003), AKARI (Мураками и др., 2007) и IRAS (Хелу, Уолкер, 1988). В табл. 8 приведены данные из этих обзоров. Основная проблема при построении кривой распределения энергии пульсирующей звезды — сложность одновременного получения данных в широком диапазоне длин волн. К счастью, наши фотометрические наблюдения от 0.36 (U) до 3.5

Таблица 7. Эквивалентные ширины линий триплета CaII в спектре AU Vul

Линия	2016-08-08	2017-06-25	2017-07-23	2019-07-27	2019-08-05	2019-08-26	2020-07-21
	$EW, \text{\AA}$						
CaII $\lambda 8498$	1.22	1.56	1.35	1.46	1.56	1.48	1.4
CaII $\lambda 8542$	2.85	3.43	2.81	3.43	3.94	3.44	3.34
CaII $\lambda 8662$	2.09	2.62	2.10	2.56	2.70	2.66	2.53
CaI	6.16	7.61	6.26	7.45	8.20	7.58	7.27

Таблица 8. Данные о потоках в ИК-диапазоне

Телескоп	Длина волны, мкм	Поток, Ян	Дата
WISE	3.4, 4.6, 12, 22	1.66, 1.66, 0.56, 1.22	2010
MSX	8.28, 12.13, 14.65	0.811, 0.826, 1.013	1996
IRAS	12, 25, 60	0.91, 1.83, 1.79	1983
AKARI BSC	90	0.97	2006–2007

(L) мкм относятся практически к одному моменту времени, поэтому в этом диапазоне длин волн мы будем использовать исключительно наши данные. Что касается более длинноволнового диапазона, то они в большей степени относятся не к звезде, а к ее окружению, которое, возможно, не меняется значительно со временем.

Для построения и анализа распределения энергии в спектре звезды необходимо знать величину межзвездного поглощения. В случае AU Vul определение избытка цвета $E(B - V)$ явилось непростой задачей из-за ее пекулярного спектра и сложности определения нормального показателя цвета.

Опираясь на спектральную классификацию в максимуме блеска (G2I), для которого $(B - V) = 0^m9$ (Страйжис, 1992), получаем $E(B - V) = 1^m79 - 0^m90 = 0^m89$. С этим значением избытка цвета и с законом $A_U/A_B/A_V/A_J/A_H/A_K/A_L/A_M = 4.82/4.1/3.1/0.82/0.48/0.28/0.14/0.08$ (Страйжис, 1992; Курниев, 1983) мы исправили наши данные в $UBVJHKLM$ -полосах для двух состояний звезды: минимума (JD~2457606) и максимума блеска (JD~2459100). На рис. 17 показаны распределения энергии в спектре AU Vul и стандартных сверхгигантов в калибровках Страйжиса (1992) для $UBVR$ и Курниева (1983) для $JHKL$, а также синтетические спектры Пиклеса (1998). Можно видеть, что распределение энергии AU Vul в диапазоне длин волн от 0.44 (B) до 2.2 (K) мкм весьма удовлетворительно аппроксимируется излучением звезды G2I в максимуме

блеска и G8I — в минимуме, с эффективными температурами $T_{\text{eff}} = 5395$ К и $T_{\text{eff}} = 4600$ К соответственно в калибровке Страйжиса (1992). Лишь в U -полосе проявился “дефицит” излучения, а в L и M обнаружился избыток.

Значения показателя цвета $K - L$ для нормальных звезд разных спектральных классов и светимостей не превышают величины 0^m25 (Курниев, 1983). У AU Vul среднее, исправленное за покраснение, значение $K - L = 0.48$ существенно больше этой величины, т.е. в диапазоне $\lambda > 2.2$ мкм звезда кажется холоднее нормального сверхгиганта. Очевидно связать наблюдаемый избыток блеска и цвета с излучением околозвездной пылевой оболочки.

Распределение энергии в спектре AU Vul по нашим наблюдениям в максимуме блеска (JD~2459100) и данным из ИК-обзоров показано на рис. 18. Кривая распределения энергии имеет не вполне характерный для post-AGB звезд вид. В далекой ИК-области избыток излучения имеется, но он значительно меньше, чем у типичных post-AGB сверхгигантов. Не удивительно, что AU Vul редко привлекала внимание исследователей этого типа объектов. Возможно, звезда еще не прошла в полной мере фазу “сверхветра” на AGB и не потеряла большую часть своей массы.

Моделирование распределения энергии в спектре AU Vul и определение параметров пылевой оболочки предполагается осуществить в дальнейшем. Предварительно мы можем лишь грубо оценить температуру вкладчиков излучения. Как бы-

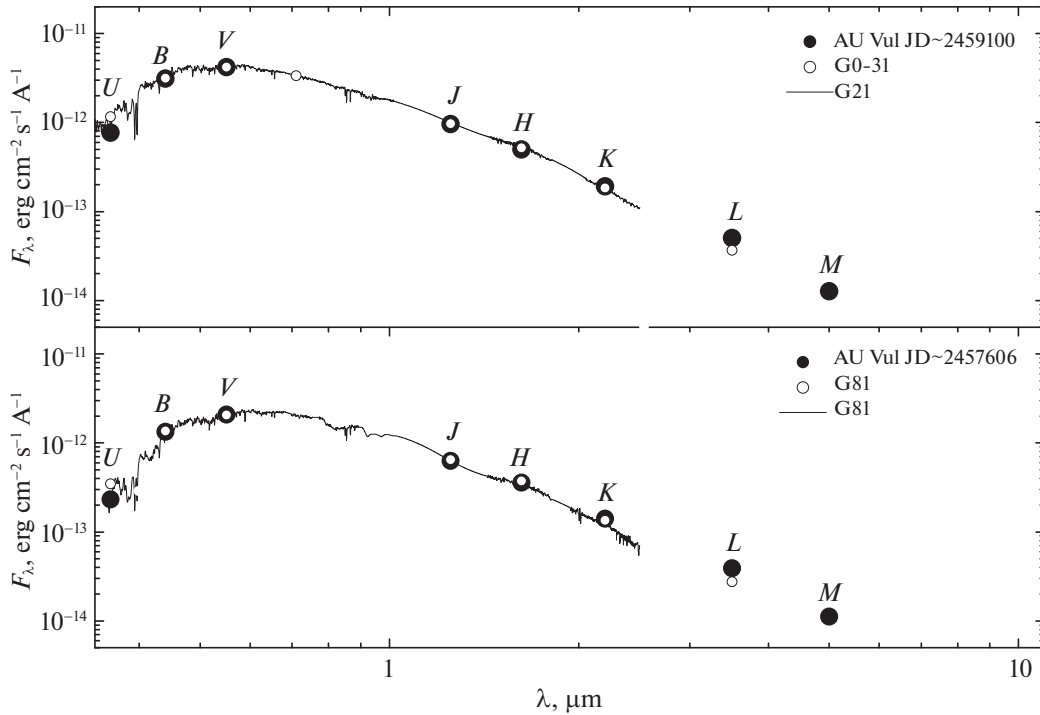


Рис. 17. Распределение энергии в спектре AU Vul, исправленное за покраснение с $E(B - V) = 0^m89$ (черные точки), в максимуме (верхняя панель) и в минимуме блеска (нижняя панель). На рисунке представлены также данные для нормальных сверхгигантов, приведенные к длине волн 5500 \AA . Открытые кружки — данные Страйжиса (1992) и Курнифа (1983), сплошные линии — спектры из работы Пиклеса (1998).

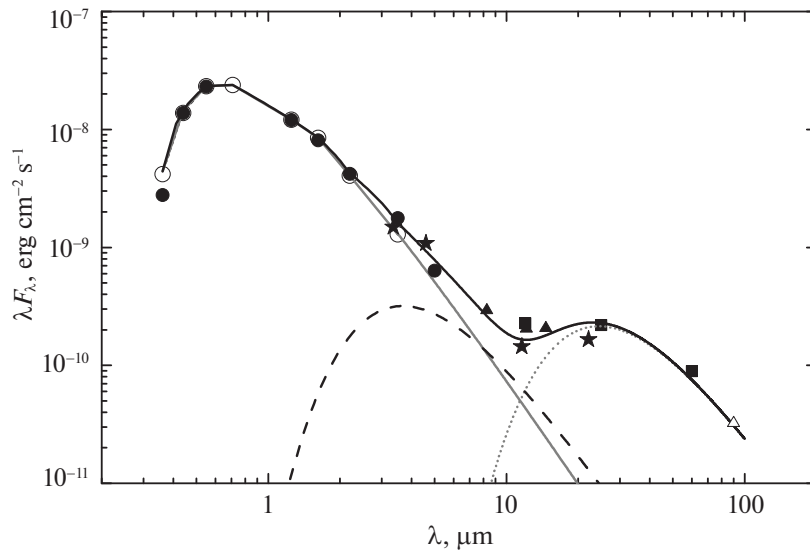


Рис. 18. Распределение энергии в спектре AU Vul по данным нашей многоцветной фотометрии (черные точки) и данным ИК-обзоров: WISE (звездочки), MSX (треугольники), IRAS (квадраты) и AKARI (открытый треугольник). Открытые кружки относятся к стандартному G2-сверхгиганту, на длинах волн $>2.2 \text{ мкм}$ серая линия представляет излучение черного тела с температурой 5400 К . На рисунке изображены также планковские кривые для температур 1000 К (штриховая линия) и 150 К (серая пунктирная линия). Сплошная черная линия представляет собой суммарное излучение звезды и двух чернотельных источников с температурами 1000 К и 150 К .

ло показано выше, в оптической и ближней ИК-области ($\lambda < 2.2 \text{ мкм}$) излучает звезда с $T_{\text{eff}} \approx 5400 \text{ К}$. В среднем ИК-диапазоне добавляется источник, излучающий как абсолютно черное тело

(АЧТ) с температурой около 1000 К . В более длинноволновой области спектра максимум излучения приходится на длину волны $\sim 25 \text{ мкм}$, и основным вкладчиком становится АЧТ с температурой 150 К .

Сплошная черная линия на рис. 18 изображает суммарное излучение звезды и двух чернотельных источников с температурами 1000 и 150 К.

РАССТОЯНИЕ, СВЕТИМОСТЬ, ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС

Звезда имеет галактические координаты $l = 67.^\circ 33$ и $b = -04.^\circ 50$. В третьем наборе данных EDR3 миссии Gaia (Gaia Early Data Release 3, Браун и др., 2020) для звезды приведен параллакс $\pi = 0.39 \pm 0.016$ миллисекунд дуги. Оценка расстояния, основанная на этом параллаксе, составляет $D = 2317.4_{-80}^{+92}$ пк (Байлер-Джонс и др., 2021). Имея видимую звездную величину в максимуме блеска $V = 10^m 13$, избыток цвета $E(B - V) = 0^m 89$ и поглощение света в полосе V $A_V = 3.1 \times E(B - V) = 2^m 76$, мы вычислили абсолютную звездную величину по известной формуле $M_V = V - 5 \lg D + 5 - A_V = -4.45_{-0.08}^{+0.07}$. Принимая болометрическую поправку $BC = -0.165$ (Флауэр, 1996) для стандартных сверхгигантов с нормальным показателем цвета $(B - V)_0 = 0.90$ и $M_{bol\odot} = +4.72$ (Страйжис, 1982), получаем оценки болометрической величины $M_{bol} = M_V + BC = -4.62_{-0.08}^{+0.07}$ и светимости $\lg L/L_\odot = 3.74_{-0.04}^{+0.03}$. Звезда с параметрами $T_{\text{eff}} = 5400$ К и $M_{bol} = -4.62$ имеет радиус $R = 82 R_\odot$, полученный по формуле $\lg(R/R_\odot) = 8.46 - 2 \lg(T_{\text{eff}}) - 0.2 M_{bol}$ (Страйжис, 1982).

Обратимся к теоретическим расчетам светимостей звезд малых и средних масс на поздних стадиях эволюции. Эволюционные треки Миллера Бертолами (2016) для звезд с начальными массами от 0.8 до 4 M_\odot и широкого ряда начальных металличностей ($Z_0 = 0.02, 0.01, 0.001, 0.0001$), предполагают, что светимости звезд на этой стадии эволюции имеют значения от 3000 до 10 000 L_\odot . AU Vul со своими параметрами $T_{\text{eff}} \approx 5400$ К и $L \approx 5450 L_\odot$ на диаграмме Герцшпрунга–Рассела занимает положение вблизи модели с начальной массой $M_{ZAMS} = 1 M_\odot$ и массой после окончания “сверхветра” на AGB $M_{\text{final}} = 0.55 M_\odot$. Темп потери массы для этой модели на данном этапе эволюции составляет $\Delta M = 10^{-6.12} M_\odot/\text{год}$, и этот момент соответствует самому началу post-AGB стадии. Наличие у звезды мазера свидетельствует о том, что звезда еще имеет признаки AGB-звезд.

Следует отметить, что полученная нами светимость носит оценочный характер, неопределенность связана с незнанием химсостава звезды и ее точных параметров. Для того чтобы снять существующие вопросы, крайне необходимы спектральные наблюдения высокого разрешения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе по собственным многоцветным наблюдениям в полосах $UBVRcIcJHKLM$ и архивным фотометрическим данным других авторов изучен характер переменности блеска и цвета полуправильной переменной AU Vul, а также исследован ее спектр. По результатам этой работы сделаны следующие выводы.

1. Кривые блеска показывают, что AU Vul представляет собой пульсирующую звезду с переменной амплитудой и мультипериодичностью. В разные моменты истории наблюдений у нее выявлены колебания как с периодом порядка 145–150 сут, так и с вдвое меньшим периодом — около 67–75 сут.

2. Показатели цвета $B - V$ и $U - B$ демонстрируют неоднозначное поведение при изменении блеска. Наблюдаются ослабления блеска с покраснением звезды, как это характерно для температурных пульсаций, а также с поглублением и без изменения цвета. Свой вклад в изменение блеска и цвета могут вносить переменные полосы поглощения TiO. Кроме того, в 2020 г. на восходящей ветви кривых блеска проявились горбы, образование которых может быть связано с ударными волнами в атмосфере звезды. Показатель цвета $U - B$ в этом состоянии звезды указывает на незначительный УФ-избыток излучения.

3. По оптическому спектру и по распределению энергии в спектре в максимуме блеска звезда классифицируется как G2-сверхгигант. В минимуме блеска в спектре наблюдаются молекулярные полосы TiO, интенсивность которых соответствует спектральному классу K3–K5, тогда как распределение энергии приводит к более раннему спектральному классу G8I. Полосы поглощения TiO присутствуют в спектре и в других фазах пульсационного цикла, не показывая четкой корреляции с блеском. В максимуме блеска в 2020 г. линии H α , H β и более высоких членов бальмеровской серии существенно ослаблены, возможно, из-за эмиссионных компонент, а абсорбции элементов s-процесса (BaII, SrII и YII) незначительно усилены. В спектре, полученном в 2020 г. на восходящей ветви кривых блеска, обнаружена эмиссионная линия H α . Это является прямым указанием на ударно-волновые процессы в атмосфере звезды. Обнаружено, что ИК-триплет CaII в спектре AU Vul существенно менее интенсивен, чем у нормальных G сверхгигантов и post-AGB объектов с близкими температурами.

4. Построено распределение энергии в спектре звезды по собственным многоцветным фотометрическим наблюдениям в диапазоне длин волн от 0.36 мкм (U -полоса) до 5 мкм (M -полоса) и данным из обзоров WISE, MSX, IRAS и AKARI.

Исправленное за покраснение с $E(B - V) = 0^m89$ распределение энергии удовлетворительно представляется суммой трех составляющих: сверхгиганта спектрального класса G2, горячей пылевой оболочки с $T_{\text{hot}} = 1000$ К и отделенной холодной пылевой оболочки с $T_{\text{cold}} = 150$ К.

5. С использованием расстояния, основанного на данных о параллаксе из EDR3 Gaia, получены оценки абсолютной звездной величины $M_V \approx -4^m45$ и светимости $L \approx 5450 L_{\odot}$. Согласно моделям звездной эволюции на поздних стадиях Миллера Бертолами (2016), звезда с параметрами $T_{\text{eff}} \approx 5400$ К и $\lg(L/L_{\odot}) \approx 3.74$ имеет массу порядка $0.55 M_{\odot}$ и находится в самом начале post-AGB стадии эволюции.

6. На диаграмме Герцшпрунга–Рассела AU Vul попадает в область, занимаемую холодными post-AGB объектами. Однако звезде присущи некоторые свойства, отличающие ее от типичных представителей этого класса. В частности, меньший избыток излучения в далекой ИК-области, необычные фотометрические характеристики и особенности спектра, обсуждаемые в работе. С другой стороны, AU Vul имеет некоторые признаки звезд типа RV Tau, а именно, характерный для этого типа переменных звезд вид кривой блеска (в отдельные моменты времени), проявление двух периодов, один из которых вдвое больше другого, наличие горячей пылевой оболочки, появление эмиссионной линии H α на восходящей ветви кривой блеска. Спектральный класс AU Vul (G2-G8) попадает в диапазон допустимых для звезд типа RV Tau (G-K для группы A по Престону, 1963).

Работа выполнена при поддержке междисциплинарной научно-образовательной школы Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”. При выполнении работы было использовано оборудование, приобретенное за счет средств Программы развития Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

При проведении исследований широко использовались базы данных ADS, SIMBAD, VIZIER.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Акрас и др. (S. Akras, J.C. Ramirez Vélez, N. Nanouris, G. Ramos-Larios, J.M. López, D. Hiriart, and D. Panoglou), MNRAS **466**, 2948 (2017).
- Архипова В.П., Носкова Р.И., Иконникова Н.П., Комиссарова Г.В., Письма в Астрон. журн. **29**, 545 (2003) [V.P. Arhipova et al., Astron. Lett. **29**, 480 (2003)].
- Архипова и др. (V.P. Arhipova, N.P. Ikonnikova, and G.V. Komissarova), Peremennyye Zvezdy (Var. Stars) **29**, No. 1 (2009).
- Архипова В.П., Иконникова Н.П., Комиссарова Г.В., Письма в Астрон. журн. **36**, 281 (2010) [V.P. Arhipova et al., Astron. Lett. **36**, 269 (2010)].
- Архипова В.П., Таранова О.Г., Иконникова Н.П., Есипов В.Ф., Комиссарова Г.В., Шенаврн В.И., Бурлак М.А., Письма в Астрон. журн. **42**, 831 (2016) [V.P. Arhipova et al., Astron. Lett. **42**, 756 (2016)].
- Архипова В.П., Иконникова Н.П., Есипов В.Ф., Комиссарова Г.В., Письма в Астрон. журн. **43**, 460 (2017) [V.P. Arhipova et al., Astron. Lett. **43**, 416 (2017)].
- Баер (M. Beyer), Astronomische Nachrichten **279**, 161 (1951).
- Байлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae), Astron. J. **161**, id.147, 24 (2021).
- Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Черясов Д.В., Жуйко С.В., Астрон. журн. **97**, 284 (2020).
- Браун и др. (A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevey, D.W. Evans, et al. (Gaia Collab.)), arXiv: 2012.01533 (2020).
- Викерс и др. (S.B. Vickers, D.J. Frew, Q.A. Parker, and I.S. Bojčić), MNRAS **447**, 1673 (2015).
- Грей, Корбали (R.O. Gray and C.J. Corbally), *Stellar Spectral Classification*, Princeton Ser. Astrophys. (Princeton and Oxford: Princeton Univer. Press, 2009).
- Гривняк и др. (B.J. Hrivnak, W. Lu, R.E. Maupin, and B.D. Spitzbart), Astrophys. J. **709**, 1042 (2010).
- Глушнева и др. (I.N. Glushneva, V.T. Doroshenko, T.S. Fetisova, T.S. Khruzina, E.A. Kolotilov, L.V. Mossakovskaya, S.L. Ovchinnikov, and I.B. Voloshina), VizieR Online Data Catalog III/208 (1998).
- Гомес и др. (Y. Gomez, J.M. Moran, and L.F. Rodriguez), Rev. Mex. Astron. Astrofis. **20**, 55 (1990).
- Грегорио-Хетем и др. (J. Gregorio-Hetem, J.R.D. Lepine, G.R. Quast, C.A.O. Torres, and R. de La Reza), Astron. J. **103**, 549 (1992).
- Джонс и др. (J.E. Jones, D.M. Alloin, and B.J.T. Jones), Astrophys. J. **283**, 457 (1984).
- Джонсон и др. (H.L. Johnson, R.I. Mitchel, B. Iriarte, and W.Z. Wisniewski), Comm. Lunar and Planet. Lab. **4**, 99 (1966).
- Диминг (T.J. Deeming), Astrophys. Space Sci. **36**, 137 (1975).
- Жинесте и др. (N. Ginestet, J.M. Carquillat, M. Jaschek, and C. Jaschek), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **108**, 359 (1994).
- Клем, Ландольт (J.L. Clem and A.U. Landolt), Astron. J. **152**, 13 (2016).

22. Кочанек и др. (C.S. Kochanek, B.J. Shappee, K.Z. Stanek, T.W.-S. Holoien, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **129**:104502 (2017).
23. Курниёф (J. Koornneef), *Astron. Astrophys.* **128**, 84 (1983).
24. Кутри и др. (R.M. Cutri, et al.), *VizieR Online Data Catalog*, II/328 (2013).
25. Льюис (B.M. Lewis), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **109**, 489 (1997).
26. Льюис и др. (B.M. Lewis, D.A. Kopon, and Y. Terzian), *Astron. J.* **127**, 501 (2004).
27. Лютый В.М., *Сообщ. ГАИШ* **172**, 30 (1971).
28. Маллик (S.V. Mallik), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **124**, 359 (1997).
29. Мантегацца (L. Mantegazza) *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **88**, 255 (1991).
30. Мураками и др. (H. Murakami, H. Baba, and P. Barthel), *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, 369 (2007).
31. Миллер Бертолами (M.M. Miller Bertolami), *Astron. Astrophys.* **588**, 25 (2016).
32. Оя (T. Oja), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **89**, 415 (1991).
33. Пиклес (A.J. Pickles), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **59**, 33 (1985).
34. Пиклес (A.J. Pickles), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **110**, 863 (1998).
35. Пойманский (G. Pojmański), *Acta Astronomica* **52**, 397 (2002).
36. Поллард и др. (K.R. Pollard, P.L. Cottrell, W.A. Lawson, M.D. Albrow, and W. Tobin), *MNRAS* **286**, 1 (1997).
37. Потанин С.А., Белинский А.А., Додин А.В., Желтоухов С.Г., Ландер В.Ю., Постнов К.А., Саввин А.Д., Татарников А.М., Черепашук А.М., Черясов Д.В., Чилингарян И.В., Шатский Н.И., Письма в *Астрон. журн.* **46**, 894 (2020) [S.A. Potanin et al., *Astron. Lett.* **46**, 837 (2020)].
38. Престон и др. (G.W. Preston, W. Krzeminski, J. Smak, and J.A. Williams), *Astrophys. J.* **137**, 401 (1963).
39. Росс (F.E. Ross), *Astron. J.* **36**, 122 (1926).
40. Самусь Н.Н., Казаровец Е.В., Дурлевич О.В., Киреева Н.Н., Пастухова Е.Н., *Астрон. журн.* **94**, 87 (2017).
41. Сергеев, Хайсбергер (S.G. Sergeev and F. Heisberger), *A Users Manual for SPE*. Wien (1993).
42. Страйжис В.Л., *Звезды с дефицитом металлов* (Вильнюс: Мокслас, 1982).
43. Страйжис (V. Straižys), *Multicolor Stellar Photometry* (Tucson: Pachart Publ. House, 1992).
44. Суарес и др. (O. Suárez, P. García-Lario, A. Manchado, M. Manteiga, A. Ulla, and S.R. Pottasch), *Astron. Astrophys.* **458**, 173 (2006).
45. Суарес и др. (O. Suárez, J.F. Gomez, and O. Morata), *Astron. Astrophys.* **467**, 1085 (2007).
46. Такеути, Петерсен (M. Takeuti and J.O. Petersen), *Astron. Astrophys.* **117**, 352 (1983).
47. Флауэр (P.J. Flower), *Astrophys. J.* **469**, 355 (1996).
48. Хелу, Уолкер (G. Helou and D.W. Walker), *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 7*, p.1-265 (1988).
49. Хименес-Эстебан и др. (F. Jiménez-Esteban, D. Engels, P. García-Lario), *Post-AGB Objects as a Phase of Stellar Evolution*, Proc. of the Torun Workshop held July 5–7, 2000 (Ed. R. Szczerba, S.K. Gurny, *Astrophys. Space Sci. Library* **265**, Boston/Dordrecht/London: Kluwer Acad. Publ., 2001).
50. Шаппи и др. (B.J. Shappee, J.L. Prieto, D. Grupe, C.S. Kochanek, K.Z. Stanek, and G. De Rosa), *Astrophys. J.* **788**, 48 (2014).
51. Шерба и др. (R. Szczerba, N. Siódmiak, G. Stasińska, and J. Borkowski), *Astron. Astrophys.* **469**, 799 (2007).
52. Эган и др. (M.P. Egan, S.D. Price, K.E. Kraemer, D.R. Mizuno, S.J. Carey, C.O. Wright, C.W. Engelke, M. Cohen, and M.G. Gugliotti), *VizieR Online Data Catalog: MSX6C Infrared Point Source Catalog. The Midcourse Space Experiment Point Source Catalog Version 2.3* (2003).
53. Эдер и др. (J. Eder, B.M. Lewis, and Y. Terzian), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **66**, 183 (1988).
54. Энгельс, Льюис (D. Engels and B.M. Lewis), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **116**, 117 (1996).
55. Юн и др. (D.-H. Yoon, S.-H. Cho, J. Kim, J.J. Yun, and Y.-S. Park), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **211**, 15 (2014).
56. Якоби и др. (G.H. Jacoby, D.A. Hunter, and C.A. Christian), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **56**, 257 (1984).

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ЗЕМЛИ

© 2021 г. М. Ю. Решетняк^{1,2*}

¹Институт физики Земли РАН, Москва, Россия

²Институт земного магнетизма и распространения радиоволн РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 02.06.2021 г.

После доработки 18.06.2021 г.; принята к публикации 29.06.2021 г.

Рассмотрена модель совместного остывания ядра и мантии Земли на интервале времени с момента аккреции, 4.5 млрд лет назад, и до 1.5 млрд лет в будущее. Модель позволяет получить современный радиус твердого ядра, близкий к наблюдаемому тепловый поток на поверхности планеты, удовлетворить ограничениям по температуре и вязкости мантии, параметрам слоя D'' и литосферы. Исследованы сценарии эволюции Земли, при которых тепловой поток на границе ядро–мантия не претерпел значительных изменений. Приведены следствия для геодинамо.

Ключевые слова: эволюция Земли, ядро, мантия, обратная задача, геодинамо.

DOI: 10.31857/S032001082107007X

ВВЕДЕНИЕ

После завершения процесса аккреции и появления жидкого ядра (4.5 млрд лет), длившиеся ~50–100 млн лет (Дрейк, 2000; Соломатов, 2007), ядро Земли, имевшее температуру порядка $T_0 = 6000^\circ\text{K}$ (Лаброзе и др., 1997), начало остывать, отдавая свое тепло мантии. Насколько процесс остывания был монотонным, сказать сложно, поскольку конечный ответ зависит от начальных условий и точной оценки концентрации радиоактивных элементов. Тем не менее на характерных временах порядка миллиарда лет температура ядра уменьшалась, со временем появилось твердое ядро и, возможно, небольшой сферический слой вблизи границы ядро–мантия с субадиабатическим градиентом температуры.

За последние два десятилетия выработался некоторый стандарт в моделировании тепловой эволюции ядра (Лаброзе и др., 1997; Лаброзе, 2003). Основным параметром, регулирующим остывание ядра в моделях, является заданный тепловой поток на границе ядро–мантия Q_b , как правило убывающий с момента аккреции к настоящему времени на величину порядка 20%. В то же время мощность радиоактивных элементов в мантии за 4.5 млрд лет уменьшилась приблизительно в 4.5 раза, а величина теплового потока на поверхности планеты Q_s — на порядок (Шуберт и др., 2001). В этой связи возникает вопрос, насколько предположение о медленном изменении

Q_b обосновано. Важность данного вопроса обусловлена ограничениями, вносимыми геодинамо. Согласно палеомагнитным наблюдениям, нет указаний на существенное увеличение напряженности геомагнитного поля (см. обзор Решетняка, Павлова, 2016), напрямую связанное с увеличением Q_b . Для ответа на вопрос о постоянстве Q_b необходимо решить совместные уравнения теплообмена в ядре и мантии. Этот подход интересен еще и тем, что полученное решение может быть проверено на соответствие некоторым известным величинам для мантии, например, температуры, вязкости (Трубицын, Трубицын, 2020; Трубицын, 2016), потока Q_s , чисел Рэлея, которые также могут быть использованы для проверки работоспособности моделей остывания Земли. Точность определения этих величин хоть и не высока, но в ряде случаев может быть выше точности величин, связанных непосредственно с ядром.

Первые параметрические модели остывания мантии начали появляться еще в 80-е гг. (см. обзор в Шуберт и др., 2001), но в то время модели ядра были развиты значительно хуже, чем сейчас, в частности, не учитывались ограничения, связанные с генерацией геомагнитного поля (Лаброзе, 2003), только-только стали появляться скейлинговые законы, связывающие параметры модели, основанные на результатах трехмерного моделирования тепловой конвекции и динамо. Неудивительно, что с тех пор некоторые параметры, в частности входящие в зависимости вязкости от температуры, претерпели изменение. В целом же модели остывания ядра не потеряли своей актуальности, и могут

*Электронный адрес: m.reshetnyak@gmail.com

быть использованы и в настоящее время, хотя и требуют некоторого переосмысления. Их ценность связана еще и с тем, что современные трехмерные модели тепловой конвекции не могут быть использованы для описания тепловой конвекции на ранних этапах эволюции Земли, когда числа Рэлея были еще слишком велики. В этом случае использование параметрических моделей, основанных на скейлинговых зависимостях между безразмерными числами, оказывается очень удобным средством.

Ниже мы рассмотрим одну из простейших параметрических однослойных моделей остывания мантии и ядра (Стивенсон и др., 1983), которая предсказывает значения Q_b сразу после аккреции на два порядка большие, чем сейчас, и покажем, как определенным выбором параметров уменьшить Q_b в древности, удовлетворив требованиям палеомагнитологов, наблюдающих геомагнитное поле, сравнимое с современным по напряженности, 3.5 млрд лет назад (Мак-Элхيني, 1980; Тардуно и др., 2010). Модель, которая покрывает интервал 6 млрд лет (с окончания процесса дифференциации ядра и мантии 4.5 млрд лет в прошлом и на 1.5 млрд лет в будущее), позволяет проследить появление твердого ядра, эволюцию тепловых потоков на границах жидкого ядра, поверхности планеты, сделать некоторые выводы об изменении магнитного поля на геологических временах. Поскольку интервал моделирования выходит за пределы геомагнитных наблюдений (3.5 млрд лет), появляется возможность предсказания поведения магнитного поля на ранней стадии эволюции планеты. Данные подходы могут быть использованы для описания тепловой эволюции планет.

ОСТЫВАНИЕ ПЛАНЕТЫ

Рассмотрим остывание Земли радиуса r_s после окончания формирования жидкого ядра радиуса r_b (рис. 1). К этому моменту в планете произошла дифференциация вещества: ядро стало в основном железным, а мантия — силикатной. Граница ядро–мантия является переходом от одного химического состава к другому. Предполагается, что радиусы r_b и r_s уже через 50–100 млн лет после образования Земли оставались неизменными во времени. Остывание планеты происходит за счет теплового потока Q_s на r_s . Задача состоит в описании совместного процесса охлаждения Земли: ее мантии и ядра.

Охлаждение ядра

Согласно модели, первоначально ядро радиуса r_b было полностью расплавлено (Лаброзе и др., 1997; Соломатов, 2007). Далее, по мере остывания за счет теплового потока Q_b на границе ядра, в центре Земли появился зародыш твердого ядра

(рис. 1). Радиус твердого ядра c увеличивался со временем. Внутри твердого ядра $0 \leq r \leq c$ (I) распределение температуры определяется кондуктивным теплообменом и радиоактивными источниками. В жидком ядре $r \leq r_b$ (II) температура распределена по адиабате. Модель описывает эволюцию температуры, тепловых потоков в ядре и увеличение радиуса ядра c во времени t при заданном Q_b . Соответствующим подбором параметров удается получить реалистичное значение современного радиуса твердого ядра, $c = 1228$ км, и требуемую мощность для генерации магнитного поля (Решетняк, 2021). Напомним основные уравнения этой модели.

Распределения плотности $\rho(r)$, давления $P(r)$ и ускорение свободного падения $g(r)$ удовлетворяют гидростатическому балансу, задаваемому соотношениями

$$\nabla P = -\rho g, \quad (1)$$

$$g(r) = \frac{4\pi G}{r^2} \int_0^r \rho(u) u^2 du. \quad (2)$$

Здесь G — гравитационная постоянная. Замыкает систему уравнений для трех переменных (P , ρ , g) логарифмическое уравнение состояния (Пурье, Тарантола, 1998)

$$P = K_0 \frac{\rho}{\rho_0} \ln \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (3)$$

где K_0 — модуль объемной упругости, ρ_0 — плотность при нулевом давлении.

Для учета скачка на границе ядро–мантия вводится поправка

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho(r) + \delta\rho, & \text{если } r \leq c \\ \rho(r), & \text{если } r > c. \end{cases} \quad (4)$$

Зная распределения (P , ρ , g), можно найти адиабатическое распределение температуры

$$T_{ad}(r) = T_c(c) e^{-\int_c^r \frac{\alpha(u)g(u)}{C_p} du}. \quad (5)$$

Здесь $T_c(c)$ — температура на границе $r = c$, коэффициент объемного расширения α задан соотношением

$$\alpha(r) = \frac{\gamma C_p \rho_0}{K_0 \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0}\right)}, \quad (6)$$

где C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, γ — коэффициент Грюнайзена.

Если твердое ядро еще не появилось, $c = 0$, то $T_c(c) = T_c(0) = T_0$, где T_0 — температура в центре

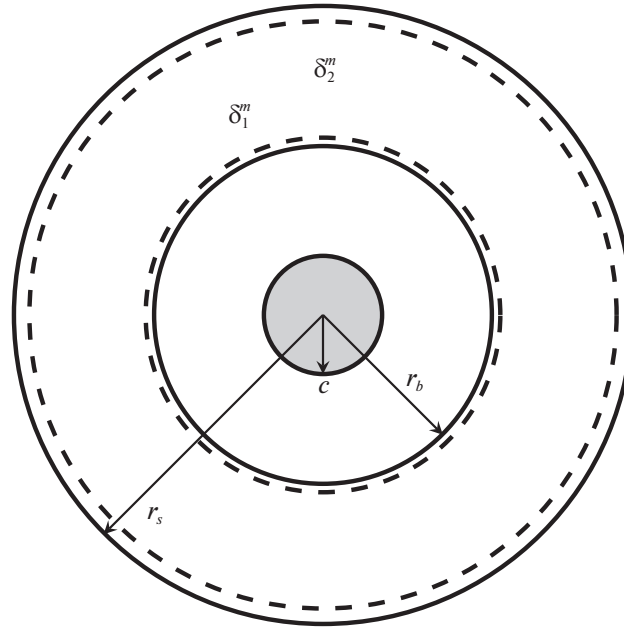


Рис. 1. Схематическое строение Земли радиуса r_s , включающее твердое ядро радиуса c и границу ядро-мантия r_b . На границах мантии возникают тепловые пограничные слои δ_1^m , δ_2^m .

Земли. Значение T_o находится из уравнения теплового баланса

$$-4\pi \int_0^{r_b} \rho C_p \frac{\partial T_{ad}}{\partial t} r^2 dr = -\frac{\partial T_o S}{\partial t} = Q_b \quad (7)$$

и

$$S = \frac{4\pi}{C_p} \int_0^{r_b} e^{-\frac{1}{C_p} \int_0^r \alpha(a)g(a) da} \rho r^2 dr. \quad (8)$$

Рост твердого ядра начинается, когда температура станет меньше температуры кристаллизации

$$T_s(r) = T_s^o \left(\frac{\rho(r)}{\rho(c)} \right)^{2(\gamma-1/3)}, \quad (9)$$

где T_s^o — температура кристаллизации в центре ядра Земли. Кристаллизация начинается в центре ядра, т.е. появление твердого ядра сводится к выполнению условия $T_c = T_o = T_s(r)$ в центре $r = c = 0$. Далее, при росте твердого ядра, $c > 0$, температура кристаллизации дает значение для адиабаты на границе твердого ядра: $T_{ad}(c) = T_c(c) = T_s(c)$.

Положение границы твердого ядра c может быть найдено из баланса энергии

$$Q_b - Q_c = Q_L + Q_G + Q_C, \quad (10)$$

где

$$Q_L = \dot{c}P_L, \quad Q_G = \dot{c}P_G, \quad Q_C = \dot{c}P_C. \quad (11)$$

С левой стороны в (10) стоит разность тепловых потоков Q_b , Q_c за единицу времени, входящих в адиабатическую область II, справа — скорость изменения энергий. Во многих работах принимается, что $Q_b = Q_b^o - \gamma t$. Коэффициент γ выбран так, чтобы обеспечить уменьшение потока за 4.5 млрд лет на 20%.

Источник, связанный с латентной теплотой в (11), равен

$$P_L(c) = 4\pi \rho(c) \delta S T_s(c), \quad (12)$$

где δS — удельная энтропия кристаллизации.

Оценка изменения гравитационной энергии при росте твердого ядра (Лопер, 1984) имеет вид

$$Q_G(c) = \frac{2\pi}{5} GM_o \delta \rho \frac{c^3}{r_b} \left[1 - \left(\frac{c}{r_b} \right)^2 \right], \quad (13)$$

где $M_o = \frac{4}{3}\pi \int_0^{r_b} \rho r^2 dr$ — масса ядра, постоянная в модели.

Дифференцируя (13) по времени, получаем

$$P_G(c) = \frac{2\pi}{5} \frac{GM_o \delta \rho c^2}{r_b} \left[3 - 5 \left(\frac{c}{r_b} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

Изменение теплоты, связанное с адиабатическим охлаждением в (10), дает следующий вклад:

$$P_C = -C_p \int_c^{r_b} \rho \frac{\partial T_{ad}}{\partial t} r^2 dr. \quad (15)$$

Таблица 1. Параметры модели ядра

Название	Обозначение	Значение
Гравитационная постоянная	G	$6.6873 \times 10^{-11} \text{ м}^3 (\text{кг с}^2)^{-1}$
Коэффициент температуропроводности	κ	$7 \times 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$
Параметр Грюнайзена	γ	1.5
Радиус жидкого ядра	r_b	$3.48 \times 10^6 \text{ м}$
Удельная энтропия кристаллизации	δS	118 Дж (кг К) ⁻¹
Удельная теплоемкость	C_p	860 Дж (кг К) ⁻¹
Плотность при нулевом давлении	ρ_0	7500 кг м^{-3}
Скачок плотности на границе твердого ядра	$\delta \rho$	500 кг м^{-3}
Плотность ядра	ρ	$1.2 \times 10^4 \text{ кг м}^{-3}$
Модуль объемной упругости	K_0	$4.76 \times 10^{11} \text{ Па}$
Современный радиус твердого ядра	\hat{c}	$1.22 \times 10^6 \text{ м}$

Уравнения (10)–(15) могут быть решены относительно производной по времени \dot{c} и проинтегрированы по времени¹.

Считая температуру непрерывной на границе c , получаем, что значение температуры $T_s(c)$ является граничным условием для задачи теплопроводности внутри твердого ядра $0 < r < c$ (I) с движущейся границей $c(t)$:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T, \quad (16)$$

где κ — коэффициент температуропроводности. В центре $r = 0$ имеем второе граничное условие $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$. Совместное решение уравнений (1)–(16) дает распределение физических полей в областях I, II (см. подробнее значения параметров в табл. 1).

Охлаждение мантии

Остывание мантии происходит за счет теплового потока в околоземное пространство. В моделях обычно принимается, что температура на поверхности Земли T_s равна фиксированному значению. Насколько это упрощение, конечно же, неприменимое на ранней стадии эволюции планеты (Абе, 1993), влияет на изменение теплового режима, обсудим далее, а пока отметим, что граничные условия для задачи ядра и мантии различны. Для ядра — это условие второго рода, а для мантии —

первого. Другим важным отличием мантии от ядра является наличие ярко выраженных тепловых пограничных слоев, соответствующих слою D'' и литосфере, связанных с большими числами Рэлея и сильной зависимостью вязкости от температуры в мантии (рис. 1). Обычно тепловыми пограничными слоями в жидком ядре пренебрегают (Лаброзе и др., 1997).

Для того чтобы описать скачки температуры в пограничных слоях, используют следующий элегантный подход (Стивенсон и др., 1983; Шуберт и др., 2001), записав уравнение остывания для средней температуры T_m мантии массой M_m с теплоемкостью C_p^m :

$$C_p^m M_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = Q_b - Q_s + H(t), \quad (17)$$

где Q_s — тепловой поток на поверхности планеты, $H = \frac{4}{3} \pi C_p^m \rho^m (r_s^3 - r_b^3) C_e^m e^{-\frac{t}{\tau_e^m}}$ — вклад радиоактивных источников в мантии, убывающих во времени, C_e^m — удельная мощность радиоизотопов, τ_e^m — характерное время распада изотопов. Температура T_m осреднена по конвективной области мантии, находящейся, согласно модели, между двумя пограничными слоями δ_1 , δ_2 : $T_m = \frac{3}{r_s^3 - r_b^3} \int_{r_b + \delta_1}^{r_s - \delta_2} T(r) r^2 dr$.

В правой части (17) два неизвестных тепловых потока, которые требуется выразить через T_m . Скачки температуры удовлетворяют соотношениям $\delta T_1 = T_m - T_b$, $\delta T_2 = T_s - T_m$, $\delta T_1 + \delta T_2 = \delta T$, $\delta T = T_s - T_b$.

¹Для вычислений удобно ввести переменную $f = c^3/3$, тогда $\dot{f} = \dot{c}c^2$.

Поток Q_s и толщина пограничного слоя δ_2 выражаются через скачок температуры в мантии δT : $Q_s = S_s k^m \frac{\delta T}{r_s - r_b} \text{Nu}$, $\delta_2 = \text{Nu}^{-1} (r_s - r_b)$, где $\text{Nu} = \left(\frac{\text{Ra}}{\text{Ra}^{\text{crit}}} \right)^\beta$ — число Нуссельта, $k = \kappa \rho^m C_p^m$ — коэффициент теплопроводности, β — константа, $S_s = 4\pi r_s^2$ — площадь поверхности Земли. Число Рэлея задано в виде $\text{Ra} = \frac{g\alpha\delta T (r_s - r_b)^3}{\kappa\nu}$, где α — коэффициент объемного расширения, g — ускорение свободного падения,

$$\nu = \nu_o e^{\frac{A_o}{T_m}} \quad (18)$$

— коэффициент гидродинамической вязкости, ν_o , A_o — константы. Предполагается, что $\text{Ra} \gg \text{Ra}^{\text{crit}}$, где Ra^{crit} — критическое значение, соответствующее началу тепловой конвекции. Если $Q_b = 0$, то уравнение (17) может быть проинтегрировано по времени при заданных начальных условиях. Во многих случаях так и поступали, предполагая, что тепловым влиянием ядра на мантию можно пренебречь (Шуберт и др., 2001). Для описания же эволюции ядра знание Q_b крайне важно, и его необходимо найти.

Перейдем к вычислению Q_b . Возможны различные подходы, например, использование большого числа эмпирических закономерностей (Сотин, Лаброзе, 1999) как для верхней границы мантии, так и для нижней. Универсальность данного подхода может скрадываться недостаточной точностью самих параметров, полученных для чисел Рэлея, много меньших значений сразу после аккреции.

Другая возможность основана на гипотезе (Джарвис, 1993; Вангелов, Джарвис, 1994), согласно которой, для нижнего и верхнего пограничных слоев должно выполняться равенство локальных чисел Рэлея:

$$\text{Ra}_1 = \frac{g\alpha\delta T_1 \delta_1^3}{\kappa\nu_1}, \quad \text{Ra}_2 = \frac{g\alpha\delta T_2 \delta_2^3}{\kappa\nu_2}. \quad (19)$$

Поскольку изменение вязкости ν по глубине много больше изменений α , g , κ , последние можно считать постоянными. После чего получаем выражение

$$\delta_1 = \left(\frac{\nu_1 \delta T_2}{\nu_2 \delta T_1} \right)^{1/3} \delta_2. \quad (20)$$

Значения ν_1 , ν_2 берутся при температурах $(T_b + T_m)/2$, $(T_s + T_m)/2$ соответственно. Но, как следует из численных экспериментов, получаемые скачок температуры $\delta T_1 \ll \delta T_2$ и толщина пограничного слоя $\delta_1 < 1$ км оказываются крайне малы и не соответствуют современным представлениям

о структуре слоя D'' , для которого $\delta T_1 \sim 10^2$ К и $\delta_1 \sim 10^2$ км.

Как показывают численные эксперименты, для нахождения δ_1 удобнее использовать эмпирический прием (Стивенсон и др., 1983; Шуберт и др., 2001), основанный на физических экспериментах (Букер, Стенгел, 1978; Рихтер, 1978) по нахождению критического числа Рэлея для пограничного слоя с переменной вязкостью:

$$\text{Ra}_{\text{crb}} = \frac{g\alpha\delta T_1 \delta_1^3}{\kappa\nu_1} \approx 2 \times 10^3. \quad (21)$$

Тогда

$$\delta_1 = \left(\frac{\text{Ra}_{\text{crb}} \kappa\nu_1}{g\alpha\delta T_1} \right)^{1/3}, \quad (22)$$

$$\delta T_1 = \delta T - \delta T_2, \quad Q_b = S_b k^m \frac{\delta T_1}{\delta_1},$$

где $S_b = 4\pi r_b^2$ — площадь жидкого ядра. После этого уравнения (17)–(22) могут быть решены относительно T_m при заданном δT .

Рассмотрим совместное решение задач для ядра и мантии. При постоянном T_s скачок δT зависит только от температуры T_b , которая изменяется при остывании ядра. Условие сопряжения остывания ядра и мантии следует из непрерывности температуры на границе r_b . Пусть на начальной итерации известен поток на границе ядро–мантия Q_b . Этого (в совокупности с начальными условиями) достаточно, чтобы решить уравнения (1)–(16) для ядра и найти значение адиабатической температуры $T_{ad}(r_b)$ на внешней границе ядра. В нашем построении, основанном на пренебрежимо малом скачке температуры со стороны ядра на r_b , это и будет температура T_b , определяющая перепад температуры в мантии δT . Зная δT , можно решить (17)–(22) и найти T_m и Q_b . Итеративный процесс, включающий расчет физических полей для ядра и мантии на текущем шаге по времени, заканчивается после выполнения заданного критерия точности. Детали численной реализации задачи по охлаждению ядра и нахождению оптимальных параметров модели на многопроцессорных компьютерах, можно найти в работах (Решетняк, 2019, 2020).

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как следует из результатов работы (Стивенсон и др., 1983), на начальном этапе охлаждения (первые сотни миллионов лет) потоки на поверхности планеты и границе ядро–мантия превосходили современные значения на несколько порядков. Если для эволюции мантии большой поток Q_s является следствием уменьшения вязкости при больших T_m

и может быть быстро компенсирован быстрым последующим увеличением вязкости в ходе охлаждения мантии, то большие потоки тепла на границе ядро—мантия не имеют подобного компенсационного механизма, поскольку свойства металла слабо зависят от температуры. В случае появления больших потоков Q_b возникает сложность с твердым ядром, которое при возрастании Q_b может стать слишком большим (жидкое ядро может и полностью затвердеть). Как уже отмечалось, палеомагнитные наблюдения также не отмечают сильного возрастания напряженности магнитного поля B в древности, связанного с тепловым потоком $B \sim \sim Q_b^{1/3}$. Анализ показывает, что при небольшом отступлении от значений параметров, приведенных в (Стивенсон и др., 1983), легко попасть на режимы, когда Q_b действительно становится большим, и ядро начинает быстро охлаждаться. Другими словами, вероятность получить полностью твердое ядро весьма высока. В этой связи кажется интересным исследовать сценарии эволюции, когда потоки Q_b не претерпевают больших изменений. Далее мы подберем такие значения A_o, ν_o , которые, с одной стороны, дадут правдоподобные оценки вязкости в мантии, а с другой стороны, уменьшат тепловой поток Q_b на начальном этапе развития планеты. Заранее отметим, что используемые значения A_o, ν_o лежат в диапазоне значений, используемых в современных моделях (Шуберт и др., 2001).

Прежде чем перейти к обсуждению результатов моделирования, отметим, что модель содержит большое число параметров, известных с разной степенью точности (см. табл. 1, 2). Зависимость решения уравнений (1)–(22) от параметров может быть изучена как отдельно для каждого, так и путем нахождения оптимального решения, лучшим образом удовлетворяющего заданным ограничениям (Решетняк, 2020). В общем случае под ограничением понимается требование близости той или иной величины, входящей в модель (или производной от нее), к заданному значению. В силу нелинейности задачи и большого числа параметров, для поиска оптимального решения удобно использовать метод Монте-Карло, идеально подходящий для параллельных компьютеров и позволяющий подобрать параметры модели в заданном диапазоне возможных значений. Метод также позволяет сократить число параметров до минимума, выделив наиболее важные.

Ниже будет рассмотрено два варианта штрафных функций: $\Psi_a = 1 - e^{R_1}$ и $\Psi_b = 1 - e^{-\frac{1}{3}(R_1+R_2+R_3)}$, где $R_1 = \frac{|c - \hat{c}|}{\hat{c}}$, $R_2 = \frac{|Q_s - \hat{Q}_s|}{\hat{Q}_s}$ и $R_3 = \frac{\sigma_b}{M_b}$. Минимум Ψ_a соответствует набору параметров, дающих лучшее приближение для

современного радиуса твердого ядра \hat{c} . Минимум функции Ψ_b соответствует, в дополнение к предыдущему условию, еще двум требованиям: приближению по величине современного теплового потока на поверхности Земли \hat{Q}_s и минимальному среднеквадратичному отклонению σ_b потока Q_b , нормированному на его среднее значение M_b на интервале времени, начиная с $t_d = 200$ млн лет и до конца интервала моделирования. Величины R_1, R_2 вычисляются для настоящего момента времени. Значения \hat{c}, \hat{Q}_s известны из наблюдений (см. табл. 1, 2).

Начнем с простейшего условия, потребовав воспроизвести в модели современный радиус твердого ядра \hat{c} , используя для этого штрафную функцию Ψ_a и следующий набор варьируемых параметров: $T_o, T_s^o, C_e^m, \nu_o, A_o$. Первые два параметра отвечают за размер и возраст твердого ядра, C_e^m — за энергобюджет мантии, два последних — за конвективный теплообмен в мантии. Результаты моделирования представлены в табл. 3, режим 1a. Можно заключить, что с поставленной задачей модель легко справилась: $\hat{c} - c = 300$ м. Возраст твердого ядра в данном расчете $a = 4.5 - t_b = 2.36$ млрд лет. Каких-либо прямых наблюдений, связанных с оценкой возраста твердого ядра, нет. При определенных условиях в момент образования твердого ядра может появляться избыточная энергия, доступная для геодинамо. В свою очередь палеомагнитологи не наблюдают явных свидетельств повышения напряженности магнитного поля, предсказываемого теорией.

Оценим, насколько a и c чувствительны к возмущению температуры поверхности Земли T_s . Согласно работам (Абе, 1993; Дрейк, 2000; Соломатов, 2007), T_s могла быть весьма высока, достигая 1500 градусов Кельвина и выше.

Пусть $T_s = T_s^o + (T_s^{\max} - T_s^o) \exp(-t/T_s^w)$, так что $T_s \sim T_s^{\max}$ при $t \ll T_s^w$ и $T_s \sim T_s^o$ при $t > T_s^w$. Рассмотрим случай, в котором дополнительно к параметрам, варьируемым в режиме 1a, добавлены T_s^{\max} и T_s^w . Ограничение оставлено то же, что и в 1a. Расчеты показали, что начальные условия существенно не влияют на размер и возраст твердого ядра (см. табл. 3, режим 1b). Можно заключить, что характерное время тепловой памяти системы много меньше возраста Земли. Это напрямую связано с экспоненциальной зависимостью вязкости от температуры в (18): небольшое увеличение температуры приводит к быстрому уменьшению вязкости, усилению конвективного теплообмена и ускоренному остыванию, компенсирующему первоначальное увеличение температуры.

В обоих расчетах 1a и 1b наблюдается большое отклонение теплового потока на поверхности Земли Q_s от современного \hat{Q}_s . Также в начале

Таблица 2. Параметры модели мантии

Название	Обозначение	Значение
Радиус Земли	r_s	6.371×10^6 м
Плотность мантии	ρ^m	3.4×10^3 кг м ⁻³
Критическое значение числа Рэлея	Ra^{crit}	1200
Удельная теплоемкость	C_p^m	1230 Дж (кг К) ⁻¹
Ускорение свободного падения	g^m	10 м с ⁻²
Коэффициент объемного расширения	α^m	3×10^{-5} К ⁻¹
Коэффициент температуропроводности	κ^m	10^{-6} м ² с ⁻¹
Численная константа	β	0.3
Значение современного теплового потока	\dot{Q}_s	44 ТВт

Таблица 3. Модельные значения c_m , Q_s , Q_b для настоящего времени, время появления твердого ядра t_b и величина σ_b/M_b

№	Заданные параметры	c_m , км	Q_s , ТВт	Q_b , ТВт	t_b , млрд лет	σ/M
1a	$T_o = 6167$ К, $T_s^o = 5366$ К $T_s = 273$ К, $C_e^m = 3.79 \times 10^{-14}$ К с ⁻¹ $\nu_o = 1.46 \times 10^7$ м ² /с, $A_o = 7.04 \times 10^4$ К	1219.7	82.8	8.9	2.14	0.54
1b	$T_o = 6167$ К, $T_s^o = 5366$ К $T_s = 273$ К, $C_e^m = 3.79 \times 10^{-14}$ К с ⁻¹ $\nu_o = 1.46 \times 10^7$ м ² /с, $A_o = 7.04 \times 10^4$ К $T_s^{\text{max}} = 1500$ К, $T_s^w = 0.2$ млрд лет	1210.5	82.7	8.9	2.9	0.53
2	$T_o = 5637$ К, $T_s^o = 5372$ К $T_s = 273$ К, $C_e^m = 1.16 \times 10^{-14}$ К с ⁻¹ $\nu_o = 1.33 \times 10^7$ м ² /с, $A_o = 7.42 \times 10^4$ К	1180.0	54.4	6.5	1.53	0.16

эволюции Q_b превышало современное значение в 2.5 раза. В то же время максимальные значения Q_b в наших расчетах уже значительно меньше наблюдаемых в (Стивенсон и др., 1983), где отличие от современного значения составляло два порядка, но также может быть еще уменьшено. Для поиска оптимального решения была использована штрафная функция Ψ_b (см. результаты расчетов в табл. 3, режим 2). Напомним, что для данного расчета набор варьируемых параметров совпадает с набором в 1a, но дополнительно к ограничению на размер твердого ядра добавлены условия на амплитуду теплового потока на поверхности Зем-

ли и минимальную дисперсию теплового потока на границе ядро–мантия. Обратим внимание, что при сравнительно том же размере твердого ядра его возраст увеличился на четверть. Нам удалось существенно уменьшить Q_s , хотя оно все еще остается больше требуемого значения. Попытки уменьшить Q_s еще более приводят к уменьшению радиуса твердого ядра c , вплоть до его исчезновения. В то же время нам удалось уменьшить отношение σ_b/M_b более чем в три раза, уменьшив вариации Q_b практически на всем рассматриваемом интервале времени. Небольшие значения Q_b в начальный момент времени связаны с выбором однородного

распределения температуры в мантии в начальный момент времени. Далее мы рассмотрим поведение во времени ряда важных величин, продлив интервал моделирования в будущее.

Скорость роста радиуса твердого ядра s замедляется со временем и за последующие 1.5 млрд лет s увеличится лишь на 135 км (т.е. на 11%) (рис. 2а). Скорее всего подобное утоньшение жидкого ядра не отразится существенно на генерации магнитного поля. Другое изменение геометрии связано с эволюцией тепловых пограничных слоев. Для настоящего времени их толщины составляют $\delta_1 = 83$ км и $\delta_2 = 137$ км. Это близко к современным оценкам — порядка 100 км для обоих слоев (Дзевонский, Андерсон, 1981; Стейси, Лопер, 1983). Толщины слоев растут. Появление твердого ядра несколько замедлило рост δ_1 , поскольку за счет выделения дополнительной энергии в ядре процесс охлаждения мантии также замедлился, приведя к излому кривой δ_1 . На поведении δ_2 появление твердого ядра не отразилось: процессы в ядре очень сильно экранируются мантией, если не считать наблюдаемое на поверхности Земли магнитное поле. Через 1.5 млрд лет δ_1 , δ_2 достигнут значений 90 и 150 км соответственно.

Скачки температуры δT_1 , δT_2 в пограничных слоях в настоящее время в модели равны 850 и 2600 К (рис. 2в). Величина первого скачка близка к наблюдаемой в слое D'' 840 К (Дзевонский, Андерсон, 1981). Величина второго скачка включает скачок в литосфере и мантии. Вычислим температуру границы ядро–мантия $T_b = T_s + \delta T_1 + \delta T_2 = 273 + 850 + 2600 = 3723$ К, что близко к современным оценкам ~ 3800 К (Трубицын, Трубицын, 2020). Обратим внимание на разный знак производной по времени для обоих слоев: δT_1 — растет, δT_2 — уменьшается во времени. Это связано с тем, что мантия остывает быстрее, чем ядро, и T_s не зависит от времени. Скачок температуры в верхнем пограничном слое в три раза больше скачка в нижнем слое (и это при том, что площадь нижнего слоя в 4 раза меньше верхнего!). Различие скачков связано с меньшим значением вязкости на нижней границе мантии по отношению к верхней границе. Современные значения вязкости, полученные в модели, $\nu = 1.6 \times 10^{18}$ м с⁻² выше известных оценок 3×10^{17} м с⁻² (Трубицын, 2016). Это является неизбежной платой при введении средней температуры T_m по всей толщине мантии. За время эволюции вязкость изменилась более чем на 2 порядка. На порядок уменьшилась конвективная теплоотдача, см. график для числа Нуссельта (рис. 2в). Для древних эпох это число было больше 100, т.е. $Ra \sim 2 \times 10^9$, что еще достаточно сложно для трехмерных вычислений.

В заключение остановимся на поведении тепловых потоков (рис. 2г). За 4.5 млрд лет мощность радиоактивных источников сократилась в 4.5 раза, а тепловой поток Q_s — в 6.8 раза. Скорость убывания Q_s в течение первого миллиарда лет была намного выше скорости убывания H . Это было вызвано быстрым увеличением вязкости при уменьшении температуры мантии (рис. 2б, в). Далее уменьшение Q_s стало заметно слабее, чем у H .

Тепловой поток на границе ядро–мантия Q_b достиг своего максимума в течение первых 100 млн лет и к настоящему времени медленно убывает со скоростью порядка 3–5% за 1 млрд лет. Для момента времени $t = 4.5$ млрд лет $Q_b = 6.5$ ТВт, укладываясь в диапазон значений из работ (Накагава, Тэкли, 2012; Накагава, 2018) 6–15 ТВт. Как уже отмечалось выше, полученные значения потока на поверхности планеты Q_s несколько выше наблюдаемых. При уменьшении Q_s твердое ядро становится меньше. Для уменьшения Q_s мы несколько уменьшили вклад радиоактивного разогрева в мантии H (Стивенсон и др., 1983; Шуберт и др., 2001), характеризуемого безразмерными числами $Ur_1 = H/Q_s = 0.21$ или $Ur_2 = H/(Q_s - Q_b) = 0.25$.

Постоянство теплового потока Q_b на всем временном интервале может оказаться крайне важным, поскольку палеомагнитологи не видят существенных изменений напряженности геомагнитного поля, начиная с 3.5 млрд лет в прошлом. Этот интервал времени, скорее всего, включает и момент появления твердого ядра. Отсутствие резкого изменения в поведении Q_b в момент появления твердого ядра в рассмотренной выше модели можно расценивать как согласие с палеомагнитными наблюдениями. Оптимизм внушает и тот факт, что генерация магнитного поля до и после появления твердого ядра при заданном монотонном уменьшении Q_b во времени позволяет найти режимы генерации, когда появление твердого ядра не приводит к существенному изменению энергии, доступной для генерации магнитного поля (Решетняк, 2021).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совместное моделирование остывания ядра и мантии — крайне интересная физическая задача. Различие физико-химических свойств ядра и мантии приводит к неожиданным явлениям. Если для моделирования остывания ядра достаточно знать начальные условия и зависимость теплового потока на границе ядро–мантия от времени, чтобы выяснить распределение температуры в произвольный момент времени, то для совместного решения уравнений остывания мантии и ядра ситуация становится намного сложнее. Как мы видели, характерное время памяти в модели мантии порядка

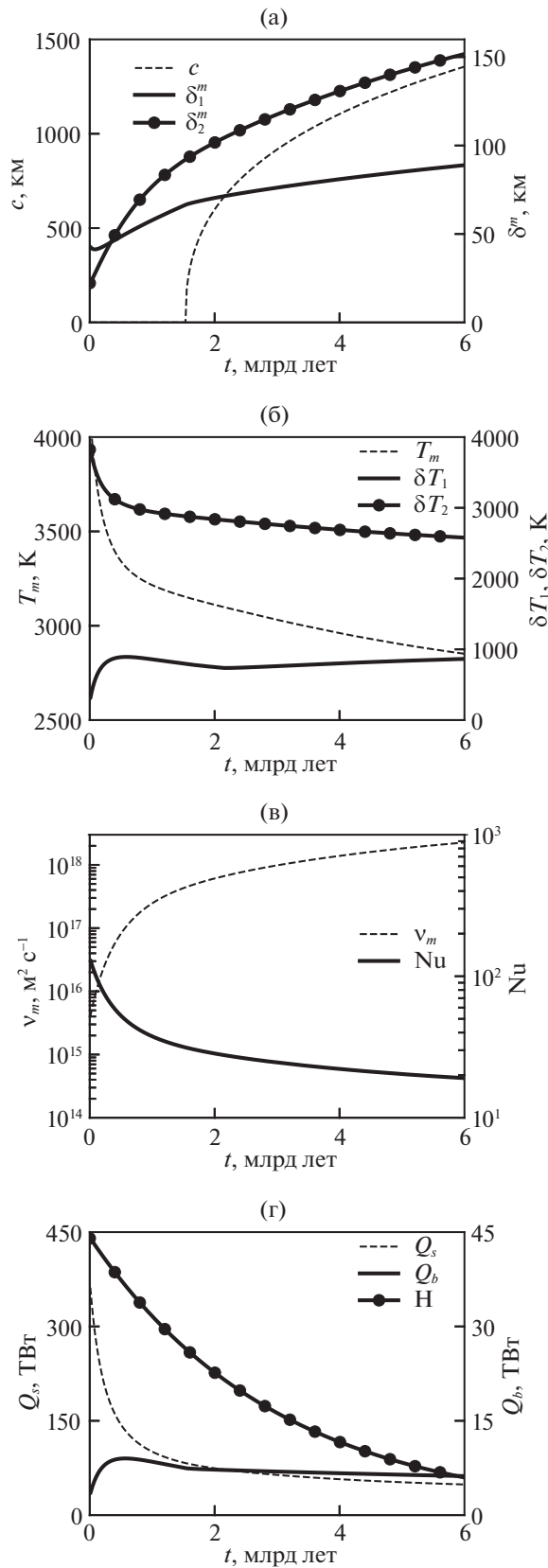


Рис. 2. Зависимость от времени (а) радиуса твердого ядра c и толщин тепловых пограничных слоев δ_1^m , δ_2^m ; (б) температуры мантии T_m и скачков температуры в пограничных слоях δT_1 , δT_2 ; (в) кинематической вязкости мантии ν_m и числа Нуссельта Nu ; (г) теплового потока на поверхности Земли Q_s , потока на границе ядро—мантия Q_b и выделения тепла радиоактивными источниками H .

миллиарда лет. На больших временах информация о начальных условиях теряется. Происходит это в первую очередь за счет экспоненциальной зависимости вязкости вещества мантии от температуры. Нахождение распределений температуры, тепловых потоков в далеком прошлом, т.е. решение обратной задачи, становится некорректным: небольшие изменения в значениях параметров и современных наблюдениях приводят к большим флуктуациям в начальных условиях, распределениях полей в далеком прошлом. Выходом является использование как можно большего числа ограничений в моделях. Так, в моделях геодинамо для нахождения близкого к земному режима генерации магнитного поля использовалось порядка десяти критериев отбора (Кристенсен и др., 2010). Нечто подобное потребуется и в модели остывания Земли. Использование методов Монте-Карло для оптимизации решения крайне полезно. С одной стороны, иногда можно очень быстро получить выразительный результат. С другой стороны, последовательное увеличение количества ограничений позволяет выявить значимые эффекты, что делает метод сравнимым по эффективности с аналитикой. Выше мы увидели, насколько незначимый, с точки зрения мантии, поток тепла на границе ядро—мантия может быть важным для выбора параметров вещества в мантии, если учесть термодинамику жидкого ядра, появление твердого ядра, генерацию магнитного поля. Используемые подходы могут быть полезны для описания процессов эволюции планет как Солнечной системы (Броуер и др., 2010), так и экзопланет (Ли, 2018). Отметим, что использование различных астрономических объектов крайне полезно и для развития самих моделей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ No. 19-47-04110.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абе (Y. Abe), *Lithos*. **30**, 223 (1993).
2. Броуер и др. (D. Breuer, S. Labrosse, and T. Spohn), *Space Sci. Rev.* **152**, 449 (2010).
3. Букер, Стенгел (J.R. Booker and K.C. Stengel), *J. Fluid Mech.* **86**, 289 (1978).
4. Вангелов, Джарвис (V.I. Vangelov and G.T. Jarvis), *J. Geophys. Res.* **99**, 9345 (1994).
5. Джарвис (G.T. Jarvis), *J. Geophys. Res.* **98**, 4477 (1993).
6. Дзевонский, Андерсон (A.M. Dziewonski and D.L. Anderson), *Phys. Earth Planet. Inter.* **25**, 297 (1981).
7. Дрейк (M.J. Drake), *Geochim. Cosmochim. Acta.* **64**, 2363 (2000).
8. Кристенсен и др. (U.R. Christensen, J. Aubert, and G. Hulot), *Earth Planet. Sci. Lett.* **296**, 487 (2010).
9. Лаброзе (S. Labrosse), *Phys. Earth Planet. Inter.* **140**, 127 (2003).
10. Лаброзе и др. (S. Labrosse, J.-P. Poirier, and J.-L. Le Mouél), *Phys. Earth Planet. Inter.* **99**, 1 (1997).
11. Ли (C.-H. Lee), *Galaxies*. **6**, 51 (2018).
12. Лопер (D.E. Loper), *Advanc. Geophys.* **26**, 1 (1984).
13. Мак-Элхини, Сенаяке (M. McElhinny and W. Senanayake), *J. Geophys. Res.* **85**, 3523 (1980).
14. Накагава, Тэкли (T. Nakagawa and P.J. Tackley), *Earth Planet. Sci. Lett.* **329**, 1 (2012).
15. Накагава (T. Nakagawa), *Phys. Earth. Planet. Int.* **276**, 172 (2018).
16. Пурье, Тарантола (J.-P. Poirier and A. Tarantola), *Phys. Earth Planet. Inter.* **109**, 1 (1998).
17. Решетняк (M.Yu. Reshetnyak), *Magnetohydrodynam.* **55**, 175 (2019).
18. Решетняк (M.Yu. Reshetnyak), *Russ. J. Earth Sci.* **20**, ES5007 (2020).
19. Решетняк М.Ю., Докл. РАН. Науки о Земле. **496**, 176 (2021).
20. Решетняк М.Ю., Павлов В.Э., Геомagnetизм и Аэрономия. **56**, 117 (2016).
21. Рихтер (F.M. Richter), *J. Fluid Mech.* **89**, 553 (1978).
22. Соломатов (V.S. Solomatov), *Treatise on geophysics* (Ed. G. Schubert) **9**, 91 (2007).
23. Сотин, Лаброзе (C. Sotin and S. Labrosse), *Phys. Earth Planet. Inter.* **112**, 171 (1999).
24. Стейси, Лопер (F.D. Stacey and D.E. Loper), *Phys. Earth Planet. Inter.* **33**, 45 (1983).
25. Стивенсон и др. (D.J. Stevenson, T. Spohn, and G. Schubert), *Icarus* **54**, 466 (1983).
26. Тардуно и др. (J.A. Tarduno, R.D. Cottrell, M.K. Watkeys, A. Hofmann, P.V. Doubrovine, E.E. Mamajek, D. Liu, D.G. Sibeck, L.P. Neukirch, and Y. Usui), *Science* **327**, 1238 (2010).
27. Трубицын В.П., Физика земли **5**, 3 (2016).
28. Трубицын А.П., Трубицын В.П., Докл. РАН. Науки о Земле **495**, 41 (2020).
29. Шуберт и др. (G. Schubert, D.L. Turcotte, and P. Olson), *Mantle convection in the Earth and planets* (Cambridge: Cambridge Univer. Press, 2001).