

Том 101, Номер 7

ISSN 0004-6299
Июль 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 7, 2024

Параметры областей звездообразования в галактиках NGC 3963 и NGC 7292

А.С. Гусев, Ф.Х. Сахибов, А.В. Моисеев, В.С. Костюк, Д.В. Опарин 586

Интерпретация транзитной кривой блеска при наличии одного главного минимума с учетом эксцентricности орбиты транзита (планеты)

М.К. Абубекеров, Н.Ю. Гостев 608

Анализ причин магнитной бури 1–2 декабря 2023 года по наблюдениям межпланетных мерцаний на радиотелескопе БСА ФИАН

В.Р. Лукманов, И.В. Чашей, С.А. Тюльбашев, И.А. Субаев 618

Особенности долгопериодических радиопульсаров

И.Ф. Малов 625

Вращение гало Млечного Пути в околосолнечной окрестности по данным GAIA DR3

Р.В. Ткаченко, А.П. Брындина, А.Б. Жмайлова, В.И. Корчагин 632

Определение динамических и физических характеристик астероидов, сближающихся с Землей, по результатам наблюдений 2022–2023 годов

Э.Д. Кузнецов, Ю.З. Вибе, Д.В. Гламазда, Г.Т. Кайзер, В.В. Крушинский, М.С. Крючков, С.А. Нароенков, А.С. Перминов 641

Фигуры равновесия двух жидких масс с синхронным вращением.
Динамика двойного астероида (190166) 2005 UP156

Б.П. Кондратьев 651

Вековая эволюция и стабильность колец вокруг ротационно несимметричных тел. Пересмотр проблемы

Б.П. Кондратьев, В.С. Корноухов 660

Ташанта как перспективный астропункт горного Алтая:
первые результаты исследования астроклимата

Л.А. Больбасова, Е.А. Копылов, С.А. Потанин 672

ПАРАМЕТРЫ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ГАЛАКТИКАХ NGC 3963 И NGC 7292

© 2024 г. А. С. Гусев^{1,*}, Ф. Х. Сахибов², А. В. Моисеев^{3,1},
В. С. Костюк¹, Д. В. Опарин³

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

²Университет прикладных наук Гессен-Фридберг, Фридберг, Германия

³Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: gusev@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 06.03.2024 г.

После доработки 02.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Представлены результаты исследования физических параметров звездного населения в областях звездообразования в галактиках с признаками пекулярности NGC 3963 и NGC 7292. Исследование проводилось на основе анализа фотометрических (полосы *UBVR*), *H α* и спектроскопических данных, полученных авторами, с использованием эволюционных моделей звездного населения. Среди 157 областей звездообразования, выявленных в галактиках, для 16 получены оценки массы и для 15 — возраста молодого звездного населения. Возраст областей звездообразования четко коррелирует с наличием эмиссии в линии *H α* : области *H II* в галактиках моложе 6–8 млн лет, а области без эмиссии газа — старше. Исследованные объекты включены в третью версию нашего каталога фотометрических, физических и химических параметров областей звездообразования, включающего 1667 объектов в 21 галактике. Обсуждаются ключевые аспекты используемой методики оценки физических параметров и различные связи между наблюдательными и физическими параметрами молодого звездного населения в областях звездообразования.

Ключевые слова: спиральные галактики, пекулярные галактики, звездообразование, области *H II*, звездное население

DOI: 10.31857/S0004629924070018 EDN: IVDQAR

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы современного звездообразования, наблюдаемые в широком диапазоне длин волн (от ультрафиолетового до инфракрасного) в большинстве спиральных и ряде линзовидных галактик, являются одними из наиболее наглядных индикаторов эволюции галактик в современную эпоху. Звезды образуются группами в наиболее плотных и холодных частях гигантских облаков молекулярного водорода, при этом, наиболее крупные группы рождающихся звезд — звездные комплексы — достигают размеров 600–700 пк [1–9]. Они состоят из более мелких группировок: ОБ-ассоциаций, звездных скоплений, звездных агрегатов [10, 11].

В оптическом диапазоне основным индикатором звездообразования служит эмиссионное излучение областей *H II* в линиях бальмеровской серии водорода, в первую очередь — в линии *H α* . Ионизацию водорода

вызывают наиболее массивные звезды, однако области звездообразования (ОЗО) моложе 1–2 млн лет не наблюдаются в оптике из-за очень большого поглощения в пылевом коконе, окружающем звездно-газовую группировку [12–14]. Время существования оболочки *H II* не превышает 8–10 млн лет.

Данные о физических и химических параметрах звезд и газа в ОЗО, таких как размер, металличность, масса, возраст, являются крайне важными для понимания современных эволюционных процессов в дисковых галактиках. Особую сложность для анализа в неразрешаемых на отдельные звезды группировках играют корректный учет поглощения в областях звездообразования, разделение вклада излучения звезд и газа в широких фотометрических полосах, учет эффекта дискретности начальной функции масс (НФМ) для маломассивных звездных скоплений и ассоциаций [15–19]. Подробнее используемый метод исследований будет описан нами в разделе 3.

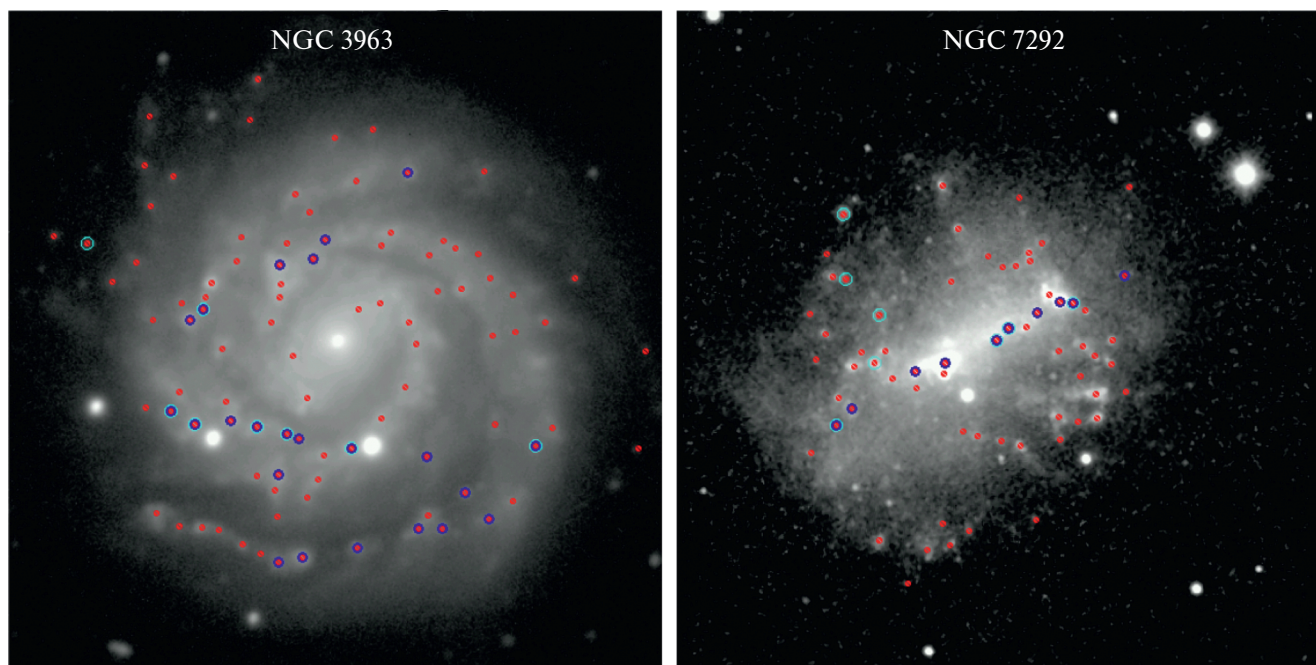


Рис. 1. Изображения галактик NGC 3963 (слева) и NGC 7292 (справа) в полосе B в логарифмической шкале интенсивностей. Красными маленькими кружками отмечены идентифицированные ОЗО, изученные фотометрически, синими кружками — ОЗО, изученные спектроскопически в работе [30], голубыми крупными кружками — ОЗО с полученными оценками массы (возраста) в данной работе. Размеры изображения NGC 3963 — $170.5' \times 170.5'$, что соответствует линейному размеру 40.67 кпк, размер изображения NGC 7292 — $146.7' \times 146.7'$ (4.85 кпк). Север — сверху, восток — слева. Центры изображений соответствуют центрам галактик.

В последние годы в рамках ряда крупных международных проектов, таких как LEGUS [20], PHANGs-MUSE [21], PHANGs-HST [22], были изучены десятки тысяч молодых звездных скоплений, ОВ-ассоциаций, областей Н II во многих галактиках [23–27]. Как правило, в рамках данных проектов области Н II и молодые звездные группировки рассматриваются отдельно. В частности, возраст и масса молодых звездных группировок и поглощение в области звездообразования определяются путем сравнения спектрального распределения энергии с теоретическими эволюционными моделями (см., напр., [28]) без привлечения данных о поглощении в зоне Н II, полученных из спектроскопических наблюдений. В последние несколько лет появился целый ряд работ, где свойства звездного населения и газа в областях Н II рассматриваются совместно. Однако даже в этих работах возраст и масса звездного населения определяются без привлечения данных о поглощении, полученных из спектральных наблюдений. В качестве примера можно указать работу [29], авторы которой изучили свойства звездных популяций в областях Н II, сопоставляя данные каталогов PHANGs-MUSE и PHANGs-HST, но не использовали данные о баль-

меровском поглощении для оценок возраста молодых звезд. В отличие от них, в нашем исследовании мы изучаем свойства звездного населения в областях Н II используя как фотометрические, так и спектральные данные (см. подробнее раздел 3).

Основной целью исследования является оценка физических параметров (массы и возраста) звездного населения в областях звездообразования на основе комплексных фотометрических, спектрофотометрических и спектроскопических наблюдений галактик. Ранее в цикле наших работ (см. [19] и ссылки в ней) мы рассмотрели и проанализировали выборку 1510 областей звездообразования в 19 галактиках на основе данных фотометрии в полосах $UBVRI$ и линии $H\alpha$ и результатов спектроскопии связанных с ними областей Н II. Каталог изученных областей доступен в электронной форме¹. В данной работе мы расширяем нашу выборку на ОЗО еще в двух галактиках: NGC 3963 и NGC 7292.

Обе галактики, изученные нами методами спектроскопии в работе [30], интересны тем, что проявляют различные признаки peculiarity. Галактика типа SAB(rs)bc NGC 3963 имеет почти правильную симметричную форму (рис. 1), однако в областях

¹ http://lnfm1.sai.msu.ru/~gusev/sfr_cat.html

Таблица 1. Основные характеристики галактик

Параметр	NGC 3963	NGC 7292
Координаты центра		
α_{J2000}	11 ^h 54 ^m 58.7 ^s	22 ^h 28 ^m 25.3 ^s
δ_{J2000}	+58°29'37.1"	+30°17'35.3"
Тип галактики	SAB(rs)bc	IBm
$m(B)$, зв. вел.	12.60 ± 0.07	13.06 ± 0.06
$M(B)_0^i$, зв. вел.	−21.1 ± 0.3	−16.7 ± 1.0
i , °	29	29
PA, °	96	73
d , Мпк	49.2	6.82
D_{25} , угл. мин. дуги	2.57	1.91
D_{25} , кпк	36.8	3.78
$A(B)_G$, зв. вел.	0.083	0.223
$A(B)_{in}$, зв. вел.	0.09	0.14

Н II во внешней части южного спирального рукава галактики наблюдается избыточное содержание кислорода и азота, что возможно объясняется притоком обогащенного металлами газа в юго-западную часть NGC 3963 [30]. Форма спирального рукава на юге галактики отклоняется от классической логарифмической спирали (рис. 1), а результаты анализа данных наблюдений Н I свидетельствуют о наличии приливных искажений в NGC 3963 и расположенной в 110 кпк к юго-западу от нее галактике NGC 3958 [31]. Галактика магелланова типа NGC 7292 с ярким асимметричным баром (рис. 1) имеет достаточно сложную кинематику: заметную роль играют радиальные движения, связанные с баром, а часть некруговых движений в юго-восточном конце перемишки — ярчайшей области Н II — может быть связана с последствиями слияния с компаньоном [32].

Основные сведения о галактиках: координаты центра, морфологический тип, видимая звездная величина $m(B)$, исправленная за галактическое поглощение и поглощение за наклон диска, абсолютная звездная величина $M(B)_0^i$, наклон i и позиционный угол PA диска, расстояние d , диаметр по изофоте 25^m в полосе B с учетом галактического поглощения и поглощения, вызванного наклоном диска (D_{25}), галактическое поглощение $A(B)_G$ и поглощение, вызванное наклоном диска галактик $A(B)_{in}$, приведены в табл. 1. Данные о галактиках

брались из открытых баз данных NED² и HyperLEDA³. Исключение составляют данные по координатам центра, наклону и позиционному углу галактики NGC 7292, для которых мы использовали значения, приведенные в работе [32].

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Спектральные наблюдения с длинной щелью, проведенные в 2020 г. на 2.5-метровом телескопе Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ с помощью транзитного двухлучевого спектрографа ТДС [33], подробно описаны в работе [30]. Всего нами были получены и проанализированы данные для 23 областей Н II в NGC 3963 (включая несколько объектов, наблюдавшихся ранее в рамках проекта SDSS⁴) и 9 — в NGC 7292.

Фотометрические наблюдения NGC 3963 в полосах $UBVRI$ были проведены в 2020 г. на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ в кассегреневском фокусе $f/8$ (см. журнал наблюдений в табл. 2).

Таблица 2. Журнал наблюдений

Галактика	Даты	Полоса	Экспозиция, с	ϵ , "
NGC 3963	13/14.04.2020,	U	3000	2.0
	14/15.12.2020	B	1500	2.2
		V	750	2.1
		R	450	1.9
		I	300	1.8
	07/08.11.2021	$H\alpha$	2100	1.8
		[N II]	1200	1.7
NGC 7292		$H\alpha_{cont}$	1800	1.9
	25/26.10.2005	U	1200	1.4
		B	600	0.9
		V	480	1.0
		R	360	1.0
		I	240	0.8
	13/14.12.2020,	$H\alpha + [N II]$	1050	0.9
	14/15.12.2020	$H\alpha_{cont}$	1200	0.9

Примечание. ϵ — качество изображения.

² <http://ned.ipac.caltech.edu/>

³ <http://leda.univ-lyon1.fr/>

⁴ <http://skyserver.sdss.org/dr16>

Использовалась ПЗС-камера NBI, оснащенная двумя детекторами размером 2048×4102 пикселей, дающими поле изображения $10.5' \times 10.5'$ при масштабе изображений $0.155''/\text{пикс}$. Наблюдения NGC 7292 проводились в 2005 г. на 1.5-метровом телескопе Майданакской обсерватории ИА АН РУз (Узбекистан) с помощью ПЗС-камеры SITe-2000 в фокусе 1:8. Размер матрицы 2000×800 пикселей, что обеспечивает поле зрения $8.9' \times 3.6'$ при масштабе изображений $0.267''/\text{пикс}$ [34]. Дальнейшая обработка проводилась по стандартной процедуре с использованием системы обработки изображений ESO-MIDAS (см., напр., [35]). Для построения цветовых уравнений и учета атмосферной экстинкции использовались наблюдения стандартных звезд полей Ландольта PG 0231+051, PG 2331+055, J125239+444615, GD 279 и GD 300 [36, 37, 38], полученные в те же ночи в соответствующих фильтрах. Цветовые уравнения перехода из инструментальной фотометрической системы в стандартную *UBVRI* систему Джонсона-Казинса подробно описаны в работе [34] для телескопа Майданакской обсерватории и в [18] для КГО.

Галактика NGC 3963 достаточно удалена от нас (см. табл. 1) и ее излучение в линии $\text{H}\alpha$ лежит вне пределов имевшихся в наборе камеры NBI узкополосных $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ фильтров, центрированных на длину волны $\lambda_{6563} \text{ \AA}$, с характерной шириной полосы пропускания $\Delta\lambda \sim 60\text{--}80 \text{ \AA}$. Поэтому ее наблюдения в линиях $\text{H}\alpha$ и $[\text{N II}] \lambda_{6584} \text{ \AA}$ были проведены в 2021 г. на 2.5-метровом телескопе КГО в фокусе Несмита с помощью картировщика узких эмиссионных линий MaNGaL — фотометра с перестраиваемым фильтром на основе сканирующего интерферометра Фабри-Перо низкого порядка с шириной инструментального FWHM = $13 \text{ \AA}$ [39]. Детектором прибора является ПЗС-камера Andor iKon-M934 размером 1024×1024 пикселей, дающая на данном телескопе изображения размером $5.6' \times 5.6'$ с масштабом $0.33''/\text{пикс}$. В ходе наблюдений последовательно получались изображения на длинах волн, соответствующих эмиссионным линиям $\text{H}\alpha$, $[\text{N II}] \lambda_{6584} \text{ \AA}$ и континууму в $40\text{--}50 \text{ \AA}$ по обе стороны от линии $\text{H}\alpha$, с учетом системной скорости галактики. Длительность отдельных экспозиций составляла 300 с, в дальнейшем анализе использовались только кадры с лучшим качеством изображений, соответствующие суммарные экспозиции приведены в табл. 2. Обработка наблюдений проводилась согласно алгоритмам, описанным в статье [39], абсолютная калибровка потоков выполнялась по изображениям спектрофотометрического

стандарта AGK+81°266, полученным в ту же ночь непосредственно перед наблюдениями галактики, на близкой воздушной массе.

Наблюдения в фильтре $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ галактики NGC 7292 были проведены в декабре 2020 г. на 2.5-метровом телескопе КГО с той же камерой NBI, что и фотометрические наблюдения NGC 3963. Штатный узкополосный фильтр $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ обсерватории имеет максимум пропускания на длине волны $\lambda_{\text{cent}} = 6558 \text{ \AA}$ и полуширину $\Delta\lambda = 77 \text{ \AA}$. Для измерения континуума использовался фильтр с $\lambda_{\text{cent}} = 6427 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 122 \text{ \AA}$ ⁵. Для абсолютной калибровки использовалось *fits*-изображение галактики, полученное в работе [40] и взятое из базы NED.

3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Используемые в работе методы исследований подробно описаны нами ранее [17, 18, 19]. Алгоритм включает в себя поиск ОЗО с помощью программы SExtractor в *B* и $\text{H}\alpha$, определение размеров ОЗО, их морфологии и взаимосвязи с областью H II , фотометрия ОЗО в индивидуально подобранных апертурах в *UBVRI* $\text{H}\alpha$, учет вклада эмиссии газа в излучение в полосах *UBVRI*, учет поглощения в ОЗО с использованием спектральных данных (величину бальмеровского декремента), оценку массы и возраста звездного населения ОЗО путем сопоставления светимостей и показателей цвета ОЗО с сеткой эволюционных моделей, рассчитанных на основе библиотеки звездных эволюционных треков (версия 2.8)⁶, разработанных падуанской группой [41, 42, 43], соответствующей металличности на диаграмме {цвет-светимость} и двухцветных диаграммах, и нахождения минимума функционала отклонений между наблюдаемыми величинами и узлами сетки. Под функционалом отклонений нами принимается функция

$$f = \left(\begin{aligned} &[(U - B)_{\text{obs}} - (U - B)_{\text{model}}]^2 + \\ &+ [(B - V)_{\text{obs}} - (B - V)_{\text{model}}]^2 + \\ &+ [M(B)_{\text{obs}} - M(B)_{\text{model}}]^2 \end{aligned} \right)^{1/2},$$

где индексом «obs» обозначены наблюдаемые, а индексом «model» — модельные светимости и показатели цвета.

⁵ Подробное описание фильтров доступно на сайте <https://arca.sai.msu.ru/filters?ics=NBI>

⁶ <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd/>

Результатом используемой методики является нахождение следующих параметров ОЗО: ее размеры, металличность газа, масса и возраст звездного населения. Детальное описание полученного электронного каталога областей звездообразования представлено в работе [19]. В данном разделе мы остановимся на двух ключевых моментах нашей методики, вызвавших наибольшие сложности.

3.1. Учет поглощения в ОЗО

Первая из них касается корректного учета поглощения в области звездообразования. Поглощение определяется нами по бальмеровскому декременту эмиссионного излучения газа в областях Н II. Использование полученного значения для учета поглощения в молодой звездной системе в полосах *UBVRI* возможно лишь при условии равенства звездного поглощения и поглощения в газовом облаке.

Эволюционная морфологическая последовательность ОЗО [12] описывает несколько этапов развития звездно-газо-пылевой области (см. [12, рис. 1]). Для неразрешаемых на отдельные звезды молодых группировок в оптическом диапазоне можно выделить четыре стадии развития:

1) наблюдается эмиссия $H\alpha$, но отсутствует излучение в коротковолновых фотометрических полосах;

2) наблюдается излучение как газа (в линии $H\alpha$), так и звезд (в широких фотометрических полосах), причем фотометрические центры излучения газа и звезд совпадают;

3) то же, что и п. 2, но центр эмиссии $H\alpha$ смещен относительно центра излучения звездного компонента;

4) наблюдается голубая звездная конденсация в *UBVRI*, эмиссия в линии $H\alpha$ отсутствует (см. [19, рис. 1] для иллюстрации). Первая стадия соответствует очень молодой сильно запыленной области с большим внутренним поглощением. С уменьшением поглощения ОЗО переходит во вторую стадию. Третья стадия наступает при расширении газовой оболочки в результате взрывов первых сверхновых. На четвертой стадии ионизированный водород в расширяющейся оболочке рекомбинирует и охлаждается. Центры излучения звезд и эмиссии газа считаются смещенными, если угловое расстояние между ними превышает $0.5''$.

Описанная выше эволюционная морфологическая последовательность относится к маломассивным ОЗО — звездным скоплениям и ассоциациям.

В звездных комплексах, являющихся конгломератами ОВ-ассоциаций и скоплений, наблюдается более сложная ситуация из-за возможного наличия нескольких разновозрастных очагов звездообразования. Для них мы можем говорить лишь о «фотометрическом» возрасте, основной вклад в расчет которого вносит последняя по времени вспышка звездообразования. Наша цель — отбор областей, в которых поглощение по бальмеровскому декременту измеряется в той же части ОЗО, откуда приходит и основной фотометрический поток, достигается, однако, как для ОЗО масштабов звездных комплексов, так и для звездных ассоциаций (скоплений).

В рамках нашего исследования рассматриваются области звездообразования на трех последних стадиях, причем среди областей без эмиссии в $H\alpha$ (четвертая стадия) выбирались лишь те, у которых показатель цвета $(U - B)_0^i$, исправленный за поглощение в Галактике и поглощение, вызванное наклоном диска, не превышает -0.537^m (обоснование см. в работе [18]). Однако, определить «истинное» поглощение молодой звездной группировки и, как следствие, ее светимость, цвета, массу и возраст можно лишь на второй и четвертой стадиях. На второй стадии (класс 2 в каталоге), как было показано в работах [17, 19], поглощение в звездной системе соответствует поглощению, определяемому по бальмеровскому декременту. На четвертой эволюционной стадии (класс 0) избыточное поглощение в ОЗО незначительно из-за разлета газо-пылевого облака; поглощение в звездном скоплении (комплексе), не излучающем в линии $H\alpha$, принимается равным $A_G + A_{in}$. На третьей стадии (класс 1) бальмеровский декремент дает поглощение в наиболее плотных и ярких частях газовой оболочки, окружающей молодое звездное скопление (комплекс). В работе [17] было показано, что использование бальмеровского декремента при оценке звездного поглощения в таких объектах дает некорректную избыточную величину A . Поэтому, как будет показано ниже, нам удалось оценить массу лишь для 11 (возраст — для 10) звездных группировок из 33 ОЗО с измеренным бальмеровским декрементом (одна из областей Н II в NGC 7292, исследованная в статье [30], покрывает два звездных скопления). Еще пять ОЗО, для которых были получены оценки массы и возраста звездного компонента, находятся на четвертой эволюционной стадии (не излучают в $H\alpha$). Поскольку для них данные по химическому составу отсутствуют, при со-

поставлении их с сетками эволюционных моделей принималась средняя металличность на соответствующем галактоцентрическом расстоянии, полученная в работе [32].

3.2. Учет дискретности НФМ

Вторым ключевым моментом в методике исследования является учет дискретности НФМ, важной для оценок физических параметров звездных группировок в ОЗО. Как было показано в работах [44, 15, 16], стохастические эффекты в дискретной, случайно заселенной НФМ начинают играть существенную роль для звездных систем с массами менее $5 \times 10^3 - 10^4 M_\odot$, где светимость кратковременно вспыхивающих красных гигантов становится сопоставимой с суммарной светимостью звезд главной последовательности. Основной проблемой здесь является неопределенность в количестве массивных звезд главной последовательности и их массах (см. рис. 2–4 для систем с дискретной НФМ). В частности, среди ОЗО, изученных в дан-

ной работе, эффект дискретности НФМ важен для молодых звездных скоплений в близкой галактике NGC 7292.

Детальное описание методики определения масс и возрастов при использовании непрерывно и случайно заселенной НФМ представлено в работе [19]. В данном разделе мы рассмотрим неопубликованные ранее результаты сравнения эволюционных последовательностей звездных систем в случае случайно и непрерывно заселенной НФМ, а также приведем краткое описание нашего подхода.

Современные эволюционные модели звездного населения в принципе позволяют восстановить физические свойства звездной популяции в отдельных молодых звездных группировках, используя достаточно детальные сетки SED (спектрального распределения энергии, модельных цветов), каждая из которых соответствует уникальному возрасту звездной популяции, звездной металличности и НФМ звездного населения.

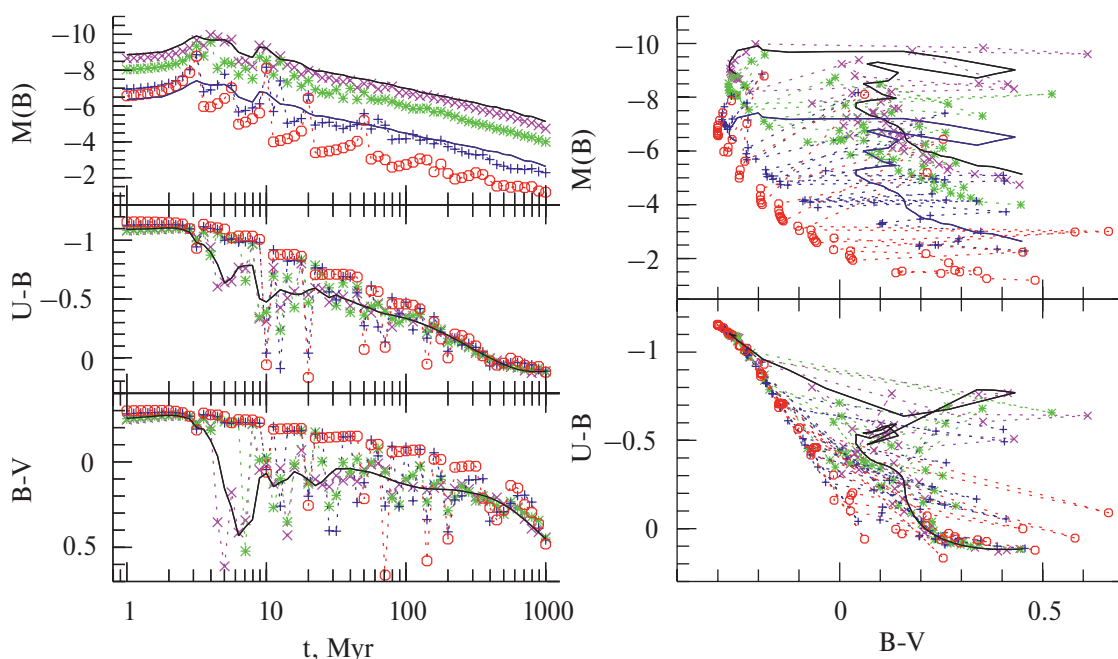


Рис. 2. Примеры эволюционных последовательностей стандартного режима моделей SSP падуанской библиотеки звездных эволюционных треков CMD версии 2.8 [41, 42, 43] (непрерывно заселенной НФМ) для звездных систем с металличностью $Z = 0.012$ и массами $1 \times 10^3 M_\odot$ (синие кривые) и $1 \times 10^4 M_\odot$ (черные кривые) и дискретного режима моделей (случайно заселенной НФМ) для звездной системы с $Z = 0.012$ и массами $500 M_\odot$ (красные кружки, соединенные пунктирными линиями), $1 \times 10^3 M_\odot$ (синие крестики, соединенные пунктирными линиями), $5 \times 10^3 M_\odot$ (зеленые звездочки, соединенные пунктирными линиями) и $1 \times 10^4 M_\odot$ (фиолетовые косые крестики, соединенные пунктирными линиями). Диапазон возрастов варьируется от 1 млн до 1 млрд лет. Показаны изменения абсолютной величины $M(B)$ и показателей цвета $U-B$ и $B-V$ в зависимости от возраста (слева), а также диаграмм «цвет-величина» и двухцветной (справа) для модельных эволюционных последовательностей. Показатели цвета стандартного режима моделей SSP от массы не зависят (синие и черные кривые накладываются на соответствующих графиках).

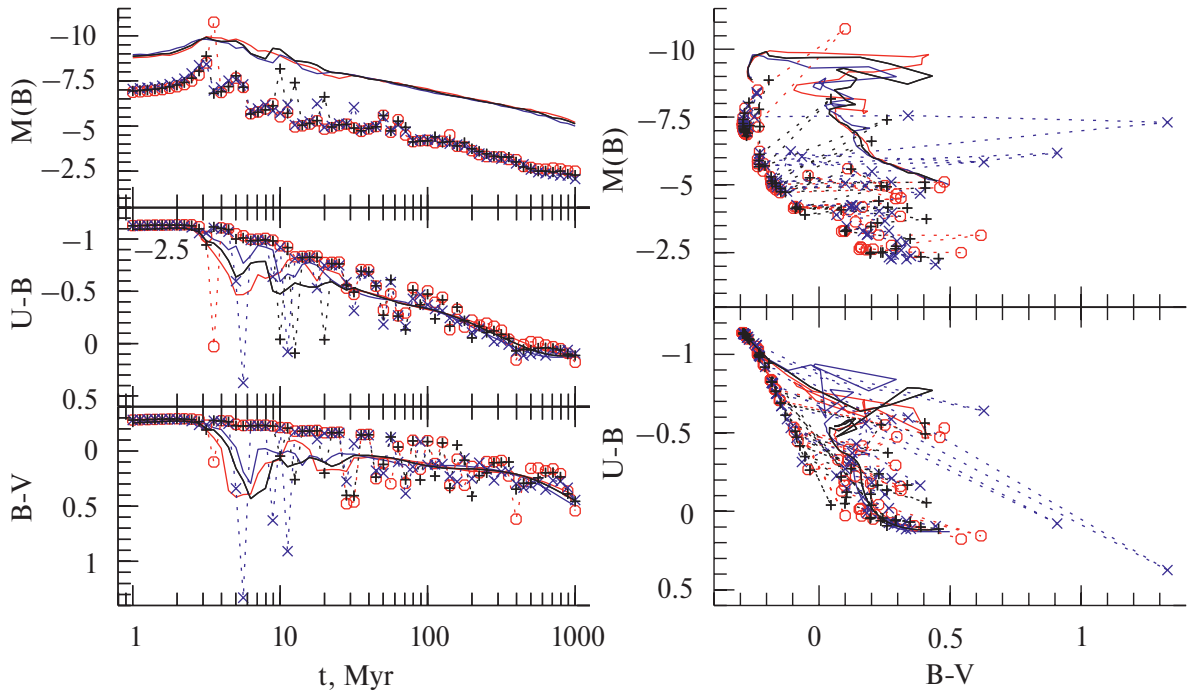


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для эволюционных последовательностей различной металличности. Показаны примеры эволюционных последовательностей стандартного режима моделей для звездных систем с массой $1 \times 10^4 M_{\odot}$ и $Z = 0.008$ (красные кривые), $Z = 0.012$ (черные кривые) и $Z = 0.018$ (синие кривые), а также дискретного режима моделей для систем с массой $1 \times 10^3 M_{\odot}$ и $Z = 0.008$ (красные кружки, соединенные пунктирными линиями), $Z = 0.012$ (черные крестики, соединенные пунктирными линиями) и $Z = 0.018$ (синие косые крестики, соединенные пунктирными линиями).

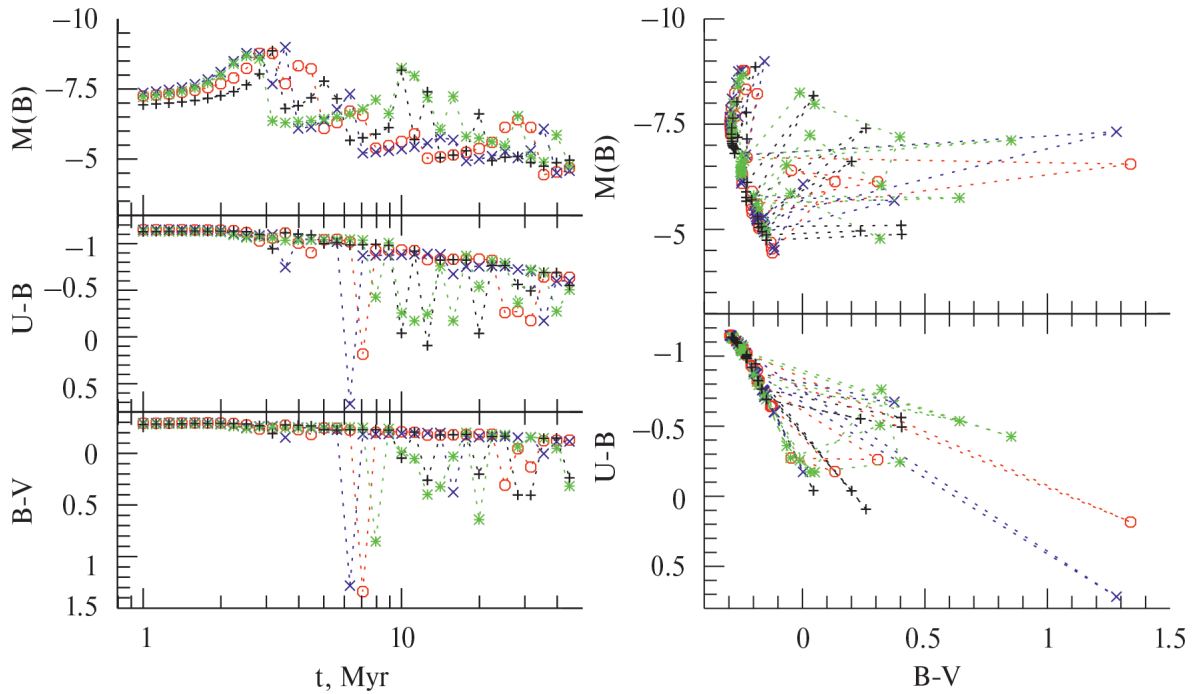


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для четырех случайно сгенерированных эволюционных последовательностей дискретного режима моделей SSP для систем с массой $1 \times 10^3 M_{\odot}$ и $Z = 0.012$ в диапазоне возрастов от 1 до 45 млн лет.

Во избежании неоднозначности зависимости «возраст-металличность» для каждого исследованного здесь объекта строилась отдельная сетка моделей единовременно образовавшегося звездного населения (SSP) для фиксированной из независимых спектроскопических наблюдений металличности [17]. Кроме того спектроскопические наблюдения использовались для вычисления величин балмеровского декремента и оценки величины межзвездного ослабления света, излучаемого звездной группировкой, что позволило одновременно учесть неоднозначность соотношения «возраст-межзвездное поглощение», также влияющую на положение объекта на двухцветных диаграммах и, соответственно, на оценку возраста звездного населения [17]. Данные спектроскопических наблюдений позволили нам учесть влияние на широкополосную фотометрию молодых звездных популяций эмиссии окружающего их межзвездного газа [17].

Учет этих трех факторов позволяет провести сравнение истинных интегральных цветов и светимостей звездных группировок с модельными при фиксированных из независимых спектральных наблюдений металличности, величины звездного поглощения света и вклада излучения газа в интегральные спектры звездных группировок, не оставляя эти величины в качестве свободных параметров. Для реализации такого подхода необходимо сочетание фотометрических, $H\alpha$ -спектрофотометрических и спектроскопических наблюдений молодых звездных группировок.

Искомые возрасты и массы населения звездных скоплений определялись путем минимизации функционала отклонений, вычисленного для каждого узла сетки моделей, при сопоставлении истинных (исправленных за поглощение и вклад эмиссии межзвездного газа) цветов и светимостей звездного скопления с сеткой модельных цветов, вычисленных для фиксированной из наблюдений металличности.

Цвета ярких массивных звездных скоплений ($M > 10^4 M_{\odot}$) сопоставлялись с моделями, вычисленными с помощью непрерывно населенной НФМ. В случае менее массивных звездных скоплений ($M < 10^4 M_{\odot}$) стохастические эффекты, связанные с дискретностью НФМ, существенно влияют на светимость и цвет скопления, усиливаясь в длинноволновой части спектра [16], поэтому цвета и светимости маломассивных звездных скоплений сопоставлялись с моделями, вычисленными с помощью случайно населенной дискретной НФМ [19].

Дискретность НФМ существенно влияет на светимость и цвета скопления, что проявляется в вспышках и флуктуациях пути эволюции фотометрических параметров скопления, вызванных появлением красных гигантов. Существует также систематическое отклонение между фотометрическими параметрами (светимость и цвет) моделей простого звездного населения (моделей SSP) с дискретной и непрерывной НФМ (рис. 2). Кривые эволюции светимости дискретных моделей имеют вид наклонных колебаний и состоят из относительно коротких временных интервалов повторяющихся событий. В течение одного интервала времени происходит медленное, постепенное увеличение светимости скопления и почти мгновенная вспышка, вызванная эволюцией самой яркой звезды главной последовательности и ее возможным превращением в яркий, недолговечный красный сверхгигант. После взрыва сверхгиганта процесс повторяется с эволюцией следующей по яркости звезды главной последовательности и превращением ее в красного гиганта. Заметим, что отклонения кривых эволюции цвета и светимости дискретной модели, описанные выше, сильнее в случае малых масс скоплений, когда число красных гигантов невелико, и скопления большую часть времени проводят в виде систем со звездами главной последовательности. При вспышках в маломассивных скоплениях изменение абсолютной звездной величины в B могут превышать 2^m , а цвета — 1^m , причем в рамках дискретной модели большую часть времени молодые маломассивные звездные скопления ($M \leq 10^3 M_{\odot}$ моложе 30 млн лет) систематически голубее на $\sim 0.3 - 0.5^m$ в коротковолновых показателях цвета, чем звездные системы аналогичной массы в рамках классической непрерывно заселенной НФМ (см. левые графики на рис. 2); на диаграмме «цвет-светимость» они располагаются левее эволюционных треков звездных систем с непрерывно заселенной НФМ, а на двухцветной диаграмме — левее и выше (см. правые графики на рис. 2). По мере увеличения массы скопления до $1 \times 10^4 M_{\odot}$ кривые эволюции цвета и светимости дискретной модели сходятся к кривым стандартной непрерывной модели (рис. 2).

Отметим, что отличия между модельными светимостями и показателями цвета звездных систем с различной металличностью в диапазоне типичных (солнечных и субсолнечных) Z незначительны (рис. 3) и, как правило, не превышают характерные погрешности измерения светимостей и показателей

цвета реальных ОЗО. Исключение составляют моменты вспышек в маломассивных звездных скоплениях (дискретная НФМ) и комплексы с возрастами 5–10 млн лет (стандартная НФМ). Экстремально сильные изменения показателей цвета $U - B$ и $B - V$ для высокометалличной ($Z = 0.018$) звездной системы в модели с дискретной НФМ на рис. 3 (синий цвет) не являются следствием большого значения Z . Набор сгенерированных случайным образом моделей с дискретной НФМ для систем с $Z = 0.012$, представленный на рис. 4, показывает такие же значительные отклонения и для менее металлических звездных систем. Они возникают в скоплениях и ассоциациях с возрастом 5–10 млн лет, при тех же возрастах, на которых покраснение и сложный нелинейный характер изменения показателей цвета показывают и модели с непрерывно заселенной НФМ (рис. 2, 3).

Для построения модельной сетки SSP с дискретной НФМ применялся метод Монте-Карло, с помощью которого генерировались случайные изменения дискретной НФМ в зависимости от заданной массы модельного звездного скопления. Для каждой заданной массы скопления с помощью генератора случайных чисел генерировалась дискретная НФМ. При этой случайной выборке для фиксированного значения массы звездной системы число звезд в этой системе было также фиксировано. На следующем этапе, используя полученную случайно выбранную дискретную НФМ, рассчитывалась эволюционная последовательность из 68 моделей SSP для каждой заданной массы скопления с шагом 0.05 dex в интервале $\log t = 5.9 - 9.3$ и фиксированной металличностью Z , полученной из наблюдений. Для каждого расчета случайно выбранной дискретной НФМ использовалось случайное начальное число, также полученное с помощью генератора случайных чисел. При сравнении наблюдаемых цветов и светимости данного объекта с моделью на каждой итерации используется 50 эволюционных последовательностей дискретных моделей SSP. Количество итераций на объект варьировалось от 2 до 4. Таким образом, количество симуляций дискретной НФМ со случайной выборкой на объект варьировалось от 50 до 200. Общее количество моделируемых моделей для каждой пары оценок массы и возраста объекта составляло от 6800 до 13 600.

Для расчета погрешностей оценок возраста и массы для случая дискретных моделей НФМ на основе цветов модели, соответствующих выбран-

ному узлу сетки с минимальным значением функционала отклонений, был выбран соответствующий интервал на кривой эволюции цвета дискретной модели между двумя «красными вспышками» и рассчитаны коэффициенты интерполяционного полинома. Затем, зная функциональную связь между возрастом и цветом, а также ошибки наблюдений показателей цвета, мы получили точности оценок возраста с помощью формулы Гаусса для вычисления погрешности результата косвенных измерений. Аналогично с использованием функциональной корреляции между модельной светимостью и массой скопления в интервале между двумя «красными вспышками», а также ошибок наблюдений интегральных светимостей объектов были определены погрешности оценки массы.

Сравнение оценок массы и возраста ОЗО, полученных с использованием непрерывно и случайно заселенной НФМ для одних и тех же объектов, проведенное в работе [19], показало, что оценки массы и возраста, полученные в рамках дискретной модели, оказываются систематически большими, что согласуется с систематическим превышением светимостей моделей с непрерывной НФМ светимостей дискретных моделей при одинаковых массах звездного населения (см. [15, рис. 5 и 6]). Эта разница уменьшается для высоко-массивных ($M > 5 \times 10^4 M_{\odot}$) и очень молодых ($t < 3$ млн лет) или стареющих ($t > 50$ млн лет) звездных группировок.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Количество отождествленных ОЗО, их размеры и расположение в галактиках

Всего нами отождествлено 157 областей звездообразования: 93 в галактике NGC 3963 и 64 в NGC 7292. Для всех объектов была проведена фотометрия в полосах $UBVRI$ и в линии $H\alpha$ ($H\alpha$ и $[N II] \lambda 6584 \text{ \AA}$ отдельно для ОЗО в NGC 3963, и $H\alpha + [N II]$ — в NGC 7292), определены размеры, описана структура. На рис. 5 показано распределение выявленных ОЗО по видимой звездной величине в полосе B в сопоставлении с полной выборкой объектов каталога. Количество изученных ОЗО в каждой из галактик недостаточно для определения наклона функции светимости и оценки полноты выборки объектов. Полагая, что функция светимости описывается степенным законом, можно качественно оценить полноту выборки по выходу распределения ОЗО на рис. 5 на максимум. Грубо

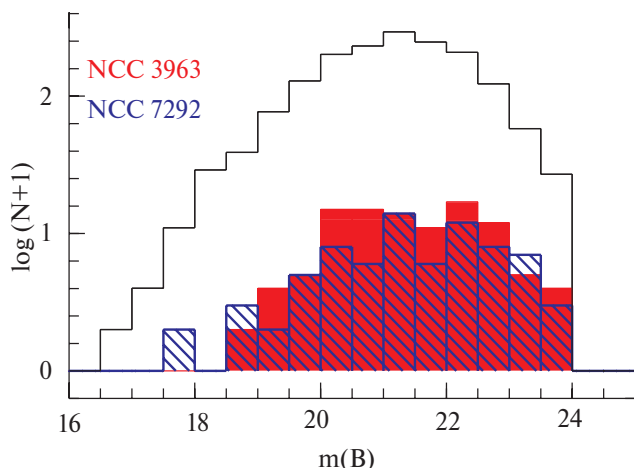


Рис. 5. Функция светимости для полной выборки ОЗО каталога (черная гистограмма), областей в NGC 3963 (красная) и NGC 7292 (синяя).

мы оцениваем, что наши выборки для NGC 3963 и NGC 7292 полны, как минимум, до $m(B) = 20^m$, что примерно соответствует предельным звездным величинам, до которых выборки ОЗО полны, для большинства галактик каталога (рис. 5, см. также работу [19, рис. 4]).

Как мы уже объяснили в разделе 3, оценить массу и возраст звездного населения ОЗО по нашей методике можно лишь для областей класса 0 и тех ОЗО класса 2, для которых имеются данные спектроскопии. Количество ОЗО, удовлетворяющих данным критериям, оказалось 16, по восемь в каждой из галактик.

Галактика NGC 7292 является самой маленькой по линейным размерам среди всех 21 галактики каталога. Как следствие, все ОЗО в ней расположены на галактоцентрических расстояниях $r < 2$ кпк, составляя существенную долю близких в центре ОЗО всего каталога (см. левый график на рис. 6). В крупной массивной NGC 3963 ОЗО располагаются в широком диапазоне r , концентрируясь, в основном, в спиральных рукавах галактики (рис. 1, 6).

Несмотря на существенные различия в абсолютных величинах r , распределения ОЗО по галактоцентрическому расстоянию, нормированному на оптический радиус R_{25} , в обеих галактиках практически совпадают (правый график рис. 6), полностью покрывая диапазон r в пределах R_{25} .

Поскольку NGC 3963 и NGC 7292 расположены на существенно разных расстояниях до нас (см. табл. 1), вследствие иерархичности процессов звездообразования мы наблюдаем в близкой NGC 7292 молодые области диаметром 40–125 пк (рис. 7). Среднее значение $d = 75 \pm 20$ пк для ОЗО в NGC 7292 соответствует характерным размерам звездных ассоциаций [10, 11]. Размеры ОЗО в NGC 3963 в большинстве областей, от 400 до 750 пк со средним $d = 650 \pm 200$ пк (рис. 7), типичны для звездных комплексов [10, 11]. Отметим, что наиболее крупные ОЗО в NGC 3963 с $d > 800$ пк представляют из себя диффузные объекты относительно невысокой поверхностной яркости, возможно состоящие из нескольких комплексов.

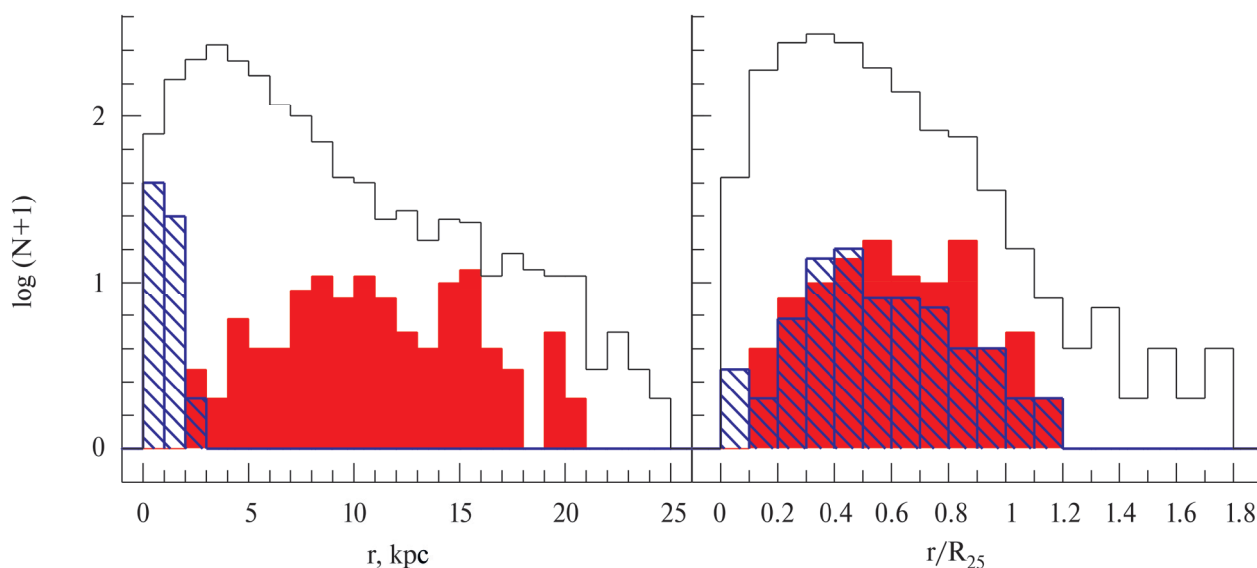


Рис. 6. Распределение ОЗО по абсолютным (слева) и нормированным на R_{25} (справа) галактоцентрическим расстояниям. Обозначения те же, что и на рис. 5.

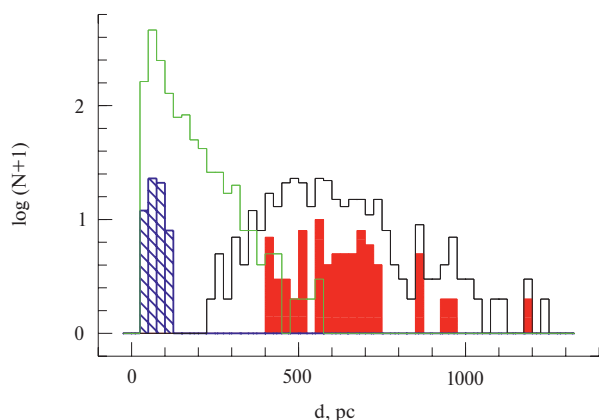


Рис. 7. Распределение ОЗО по размерам для объектов в галактиках из каталога, расположенных ближе 30 Мпк (зеленая гистограмма) и дальше 30 Мпк от нас (черная гистограмма). Остальные обозначения те же, что и на рис. 5.

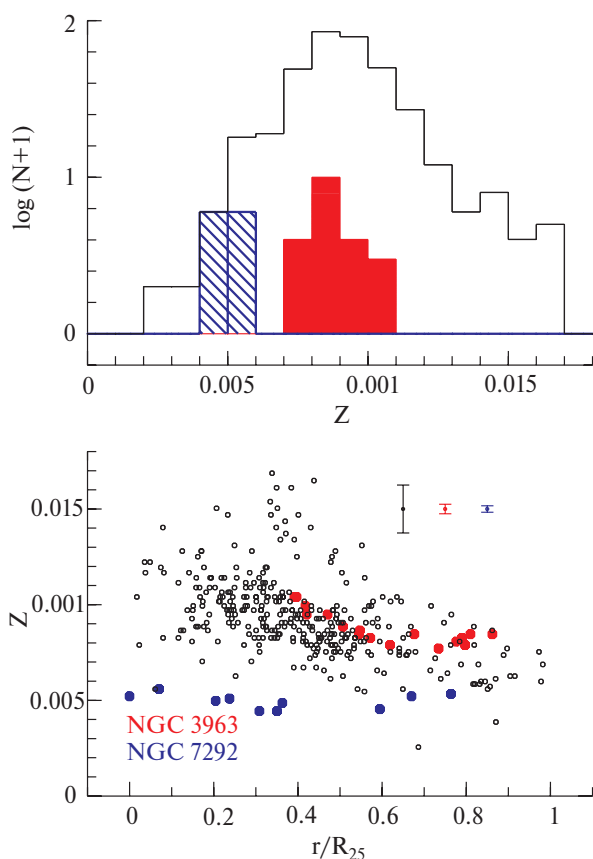


Рис. 8. Распределение ОЗО по металличности (сверху; обозначения те же, что и на рис. 5) и радиальное распределение ОЗО по Z (снизу). Маленькие черные кружки на нижнем графике — полная выборка ОЗО за исключением объектов, чья металличность была определена с помощью метода H II-ChiMistry, красные кружки — ОЗО в NGC 3963, синие кружки — ОЗО в NGC 7292. Соответствующими цветами показаны средние погрешности измерений Z в выборках ОЗО.

4.2. Металличность газа, вклад его излучения в общую светимость в широких фотометрических полосах и морфология излучения газа и звезд в ОЗО

Отличия в массах NGC 3963 и NGC 7292 существенно влияют и на различия в химическом составе ОЗО в них. Металличности ОЗО в работе [19] определялись нами по их спектрам несколькими методами «сильных линий» (R [45], S [45], O3N2 [46], NS [47] и H II-ChiMistry [48]); для областей H II в NGC 3963 и NGC 7292 использовались R (линии [O II], [O III] и [N II]) и S (линии [O III], [N II] и [S II]) методы [30]. Металличность ОЗО Z определялась нами по значениям содержания кислорода O/H, полученным по обоим методам, как их среднее арифметическое. Если в гигантской массивной галактике NGC 3963 металличность ОЗО соответствует средней по полной выборке каталога, а ее центральная металличность, по-видимому, является одной из самых высоких среди 21 галактики выборки (рис. 8), то в небольшой маломассивной NGC 7292 металличность ОЗО оказывается наименьшей среди всех галактик каталога (рис. 8). Типичным для неправильных галактик является и отсутствие градиента металличности (см., напр., [49, 50]).

Отметим, что значения Z , полученные с помощью всех используемых методов, согласуются друг с другом в пределах погрешностей измерений [19]. Исключение составляет только метод H II-ChiMistry, дающий систематически завышенные оценки Z (см. [19, рис. 7]). Поэтому параметры химического состава газа в ОЗО NGC 3963 и NGC 7292 не связаны с особенностями калибровки того или иного используемого метода.

В разделе 3 мы отмечали важность исследования морфологии излучения газа и звездного компонента ОЗО в линии H α и широких фотометрических полосах. На рис. 9 приведено распределение изученных ОЗО по морфологическим классам (эволюционным стадиям)⁷. Как можно видеть, количество ОЗО с совпадающими и со смещенными центрами эмиссии газа и излучения звезд примерно одинаково как в NGC 3963 и NGC 7292, так и в полной выборке. Учитывая, что наша методика поиска молодых звездных группировок и областей H II не зависит от морфологического класса ОЗО (разделение на классы происходит на последующих этапах), примерное равенство числа ОЗО классов 1 и 2 не является следствием эффекта селекции, а

⁷ В работе [19] 341 объект класса 2, не имеющий измерений бальмеровского декремента, был ошибочно отнесен к классу 1. В данной работе мы исправляем эту ошибку.

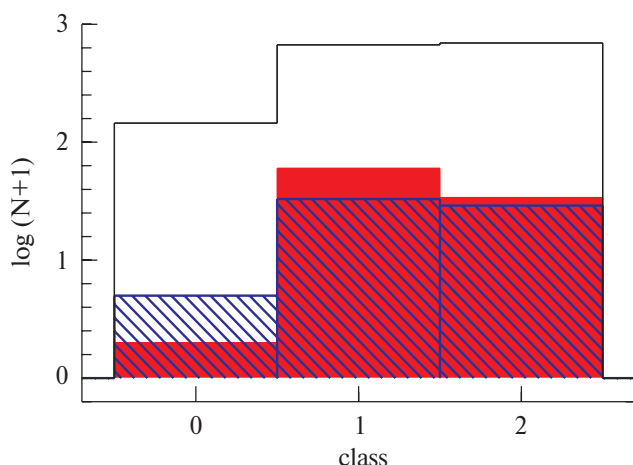


Рис. 9. Распределение ОЗО по морфологии излучения газа и звезд (см. раздел 3) для полной выборки ОЗО в галактиках каталога, для которых имеются данные наблюдений в линии $H\alpha$ (классы 0–2; черная гистограмма), ОЗО в NGC 3963 (красная) и в NGC 7292 (синяя).

отражает факт приблизительного равенства времени нахождения молодой звездной области на соответствующих эволюционных стадиях. Количество областей класса 0 (без эмиссии в $H\alpha$) составляет 11% для полной выборки ОЗО с известными данными наблюдений в $H\alpha$ (ОЗО классов 0–2). В изучаемых в данной работе галактиках таких областей оказалось лишь четыре (6%) в NGC 7292 и одна (1%) — в NGC 3963 (рис. 9).

В работе [19] было найдено, что в значительной (более 10%) доле ОЗО вклад излучения газа в фотометрической полосе B превышает 40%. Среди областей в галактиках NGC 3963 и NGC 7292 объектов с таким высоким вкладом излучения газа не оказалось: в большинстве ОЗО этот вклад не превышает 15%. При этом в ОЗО галактики NGC 7292 вклад излучения газа в B (среднее значение 12%, максимальное — 35%) оказался систематически большим, чем в ОЗО галактики NGC 3963 (среднее — 5%, максимальное — 22%). Для областей класса 2 данные по вкладу газа представлены в табл. 3.

4.3. Фотометрические параметры ОЗО

Положение изученных ОЗО на двухцветных диаграммах показано на рис. 10, 11. На первом из рисунков представлены показатели цвета ОЗО, исправленные за поглощение в Галактике и поглощение, связанное с наклоном диска галактик. Несмотря на то, что реальное поглощение в области

звездообразования, как правило, превышает сумму поглощений $A_G + A_{in}$ [19], а учет вклада газа может смещать ОЗО в сторону от направления вектора покраснения (см. [17, рис. 12]), подавляющее большинство объектов каталога расположено достаточно компактно на диаграммах — в областях, соответствующих молодым звездным системам с непрерывной или дискретной НФМ (рис. 10). Исключение составляет лишь диаграмма $(B - V)_0^i - (V - R)_0^i$, где наблюдаются ОЗО с очень большими показателями цвета $(V - R)_0^i$ вплоть до 1.2–1.3. Это является следствием большого вклада газа в поток в полосе R [19]. Объекты в NGC 3963 и NGC 7292, исследуемые в данной работе, на диаграммах рис. 10 не выделяются среди ОЗО полной выборки каталога.

На диаграммах рис. 11, где цвета объектов исправлены за вклад газа и поглощение, полученное из бальмеровского декремента, облако точек, обозначающих показатели цвета, так же концентрируется вдоль модельных эволюционных последовательностей. Степень концентрации при этом меньшая, чем на диаграммах рис. 10, что объясняется меньшим числом объектов (лишь ОЗО класса 0 и класса 2 с известным бальмеровским декрементом) и большими погрешностями измерений «истинных» показателей цвета. На диаграмме $(B - V) - (V - R)$ исчезает группа объектов с экстремально большими значениями $V - R$, что может свидетельствовать о корректном учете вклада газа в потоки в фотометрических полосах.

Отметим, что на диаграмме $(U - B) - (B - V)$ большинство ОЗО из NGC 3963 располагается в левом верхнем углу диаграммы — в области наиболее молодых звездных популяций, а половина из восьми областей в близкой галактике NGC 7292 имеют показатели цвета соответствующие звездным системам с дискретно населенной НФМ в период отсутствия вспышек (звезд на стадии красных (сверх)гигантов; рис. 2–4, 11).

Как мы уже указывали в разделе 3, физические параметры ОЗО оценивались нами с использованием двух показателей цвета: $U - B$ и $B - V$. ОЗО в полосах R и I выделяются гораздо хуже, чем в коротковолновых полосах. В некоторых случаях нам даже не удалось получить их фотометрию с удовлетворительной погрешностью, в связи с чем и количество ОЗО на диаграммах $(B - V) - (V - R)$ и $(B - V) - (V - I)$ меньше, чем на диаграмме $(U - B) - (B - V)$ (рис. 11). Кроме этого, потоки в R и I слабо чувствительны к изменению возраста в молодой звездной системе и, наоборот, более чув-

Таблица 3. Фотометрические параметры ОЗО

<i>N</i>	NGC	Координаты,"	<i>m</i> (<i>B</i>), mag	<i>M</i> (<i>B</i>), mag	<i>U</i> – <i>B</i>	<i>B</i> – <i>V</i>	Вклад газа
1528	3963	13.1 E, 24.1 S	21.40 ± 0.02	–14.90 ± 0.09	–1.28 ± 0.03	–0.45 ± 0.04	0.14
1531	3963	3.3 W, 28.0 S	20.05 ± 0.03	–16.56 ± 0.06	–0.98 ± 0.04	–0.29 ± 0.04	0.06
1532	3963	20.9 E, 22.3 S	21.30 ± 0.02	–16.32 ± 0.23	–1.13 ± 0.05	–0.38 ± 0.06	0.03
1540	3963	34.8 E, 8.0 N	23.30 ± 0.07	–13.35 ± 0.24	–1.06 ± 0.10	–0.37 ± 0.12	0.22
1556	3963	37.2 E, 21.7 S	20.27 ± 0.02	–16.35 ± 0.06	–1.12 ± 0.03	–0.33 ± 0.03	0.08
1564	3963	43.4 E, 18.4 S	22.57 ± 0.13	–13.54 ± 0.86	–1.25 ± 0.23	–0.29 ± 0.28	0.12
1576	3963	51.3 W, 27.4 S	21.69 ± 0.03	–11.91 ± 0.07	–0.46 ± 0.04	+0.08 ± 0.05	0.03
1597	3963	64.9 E, 25.2 N	22.52 ± 0.01	–11.20 ± 0.01	–0.56 ± 0.02	+0.61 ± 0.02	0
1604	7292	0.0, 0.0	20.53 ± 0.14	–10.32 ± 0.20	–0.86 ± 0.19	–0.19 ± 0.21	0.09
1605	7292	2.4 W, 2.7 N	21.28 ± 0.14	–10.89 ± 0.34	–1.31 ± 0.19	–0.40 ± 0.18	0.06
1617	7292	16.8 W, 8.3 N	19.78 ± 0.04	–10.85 ± 0.05	–1.11 ± 0.06	+0.13 ± 0.05	0.35
1637	7292	26.4 E, 5.6 N	22.05 ± 0.09	–7.48 ± 0.09	–1.02 ± 0.10	–0.09 ± 0.12	0
1642	7292	27.5 E, 5.1 S	20.43 ± 0.05	–9.10 ± 0.05	–0.74 ± 0.06	–0.17 ± 0.08	0
1647	7292	33.9 E, 13.6 N	22.45 ± 0.11	–7.08 ± 0.11	–0.63 ± 0.19	–0.15 ± 0.16	0
1657	7292	36.0 E, 18.9 S	22.86 ± 0.19	–8.06 ± 0.25	–1.08 ± 0.23	–0.10 ± 0.23	0.24
1658	7292	34.4 E, 28.0 N	20.46 ± 0.01	–9.07 ± 0.01	–0.62 ± 0.02	–0.12 ± 0.03	0

ствительны к возможному присутствию старого звездного населения (например, при не единовременной или повторной вспышке звездообразования, плохо описываемых моделями SSP). Для потоков в полосе *R* дополнительным фактором является и большой вклад излучения газа в полный поток. Погрешности спектроскопических данных вносят дополнительную неопределенность в измерения в *R*. Как следствие, на диаграммах (*B* – *V*) – (*V* – *R*) и (*B* – *V*) – (*V* – *I*) согласие с моделями отсутствует для значительного количества исследованных ОЗО (рис. 11). Отметим также, что стохастические эффекты НФМ проявляются в длинноволновых полосах до больших масс звездных систем, чем в коротковолновых *U*, *B*, *V* [16].

На диаграмме «цвет-светимость» (рис. 12) дополнительно к объектам нашего каталога мы показываем положение рассеянных звездных скоплений нашей Галактики из каталога [51]. ОЗО в NGC 3963 и NGC 7292 на диаграмме не выделяются от объектов полной выборки нашего каталога. При этом в удаленной NGC 3963 мы ожидаемо наблюдаем высокомассивные звездные комплексы, а в близкой NGC 7292 — относительно маломассивные

звездные ассоциации (рис. 12). Наименее массивные ОЗО в NGC 7292 по своим светимостям соответствуют наиболее массивным рассеянными звездным скоплениям Галактики (рис. 12).

4.4. Оценки массы и возраста звездного компонента областей звездообразования

Диапазон масс звездного населения в ОЗО галактики NGC 7292, $M = 3 \times 10^3 - 6 \times 10^4 M_{\odot}$, соответствует типичным массам объектов каталога (рис. 13). Наиболее массивные комплексы в NGC 3963 достигают $8 \times 10^6 M_{\odot}$ и являются одними из самых массивных ОЗО среди всех объектов каталога (рис. 13). Лишь крупнейшие комплексы в NGC 2336, NGC 5351 и NGC 7678 имеют большую массу [19].

Отметим, что ОЗО без эмиссии в линии *Ha* (класс 0), как правило, менее массивны в обеих галактиках (в NGC 7292 объекты класса 0 имеют среднюю $M = (1.0 \pm 0.7) \times 10^4 M_{\odot}$ при медианной $M = 0.64 \times 10^4 M_{\odot}$, против средней $(2.3 \pm 2.4) \times 10^4 M_{\odot}$ и медианной массы $1.4 \times 10^4 M_{\odot}$ для объектов класса 2; единственный объект класса 0 в NGC 3963

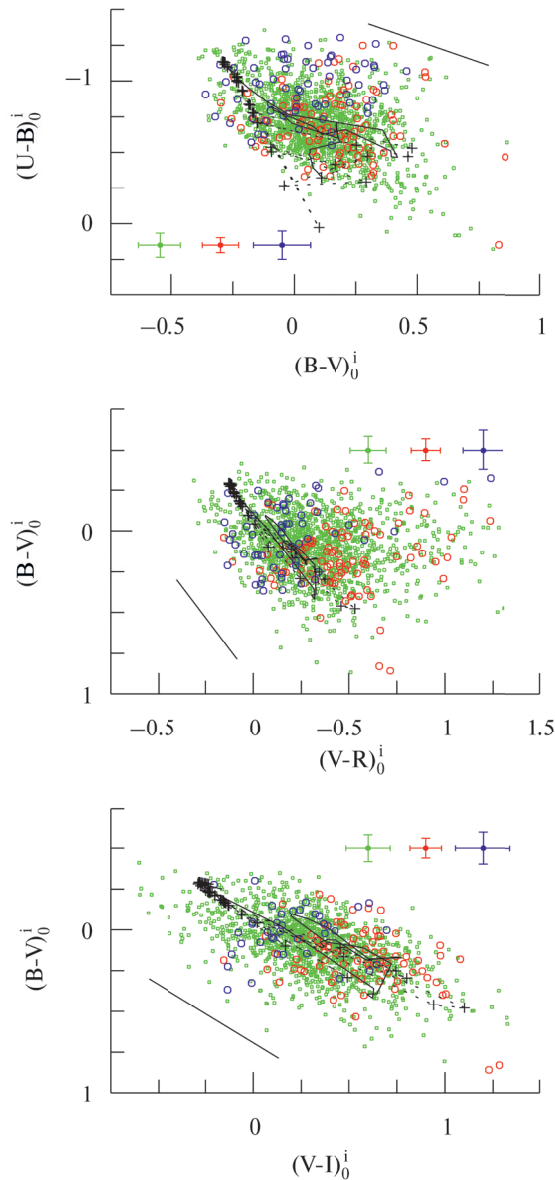


Рис. 10. Двухцветные диаграммы $(U - B)_0^i - (B - V)_0^i$, $(B - V)_0^i - (V - R)_0^i$ и $(B - V)_0^i - (V - I)_0^i$. Показаны ОЗО с показателями цвета, исправленными за галактическое поглощение A_G и поглощение, вызванное наклоном диска галактик, A_{in} . Зелеными точками показаны ОЗО из каталога Гусева и др. [19], красными кружками — ОЗО в NGC 3963, синими кружками — ОЗО в NGC 7292. Средние погрешности измерений показателей цвета показаны барами ошибок соответствующего цвета. Черные кривые — эволюционные треки звездной системы с непрерывной НФМ и $Z = 0.008$ в диапазоне возрастов t от 1 до 100 млн лет; черные крестики, соединенные пунктиром, демонстрируют пример эволюционной последовательности звездной системы со случайно заселенной НФМ с массой $M = 5 \times 10^3 M_\odot$ и $Z = 0.008$ в диапазоне t от 1 до 100 млн лет. Черные толстые отрезки в углах диаграмм параллельны вектору покраснения.

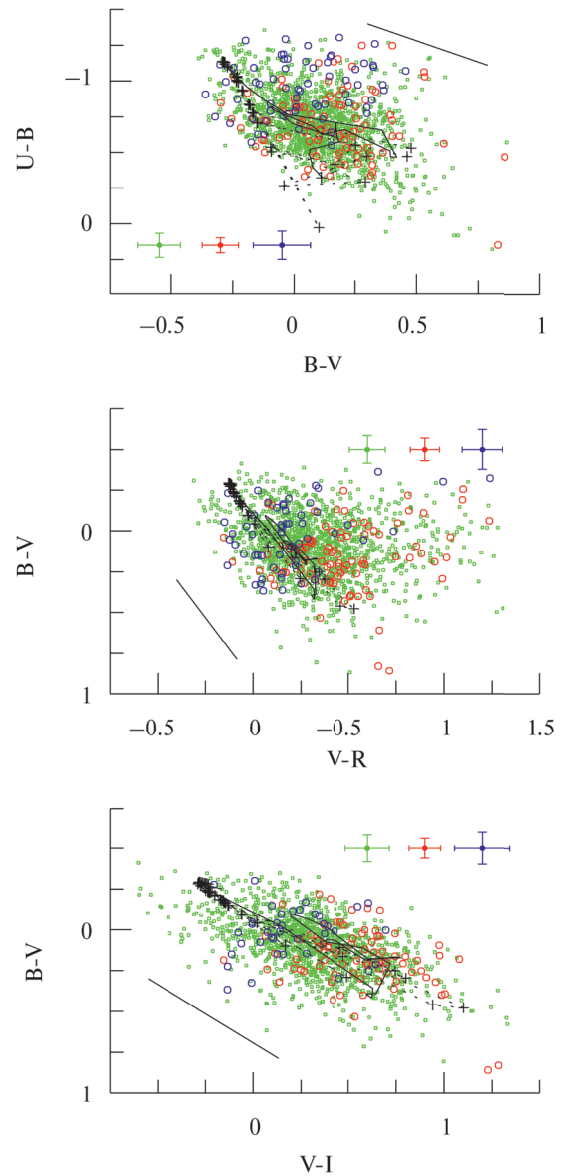


Рис. 11. То же, что и на рис. 10, но для «истинных» показателей цвета звездного населения ОЗО, исправленных за вклад газа и поглощение, вычисленное по бальмеровскому декременту. Обозначения те же, что и на рис. 10.

оказался наименее маломассивным из восьми ОЗО с измеренной массой). Это можно объяснить эффектами селекции: при сравнимых видимых звездных величинах поглощение в областях с эмиссией газа в среднем на $\sim 2^m$ в B больше. Небольшое падение светимости с возрастом не компенсирует влияния избыточного поглощения. Исключением является самая маломассивная область Н II в NGC 7292, имеющая также и наибольшее значение $m(B)$ среди восьми областей с оценками массы в галак-

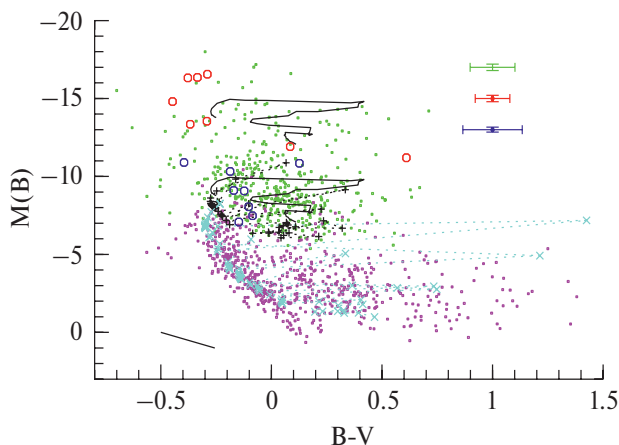


Рис. 12. Диаграмма «цвет-светимость» для «истинных» абсолютных звездных величин $M(B)$ и показателей цвета $B - V$ звездного населения ОЗО в галактиках. Фиолетовыми точками показаны рассеянные звездные скопления нашей Галактики из каталога [51]. Голубыми крестиками, соединенными пунктиром, показан пример эволюционной последовательности звездной системы со случайно заселенной НФМ с массой $M = 500 M_{\odot}$ и $Z = 0.018$ в диапазоне t от 1 млн до 1 млрд лет. Черными кривыми обозначены эволюционные треки звездной системы с непрерывной НФМ, массами $M = 1 \times 10^6 M_{\odot}$ (верхняя кривая) и $M = 1 \times 10^4 M_{\odot}$ (нижняя кривая) и $Z = 0.008$ в диапазоне возрастов t от 1 до 100 млн лет. Остальные обозначения те же, что и на рис. 10.

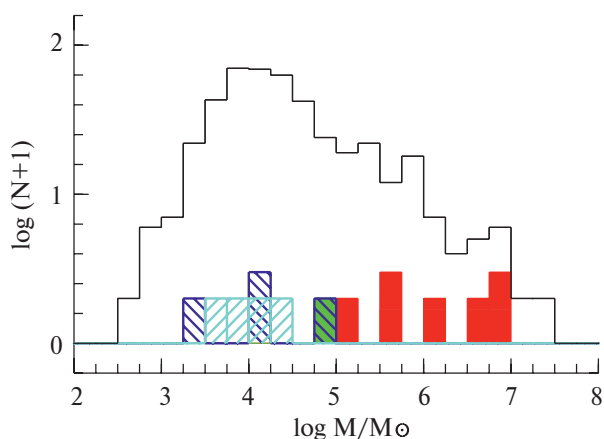


Рис. 13. Распределение ОЗО по массам для полной выборки объектов каталога (черная гистограмма), ОЗО класса 2 в NGC 3963 (красная), ОЗО класса 0 в NGC 3963 (зеленая), ОЗО класса 2 в NGC 7292 (синяя) и ОЗО класса 0 в NGC 7292 (голубая).

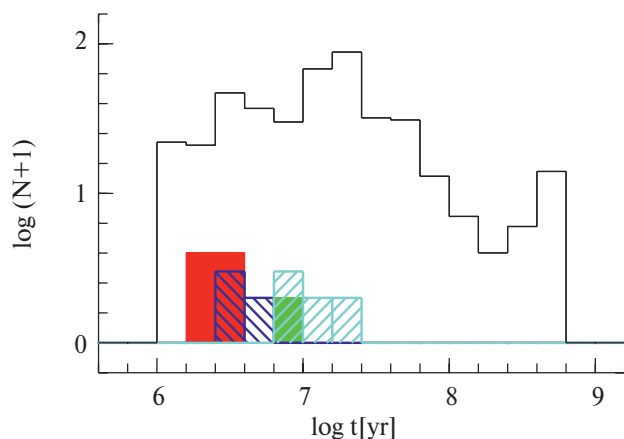


Рис. 14. Распределение ОЗО по возрастам. Обозначения те же, что и на рис. 13.

тике. Данный объект не был выделен программой SExtractor и попал в нашу выборку благодаря более глубокому поиску в фотометрических полосах для областей Н II, изученных в работе [30].

Среди 16 ОЗО с полученными оценками массы, для 15 из них удалось оценить возраст звездного населения. Для одной из областей в NGC 7292 погрешность оценки t оказалась слишком большой для какого-либо качественного анализа. Распределение ОЗО по возрастам представлено на рис. 14. При полном диапазоне измеренных возрастов от 2.2 до 18 млн лет, лишь две области в NGC 7292 имеют $t > 10$ млн лет. В среднем комплексы в NGC 3963 показывают более молодой возраст: шесть из восьми ОЗО в галактике моложе 3 млн лет, а остальные два моложе 8 млн лет. В NGC 7292 мы не нашли звездных ассоциаций моложе 3.1 млн лет.

Различие в возрастах ОЗО является следствием того, что в NGC 7292 значительная доля исследуемых объектов не имеет эмиссии в H α (не является областями Н II). Как указывалось в разделе 3, классы 0 и 2 представляют собой различные эволюционные стадии развития областей звездообразования. Распределение на рис. 14 четко показывает это: возраст областей Н II лежит в диапазоне от 2.2 до 7.9 млн лет, а области без эмиссии газа имеют t от 6.3 до 18 млн лет. Подобное разделение служит дополнительным аргументом в пользу корректности проведенных нами оценок t .

Расположение ОЗО различного возраста в галактиках показано на рис. 15. Возраст объектов, для которых нам не удалось провести оценку t , можно грубо оценить по их морфологическому классу — индикатору эволюционного развития ОЗО

(см. раздел 3). Возрастная граница ОЗО между классами 1 и 2 примерно составляет 4–5 млн лет [12]. Такие объекты отмечены маленькими кружками на рис. 15, а их цвет примерно соответствует цвету ОЗО соответствующего возраста (см. легенду в правой части рисунка).

В галактике NGC 3963 ОЗО моложе 6 млн лет располагаются большей частью в спиральных рукавах внутренней части диска. Во внешней части искривленной южной спирали (рис. 1, 15), по-видимому, испытывающей влияние соседней галактики NGC 3958 [31], подавляющее большинство комплексов принадлежит классу 1, а единственный комплекс с оценкой t имеет возраст 7.9 млн лет.

В NGC 7292 наиболее молодые области ($t < 4$ млн лет или класса 2) располагаются в центре бара, около концов бара (но не в самых ярких ОЗО на концах), а также на южных и восточных окраинах диска (рис. 15). Отметим, что в крупных звездных комплексах как на восточном, так и на западном концах бара относительно более старые яркие ОЗО располагается в центре звездного комплекса (зеленые кружки на карте), а молодые ОЗО — на его периферии (голубые и синие кружки). Внутри звездных комплексов галактики, достигающих 350–400 пк в диаметре, наблюдается близкие ОЗО с относительно большой разницей в возрасте, вплоть до 10–12 млн лет. Это является следствием не одновременного звездообразования в крупных звездных комплексах. Характерная продолжительность

звездообразования на масштабах ~ 300 пк составляет порядка 20 млн лет (см. [5, рис. 8]). В близкой к NGC 7292 по массе и светимости галактике с низкой поверхностной яркостью NGC 5585 характерная разница возрастов ОЗО, расположенных на расстоянии 100 пк друг от друга, так же составляет ≈ 10 млн лет (см. [52, рис. 9]). Самая яркая, динамически выделенная область Н II в NGC 7292, расположенная на восточном конце бара и ранее принимавшаяся за центр галактики, была подробно рассмотрена нами в работе [32] (см. [32, рис. 8]). Ее возраст был оценен нами в работе [32] в 6–8 млн лет.

В табл. 3 и 4 мы приводим некоторые сведения о 16 ОЗО в галактиках, для которых были получены оценки физических параметров звездного населения. В табл. 3 даны порядковый номер N по каталогу, координаты в секундах дуги относительно центра, видимая ($m(B)$) и «истинная» абсолютная звездная величина ($M(B)$), «истинные» показатели цвета $U-B$ и $B-V$, а также вклад газа в общий поток в полосе B . В табл. 4 мы приводим номер объекта № из рис. 15, металличность газа Z , размер ОЗО d , массу M и возраст t звездного населения. Вклад газа равный 0 в табл. 3 и отсутствие данных по Z в табл. 4 указывает на отсутствие эмиссии в линии Н α (эволюционный класс 0). Полные данные о параметрах этих и других 141 ОЗО в NGC 3963 и NGC 7292 приведены в версии 3 нашего каталога⁸.

⁸ http://lnfm1.sai.msu.ru/~gusev/sfr_cat.html

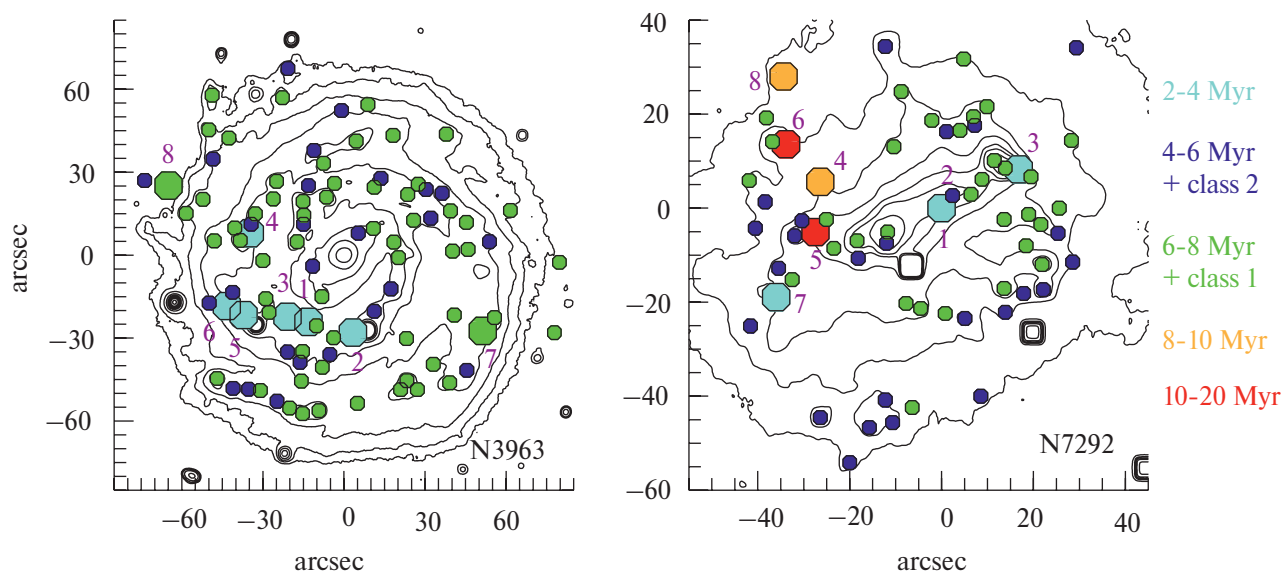


Рис. 15. Расположение ОЗО различного возраста и эволюционных классов в галактиках NGC 3963 (слева) и NGC 7292 (справа). Большими кружками обозначены ОЗО с измеренными оценками возраста, маленькими кружками — прочие ОЗО классов 1 и 2. Фиолетовые цифры соответствуют номерам ОЗО из табл. 4.

Таблица 4. Физические и химические параметры ОЗО

NGC	№	Z	d , пк	M , $10^4 M_\odot$	t , млн лет
3963	1	0.010	520	180 ± 10	2.2 ± 2.1
	2	0.010	700	540 ± 10	2.8 ± 0.4
	3	0.009	640	730 ± 10	$2.2 \pm \begin{smallmatrix} 3.2 \\ 2.2 \end{smallmatrix}$
	4	0.009	420	37 ± 2	$2.5 \pm \begin{smallmatrix} 2.8 \\ 2.5 \end{smallmatrix}$
	5	0.008	850	800 ± 40	$2.2 \pm \begin{smallmatrix} 2.3 \\ 2.2 \end{smallmatrix}$
	6	0.008	570	34 ± 2	2.8 ± 2.4
	7	0.008	660	14 ± 1	7.9 ± 1.0
	8	—	560	6.3 ± 0.5	6.3 ± 0.2
7292	1	0.005	75	1.4 ± 0.2	3.2 ± 0.7
	2	0.006	75	5.8 ± 0.4	—
	3	0.004	65	1.7 ± 0.1	3.2 ± 0.1
	4	—	80	0.64 ± 0.04	8.9 ± 0.5
	5	—	90	2.0 ± 0.1	13 ± 3
	6	—	90	0.35 ± 0.04	18 ± 4
	7	0.005	115	0.26 ± 0.04	4.0 ± 0.1
	8	—	125	1.00 ± 0.04	8.9 ± 0.2

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данном разделе мы рассмотрим некоторые общие зависимости для всех объектов каталога, имеющие как фундаментальное, так и методическое значение.

Одним из возможных индикаторов возраста области II является эквивалентная ширина эмиссионных линий бальмеровской серии водорода [53]. В работе [18] мы ввели индекс $R - H\alpha = R + 2.5 \log[F(H\alpha) + [N II]]$ где R — видимая звездная величина в полосе R и $F(H\alpha) + [N II]$ — поток в эрг · с^{−1} см^{−2}, который может служить заменой $EW(H\alpha)$ (см. [19, рис. 17]). Отметим, что для NGC 3963 — единственной из 21 галактики каталога, для которой были отдельно измерены потоки в линиях $H\alpha$ и $[N II] \lambda 6584 \text{ \AA}$, мы рассчитывали индекс $R - H\alpha$ как $R + 2.5 \log[F(H\alpha) + F(1.33[N II] \lambda 6584)]$, где коэффициент 1.33 отражает вклад эмиссии в линии $[N II] \lambda 6548 \text{ \AA}$.

На рис. 16 показана зависимость между возрастом ОЗО и индексом $R - H\alpha$ в ней. Мы использовали индекс $R - H\alpha$ вместо $EW(H\alpha)$ из-за большей однородности измерений $R - H\alpha$. Величина $EW(H\alpha)$ чувствительна к выбору области фона,

вычитаемого из континуума спектра, а в случае щелевой спектроскопии на нее также могут влиять неоднородности распределения эмиссии в $H\alpha$ и звездного континуума внутри ОЗО. Критику использования параметра $EW(H\alpha)$ как индикатора возраста см. в работах [54, 55, 29].

В отличие от аналогичного графика в работе [19], на рис. 16 мы приводим объекты с любыми ошибками в оценке t ; красным цветом выделены области с $\Delta \log t > 0.2 \text{ dex}$. Большими кружками выделены 10 объектов класса 2 с оценками возрастов из галактик, исследованных в данной работе. Как видно из рисунка, включение новых данных не влияет на выводы, полученные в работе [19]: если минимальное значение индекса $R - H\alpha$ для ОЗО соответствующего возраста уменьшается с ростом t (с ≈ -16 для $t \approx 2$ млн лет до ≈ -17.5 для $t \approx 12$ млн лет), то верхний предел $R - H\alpha \approx -14$ (соответствует $EW(H\alpha) \sim 1000 \text{ \AA}$) не зависит от возраста ОЗО. Таким образом, индекс $R - H\alpha$ и $EW(H\alpha)$ являются плохими индикаторами возраста молодой звездной системы. Единственный вывод, который возможен из анализа рис. 16, заключается в том, что индекс $R - H\alpha < -16$ ($EW(H\alpha) < 100 \text{ \AA}$) свидетельствует о возрасте ОЗО большем, чем 3 млн. лет.

Среди ОЗО нашей выборки присутствуют как крупные звездные комплексы и агрегаты — сложносоставные системы, включающие в себя группы ОВ-ассоциаций и молодых скоплений, так и отдельные звездные ассоциации и скопления. Гравитационно несвязанные звездные ассоциации расширяются с возрастом [5, 9]. Размеры молодых скоплений слабо зависят от возраста. Линейное разрешение наших наблюдений даже в ближайших галактиках составляет 30–40 пк и не позволяет выявить более компактные звездные скопления. Разделение наиболее молодых звездных систем ($t < 10$ млн лет) по своим параметрам на ассоциации и скопления затруднительно в принципе [56], а с нашим линейным разрешением — невозможно.

Положение изученных ОЗО на диаграмме «размер-возраст» (рис. 17) иллюстрирует наличие различных типов молодых звездных объектов и их особенности. Выделяется группа крупных комплексов звездообразования ($d > 400 \text{ пк}$), в том числе и в NGC 3963, причем почти все они моложе 10 млн лет. Это является следствием двух основных факторов. Во-первых, звездные комплексы, за редчайшими исключениями, являются относительно недолговечными образованиями, разрушаясь за 100–200 млн лет [3]. Во-вторых, звездообразование в них происходит не одновременно. На оценку

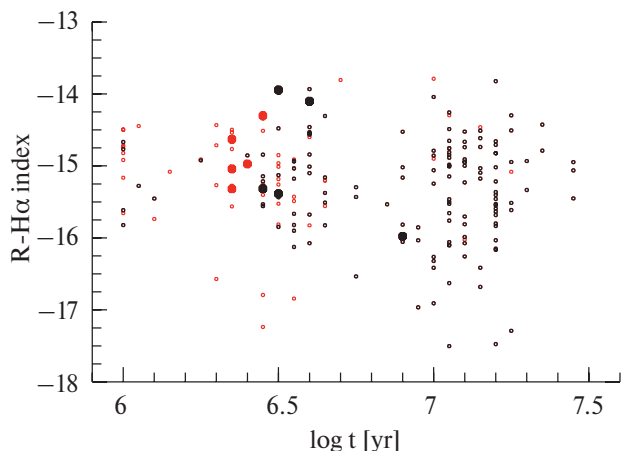


Рис. 16. Зависимость между возрастом звездного населения ОЗО и индексом $R - H\alpha$. Маленькие кружки — объекты из каталога [19], большие кружки — объекты в NGC 3963 и NGC 7292. Черным цветом обозначены ОЗО с погрешностью оценки возраста $\Delta \log t < 0.2$ dex, красным — с погрешностью больше 0.2 dex.

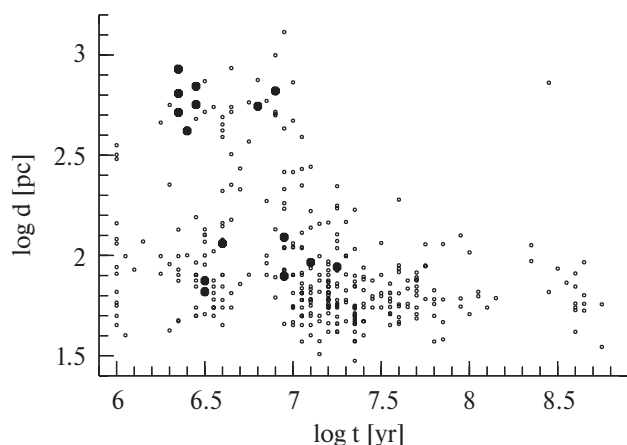


Рис. 17. Зависимость «размер-возраст» для ОЗО из полной выборки каталога (маленькие кружки) и областей в NGC 3963 и NGC 7292 (большие черные кружки). Многокомпонентные ОЗО (двойные, тройные и т. д.) на графике не показаны.

фотометрического возраста комплекса основной вклад вносят последние по времени вспышки звездообразования в его компонентах. Стоит также учитывать и эффекты селекции: большинство ОЗО идентифицировались по излучению в линии $H\alpha$.

Большинство ОЗО диаметром до 100 пк и старше 10 млн лет, по-видимому, являются молодыми звездными скоплениями. На рис. 17 для них не наблюдается никакой зависимости между возрастом и размером. Отметим отсутствие среди ОЗО возрастом 4–8 млн лет компактных объектов с $d < 80$ пк. Области Н II данного возраста находятся на стадии расширения ионизированной газовой оболочки, эмиссионное излучение которой вносит вклад в общий поток в фотометрических полосах U , B и др. Размеры ОЗО на данной эволюционной стадии, определяемые нами по изображениям в B , являются фактически размерами расширяющейся газовой оболочки.

Важное фундаментальное значения имеют и зависимости «масса-размер» для ОЗО и их прародителей — гигантских молекулярных облаков (ГМО). Корреляция $M \sim d^2$ между массами и размерами ГМО известна с 1981 г. [57]. Близкое соотношение M к d было получено и для ОЗО: $M \sim d^{2.33 \pm 0.19}$ [58], $M \sim d^{2.0 \pm 0.3}$ [59]. Хотя последние исследования показывают более сложные соотношения между массами и размерами как в газовых, так и в звездных конгломерациях (см. обзор в [60]), зависимость $M \sim d^2$ для ГМО и ОЗО хорошо объясняется в рам-

ках современных теорий физики межзвездной среды, а сдвиг ~ 1.5 dex между зависимостями между ГМО и ОЗО объясняется эффективностью звездообразования ($< 10\%$) в ГМО [57–59].

На рис. 18 приведена диаграмма «масса-размер» для многочисленных выборок ГМО [61–63] и ОЗО [58, 59, 64]. В отличие от работы [19, рис. 20], где мы включили только изолированные одиночные ОЗО нашего каталога, здесь добавлены и одиночные объекты — части более крупных очагов звездообразования. График «масса-размер» показывает, что положения ОЗО нашей выборки (синие и черные кружки) наилучшим образом согласуются с результатами работы [59] (зеленые кружки), продолжая полученную ими зависимость для комплексов в сторону менее крупных звездных ассоциаций. Наши результаты для части объектов каталога не противоречат и данным из работ [58] (фиолетовый параллелограмм) и [64] (голубой треугольник). Однако здесь большую роль оказывают эффекты, связанные с линейным разрешением наших наблюдений: для ОЗО с диаметром меньше предела разрешения наблюдений величина d завышена и равна величине линейного разрешения для соответствующей галактики. Этот эффект хорошо виден на примере ОЗО из NGC 3963 и NGC 7292 (черные кружки на рис. 18), которые не показывают зависимости M от d отдельно для выборок ОЗО в удаленной NGC 3963 (верхняя правая группа черных кружков на рисунке) и близкой NGC 7292 (левая нижняя группа).

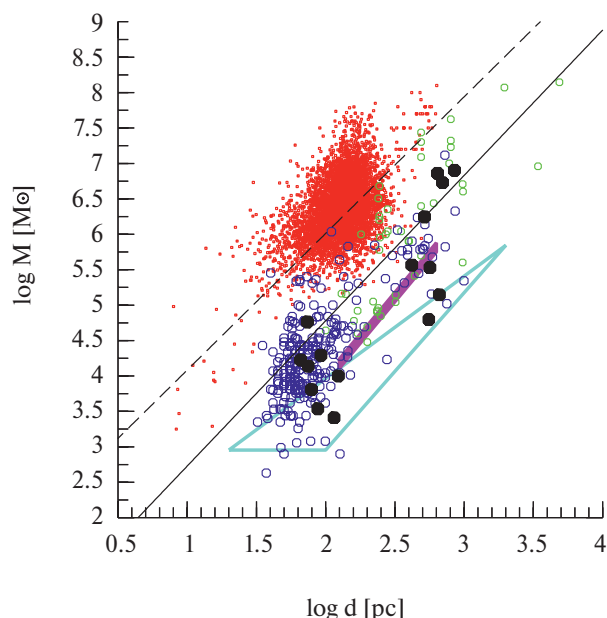


Рис. 18. Зависимость «масса-размер» для ГМО (красные точки из работ [61, 62, 63]) и ОЗО (зеленые кружки [59], фиолетовый параллелограмм [58], область внутри голубого треугольника взята из работы [64]). Синие кружки — одиночные ОЗО из нашего каталога [19] с $\Delta M / M < 0.2$; черные кружки — ОЗО в NGC 3963 и NGC 7292. Черная сплошная линия — зависимость $M \sim d^{2.0}$ для молодых массивных звездных скоплений согласно работе [59]; черная пунктирная линия — зависимость $M \sim d^{1.9}$ для ГМО согласно работам [61, 59].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В данной работе мы представляем результаты исследования физических параметров звездного населения в 93 областях звездообразования крупной спиральной галактики с признаками пекулярности NGC 3963 и 64 ОЗО в галактике магелланова типа NGC 7292. Полученные данные дополняют наши исследования в работе [19], в которой были изучены 1510 ОЗО в 19 галактиках, и включены в третью версию каталога фотометрических, физических и химических параметров областей звездообразования, доступного в электронной форме на сайте МГУ ГАИШ⁹.

Мы акцентируем внимание на двух ключевых аспектах используемой методики оценки возраста и массы ОЗО с помощью эволюционных моделей звездного населения:

1) использование величины поглощения в ОЗО, определенное по бальмеровскому декременту, кор-

ректно лишь для областей Н II, в которых фотометрические центры излучения газа (в линии H α) и звезд (в широких фотометрических полосах) совпадают;

2) для анализа звездных систем с массой менее $1 \times 10^4 M_{\odot}$ необходимо использовать эволюционные модели с дискретной (случайно заселенной) НФМ.

Среди 157 отождествленных ОЗО в галактиках, нам удалось получить оценки металличности для 27, поглощения по бальмеровскому декременту — для 33, массы — для 16 и возраста — для 15 областей звездообразования.

К основным выводам работы можно отнести следующие.

1) Количество областей Н II с совпадающими и со смещенными центрами эмиссии газа и излучения звезд примерно одинаково. По-видимому, это отражает факт приблизительного равенства времени нахождения молодой звездной области на соответствующих эволюционных стадиях.

2) Диаметр ОЗО в NGC 3963, 650 ± 200 пк, типичен для звездных комплексов, а в NGC 7292, 75 ± 20 пк, для звездных ассоциаций.

3) Диапазон масс звездного населения в изученных ОЗО галактики NGC 3963 составляет от $6 \times 10^4 M_{\odot}$ до $8 \times 10^6 M_{\odot}$, в ОЗО NGC 7292 — от $3 \times 10^3 M_{\odot}$ до $6 \times 10^4 M_{\odot}$. ОЗО без эмиссии в линии H α оказались в среднем менее массивны в обеих галактиках, что, по-видимому, объясняется эффектами селекции.

4) Измеренный возраст звездного населения ОЗО лежит в диапазоне от 2.2 до 18 млн лет, причем лишь две области (обе в NGC 7292) имеют возраст старше 10 млн лет. Возраст ОЗО четко коррелирует с наличием эмиссии в линии H α : области Н II в галактиках моложе 6–8 млн лет ($t = 2.2 - 7.9$ млн лет), а области без эмиссии газа — старше ($t = 6.3 - 18$ млн лет).

5) Мы подтверждаем вывод работы [19] о том, что EW(H α) и индекс $R - H\alpha$ являются плохими индикаторами оценки возраста молодой звездной системы.

6) Расположение ОЗО нашей выборки на диаграмме «масса-размер» наилучшим образом согласуется с результатами работы [59], продолжая полученную ими зависимость для комплексов в сторону менее крупных звездных ассоциаций. Отклонения от зависимости, полученной в работе [59], вызваны эффектами, связанными с линейным разрешением наших наблюдений.

⁹ http://lnfm1.sai.msu.ru/~gusev/sfr_cat.html

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Развитие приборной базы Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ проводится при поддержке Программы развития МГУ имени М. В. Ломоносова. Работа по обработке и анализу узкополосных снимков NGC 3963 выполнена в рамках государственного задания CAO РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. ВСК благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект №23-2-2-6-1).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензента за ценные замечания и комментарии. Мы выражаем благодарность А. Е. Перепелицыну (CAO РАН) за техническую поддержку наблюдений на приборе MaNGaL. В работе использовались открытые данные баз HyperLEDA¹⁰ и NASA/IPAC Extragalactic Database¹¹, изохроны падуанской группы с сервера CMD¹², программа SExtractor¹³ и система обработки изображений ESO-MIDAS¹⁴, разработанная в Южной Европейской обсерватории.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Y. N. Efremov*, Sites of star formation in galaxies: star complexes and spiral arms (Moscow: Nauka, 1989).
2. *B. G. Elmegreen*, *Astrophys. J.* 433, 39 (1994).
3. *Y. N. Efremov*, *Astron. J.* 110, 2757 (1995).
4. *B. G. Elmegreen* and *Y. N. Efremov*, *Astrophys. J.* 466, 802 (1996).
5. *Y. N. Efremov* and *B. G. Elmegreen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 299(2), 588 (1998), arXiv:astro-ph/9805259.
6. *M. C. Odekon*, *Astrophys. J.* 681(2), 1248 (2008).
7. *B. G. Elmegreen*, The Galaxy Disk in Cosmological Context, IAU Symposium 254, edited by J. Andersen, B. Nordström, and J. Bland-Hawthorn, p. 289 (2009), arXiv:0810.5406 [astro-ph].
8. *R. de la Fuente Marcos* and *C. de la Fuente Marcos*, *Astrophys. J.* 700(1), 436 (2009), arXiv:0905.1889 [astro-ph.GA].

9. *S. F. Portegies Zwart*, *S. L. W. McMillan*, and *M. Gieles*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 48, 431 (2010), arXiv:1002.1961 [astro-ph.GA].
10. *I. N. Efremov*, *G. R. Ivanov*, and *N. S. Nikolov*, *Astrophys. Space Sci.* 135(1), 119 (1987).
11. *G. R. Ivanov*, *Astrophys. Space Sci.* 178(2), 227 (1991).
12. *B. C. Whitmore*, *R. Chandar*, *H. Kim*, *C. Kaleida*, et al., *Astrophys. J.* 729(2), id. 78 (2011), arXiv:1103.4026 [astro-ph.GA].
13. *K. Hollyhead*, *N. Bastian*, *A. Adamo*, *E. Silva-Villa*, *J. Dale*, *J. E. Ryon*, and *Z. Gazak*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 449(1), 1106 (2015), arXiv:1502.03823 [astro-ph.GA].
14. *J. Kim*, *M. Chevance*, *J. M. D. Kruijssen*, *A. Schrub*, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 504(1), 487 (2021), arXiv:2012.00019 [astro-ph.GA].
15. *A. E. Piskunov*, *N. V. Kharchenko*, *E. Schilbach*, *S. Röser*, *R. D. Scholz*, and *H. Zinnecker*, *Astron. and Astrophys.* 525, id. A122 (2011), arXiv:1010.2309 [astro-ph.GA].
16. *M. Cerviño*, *New Astron. Rev.* 57(5), 123 (2013), arXiv:1312.0015 [astro-ph.IM].
17. *A. S. Gusev*, *F. Sakhibov*, *A. E. Piskunov*, *N. V. Kharchenko*, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 457(3), 3334 (2016), arXiv:1601.07470 [astro-ph.GA].
18. *A. S. Gusev*, *E. V. Shimanovskaya*, *N. I. Shatsky*, *F. Sakhibov*, *A. E. Piskunov*, and *N. V. Kharchenko*, *Open Astronomy* 27(1), 98 (2018).
19. *A. S. Gusev*, *F. Sakhibov*, *O. V. Egorov*, *V. S. Kostiuk*, and *E. V. Shimanovskaya*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 525(1), 742 (2023), arXiv:2307.06237 [astro-ph.GA].
20. *D. Calzetti*, *J. C. Lee*, *E. Sabbi*, *A. Adamo*, et al., *Astron. J.* 149(2), id. 51 (2015), arXiv:1410.7456 [astro-ph.GA].
21. *E. Emsellem*, *E. Schinnerer*, *F. Santoro*, *F. Belfiore*, et al., *Astron. and Astrophys.* 659, id. A191 (2022), arXiv:2110.03708 [astro-ph.GA].
22. *J. C. Lee*, *B. C. Whitmore*, *D. A. Thilker*, *S. Deger*, et al., *Astrophys. J. Suppl.* 258(1), id. 10 (2022), arXiv:2101.02855 [astro-ph.GA].
23. *A. Adamo*, *J. E. Ryon*, *M. Messa*, *H. Kim*, et al., *Astrophys. J.* 841(2), 131 (2017), arXiv:1705.01588 [astro-ph.GA].
24. *B. C. Whitmore*, *J. C. Lee*, *R. Chandar*, *D. A. Thilker*, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 506(4), 5294 (2021), arXiv:2107.13049 [astro-ph.GA].
25. *D. A. Thilker*, *B. C. Whitmore*, *J. C. Lee*, *S. Deger*, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 509(3), 4094 (2022), arXiv:2106.13366 [astro-ph.GA].
26. *K. L. Larson*, *J. C. Lee*, *D. A. Thilker*, *B. C. Whitmore*, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 523(4), 6061 (2023), arXiv:2212.11425 [astro-ph.GA].

¹⁰ <http://leda.univ-lyon1.fr>

¹¹ <http://ned.ipac.caltech.edu>

¹² <http://stev.oapd.inaf.it>

¹³ <http://sextractor.sourceforge.net>

¹⁴ <http://www.eso.org/sci/software/esomidas>

27. *B. Groves, K. Kreckel, F. Santoro, F. Belfiore, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 520(4), 4902 (2023), arXiv:2301.03811 [astro-ph.GA].
28. *J. A. Turner, D. A. Dale, J. C. Lee, M. Boquien, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 502(1), 1366 (2021), arXiv:2101.02134 [astro-ph.GA].
29. *F. Scheuermann, K. Kreckel, A. T. Barnes, F. Belfiore, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 522(2), 2369 (2023), arXiv:2303.12101 [astro-ph.GA].
30. *A. S. Gusev and A. V. Dodin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 505(2), 2009 (2021), arXiv:2105.06203 [astro-ph.GA].
31. *G. A. van Moorsel*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 53, 271 (1983).
32. *A. S. Gusev, A. V. Moiseev, and S. G. Zheltoukhov*, Astrophys. Bull. 78(3), 293 (2023), arXiv:2309.02360 [astro-ph.GA].
33. *S. A. Potanin, A. A. Belinski, A. V. Dodin, S. G. Zheltoukhov, et al.*, Astron. Letters 46(12), 836 (2020), arXiv:2011.03061 [astro-ph.IM].
34. *B. P. Artamonov, V. V. Bruevich, A. S. Gusev, O. V. Ezhkova, et al.*, Astron. Rep. 54(11), 1019 (2010).
35. *V. V. Bruevich, A. S. Gusev, and S. A. Guslyakova*, Astron. Rep. 54(5), 375 (2010).
36. *A. U. Landolt*, Astron. J. 104, 340 (1992).
37. *A. U. Landolt*, Astron. J. 146(5), id. 131 (2013).
38. *J. L. Clem and A. U. Landolt*, Astron. J. 152(4), id. 91 (2016).
39. *A. Moiseev, A. Perepelitsyn, and D. Oparin*, Exp. Astron. 50(2–3), 199 (2020), arXiv:2005.14598 [astro-ph.IM].
40. *P. A. James, N. S. Shane, J. E. Beckman, A. Cardwell, et al.*, Astron. and Astrophys. 414, 23 (2004), arXiv:astro-ph/0311030.
41. *G. Bertelli, A. Bressan, C. Chiosi, F. Fagotto, and E. Nasi*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 106, 275 (1994).
42. *A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 427(1), 127 (2012), arXiv:1208.4498 [astro-ph.SR].
43. *J. Tang, A. Bressan, P. Rosenfield, A. Slemer, P. Marigo, L. Girardi, and L. Bianchi*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 445(4), 4287 (2014), arXiv:1410.1745 [astro-ph.SR].
44. *B. C. Whitmore, R. Chandar, F. Schweizer, B. Rothberg, et al.*, Astron. J. 140(1), 75 (2010), arXiv:1005.0629 [astro-ph.EP].
45. *L. S. Pilyugin and E. K. Grebel*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 457(4), 3678 (2016), arXiv:1601.08217 [astro-ph.GA].
46. *M. Pettini and B. E. J. Pagel*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 348(3), L59 (2004), arXiv:astro-ph/0401128.
47. *L. S. Pilyugin and L. Mattsson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 412(2), 1145 (2011), arXiv:1011.1431 [astro-ph.CO].
48. *E. Pérez-Montero*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 441(3), 2663 (2014), arXiv:1404.3936 [astro-ph.GA].
49. *M. G. Richer and M. L. McCall*, Astrophys. J. 445, 642 (1995).
50. *L. Hernández-Martínez, M. Peña, L. Carigi, and J. García-Rojas*, Astron. and Astrophys. 505(3), 1027 (2009), arXiv:0906.4402 [astro-ph.CO].
51. *N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, R.-D. Scholz, and H. Zinnecker*, Astron. and Astrophys. 504(2), 681 (2009).
52. *A. S. Gusev and E. V. Shimanovskaya*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 488(3), 3045 (2019), arXiv:1907.02934 [astro-ph.GA].
53. *M. V. F. Copetti, M. G. Pastoriza, and H. A. Dottori*, Astron. and Astrophys. 156(1–2), 111 (1986).
54. *C. Morisset, G. Delgado-Inglada, S. F. Sánchez, L. Galbany, et al.*, Astron. and Astrophys. 594, id. A37 (2016), arXiv:1606.01146 [astro-ph.GA].
55. *K. Kreckel, O. V. Egorov, F. Belfiore, B. Groves, et al.*, Astron. and Astrophys. 667, id. A16 (2022), arXiv:2207.10364 [astro-ph.GA].
56. *M. Gieles and S. F. Portegies Zwart*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 410(1), L6 (2011), arXiv:1010.1720 [astro-ph.GA].
57. *R. B. Larson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 194, 809 (1981).
58. *N. Bastian, M. Gieles, Y. N. Efremov, and H. J. G. L. M. Lammers*, Astron. and Astrophys. 443(1), 79 (2005), arXiv:astro-ph/0508110.
59. *A. Adamo, G. Östlin, N. Bastian, E. Zackrisson, R. C. Livermore, and L. Guaita*, Astrophys. J. 766(2), id. 105 (2013), arXiv:1302.2149 [astro-ph.CO].
60. *M. Y. Grudić, J. M. D. Kruijssen, C.-A. Faucher-Giguère, P. F. Hopkins, X. Ma, E. Quataert, and M. Boylan-Kolchin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 506(3), 3239 (2021), arXiv:2008.04453 [astro-ph.GA].
61. *A. D. Bolatto, A. K. Leroy, E. Rosolowsky, F. Walter, and L. Blitz*, Astrophys. J. 686(2), 948 (2008), arXiv:0807.0009 [astro-ph].
62. *L. H. Wei, E. Keto, and L. C. Ho*, Astrophys. J. 750(2), id. 136 (2012), arXiv:1203.1327 [astro-ph.CO].
63. *E. Rosolowsky, A. Hughes, A. K. Leroy, J. Sun, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 502(1), 1218 (2021), arXiv:2101.04697 [astro-ph.GA].
64. *D. A. Gouliermis, B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, D. Calzetti, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 468(1), 509 (2017), arXiv:1702.06006 [astro-ph.GA].

PARAMETERS OF STAR FORMATION REGIONS IN GALAXIES NGC 3963 AND NGC 7292

A. S. Gusev¹, F. Kh. Sakhibov², A. V. Moiseev^{3,1},
V. S. Kostiuk¹, D. V. Oparin³

¹*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

²*University of Applied Sciences, Technische Hochschule Mittelhessen, Friedberg, Germany*

³*Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, Russia*

Results of a study of physical parameters of stellar population in star formation regions in galaxies with signs of peculiarity NGC 3963 and NGC 7292 are presented. The study was carried out based on the analysis of photometric (*UBVRI* bands), $H\alpha$ and spectroscopic data obtained by the authors, using evolutionary models of stellar population. Among 157 star formation regions identified in galaxies, the young stellar population mass estimates were obtained for 16 of them and the age estimates were obtained for 15 ones. The age of star formation regions clearly correlates with the presence of emission in the $H\alpha$ line: $H\ II$ regions in galaxies are younger than 6–8 Myr, and the regions without gas emission are older. The studied objects are included in the version 3 of our catalogue of photometric, physical and chemical parameters of star formation regions, which includes 1667 objects in 21 galaxies. Key aspects of the used technique to estimate the physical parameters and different relations between observational and physical parameters of the young stellar population in star formation regions are discussed.

Keywords: spiral galaxies, peculiar galaxies, star formation, HII regions, stellar population

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ТРАНЗИТНОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА ПРИ НАЛИЧИИ ОДНОГО ГЛАВНОГО МИНИМУМА С УЧЕТОМ ЭКСЦЕНТРИЧНОСТИ ОРБИТЫ ТРАНЗИТА (ПЛАНЕТЫ)

© 2024 г. М. К. Абубекеров^{1,*}, Н. Ю. Гостев^{1,**}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: marat@sai.msu.ru

**E-mail: ngostev@mail.ru

Поступила в редакцию 29.03.2024 г.

После доработки 10.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

С помощью высокоточного алгоритма интерпретации транзитных кривых блеска в модели затменной классической двойной системы звезда-экзопланета исследована возможность определения параметров системы в отсутствие априорного знания об эксцентриситете орбиты. Показано, что на основе лишь главного минимума транзитной кривой блеска невозможно определить точное значение эксцентриситета и долготы периастра. Также при точности наблюдений порядка 1% от глубины затмения неопределенность эксцентриситета и долготы периастра в совокупности вызывает значительную неопределенность в значениях радиусов компонентов (ошибка в 2–3 раза относительно истинных значений) и угла наклона орбиты. Однако с хорошей точностью определяется отношения радиусов компонентов системы и коэффициенты потемнения к краю. При увеличении же точности наблюдений до 0.1% от глубины затмения становится возможным определение радиусов компонентов и угла наклона орбиты при интерпретации кривой блеска с учетом эксцентриситета.

Ключевые слова: кривые блеска, двойные системы с экзопланетами, эксцентриситет двойной системы, радиус звезды, радиус планеты, наклонение орбиты

DOI: 10.31857/S0004629924070028 EDN: IVCBAE

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно теории затменных систем [1] с эллиптическими орбитами, форма кривой блеска в минимумах затмений определяется прежде всего значением $e \sin \omega$. Здесь e — эксцентриситет орбиты, ω — долгота периастра. При этом $e \cos \omega$ не оказывает существенного влияния на форму минимумов кривой блеска, а определяет расстановку этих минимумов, т. к. расстояние между точками, в которых блеск достигает минимальных значений, зависит в основном от $e \cos \omega$. Следует отметить, что эти выводы получены аналитически в предположении малых $e < 0.1$. Однако вычисления на современных компьютерах позволяют проверить, что и для больших значений e , варьируя ω в совокупности с моментом прохождения периастра t_0 , радиусами компонентов системы и углом наклона орбиты, можно добиться, чтобы при изменении значений e форма минимума кривой блеска с большой точностью сохранялась, с существенным изменением расстояния между минимумами при изменении e .

Таким образом, для точного определения эксцентриситета и долготы периастра путем интерпретации транзитной кривой блеска необходимо использовать два минимума. Однако, в имеющемся фотометрическом материале значительную часть составляют кривые блеска затменных двойных систем звезда-экзопланета. У таких кривых блеска, как правило, явно выражен лишь один минимум, соответствующий затмению звезды планетой. И понятно, что при интерпретации кривой блеска с использованием лишь этого минимума неопределенность в значениях e и ω будет крайне высока. В то время как значения других параметров системы (радиусы компонентов, угол наклона орбиты, коэффициенты потемнения к краю) можно сравнительно хорошо определять лишь по одному минимуму системы, если значения e и ω предполагать известными. Например, если значения e и ω находятся из анализа кривых лучевых скоростей или, если модель упрощается до предположения круговых орбит (предполагается, что $e = 0$). При этом неопределенность в значениях e и ω создает неопределенность в значениях других параметров, так как

при различных фиксированных значениях e и ω минимум невязки χ^2 по остальным параметрам будет достигаться при различных значениях этих параметров. Поэтому представляет интерес исследовать вопрос о том, какой максимальный объем информации о параметрах системы можно получить по одному минимуму кривой блеска в предположении эллиптичности орбиты.

Трудность такой задачи во многом связана с тем, что невязка χ^2 при изменении совокупности всех параметров системы, включая эксцентриситет и долготу периастра, может меняться очень мало по сравнению с изменением невязки при изменении отдельных параметров, а также, по сравнению с тем, как сильно проявляется нелинейный характер зависимости невязки от искомых параметров: отличие такой зависимости от квадратичной может проявляться значительно сильнее, чем приближение к минимуму. Зависимость невязки от параметров приобретает т. н. овражный характер, когда график невязки имеет форму многомерного длинного и узкого оврага с искривленными стенками и пологим дном. В частности, это мешает применению метода Ньютона для поиска минимума, поскольку такой метод предполагает, что минимизируемая функция существенно не отклоняется от квадратичной зависимости на масштабах шага итерации. Также, вследствие различных скоростей изменения функции (на несколько порядков) в разных направлениях значительно возрастает роль ошибок округления. Для целей данной работы мы решали такую задачу, используя разработанный нами алгоритм высокоточного вычисления кривой блеска. При этом мы производили минимизацию невязки методом Левенберга-Марквардта, адаптированного с учетом специфики для конкретной задачи (ссылка для скачивания приведена в конце статьи).

В работе была таким образом исследована точность, с которой можно найти геометрические параметры и коэффициенты потемнения к краю, в том числе, в зависимости от точности кривой блеска. В рамках исследования мы рассмотрели как реальные наблюдаемые кривые блеска, полученные с помощью космических телескопов, объектов Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b и HD 209459b, точность которых составляет порядка 10^{-4} от полного блеска (порядка 1% от глубины затмения), так и синтетические кривые блеска, смоделированные с такой же точностью. Кроме того, мы рассмотрели и синтетические кривые блеска с более высокой точностью 10^{-5} , (0.1% от глубины затмения), чтобы оценить перспективы будущих фотометрических наблюдений с такой точностью.

2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА ИНТЕРПРЕТАЦИИ И АЛГОРИТМА

Метод интерпретации наблюдаемых транзитных кривых блеска классической затменной двойной системы звезда-экзопланета (далее «двойной системы») основан на алгоритме высокоточного вычисления блеска при транзите планеты по диску звезды, описанному в цикле работ [2–6].

Использовалась модель двух сферических тел на круговой орбите, в отсутствие эффектов отражения и эллипсоидальности. Относительный радиус полости Роша в десятки раз превосходит радиус планеты [8]. Поэтому наше предположение о сферичности планеты вполне обосновано. То же самое можно сказать и об оптической звезде.

При расчете кривой блеска в качестве функций распределения яркости по диску звезды использовался линейный закон потемнения к краю диска с линейным коэффициентом потемнения к краю x :

$$I(\rho) = I_0 \left(1 - x + x \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right), \quad (1)$$

и квадратичный закон потемнения к краю диска, отличающийся от линейного дополнительным слагаемым, содержащим квадратичный коэффициент потемнения к краю y :

$$I(\rho) = I_0 \left(1 - x \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right) - y \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right)^2 \right). \quad (2)$$

Здесь ρ — полярное расстояние от центра диска звезды, I_0 — яркость в центре диска, а r_s — радиус диска звезды. Яркость в центре планеты и, соответственно, яркость в любой точке ее диска, предполагается равной нулю. Планета в орбитальной фазе $\theta = \pi$ проходит по диску звезды. Единицей длины в наших моделях является большая полуось орбиты, $a = 1$. «Третий свет» в модели отсутствует. Радиус планеты обозначен как r_p . Искомыми параметрами модели являются радиусы звезды и планеты: r_s , r_p , угол наклона орбиты i , коэффициент потемнения к краю x , а в случае квадратичного закона потемнения к краю и коэффициент потемнения y , а в общем случае также e и ω .

Полный (внезатменный) блеск системы предполагается известным, наблюдаемые значения блеска предполагаются распределенными по нормальному закону. Также предполагаются известными стандартные отклонения наблюдаемых значений блеска.

Интерпретация производилась методом наименьших квадратов, когда ищется минимум нормированной невязки χ^2 :

$$\mathcal{R}(t_0, e, \omega, i, r_s, r_p, x, y) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{L_j - l_j}{\sigma_j} \right)^2, \quad (3)$$

где N — количество наблюдений блеска, t_j — моменты измерения блеска, l_j — измеренные в эти моменты значения блеска, σ_j — стандартные отклонения измеренных значений блеска, t_0 — время прохождения периастра,

$$L_j = L(t_j - t_0, e, \omega, i, r_s, r_p, x, y)$$

теоретические значения блеска в моменты измерений. Вычисление функции нормированной кривой блеска L описано в работах [5, 6]. Поскольку зависимость блеска от коэффициентов потемнения к краю x и y сводится к линейной зависимости, значения $x(t_0, e, \omega, i, r_s, r_p)$ и $y(t_0, e, \omega, i, r_s, r_p)$, доставляющие минимум невязки при фиксированных значениях $t_0, e, \omega, i, r_s, r_p$, находятся аналитически [6]. Ввиду этого, мы рассматривали зависимость $\mathcal{R}(t_0, e, \omega, i, r_s, r_p)$, получающуюся из формулы (3) путем подстановки $x(t_0, e, \omega, i, r_s, r_p)$ и $y(t_0, e, \omega, i, r_s, r_p)$. Таким образом, мы решаем задачу минимизации функции

$$\mathcal{R}(x_1, \dots, x_6) = \sum_{n=1}^N \mathcal{R}_n(x_1, \dots, x_6)^2, \quad (4)$$

где $\{x_1, \dots, x_6\} \equiv \vec{x}$ обозначает совокупность параметров $t_0, e, \omega, i, r_s, r_p$,

$$\mathcal{R}_n(x_1, \dots, x_6) = \left(\frac{L_n - l_n}{\sigma_n} \right).$$

При поиске минимума методом Левенберга-Марквардта мы ищем $(k+1)$ -ую итерацию вектора параметров как $\vec{x}_{k+1} = \vec{x}_k + \vec{\Delta}x_k$, где $\vec{\Delta}x_k$ определяется из решения системы линейных уравнений

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^6 \left(\sum_{n=1}^N \frac{\partial \mathcal{R}_n(\vec{x}_k)}{\partial x_{ki}} \frac{\partial \mathcal{R}_n(\vec{x}_k)}{\partial x_{kj}} + \lambda_k \delta_{ij} \right) \Delta x_{ki} = \\ = - \sum_{n=1}^N \frac{\partial \mathcal{R}_n(\vec{x}_k)}{\partial x_{kj}} \mathcal{R}_n(\vec{x}_k), \end{aligned}$$

где δ_{ij} — символ Кронекера, а λ_k подбирается так, чтобы обеспечивалась приемлемая сходимость. Мы при решении данной задачи добивались достаточно хорошей сходимости итерационной последователь-

ности, полагая эту величину пропорциональной

градиенту невязки: $\lambda_k = \kappa \sqrt{\sum_{i=1}^6 \frac{\partial \mathcal{R}(\vec{x}_k)^2}{\partial x_{ki}}}$. Коэффици-

циент κ при этом мог быть легко подобран эмпирически для конкретной системы.

3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В работе выполнен анализ высокоточных транзитных кривых блеска двойных систем Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b и HD 209458b.

Наблюдаемая кривая блеска HD 209458 получена на космическом телескопе имени Хаббла (HST) в апреле-мае 2000 г. Кривая блеска включает в себя 556 индивидуальных значений блеска двойной системы. Среднеквадратичная ошибка индивидуального измерения для разных точек кривой блеска находится в пределах от $\sigma_i^{obs} = 1.13 \times 10^{-4}$ до $\sigma_i^{obs} = 2.47 \times 10^{-4}$ (в долях внезатменной интенсивности). Величины относительных ошибок (в долях глубины затмения) лежат в пределах от $\sim 7 \times 10^{-3}$ до $\sim 1.5 \times 10^{-2}$. Более подробно наблюдательные данные представлены в работе [9].

Наблюдаемые транзитные кривые блеска Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b подробно описаны в работах [10–13]. Кривые блеска были получены на космической обсерватории Kepler с 1 мая по 14 июня 2009 г.

Системы Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b являются объектами ~ 13 звездной величины. Кривые блеска получены в оптическом «белом свете» (диапазон λ 400–850 нм) и в так называемой «длинной моде» (long-cadence mode) с итоговой экспозицией в 30 мин. В этой моде базовая 6 секундная съемка копилась и складывалась до передачи на Землю одной единственной 30-минутной экспозиции, из которой и получались индивидуальные значения блеска исследованных систем. Транзитные кривые блеска каждой из исследуемых систем включают в себя около 2100 индивидуальных значений блеска системы, большинство которых приходится на внезатменную часть кривой блеска.

Точность транзитных кривых блеска двойных систем Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b в интенсивностях составила $\sigma = 1.3759 \times 10^{-4}$, $\sigma = 1.2874 \times 10^{-4}$, $\sigma = 1.0248 \times 10^{-4}$ соответственно. Относительная ошибка (по отношению к глубине затмения) исследуемых в работе транзитных кривых блеска составляет $\sim 1\%$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ
СИНТЕТИЧЕСКИХ ТРАНЗИТНЫХ
КРИВЫХ БЛЕСКА

Работа алгоритма апробирована на ряде синтетических «наблюдаемых» кривых блеска со стандартным отклонением индивидуального значения блеска 10^{-4} и 10^{-5} . Модельные значения параметров, используемых при генерации «наблюдаемых» кривых блеска, приведены в табл. 1. Значение орбитального периода двойной системы P_{orb} принято равным 8^d . При интерпретации кривой блеска поиск значения орбитального периода не выполнялся.

Результат интерпретации синтетических транзитных кривых блеска со стандартным отклонением индивидуального значения блеска 10^{-4} , в предположении линейного закона падения блеска звезды приведен в табл. 2. В предположении квадратичного закона потемнения к краю — в табл. 3.

При интерпретации синтетических кривых блеска параметры орбиты e и ω полагались известными. Поиск остальных параметров выполнен методом минимизации невязки χ^2 по этим параметрам.

Из табл. 2 и 3 видно, что значения искоемых параметров двойной системы, а именно, радиуса звезды r_s , радиуса планеты r_p , наклонения орбиты i , коэффициента потемнения к краю x определены весьма надежно.

Далее авторы приступили к интерпретации синтетических транзитных кривых блеска с минимизацией по всем параметрам, включая e и ω , со стандартным отклонением индивидуального значения блеска 10^{-4} . При интерпретации орбита двойной системы предполагалась эксцентричной. Результаты интерпретации синтетической транзитной кривой в предположении линейного закона потемнения к краю представлены в табл. 4.

Таблица 1. Заданные модельные значения параметров, используемых при генерации «наблюдаемых» кривых блеска

Параметр	Значение
e	0.1
$\omega, ^\circ$	60, 120
$i, ^\circ$	88°
r_s	0.1
r_p	0.01
x	0.45
y	0.0

Таблица 2. Оптимальные значения параметров синтетических кривых блеска с погрешностью наблюдения 10^{-4} в линейном законе потемнения при фиксированных значениях e и ω

Параметр	Параметры генерации синтетической кривой (e / ω)		
	0.1/120	0.1/60	0/—
$e, ^\circ$	0.1	0.1	0
$\omega, ^\circ$	120	60	—
$i, ^\circ$	87.96	88.39	88.02
r_s	0.1002	0.09130	0.09992
r_p	0.01004	0.009120	0.009989
x	0.4470	0.4502	0.4524
χ^2	0.9678	1.008	0.9808

Таблица 3. Оптимальные значения параметров синтетических кривых блеска с погрешностью наблюдения 10^{-4} в квадратичном законе потемнения при фиксированных значениях e и ω

Параметр	Параметры генерации синтетической кривой (e / ω)		
	0.1/120	0.1/60	0/—
e	0.1	0.1	0
$\omega, ^\circ$	120	60	—
$i, ^\circ$	87.92	88.35	88.02
r_s	0.1005	0.09148	0.09990
r_p	0.01007	0.009153	0.009986
x	0.4677	0.4742	0.45046
y	−0.03799	−0.04490	0.0036708
χ^2	0.9671	1.00679	0.9808

Таблица 4. Оптимальные значения параметров синтетических кривых блеска, включая e и ω , с погрешностью наблюдения 10^{-4} в линейном законе потемнения

Параметр	Параметры генерации синтетической кривой (e / ω)		
	0.1/120	0.1/60	0/—
e	0.6503	0.7000	0.6176
$\omega, ^\circ$	269.90	−84.11	−93.91
$i, ^\circ$	78.88	82.25	81.52
r_s	0.2195	0.2147	0.1952
r_p	0.0219	0.0214	0.01948
x	0.4259	0.4222	0.4381
χ^2	0.9664	1.005	0.9802

Таблица 5. Оптимальные значения параметров синтетических кривых блеска, включая e и ω , с погрешностью наблюдения 10^{-4} в квадратичном законе потемнения

Параметр	Параметры генерации синтетической кривой (e / ω)		
	0.1/120	0.1/60	0/—
e	0.6641	0.7154	0.7378
$\omega, ^\circ$	269.93	—85.22	269.47
$i, ^\circ$	78.72	83.48	89.012
r_s	0.2229	0.2187	0.2251
r_p	0.02224	0.0218	0.02235
x	0.4201	0.4132	0.3819
y	0.006621	0.00984	0.06476
χ^2	0.9664	1.004	0.9787

Таблица 6. Оптимальные значения параметров синтетических кривых блеска, включая e и ω , с погрешностью наблюдения 10^{-5} в линейном законе потемнения

Параметр	Параметры генерации синтетической кривой (e / ω)	
	0.1/120	0.1/60
e	0.3722	0.1531
$\omega, ^\circ$	3.83	—31.56
$i, ^\circ$	87.22	87.16
r_s	0.1141	0.1188
r_p	0.0114	0.01188
x	0.4490	0.4495
χ^2	1.0021	1.0075

Таблица 7. Оптимальные значения параметров синтетических кривых блеска, включая e и ω , с погрешностью наблюдения 10^{-5} в квадратичном законе потемнения

Параметр	Параметры генерации синтетической кривой (e / ω)	
	0.1/120	0.1/60
e	0.9974	0.3169
$\omega, ^\circ$	86.27	54.05
$i, ^\circ$	89.86	87.13
r_s	0.007116	0.1303
r_p	0.0007116	0.01303
x	0.45112668	0.4490
y	—0.002635	0.0008880
χ^2	1.0011	0.9873

Из табл. 4 видно, что отсутствие знания априорных значений эксцентриситета e и долготы периастра ω искажает значения радиуса звезды r_s и планеты r_p в ~ 2 раза. Ошибка в определении наклонения орбиты двойной системы составляет $6^\circ - 10^\circ$. Определенные значения элементов орбиты также не соответствуют истинным значениям (см. табл. 1).

Применение квадратичного закона потемнения к краю при интерпретации синтетической транзитной кривой блеска со стандартным отклонением индивидуального значения блеска 10^{-4} не меняет ситуацию. Из табл. 5 видно, что радиус планеты r_p и звезды r_s вдвое больше истинных значений. Точность синтетической транзитной кривой оказывается недостаточной для определения элементов орбиты e и ω из одного минимума кривой блеска. Полученные значения коэффициентов потемнения к краю x и y также отличаются от истинных.

Отметим, что несмотря на то, что значения радиусов планеты r_p и звезды r_s значительно отличаются от истинных, их отношение r_p / r_s определяются достаточно точно.

В настоящее время точность транзитных кривых блеска растет. Поэтому в работе выполнен анализ синтетической транзитной кривой блеска с теми же центральными значениями (см. табл. 1), но со стандартным отклонением индивидуального значения блеска 10^{-5} . Результаты интерпретации приведены ниже. В табл. 6 — в предположении линейного закона потемнения к краю. В табл. 7 — в предположении квадратичного закона потемнения к краю.

Видно, что при увеличении точности наблюдений, а именно, уменьшения стандартного отклонения индивидуального значения блеска с 10^{-4} до 10^{-5} значения радиусов звезды и планеты близки к исходным центральным значениям (см. табл. 1). Ошибка радиусов планеты и звезды при увеличении точности индивидуального значения блеска с 10^{-4} до 10^{-5} уменьшается со $\sim 100\%$ до $\sim 10\%$.

Отметим, что в ряде случаев (см. столбец 2 табл. 7) искомые значения, доставляющие минимум невязки, оказываются недостоверны. Причиной этого является неприменимость метода наименьших квадратов в конкретном случае для оценки значений искомых параметров, поскольку минимум невязки обусловлен не близостью значений параметров к их истинным значениям, а ограничениями на область значений невязки, связанными со значительной нелинейностью модели. Соответственно, предположение о распределении

Таблица 8. Оптимальные значения параметров синтетических кривых блеска в линейном законе потемнения для круговых орбит, $\sigma = 10^{-4}$

Параметр	Параметры генерации синтетической кривой блеска (e/ω)		
	0.1/120	0.1/60	0.6/60
e	0	0	0
$i,^\circ$	87.60	87.64	85.66
r_s	0.1091	0.1089	0.1652
r_p	0.01093	0.0109	0.01651
x	0.4467	0.4499	0.4509
χ^2	0.9678	1.008	0.9996

минимальных значений вокруг их истинных значений не выполняется даже приближенно. Так, например, в случае круговых орбит минимум невязки может достигаться при значении угла наклона орбиты i , равным в точности 90° . При эксцентричных орбитах о подобных особенностях модели может свидетельствовать значение эксцентриситета, нереально близкое к единице. При этом угол наклона и долгота периастра оказываются также близки к 90° . В рамках данной работы мы ограничиваемся констатацией и отсеиванием таких случаев. При этом проведение интерпретации в разных законах потемнения к краю увеличивает шансы не столкнуться с ними.

Дополнительно проведена интерпретация синтетических кривых блеска, сгенерированных с центральными значениями, содержащимися в табл. 1, в предположении круговой орбиты и с точностью наблюдений 10^{-4} . Такая ситуация нередко возникает при малом значении эксцентриситета двойной системы с экзопланетой. Исследователь полагает орбиту двойной системы, имеющую малый эксцентриситет ~ 0.1 , круговой. В связи с этим, интересно выявить величину ошибки значений геометрических параметров двойной системы r_s, r_p, i при игнорировании у орбиты эксцентриситета. Результаты представлены в табл. 8.

Из табл. 8 видно, что при игнорировании эксцентриситета $e = 0.1$ удается достаточно точно определить наклонение орбиты, коэффициент потемнения к краю. Ошибка же радиуса звезды и планеты составляет около 9%. Это подтверждает результаты работы [14], в которой исследовано влияние эксцентриситета орбиты на параметры при небольшом отклонении эксцентриситета от нуля ($e < 0.1$).

Таблица 9. Оптимальные значения параметров синтетических кривых блеска в квадратичном законе потемнения для круговых орбит, $\sigma = 10^{-4}$

Параметр	Параметры генерации синтетической кривой блеска (e/ω)		
	0.1/120	0.1/60	0.6/60
e	0	0	0
$i,^\circ$	87.55	87.64	85.63
r_s	0.1094	0.1089	0.1653
r_p	0.0110	0.01089	0.01654
x	0.4673	0.4506	0.4680
y	-0.03756	-0.001214	-0.02934
χ^2	0.9671	1.008	0.9991

В случае игнорирования эксцентриситета величиной 0.6 (см. четвертый столбец табл. 8) значение наклонения орбиты двойной системы и коэффициента потемнения к краю удается установить достаточно точно. Ошибка же радиуса планеты и радиуса звезды значительно возрастает и составляет около 65%.

Использование квадратичного закона потемнения к краю при интерпретации этих же синтетических транзитных кривых блеска не меняет ситуацию: удается определить радиус планеты и звезды с точностью $\sim 9 - 10\%$, наклонение орбиты с точностью $\sim 3 - 5^\circ$. Ожидается, что игнорирование эксцентриситета орбиты 0.1 приводит к меньшим ошибкам радиуса и планеты в сравнении с результатами интерпретации, полученными при игнорировании эксцентриситета 0.6. Так, в первом случае ошибка радиусов планеты и звезды составляет $9 - 10\%$, во втором — $\sim 16\%$ (см. табл. 9).

Результаты расчетов, проведенных выше, как и результат работы [14], наглядно продемонстрировали, что при отсутствии некоторой априорной информации об орбите двойной системы определение значения эксцентриситета e и значения долготы периастра ω по одному лишь главному минимуму невозможно.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ НАБЛЮДАЕМЫХ ТРАНЗИТНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА

Ниже в табл. 10 и табл. 11 представлены результаты интерпретации наблюдаемых транзитных кривых блеска систем Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7, HD 209458.

Таблица 10. Оптимальные значения параметров наблюдаемых кривых блеска в линейном законе потемнения

Параметр	Наблюдаемая кривая блеска			
	Kepler-5	Kepler-6	Kepler-7	HD 209458
e	0.5253	0.9452	0.5932	0.1
$\omega,^\circ$	134.35	66.31	−75.18	90.00
$i,^\circ$	84.629	86.33	60.84	90.00
r_s	0.1562	0.07365	0.29599	9.91×10^{-5}
r_p	0.0132	0.007402	0.02510	1.21×10^{-5}
x	0.4820	0.6306	0.5164	0.4955
χ^2	1.0515	1.07011	1.0521	1.1295

Орбитальные периоды этих систем в ходе интерпретации рассматривались как фиксированные, а их значения были взяты из работ [10, 11, 12, 13] и приняты равными 3.548460^d для Kepler-5, 3.234723^d для Kepler-6, 4.885525^d для Kepler-7 и 3.52474859^d для HD 209458.

Полученные значения элементов орбиты для двойных систем Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7 далеки от полученных в предположении круговой орбиты как линейном законе потемнения (см. табл. 10), так и в квадратичном (см. табл. 11). Для наблюдаемой транзитной кривой блеска двойной системы HD 209458 полученные значения радиусов планеты и звезды являются физически недостоверными (см. табл. 10 и табл. 11).

Таким образом, чтобы получить значения радиуса планеты, радиуса звезды, наклонения орбиты приходится полагать орбиту круговой. Ре-

зультаты для круговой орбиты в линейном законе приведены в табл. 12, в квадратичном — в табл. 13.

Подчеркнем, что в свете приведенных выше расчетов на основе синтетических кривых блеска ясно, что при наличие малого эксцентриситета ~ 0.1 мы получаем заведомо искаженные на несколько процентов значения радиусов планеты и звезды и наклонения орбиты. Если же эксцентриситет $\sim 0.5 - 0.6$, то значения радиусов планеты и звезды будут искажены весьма значительно, вплоть до $\sim 60 - 70\%$.

Также, для рассмотренных четырех систем мы в табл. 14 приводим значения их параметров, полученные в работах [10, 11, 12, 13]. Для двойных систем Kepler-5b, Kepler-6b, и Kepler-7b в соответствующих работах коэффициенты потемнения не определялись путем интерпретации транзитных кривых блеска (их значения вычислялись из отдельных соображений и при интерпретации по-

Таблица 11. Оптимальные значения параметров наблюдаемых кривых блеска в квадратичном законе потемнения

Параметр	Наблюдаемая кривая блеска			
	Kepler-5	Kepler-6	Kepler-7	HD 209458
e	0.4128	0.6706	0.7643	0.99999
$\omega,^\circ$	192.00	−84.91	−86.41	90.01
$i,^\circ$	77.59	52.74	34.61	89.99
r_s	0.2445	0.3197	0.3131	2.64×10^{-5}
r_p	0.02007	0.03134	0.02597	3.19×10^{-6}
x	−0.0536	0.3363	0.1845	0.29398
y	0.7284	0.3967	0.4388	0.3441
χ^2	1.046	1.0678	1.0493	1.039

Таблица 12. Оптимальные значения параметров наблюдаемых кривых блеска в линейном законе потемнения для круговых орбит

Параметр	Наблюдаемая кривая блеска			
	Kepler-5	Kepler-6	Kepler-7	HD 209458
$i,^\circ$	81.59	82.98	83.11	86.483
r_s	0.2111	0.1792	0.1724	0.11472
r_p	0.01777	0.0180	0.01469	0.01406
x	0.4824	0.6348	0.5377	0.4946
χ^2	1.0517	1.071	1.053	1.1310

Таблица 13. Оптимальные значения параметров наблюдаемых кривых блеска в квадратичном законе потемнения для круговых орбит

Параметр	Наблюдаемая кривая блеска			
	Kepler-5	Kepler-6	Kepler-7	HD 209458
$i,^\circ$	81.91	83.15	83.30	86.674
r_s	0.2091	0.1785	0.1711	0.11387
r_p	0.01716	0.01767	0.01433	0.01377
x	−0.06556	0.3862	0.2256	0.2949
y	0.7479	0.3737	0.4351	0.3436
χ^2	1.046	1.069	1.051	1.0340

лагались фиксированными). Этим может объясняться заметное расхождение результатов, полученных нами и другими авторами для Kepler-5, Kepler-6 и Kepler-7.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде всего, следует отметить, что даже серьезное увеличение точности кривой блеска не позво-

ляет надежно определить эксцентриситет и долготу периастра по одному лишь главному минимуму кривой блеска.

В то же время, по одному минимуму даже при точности наблюдений 10^{-4} достаточно хорошо определяется отношение радиусов планеты и звезды, а также коэффициенты потемнения к краю. При этом значения радиуса планеты, радиуса звезды и угла

Таблица 14. Значения параметров наблюдаемых кривых блеска для круговых орбит, полученные другими авторами в квадратичном законе потемнения

Параметр	Наблюдаемая кривая блеска			
	Kepler-5	Kepler-6	Kepler-7	HD 209458
$i,^\circ$	86.3	86.8	86.5	86.665
r_s	0.165	0.14	0.138	0.11393
r_p	0.0135	0.014	0.0114	0.01378
x	—	—	—	0.297
y	—	—	—	0.338
χ^2	—	—	—	1.056

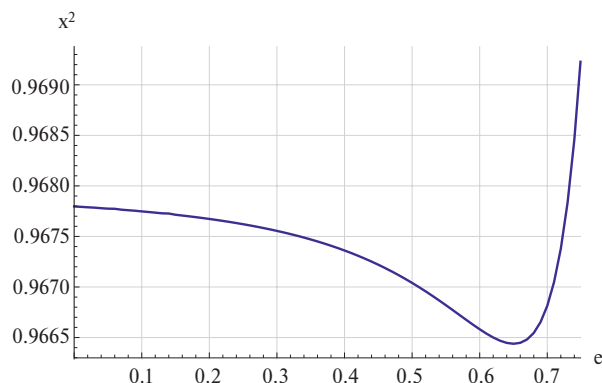


Рис. 1. Зависимость от e невязки χ^2 , минимизированной по всем остальным параметрам, в линейном законе потемнения к краю. Использовалась синтетическая кривая блеска с центральными значениями $e = 0.1$, $\omega = 120$, точность наблюдений 10^{-4} .

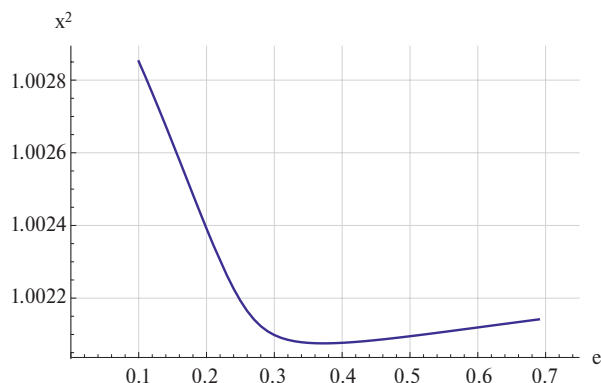


Рис. 2. Зависимость от e невязки χ^2 , минимизированной по всем остальным параметрам, в линейном законе потемнения к краю. Использовалась синтетическая кривая блеска с центральными значениями $e = 0.1$, $\omega = 120$, точность наблюдений 10^{-5} .

наклона орбиты могут существенно отличаться от их истинных значений, принимая совершенно неправдоподобные значения. Увеличивая точность наблюдений до $\sim 10^{-5}$, можно значительно приблизить найденные значения радиусов и угла наклона орбиты к их истинным значениям. В некоторых случаях эти найденные значения могут давать довольно точные оценки истинных величин. Однако, нелинейность модели не позволяет оценить стандартными статистическими способами надежность этих значений (например, построить доверительный интервал с заданным уровнем доверия). Степень нелинейности можно оценить, например, по графику зависимости невязки, минимизированной по всем параметрам, кроме e , от значения e .

На рис. 1 и 2 мы привели вышеупомянутую зависимость в предположении линейного закона потемнения к краю для синтетических кривых блеска, сгенерированных для центральных значений $e = 0.1$, $\omega = 120$, с точностью наблюдений (стандартным отклонением блеска) 10^{-4} и 10^{-5} соответственно. Видно, что эти графики существенно отличаются от графика квадратичной зависимости.

Поэтому достоверность найденных значений радиусов следует дополнительно проверять, отсеивая недостоверные значения. В том числе, можно сравнивать значения, полученные в различных законах потемнения к краю. Также, можно использовать оценки значений эксцентриситета и долготы периастра, полученные из кривых лучевых скоростей. При наличии оснований полагать, что эксцентриситет достаточно мал, можно проводить интерпретацию в предположении круговых орбит.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Даже высокоточная кривая блеска (со стандартным отклонением индивидуального значения блеска $\sim 10^{-5}$) при отсутствии априорных данных об элементах орбиты дает большую ошибку при определении радиусов планеты и звезды, чем при использовании предположения о круговой орбиты или априорной информации о долготе периастра и эксцентриситета.

Тем не менее, при высокой точности наблюдений $\sim 10^{-5}$ по сравнению с точностью $\sim 10^{-4}$ заметно увеличивается объем информации, которую можно получить при интерпретации транзитной кривой блеска по одному минимуму.

Также отметим, что можно достоверно определить из транзитной кривой блеска отношения радиусов компонентов двойной системы и значения коэффициентов потемнения к краю, даже не располагая информацией о долготе периастра и величине эксцентриситета.

Даже для сверхвысокоточных транзитных кривых блеска, при их интерпретации по одному минимуму, рекомендуется использовать дополнительную информацию об эксцентриситете и долготе периастра или каких-либо остальных геометрических параметрах. В том числе, может быть полезным, при наличии информации о малости эксцентриситета ($e < 0.1$) проводить интерпретацию в предположении круговой орбиты. В некоторых случаях при наблюдениях транзитов в ИК диапазоне удастся пронаблюдать вторичное затмение экзопланеты, нагретой звездой, что позволяет оценить величину $e \cos \omega$.

Это также может помочь в реализации более однозначной интерпретации транзитной кривой блеска.

Алгоритм интерпретации кривой блеска с минимизацией методом Левенберга–Марквардта доступен на сайте ГАИШ МГУ¹.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность академику РАН А. М. Черепашуку за полезные замечания и рекомендации к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д. Я. Мартынов, Затменные переменные звезды, под ред. В. П. Цесевича (М.: Наука, 1971).
2. М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук, Астрон. журн. 85(2), 121 (2008).
3. М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук, Астрон. журн. 86(8), 778 (2009).
4. М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук, Астрон. журн. 87(12), 1199 (2010).
5. М. К. Abubekеров and N. Yu. Gostev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 432(3), 2216 (2013).
6. М. К. Abubekеров and N. Yu. Gostev, Astron. and Astrophys. 633, id. A96 (2020).
7. М. К. Abubekеров and N. Yu. Gostev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 459(2), 2078 (2016).
8. Н. Ю. Гостев, Астрон. журн. 88, 704 (2011).
9. T. M. Brown, D. Charbonneau, R. L. Gilliland, R. W. Noyes, and A. Burrows, 552(2), 699 (2001).
10. D. G. Koch, W. J. Borucki, J. F. Rowe, N. M. Batalha, et al., 713(2), L131 (2010).
11. E. W. Dunham, W. J. Borucki, D. G. Koch, N. M. Batalha, et al., 713(2), L136 (2010).
12. D. W. Latham, W. J. Borucki, D. G. Koch, T. M. Brown, et al., Astrophys.J. 713(2), L140 (2010).
13. J. Southworth, P. J. Wheatley, and G. Sams, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 379(1), L11 (2007).
14. Е. В. Бекесов, М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук, Астрон. журн. 100(11), 964 (2023).

¹ <http://lnfm1.sai.msu.su/~ngostev/Files/lmfit.zip>

INTERPRETATION OF THE TRANSIT LIGHT CURVE IN THE PRESENCE OF ONE PRINCIPAL MINIMUM TAKING INTO ACCOUNT THE ECCENTRICITY OF THE TRANSIT (PLANET) ORBIT

М. К. Abubekеров¹, N. Yu. Gostev¹

¹Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Using a high-precision algorithm for interpreting transit light curves in a model of a classical eclipsing binary star-exoplanet system, we investigated the possibility of determining the system parameters in the absence of a priori knowledge of the orbital eccentricity. It was shown that it is impossible to determine the exact value of the eccentricity and periastron longitude based on the main minimum of the transit light curve alone. Also, with an observational accuracy of about 1% of the eclipse depth, the uncertainty in the eccentricity and periastron longitude together causes a significant uncertainty in the values of the component radii (an error of 2–3 times relative to the true values) and the orbital inclination angle. However, the ratios of the system component radii and the limb darkening coefficients are determined with good accuracy. With an increase in the observational accuracy to 0.1% of the eclipse depth, it becomes possible to determine the component radii and the orbital inclination angle when interpreting the light curve taking into account the eccentricity.

Keywords: light curves, binary systems with exoplanets, binary system eccentricity, star radius, planet radius, orbital inclination

АНАЛИЗ ПРИЧИН МАГНИТНОЙ БУРИ 1–2 ДЕКАБРЯ 2023 ГОДА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ БСА ФИАН

© 2024 г. В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев

*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушкино, Россия*

Поступила в редакцию 19.02.2024 г.

После доработки 16.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Приведены результаты анализа данных наблюдений межпланетных мерцаний, полученных на радиотелескопе Большая синфазная антенна Физического института им. П. Н. Лебедева (БСА ФИАН) перед началом, в период и после магнитной бури, произошедшей 1–2 декабря 2023 г. Проведено сравнение данных наблюдений с модельными расчетами для коротирующих и распространяющихся крупномасштабных возмущений. Результаты наблюдений мерцаний радиоисточников свидетельствуют о том, что имевшая место магнитная буря была вызвана наложением двух видов крупномасштабных возмущений солнечного ветра. В день перед началом магнитной бури наблюдались признаки взаимодействия магнитосферы Земли с коротирующей областью разноскоростных потоков солнечного ветра, тогда как позже наблюдались признаки возмущения магнитосферы выбросом корональной массы, распространяющимся после вспышки M9.8 28 ноября 2023 г.

Ключевые слова: солнечный ветер, корональные выбросы масс (КВМ), коротирующие области взаимодействия (КОВ), межпланетные мерцания

DOI: 10.31857/S0004629924070037 **EDN:** IUWPVQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространяющиеся в межпланетном пространстве крупномасштабные возмущения солнечного ветра в случае их прихода на Землю могут приводить к магнитным бурям, полярным сияниям, другим проявлениям космической погоды. Известны два основных типа таких возмущений: корональные выбросы масс (КВМ) и коротирующие области взаимодействия (КОВ). Первые — это высокоскоростные выбросы плазмы с магнитным полем из солнечной короны в межпланетное пространство. Вторые образуются при взаимодействии разноскоростных потоков солнечного ветра, в результате чего возникает область сжатой плазмы с сильным магнитным полем, которая вращается вместе с Солнцем. Долгоживущие коротирующие области регистрируются на Земле с интервалом около 27 суток, соответствующим синодическому периоду обращения Солнца вокруг оси.

Геомагнитные возмущения в максимуме солнечной активности связаны преимущественно с КВМ, а в минимуме с долгоживущими КОВ [1]. Указанные возмущения могут быть обнаружены до их прихода к Земле по усилению межпланетных мерцаний компактных радиоисточников [2–6], что обосновывает

возможность использования мерцаний для краткосрочного (обычно 1–3 дня) прогноза космической погоды.

Метод межпланетных мерцаний широко используется для исследования нестационарной крупномасштабной структуры солнечного ветра [7–9], такого рода работы начались сразу после открытия мерцаний в 1964 г. [10]. На частотах ~ 100 МГц, КВМ начинают обнаруживаться по усилению мерцаний на расстояниях более 0.4 а. е. от Солнца [11]. Под расстоянием от Солнца здесь и далее подразумевается расстояние от центра Солнца до прицельной точки (ближайшая к Солнцу точка на луче зрения к наблюдаемому мерцающему радиоисточнику), так как в окрестности данной точки сосредоточен слой, дающий основной вклад в модуляцию потока энергии источника. В работе [12] обоснована возможность оценки времени прихода КВМ к Земле за 15–20 часов на примере 11 событий с магнитными бурями в 2021–2022 гг. Там же показано, что средняя погрешность предсказания времени начала магнитной бури составляет 3.6 ч. КОВ в данных межпланетных мерцаний могут быть обнаружены по ослаблению ночных мерцаний за 2–3 суток до прихода возмущения к Земле [11]. В работе [13] разработана модель ведущей части с повы-

шенной концентрацией плазмы распространяющихся КОВ в виде спиральной струи с прямоугольным сечением, определены качественно признаки, по которым могут быть обнаружены КОВ в данных межпланетных мерцаний до их прихода к Земле: усиление мерцаний в дневной и вечерней области, в утренней области при этом усиление отсутствует до прихода КОВ к Земле. Однако, приход возмущений к Земле не всегда вызывает магнитную бурю. Для более точного прогноза магнитных бурь нужны данные о компоненте межпланетного магнитного поля B_z [14]. В настоящей работе рассмотрены проявления в данных мониторинга межпланетных мерцаний крупномасштабных возмущений, приведших к длительной магнитной буре в начале декабря 2023 г.

2. НАБЛЮДЕНИЯ, ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА ДАННЫХ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ

Наблюдения межпланетных мерцаний в Пушинской Радиоастрономической Обсерватории проводятся на модернизированном радиотелескопе БСА ФИАН (Большая Синфазная Антенна Физического института Академии наук) в круглосуточном режиме с 2014 г. Центральная частота наблюдений на данном радиотелескопе 111 МГц, полоса частот 2.5 МГц, частота съема данных составляет 10 отсчетов в секунду. Диаграмма направленности БСА ФИАН имеет 96 лучей, в интервале склонений от -8° до $+42^\circ$. БСА ФИАН является радиотелескопом меридианного типа (все наблюдения проводятся в плоскости меридиана места, т. е. вблизи верхней кульминации исследуемого объекта). В течение суток наблюдаются около 5000 мерцающих компактных радиоисточников, угловые размеры которых неизвестны, поэтому используются специальные методы обработки данных в предположении однородности статистического ансамбля радиоисточников (подробнее об этом в работе [15]).

И коротящие области взаимодействия, и корональные выбросы массы сопровождаются возрастанием интенсивности межпланетных мерцаний радиоисточников, которая характеризуется индексом мерцаний m :

$$m^2 = \frac{\langle (I(t) - \langle I(t) \rangle)^2 \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}. \quad (1)$$

Здесь $I(t)$ — быстро меняющаяся в процессе мерцаний измеряемая плотность потока мерцающего радиоисточника, а $\langle I(t) \rangle$ — ее усредненное значение.

КОВ моделируется как область повышенной (утроенной) концентрации плазмы в виде спиральной струи с прямоугольным сечением, центральная ось которой представляет собой архимедову спираль и лежит в плоскости солнечного экватора. Сама структура вращается вместе с Солнцем в направлении обращения Земли и потому подходит к Земле каждые 27 суток, пока существует данная КОВ. Более детально модель описана в работе [13].

КВМ моделируется как движущаяся радиально от Солнца область, имеющая повышенную концентрацию плазмы. Границы области определяются радиус-векторами, идущими от центра Солнца и сферической поверхностью переднего фронта выброса. Толщина области с повышенной концентрацией плазмы обычно принимается равной 0.1 а. е. (а. е. — астрономическая единица). Для компактных источников, лежащих на луче зрения, который пересекает эту область, будут наблюдаться возрастания индекса мерцаний. Обе модели, как модель КОВ [13], так и модель КВМ [12], являются упрощенными и имеют минимум свободных параметров. Они не позволяют работать с небольшими деталями, видимыми на картах, но, как показало моделирование, надежно отслеживают крупные структуры.

В данной работе сравнивались динамические карты индексов мерцаний, на которых приводится отношение индекса мерцаний за рассматриваемый день к соответствующему значению за предыдущий день. На рис. 1–4 красный и оттенки красного цвета означают усиление мерцаний, оранжевый — уровень мерцаний остался примерно на том же уровне, желтый — ослабление мерцаний. Наблюдательные карты строятся по наблюдениям компактных радиоисточников в течение суток, для этого вся наблюдаемая область неба разбивается на пиксели размером $3^\circ \times 3^\circ$, в каждом из которых индекс мерцаний усредняется по всем источникам в этой области. В каждой такой области до 10 компактных мерцающих радиоисточников. По оси абсцисс на картах откладывается всемирное время UT (Тмосковское = UT + 3h), по оси ординат — склонение. Помимо этого, на рис. 1–4 нанесены дуги, соответствующие различным прицельным расстояниям от центра Солнца: зеленая дуга — 0.4 а. е., синяя — 0.6 а. е.; бордовая — 0.8 а. е.; черная — 1 а. е. Зеленая дуга является границей зоны сильных и слабых мерцаний (на меньших расстояниях мерцания переходят в режим насыщения и подавляются эффектами, связанными с угловым размером радиоисточника). В рамках данной работы рассматривается только зона слабых мерцаний, то есть на прицельных расстояниях более 0.4 а. е.

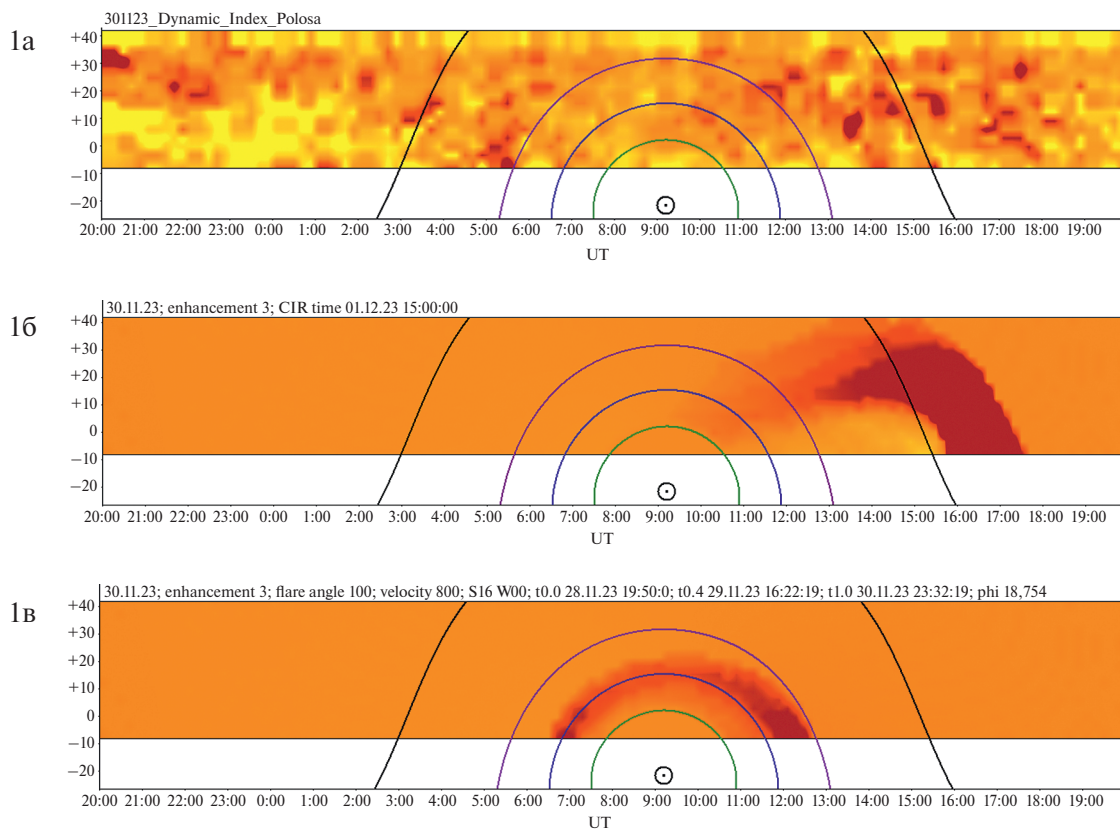


Рис. 1. Двумерные карты за 30 ноября: а) результаты наблюдений мерцаний (экспериментальные данные); б) модельная карта для КОВ, центральная ось которой проходит через проекцию Земли на плоскость солнечного экватора 1 декабря 2023 г. в 15:00 UT; в) модельная карта для КВМ после вспышки M9.8, время максимума вспышки 28.11.2023 19:50 UT, координаты места вспышки S16 W00, скорость распространения КВМ 800 км/с, оценочное время прихода КВМ в зону слабых мерцаний (от 0.4 а. е. и более) 29.11.2023 16:22 UT, оценочное время прихода КВМ к Земле 30.11.2023 23:32 UT, угол между центральной осью КВМ и линией «Земля-Солнце» $\varphi = 18.754^\circ$.

3. МАГНИТНАЯ БУРЯ 1–2 ДЕКАБРЯ 2023 г.

Согласно информации по Kp-индексу возмущенности магнитного поля Земли¹ в период с 1 декабря 2023 г. 0:00 UT до 2 декабря 6:00 UT магнитосфера Земли была возбужденной, магнитная буря происходила в периоды 1 декабря с 9:00 UT до 15:00 UT и с 18:00 UT 1 декабря до 3:00 UT 2 декабря. Данное событие произошло после мощной и длительной солнечной вспышки M9.8 28 ноября, пик которой пришелся на 19:50 UT. Активная область была расположена вблизи центрального меридиана Солнца. Магнитная буря могла быть вызвана КВМ после указанной вспышки. Однако, данные межпланетных мерцаний по наблюдениям на БСА ФИАН указывают на то, что указанное событие, по-видимому, было вызвано КОВ. Как отмечалось выше, долгоживущие структуры типа

КОВ регистрируются на Земле с периодом примерно 27 суток. Магнитная буря также была 5–6 ноября и могла быть вызвана тем же КОВ, что и рассматриваемое в настоящей статье событие. На рис. 1 приведены динамические карты индексов мерцаний за 30 ноября (день накануне начала магнитной бури): рис. 1а — карта по данным наблюдений, 1б — модельная карта для КОВ, при этом момент прохождения центральной оси через проекцию Земли на плоскость солнечного экватора (при моделировании учитывается наклон земной эклиптики по отношению к солнечному экватору) соответствует ожидаемому периоду возмущения, поскольку приходится на 1 декабря 15:00 UT.

Кроме того, на рис. 1в для сравнения приведена модельная карта для коронального выброса массы (КВМ) после вспышки M9.8 28 ноября, который при скорости распространения около 800 км/с должен был прийти на Землю в момент начала возмущения

¹ https://kp.gfz-potsdam.de/app/files/Kp_ap_since_1932.txt

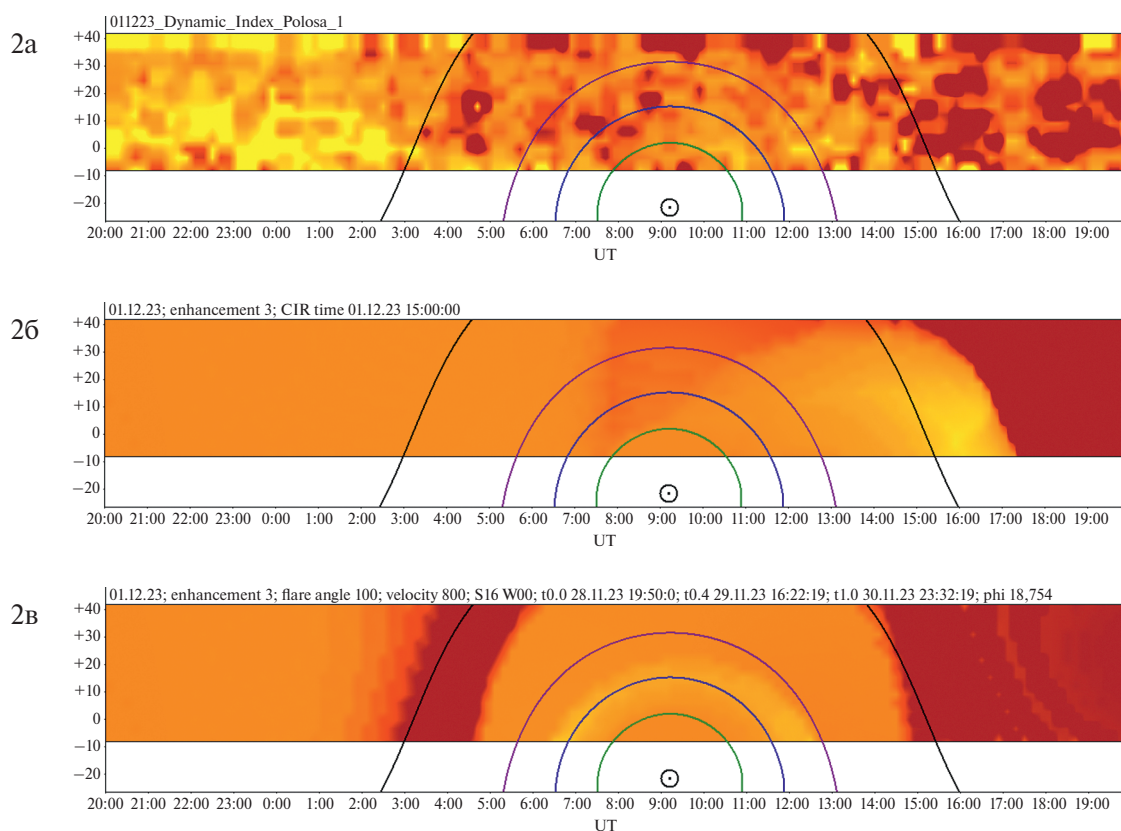


Рис. 2. Двумерные карты за 1 декабря. Аналогично рис. 1.

магнитосферы 1 декабря в 0:00 UT. Подробнее использовавшаяся модель КВМ описана в работе [12].

На рис. 1 видно, что модельная карта для КОВ (рис. 1б) намного лучше соответствует экспериментальным данным, чем модельная карта для КВМ (рис. 1в). На наблюдательной карте имеются признаки распространения КОВ до их прихода к Земле: усиление мерцаний в дневной и вечерней области, в утренней области усиление отсутствует (за исключением пятнистости локальных областей вследствие нестационарности структуры солнечного ветра). В случае центрального распространения КВМ усиление мерцаний сначала наблюдается в утренней области, затем в тот же день в вечерней области, как это видно на рис. 1в в случае вспышки M9.8. На рис. 2 показаны аналогичные карты за 1 декабря.

Как видно, на модельной карте для КОВ за 1 декабря значительного усиления мерцаний в утренней области все еще не наблюдается, в то время как на карте по данным наблюдений это усиление в утренней области имеется. И в то же время усиление в утренней области наблюдается на модельной карте для КВМ примерно в те же часы, что и на карте по данным наблюдений. Также усиление ве-

черных мерцаний на карте для КВМ начинается примерно в то же время, что и на наблюдательной карте. По-видимому, выброс после вспышки M9.8 также повлиял на возмущение магнитосферы, хоть он и не наблюдался в данных за 30 ноября. На рис. 3 показаны карты за 2 декабря.

В данных за 2 декабря наблюдается усиление ночных мерцаний, а в дневной и в вечерней области мерцания вернулись в нормальный режим после ухода возмущений. Модельная карта для КВМ лучше соотносится с наблюдательной картой, чем модельная для КОВ. Аналогичный результат наблюдается и при сравнении карт за 3 декабря, когда мерцания полностью вернулись в нормальный режим, но на модельной карте для КОВ все еще видно усиление ночных мерцаний (рис. 4).

Таким образом, на картах видны признаки распространения двух видов возмущений. За сутки до начала магнитной бури в данных мерцаний проявилось исключительно КОВ, а после начала бури — КВМ. Распространение КВМ после вспышки M9.8 подтверждается данными из каталога Cactus². Оче-

² https://www.sidc.be/cactus/catalog/LASCO/2_5_0/qkl/2023/11/latestCMEs.html

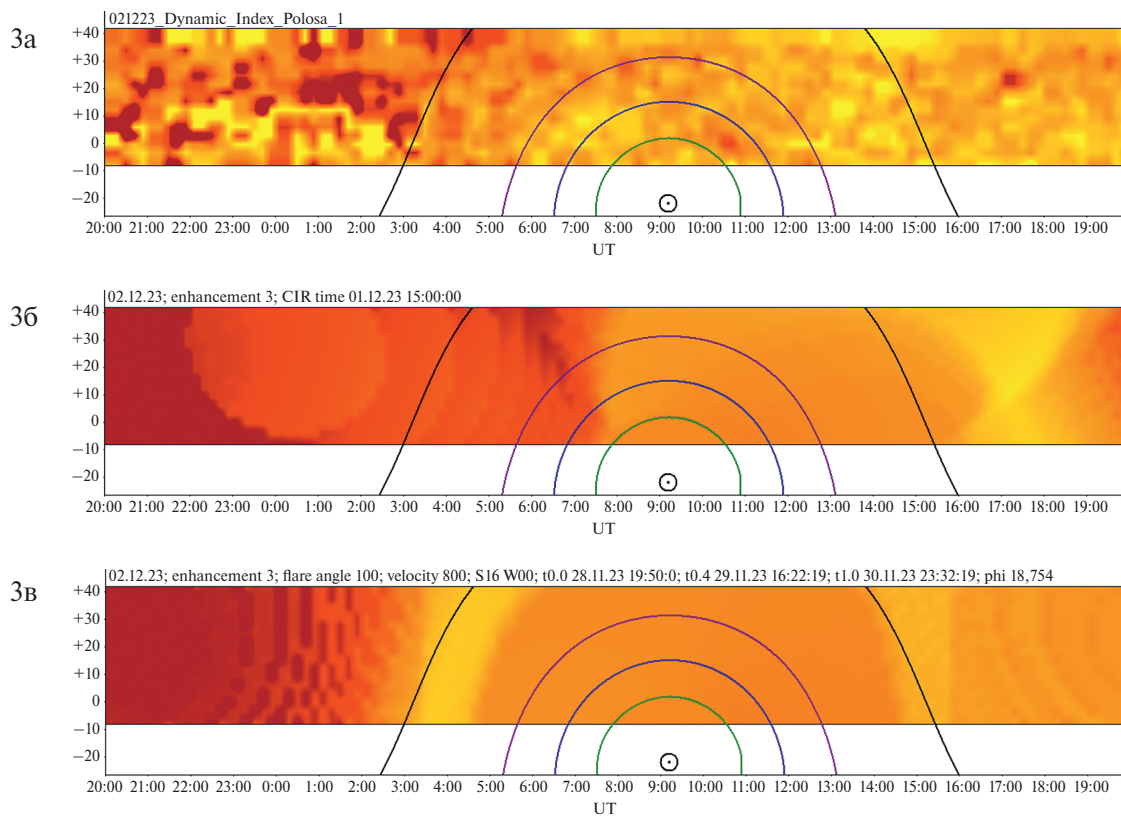


Рис. 3. Двумерные карты за 2 декабря. Аналогично рис. 1–2.

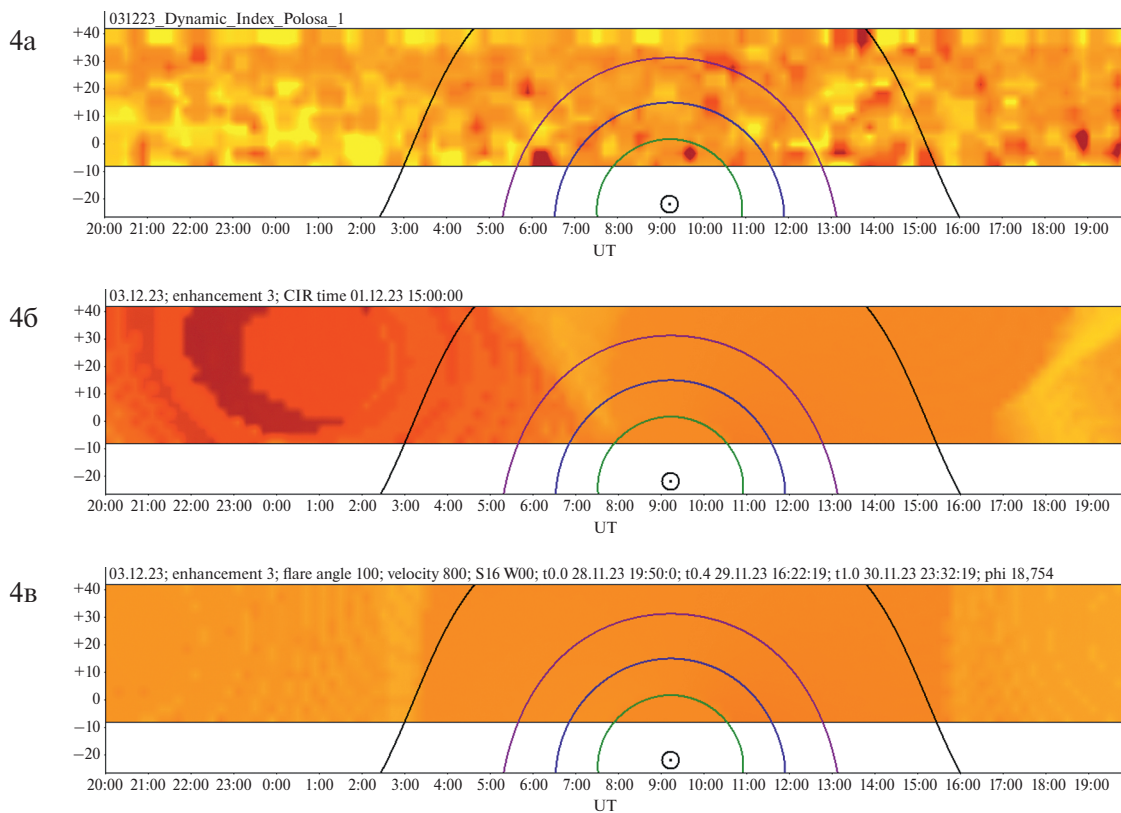


Рис. 4. Двумерные карты за 3 декабря. Аналогично рис. 1–3.

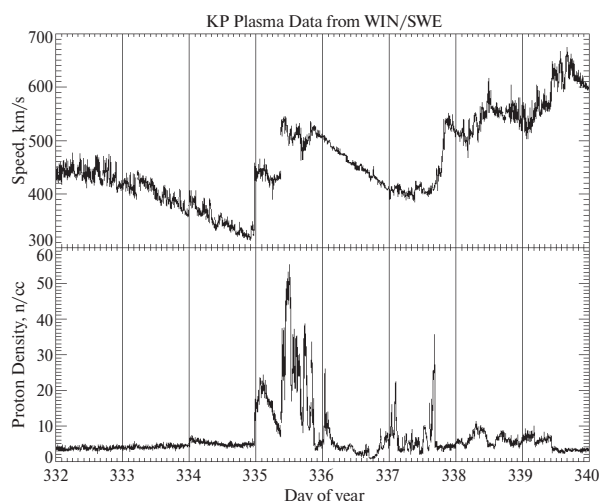


Рис. 5. Временные зависимости скорости солнечного ветра и концентрации протонов межпланетной плазмы по данным спутника WIND на интервале с 28 ноября по 5 декабря 2023 г., содержащем рассматриваемое событие 1–2 декабря 2023 г.

видно, имело место наложение возмущений. Разработанные модели для КОВ и КВМ рассматривают распространение одиночных возмущений в сферически-симметричной межпланетной среде. В случае распространения одиночных возмущений чаще всего возможно их заблаговременное обнаружение до прихода к Земле в данных мерцаний путем сравнения наблюдательных и модельных карт.

На рис. 5 показаны графики скорости солнечного ветра и концентрации протонов межпланетной плазмы по данным спутника WIND³ на интервале с 28 ноября по 5 декабря 2023 г., содержащем рассматриваемое событие 1–2 декабря 2023 г.

Рис. 5 показывает, что взаимодействие КВМ и КОВ привело к формированию у орбиты Земли протяженного двойного возмущения ударными волнами на фронтах. Концентрация плазмы на фронтах меняется примерно в 4 раза, то есть ударные волны являются сильными: в соответствии с известными соотношениями Рэнкина-Гюгонио максимальная величина скачка уплотнения при показателе адиабаты $5/3$ не превосходит 4.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере магнитной бури 1–2 декабря 2023 г. продемонстрирована возможность прогноза прихода возмущений типа КОВ к Земле. 30 ноября в данных межпланетных мерцаний наблюдались признаки приближения к Земле коротящей

области взаимодействия. Однако, после начала магнитной бури наблюдались и признаки распространения коронального выброса массы после вспышки M9.8. Очевидно, что данная магнитная буря явилась следствием комбинации возмущений магнитосферы Земли, вызванных и тем, и другим. Поскольку в зоне, где наблюдались усиления мерцаний, эти возмущения были разнесены во времени, их комбинация у орбиты Земли сказалась в основном на продолжительности магнитной бури. В более сложных случаях, когда оба типа возмущений в зоне повышенных мерцаний накладываются друг на друга, требуется соответствующая модификация модели. Используемый нами метод мерцаний не позволяет фиксировать резкие границы типа фронтов (рис. 5), но реагирует на повышенный уровень турбулентности за фронтами. Проведенный выше анализ показывает, что в рассматриваемом сложном случае внутри орбиты Земли сначала регистрировалось возмущение типа КОВ, а двойная структура формируется на подходе к 1 а. е. от центра Солнца. Можно утверждать, что даже в случае комбинированных возмущений КОВ/КВМ мониторинг межпланетных мерцаний позволяет детектировать крупномасштабные возмущения до их прихода к Земле.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Дагкесаманскому Рустаму Давудовичу за полезные ценные замечания к статье, технической группе БСА ФИАН за обеспечение наблюдений в режиме мониторинга.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. И. Ермолаев, И. Г. Лодкина, Н. С. Николаева, М. Ю. Ермолаев, М. О. Рязанцева, Космич. Исслед. 55, 189 (2017).
2. M. M. Bisi, A. R. Breen, B. V. Jackson, R. A. Fallows, A. P. Walsh, Z. Mikic, P. Riley, C. J. Owen, A. Gonzalez-Esparza, E. Aguilar-Rodriguez, H. Morgan, A. G. Wood, M. Tokumaru, P. K. Manoharan, I. V. Chashei, A. Giunta, E. A. Jensen, J. A. Linker, V. I. Shishov, S. A. Tyul'bashev, S. K. Glubokova, M. S. Hamilton, J. M. Clover, K. Fujiki, S. E. Prise, B. Pinter, P. P. Hick and A. Buffington, Solar Phys. 265, 49 (2010).
3. T. Iju, M. Tokumaru, K. Fujiki, Solar Phys. 289, 2157 (2014).
4. M. M. Bisi, A. Gonzalez-Esparza, B. V. Jackson, M. Tokumaru and J. Leibacher, Solar Phys. 290, 2393 (2015).
5. A. Johri, P. K. Manoharan, Solar Phys. 291, 1433 (2016).

³ https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ftpbrowser/wind_swe_kp.html

6. *M. Tokumaru, M. Kojima, K. Fujiki, A. Yakobe*, J. Geophys. Res. 105, 10435 (2000).
7. *M. Tokumaru, M. Kojima, K. Fujiki*, J. Geophys. Res. 117, 06108 (2012).
8. *P. K. Manoharan*, Astrophys. J. 751, 128 (2012).
9. *I. V. Chashei, V. I. Shishov, S. A. Tyul'bashev, I. A. Subaev, V. V. Oreshko*, Solar Phys. 285, 141 (2013).
10. *A. Hewish, P. E. Scott, D. Wills*, Nature 203, 1214 (1964).
11. *И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, Ю. В. Писанко*, Метеорология и гидрология 46, 28 (2021).
12. *В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев*, Астрон. журн. 100, 535 (2023).
13. *В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев*, Астрон. журн. 100, 546 (2023).
14. *B. V. Jackson, H. S. Yu, P. P. Hick, A. Buffington, M. M. Bisi, M. Tokumaru, J. Kim, S. Hong, B. Lee, J. Yi, J. Yun*, Astrophys. J. Lett. 803(1), L1, 5 (2015).
15. *В. И. Шишов, И. В. Чашей, В. В. Орешко, С. В. Логвиненко, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, П. М. Свидский, В. Б. Лапин, Р. Д. Дагкесаманский*, Астрон. журн. 93, 1045 (2016).

ANALYSIS OF REASONS OF THE GEOMAGNETIC STORM ON DECEMBER 1–2, 2023, FROM INTERPLANETARY SCINTILLATION OBSERVATIONS AT THE BSA LPI RADIO TELESCOPE

V. R. Lukmanov, I. V. Chashei, S. A. Tyul'bashev, I. A. Subaev

Lebedev Institute of Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The results of the analysis of interplanetary scintillation observation data obtained by the radio telescope Big Scanning Antenna of the Lebedev Physical Institute (BSA LPI) before, during and after the magnetic storm that occurred on December 1–2, 2023, are presented. The observational data are compared with model calculations for corotating and propagating large-scale disturbances. The results of observations of scintillating radio sources indicate that the magnetic storm that took place was caused by a superposition of two types of large-scale solar wind disturbances. On the day before the start of the magnetic storm, signs of interaction between the Earth's magnetosphere and the corotating region of multi-velocity solar wind flows were observed, whereas later signs of magnetosphere disturbance by coronal mass ejection spreading after the M9.8 solar flare on November 28, 2023, were observed.

Keywords: solar wind, coronal mass ejection (CME), corotating interaction region (CIR), interplanetary scintillation

ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2024 г. И. Ф. Малов^{1,*}¹Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушкино, Московская обл., Россия

*E-mail: malov@prao.ru

Поступила в редакцию 27.10.2023 г.

После доработки 28.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Проведен анализ параметров радиопульсаров с периодами $P > 5$ с. Обнаружено, что на диаграмме $\{dP / dt, P\}$ нет явной зависимости между этими двумя параметрами. Отсутствие такой зависимости может быть объяснено в рамках дисковой модели. Показано, что длительность импульса в рассматриваемой выборке убывает с увеличением периода. Такая зависимость противоположна зависимости, обычно используемой в моделях магнитосферы. Она свидетельствует о том, что расстояние от поверхности нейтронной звезды до области генерации радиоизлучения в исследуемой популяции зависит от периода, или что магнитное поле в области генерации обладает недипольной структурой. Рассмотрена возможность объяснения самых длинных интервалов между последовательными импульсами в пульсарах J0901–4046 и J0250+5854 влиянием дрейфовых волн на периферии магнитосферы. В рамках дрейфовой модели вычисленные периоды вращения в этих пульсарах оказываются в несколько раз короче наблюдаемых межимпульсных интервалов.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары, механизмы торможения, дрейфовые волны

DOI: 10.31857/S0004629924070042 **EDN:** IUSKEM

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие радиопульсаров J0250+5854 и J0901–4046 с периодами $P = 23.5$ с [1] и 75.9 с [2] заставляет обратиться к анализу особенностей радиопульсаров с очень длинными периодами. В моделях, рассмотренных в работе [3], оба указанных пульсара находятся глубоко под линией смерти, если поле на поверхности нейтронной звезды имеет дипольную структуру, и почти на этой линии, если поле недипольно. Ранее мы анализировали различие в наблюдаемых параметрах долгопериодических и короткопериодических ($P < 0.1$ с) радиопульсаров (см., напр., [4–6]). Основные причины таких различий — разные масштабы магнитосфер у этих двух популяций и отличие в локализации областей генерации выходящего из них излучения. У пульсаров с длинными периодами магнитосферы имеют размер в тысячи радиусов нейтронной звезды R_* , и формирование наблюдаемого излучения возможно вблизи поверхности или на умеренных расстояниях от нее. Что касается пульсаров с самыми короткими периодами, то характерный размер их магнитосфер не превышает десятков R_* , и при любых известных плазменных неустойчивостях генерация излучения в них должна происходить на периферии магнитосферы [4]. Здесь мы предлагаем обсудить свойства

радиопульсаров с периодами $P > 5$ с, вошедших в пополняемый каталог ATNF [7]. В версии этого каталога (1.71) насчитывается 54 пульсара с периодами в рассматриваемом интервале. Пульсар J0901–4046 будет еще одним источником в исследуемой выборке.

2. ПОЛОЖЕНИЕ ИССЛЕДУЕМЫХ ПУЛЬСАРОВ НА ДИАГРАММЕ $\{dP / dt, P\}$

На рис. 1 приведена диаграмма $\{dP / dt, P\}$, построенная по данным каталога ATNF. Этот рисунок показывает, что для исследуемой выборки нет явной зависимости dP / dt от P . Формальное вписывание прямой на приведенной диаграмме дает

$$\lg dP / dt = (0.25 \pm 1.19) \lg P - 12.97 \pm 1.11 \quad (1)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.03$ и вероятности случайного распределения $p = 0.83$. Среди известных механизмов торможения вращения пульсаров только в дисковой модели [8], предполагающей наличие вещества вокруг пульсара, которое влияет на структуру магнитосферы, dP / dt не зависит от P . В этой модели скорость потерь энергии вращения описывается уравнением:

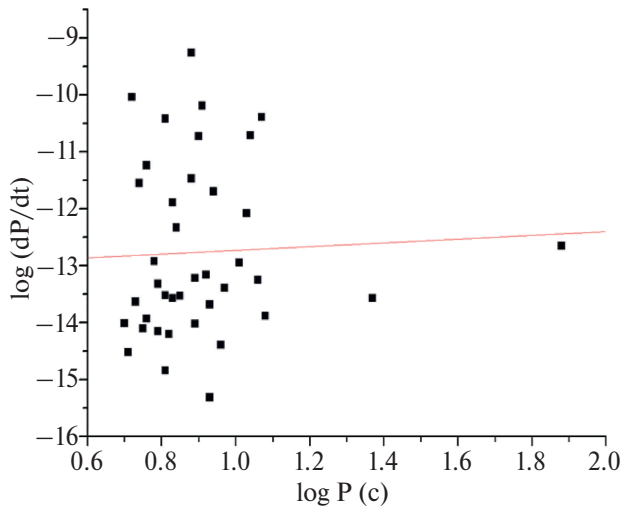


Рис. 1. Диаграмма $\{dP/dt, P\}$ в логарифмической шкале для пульсаров с $P > 5$ с.

$$-I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = \frac{\pi B^2 \Omega^3 R_*^6}{3GM}. \quad (2)$$

Здесь G — гравитационная постоянная, M — масса центральной нейтронной звезды, $\Omega = 2\pi / P$ — угловая скорость вращения нейтронной звезды. Из выражения (2) следует, что

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2\pi^2 B^2 R_*}{3IGM}, \quad (3)$$

т. е. действительно dP/dt не зависит от P . Уместно вспомнить работу Шварцмана [9], в которой предполагалось существование пульсаров с большими возрастами, где слаб поток частиц от поверхности нейтронной звезды. Такой поток не способен выметать окружающее пульсар вещество, и это приводит к падению внешнего вещества внутрь магнитосферы. Рассматриваемые нами долгопериодические пульсары по традиционным представлениям должны быть старыми, и пульсарный ветер от них не препятствует аккреции вещества из окружающей среды. Поэтому рассмотренная в работе [8] дисковая модель реализуется при наличии околосредного реликтового диска или нагретого межзвездного вещества. Принимая стандартные значения $I = 10^{45}$ г · см², $R_* = 10^6$ см и $M = 1.4M_\odot = 2.8 \times 10^{33}$ г, получим

$$\frac{dP}{dt} = 3.5 \times 10^{-35} B^2. \quad (4)$$

Для рассматриваемых пульсаров значения dP/dt расположены в интервале от 4.96×10^{-16} до

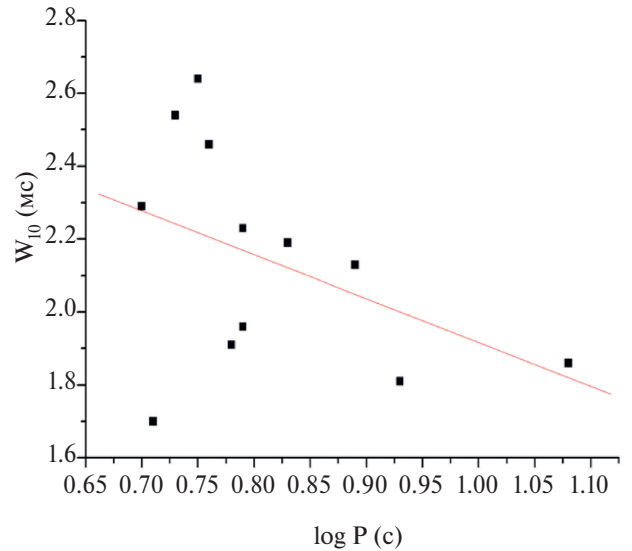


Рис. 2. Зависимость ширины импульса W_{10} от периода P для пульсаров с $P > 5$ с.

5.49×10^{-10} . В этой популяции согласно (4) магнитные поля должны быть в диапазоне от 3.75×10^9 до 3.95×10^{12} Гс. Полученные значения полей находятся в пределах (от 1.9×10^7 до 2.06×10^{15} Гс), которые характерны для приведенных в каталоге ATNF объектов и получены на основе модели магнитодипольного торможения для основной популяции пульсаров.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ НАБЛЮДАЕМОГО ИМПУЛЬСА ОТ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРА

Еще одной особенностью пульсаров с длинными периодами оказывается зависимость наблюдаемой ширины импульса по уровню 10% (W_{10}) от периода (рис. 2). Эта зависимость,

$$\lg W_{10} = -(1.20 \pm 0.79) \lg P + 3.12 \pm 0.65, \quad (5)$$

не согласуется с известной положительной корреляцией между W_{10} и P , вытекающей из представлений о формировании импульса в пределах открытых силовых линий дипольного поля, которые описываются в сферических координатах уравнением:

$$\frac{r}{\sin^2 \theta} = A, \quad (6)$$

где r — расстояние от точечного диполя (центра нейтронной звезды), θ — угол между магнитным моментом и рассматриваемым направлением, A — константа, определяющая положение и масштаб силовой линии.

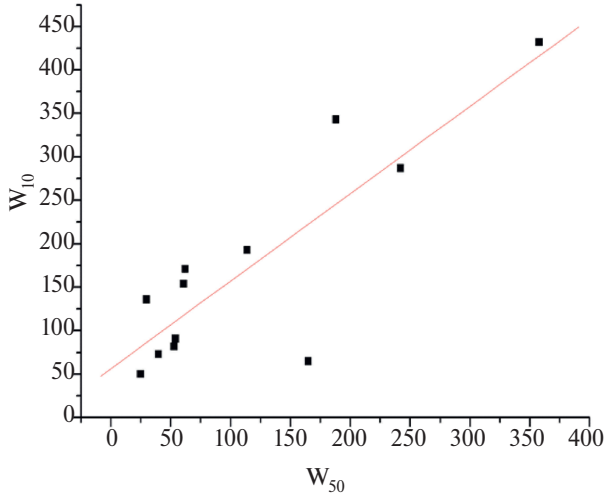


Рис. 3. Зависимость между ширинами импульса по уровню 10% (W_{10}) и по половинной интенсивности (W_{50}) для пульсаров с $P > 5$ с.

Дипольной геометрии будет соответствовать ширина импульса

$$W[^\circ] \approx 2\sqrt{r/r_{lc}} \cdot 57.3 = 2\sqrt{2\pi r/cP} \cdot 57.3 \propto P^{-1/2}, \quad (7)$$

или во временной мере

$$W[\text{мс}] \propto P^{1/2}. \quad (8)$$

Наблюдаемое расхождение в выражениях (5) и (8) может быть объяснено тем, что в выражении (7) расстояние r , на котором генерируется излучение, зависит от периода P . Для согласования с наблюдениями эта зависимость должна быть очень сильной,

$$r \propto P^{-3.4}. \quad (9)$$

Если использовать зависимость между W_{10} и W_{50} (см. рис. 3)

$$W_{10}[\text{мс}] = (1.09 \pm 0.12)W_{50} + 30.10 \pm 16.99, \quad (10)$$

то по измеренным значениям W_{50} для пульсара J0250+5854 получим $W_{10} = 229$ мс, а для J0901–4046 — $W_{10} = 386$ мс. При этих значениях следует, что излучение в указанных объектах генерируется на расстояниях $r \sim 9.4 \times 10^{-4} r_{lc}$ и $2.6 \times 10^{-4} r_{lc}$ соответственно.

Второй причиной наблюдаемой особенности в зависимости $W_{10}(P)$ может быть недипольность магнитного поля. При квадрупольном поле силовая линия в сферических координатах описывается уравнением (см. рис. 4):

$$\sin^2\theta |\cos\theta| = A_1 r^2. \quad (11)$$

Максимумы на силовой линии квадрупольного поля соответствуют $\cos^2\theta = 1/3$ (углам $\theta \approx 55^\circ, 125^\circ, 235^\circ$ и 305°). Для силовой линии, касающейся светового цилиндра, $A_1 = 1/(2.6r_{lc}^2)$, а ширина импульса на одном из полюсов

$$W[^\circ] \approx 2 \times 1.6 \times 57.3 \frac{r}{r_{lc}} = \frac{2\pi r}{cP} \times 183.4 \propto 1/P. \quad (12)$$

Оказывается, что ширина импульса, генерируемого на поверхности, при дипольной геометрии на два порядка больше, чем при квадрупольном поле. Это существенно ослабляет требования на зависимость $r(P)$ по сравнению с выражением (9):

$$r \propto P^{-1.2}. \quad (13)$$

Однако и в этой геометрии излучение должно генерироваться на расстояниях $r \sim 0.01 r_{lc}$.

4. ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАРЫ В ДРЕЙФОВОЙ МОДЕЛИ

Релятивистские частицы, движущиеся от поверхности к периферии магнитосферы, подвержены дрейфу поперек силовых линий магнитного поля. Наличие дрейфа приводит к возбуждению волн, движущихся поперек этих силовых линий [10, 11].

Дрейфовые волны циркулируют вокруг силовых линий на периферии магнитосферы и черпают свою энергию от движущихся вдоль силовых линий ре-

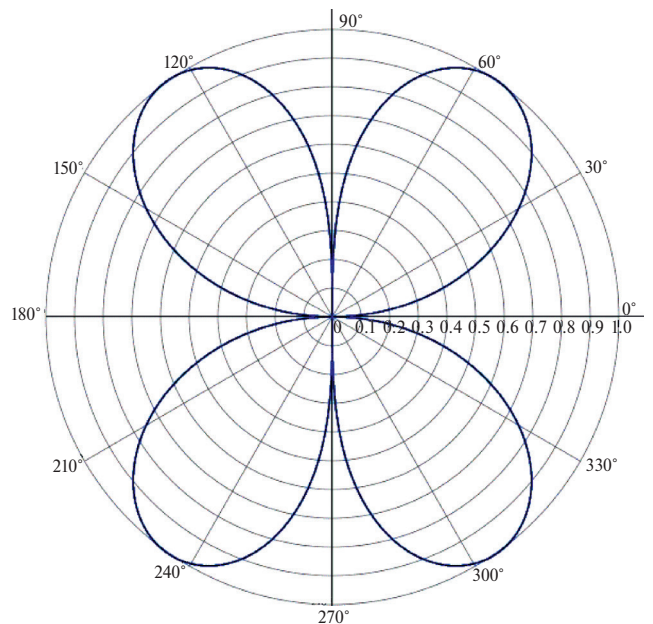


Рис. 4. Силовые линии квадрупольного магнитного поля, касающиеся светового цилиндра. Указаны значения r/r_{lc} и угла θ .

лятивистских частиц. Инкремент волн невелик, однако сами волны находятся в резонансной области в течение длительного времени, и, хотя частицы очень быстро покидают эту область, они постоянно замещаются новыми частицами, и волны накапливают достаточно большую энергию.

Амплитуда волн нарастает до тех пор, пока не начнут действовать нелинейные процессы. Основным при этом оказывается индуцированное рассеяние волн на частицах плазмы [10]. Нелинейное взаимодействие накапливает энергию в длинноволновую область спектра,

$$\lambda_{\max} \approx \eta_{lc}. \quad (14)$$

Это условие дает возможность оценить период дрейфовых волн [12]:

$$P_{dr} = \frac{2\pi}{\omega_{dr}} = \frac{r_{lc} e B \rho}{c^3 \gamma m_e}, \quad (15)$$

где ρ — радиус кривизны силовых линий. Величины B и ρ в формуле (15) относятся к области формирования дрейфовых волн (окрестностям светового цилиндра). Поскольку дрейфовые волны циркулируют вокруг открытых силовых линий, близких к оси диполя, то для них радиус кривизны можно положить равным $\rho = r_{lc}$, и выражение для P_{dr} примет вид [12]:

$$P_{dr} = \frac{e B P^2}{4\pi^2 c \gamma m_e}. \quad (16)$$

Для пульсара с $P = 1$ с, $dP/dt = 10^{-15}$ и дипольного поля на магнитном полюсе, равного

$$B_p = 6.4 \times 10^{19} \left(P \frac{dP}{dt} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

получим

$$B \sim B_{lc} = B_p \left(\frac{R_*}{r_{lc}} \right)^3 = 20 \sqrt{c}, \quad (18)$$

и, полагая $\gamma = \gamma_b = 10^6$, приходим к выводу: $P_{dr} = 9$ с. Таким образом, период дрейфовых волн в этом случае оказывается приблизительно на порядок больше периода вращения. Подчеркнем, что приведенные в каталоге ATNF значения B_{surf} обозначают индукцию магнитного поля на экваторе нейтронной звезды. Для дипольного поля она оказывается в 2 раза меньше, чем полярное поле B_p в формуле (17).

Энергия дрейфовых волн за счет индуцированного рассеяния на частицах может трансформиро-

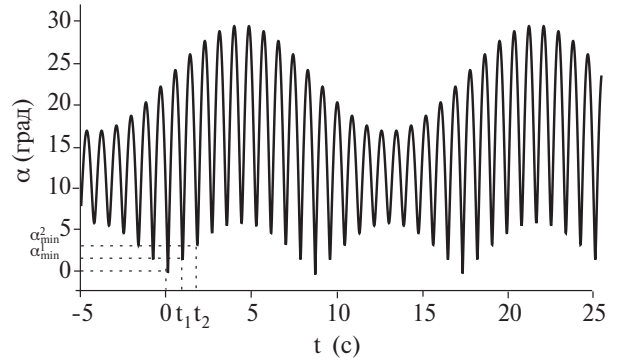


Рис. 5. Картина осциллирующего излучения [12] при $\omega_{dr} = 2\pi / 17 \text{ с}^{-1}$, $\Omega = 2\pi / 0.85 \text{ с}^{-1}$; t_1 и t_2 соответствуют двум последовательным периодам вращения $P = 2\pi / \Omega$.

ваться в излучение вдоль открытых силовых линий, которое попадает к наблюдателю с периодом дрейфовых волн. При этом возможна модуляция наблюдаемого излучения в виде, показанном на рис. 5. Это предполагает, что наблюдаемые импульсы должны состоять из нескольких компонентов, интервалы между которыми соответствуют периоду вращения пульсара, а расстояния между последовательными импульсами равны основному периоду дрейфовых волн. Детальную структуру индивидуальных импульсов у большей части пульсаров рассматриваемой выборки еще предстоит исследовать.

Применим дрейфовую модель к двум пульсарам с самыми длинными периодами J0250+5854 и J0901–4046. В этой модели наблюдаемый интервал между последовательными импульсами

$$P_{obs} = P_{dr} = mP. \quad (19)$$

Здесь P — период вращения центральной нейтронной звезды, P_{obs} — наблюдаемый интервал между последовательными импульсами, m — неизвестное целое число. Наблюдаемая производная периода

$$\frac{dP_{obs}}{dt} = m \frac{dP}{dt}. \quad (20)$$

Приведенные в каталоге ATNF значения индукции магнитного поля,

$$B_{surf} = 3.2 \times 10^{19} \left(P_{obs} \frac{dP_{obs}}{dt} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

должны быть подкорректированы с учетом выражений (19) и (20):

$$B = \frac{B_{surf}}{m}. \quad (22)$$

Используем уравнения (19) и (20), а в качестве третьего уравнения для трех неизвестных P , dP/dt и m используем уравнение линии смерти из работы [3]:

$$7\lg B_{dl} - 13\lg P = 78, \quad (23)$$

где B_{dl} — поле на линии смерти. Для того, чтобы пульсар находился выше линии смерти, необходимо, чтобы выполнялось соотношение $B > B_{dl}$. Для этого нужно выполнить условие:

$$6\lg m \geq 78 - 7\lg B_{surf} + 13\lg P_{obs}. \quad (24)$$

Используя данные табл. 1, для PSR J0901–4046 получаем $m \geq 4$, для PSR J0250+5854 $m \geq 2$. Минимальные значения m , удовлетворяющие этим условиям, $m = 5$ для первого пульсара и $m = 3$ для второго. При этих величинах m параметры указанных пульсаров должны иметь значения, представленные в табл. 2. Реальные значения m должны быть больше минимальных, и соответственно периоды и магнитные поля будут меньше приведенных в табл. 2. Для подтверждения модели дрейфовых волн следует обнаружить и проанализировать тонкую структуру наблюдаемых импульсов, по которым можно будет оценить величины m .

Таблица 1. Параметры пульсаров с $P > 5$ с из каталога ATNF [7]

№	PSRJ	P , с	dP/dt	W_{50} , мс	W_{10} , мс	B_{surf} , Гс	$\dot{E}$, эрг/с	B_{lc} , Гс
1	J0100–7211	8.0204	1.88E–11	—	—	3.93E+14	1.40E+33	7.14E+00
2	J0146+6145	8.6891	9.90E–13	—	—	1.33E+14	1.20E+32	1.90E+00
3	J0250+5854	23.5354	2.72E–14	155.3	—	2.56E+13	8.20E+28	1.84E–02
4	J0418+5732	9.0784	4.10E–15	—	—	6.17E+12	2.20E+29	7.74E–02
5	J0501+4516	5.7621	5.82E–12	—	—	1.85E+14	1.20E+33	9.08E+00
6	J0525–6607	8.047	6.50E–11	—	—	7.32E+14	4.90E+33	1.32E+01
7	J0720–3125	8.3911	6.98E–14	—	—	2.45E+13	4.70E+30	3.89E–01
8	J0738+6904	6.8277	2.70E–14	61	154	1.37E+13	3.30E+30	4.04E–01
9	J0806–4123	11.3704	5.60E–14	—	—	2.54E+13	1.50E+30	1.62E–01
10	J0847–4316	5.9775	1.20E–13	53	82	2.71E+13	2.20E+31	1.19E+00
11	J0901–4046	75.89	2.25E–13	29.9	—	1.30E+14	2.00E+28	2.73E–03
12	J1001–5939	7.7336	5.99E–14	30	136	2.18E+13	5.10E+30	4.41E–01
13	J1050–5953	6.4521	3.81E–11	—	—	5.02E+14	5.60E+33	1.75E+01
14	J1105+02	6.4031	1.43E–15	—	—	3.07E+12	2.20E+29	1.10E–01
15	J1216–50	6.355	—	9	—	—	—	—
16	J1226–3223	6.193	7.05E–15	54	91	6.69E+12	1.20E+30	2.64E–01
17	J1308+2127	10.3125	1.12E–13	—	—	3.44E+13	4.00E+30	2.94E–01
18	J1354+2454	6.27	—	—	—	—	—	—
19	J1605+3249	6.88	—	—	—	—	—	—
20	J1647–4552	10.6107	8.30E–13	—	—	9.51E+13	2.80E+31	7.47E–01
21	J1652–4406	7.7072	9.50E–15	—	—	8.66E+12	8.20E+29	1.77E–01
22	J1703–38	6.443	—	9	—	—	—	—
23	J1707–4417	5.7638	1.17E–14	242	287	8.29E+12	2.40E+30	4.06E–01
24	J1708–4008	11.0063	1.96E–11	—	—	4.70E+14	5.80E+32	3.30E+00

№	PSRJ	P , с	dP / dt	W_{50} , мс	W_{10} , мс	Bsurf, Гс	Edot, эрг/с	B_{ic} , Гс
25	J1736–2843	6.445	3.00E–14	145	—	1.41E+13	4.40E+30	4.93E–01
26	J1750–2043	5.639	7.90E–15	358	432	6.78E+12	1.80E+30	3.54E–01
27	J1808–2024	7.5559	5.49E–10	—	—	2.06E+15	5.00E+34	4.48E+01
28	J1809–1943	5.5407	2.83E–12	150	—	1.27E+14	6.60E+32	6.98E+00
29	J1822–1604	8.4377	2.10E–14	—	—	1.36E+13	1.40E+30	2.12E–01
30	J1830–1135	6.2216	4.78E–14	62.2	171	1.74E+13	7.80E+30	6.79E–01
31	J1833–0831	7.5654	3.40E–12	—	—	1.63E+14	3.10E+32	3.53E+00
32	J1840–0840	5.3094	2.37E–14	188	343	1.13E+13	6.20E+30	7.11E–01
33	J1840–1419	6.5976	6.35E–15	2.6	—	6.55E+12	8.70E+29	2.14E–01
34	J1841–0456	11.789	4.09E–11	—	—	7.03E+14	9.90E+32	4.02E+00
35	J1844–03	6.9713	—	—	—	—	—	—
36	J1847–0130	6.707	1.27E–12	205	—	9.36E+13	1.70E+32	2.91E+00
37	J1852+0033	11.5587	0.00E+00	—	—	—	—	—
38	J1856+0211g	9.8901	—	38	—	—	—	—
39	J1856–3754	7.0552	2.98E–14	—	—	1.47E+13	3.30E+30	3.91E–01
40	J1903+0433g	14.0499	—	148	—	—	—	—
41	J1907+0919	5.1983	9.20E–11	—	—	7.00E+14	2.60E+34	4.67E+01
42	J1908+0911g	5.166	—	—	—	—	—	—
43	J1911+00	6.94	—	5	—	—	—	—
44	J1916+0937g	7.368	—	—	—	—	—	—
45	J1935+1841g	5.529	—	—	—	—	—	—
46	J1938+1748g	7.106	—	—	—	—	—	—
47	J1940+2203g	11.906	—	—	—	—	—	—
48	J1940+2231g	5.682	—	—	—	—	—	—
49	J1951+1123	5.0941	3.03E–15	25	50	3.98E+12	9.10E+29	2.82E–01
50	J1956+07	5.01248	—	125	—	—	—	—
51	J2033+0042	5.0134	9.69E–15	114	193	7.05E+12	3.00E+30	5.25E–01
52	J2143+0654	9.4282	4.10E–14	—	—	1.99E+13	1.90E+30	2.22E 01
53	J2144 3933	8.5098	4.96E–16	16.5	65	2.08E+12	3.20E+28	3.16E 02
54	J2251 3711	12.1226	1.31E–14	40	72.9	5.80E+13	5.50E+31	1.60E+00
55	J2301+5852	6.9791	4.71E–13	—	—	5.80E+13	5.50E+31	1.60E+00

Примечание. Bsurf — индукция магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Edot — скорость потери энергии при замедлении вращения пульсара. Такие обозначения для этих величин использованы в каталоге ATNF [7].

Таблица 2. Параметры двух пульсаров в дрейфовой модели

PSRJ	m	P , с	dP / dt	B_p Гс	Edot, эрг/с	B_{ic} , Гс
J0901 4046	5	15.18	4.5E–14	5.26E+13	5.26E+29	0.14
J0250+5854	3	7.85	9.05E–15	1.71E+13	7.39E+29	0.32

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ параметров радиопульсаров с периодами $P > 5$ с. Обнаружено, что на диаграмме $\{dP / dt, P\}$ нет явной зависимости между этими двумя параметрами. Отсутствие такой зависимости может быть объяснено в рамках дисковой модели, предполагающей наличие вещества вокруг пульсара, взаимодействие которого с его магнитосферой определяет основной механизм торможения вращения центральной нейтронной звезды вместо магнитодипольного излучения. Регулярный поиск реликтовых или нагретенных дисков вокруг пульсаров, насколько нам известно, не проводился. Однако часть исследованных объектов находится в остатках сверхновых, а около 4U 0142+61 с помощью инфракрасных наблюдений обнаружили реликтовый диск [13].

Показано, что ширина импульса в рассматриваемой выборке убывает с увеличением периода, что противоположно положительной корреляции, характерной для основной массы радиопульсаров. Такое поведение наблюдаемой ширины может быть связано с зависимостью положения уровня генерации радиоизлучения от периода или с недипольной структурой магнитного поля.

Рассмотрена возможность объяснения самых длинных интервалов между последовательными импульсами в пульсарах J0901–4046 и J0250+5854 влиянием на их формирование дрейфовых волн на периферии магнитосферы. В рамках дрейфовой модели вычисленные периоды вращения в этих пульсарах оказываются в несколько раз короче наблюдаемых межимпульсных интервалов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность М. А. Тимиркеевой и Л. Б. Потаповой за помощь при оформлении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. M. Tan, C. G. Bassa, S. Cooper, T. J. Dijkema, et al., 866(1), *Astrophys. J.* 54 (2018).
2. M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, et al., *Nature Astron.* 6, 828 (2022), arXiv:2206.01346 [astro-ph.HE].
3. K. Chen and M. Ruderman, *Astrophys. J.*, 402, 264 (1993).
4. И. Ф. Малов, *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
5. А. А. Логинов, И. Ф. Малов, *Астрон. журн.* 91(1), 57 (2014).
6. А. А. Логинов, И. Ф. Малов, *Астрон. журн.* 91(10), 833 (2014).
7. R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *Astron. J.* 129(4), 1993 (2005).
8. F. C. Michel and A. J. Dessler, *Astrophys. J.* 251, 654 (1981).
9. В. Ф. Шварцман, *Изв. ВУЗов. Радиофизика* 13, 1852 (1970).
10. A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, and G. I. Melikidze, *Australian J. Physics* 44, 573 (1991).
11. A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze, and C. Shukre, *Astron. and Astrophys.* 309, 515 (1996).
12. D. Lomiashvili, G. Machabeli, and I. Malov, *Astrophys. J.* 637, 1010 (2002).
13. Z. Wang, D. Chakrabarty, and D. L. Kaplan, *Nature* 440(7085), 772 (2006), arXiv:astro-ph/0604076.

PECULIARITIES OF RADIO PULSARS WITH LONG PERIODS

I. F. Malov¹

¹*P. N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Astropace Center, Pushchino Radio Astronomy Observatory, Pushchino, Moscow region, Russia*

The analysis of parameters of radio pulsars with periods $P > 5$ sec has been carried out. It was found that there is not a clear dependence dP / dt on P on the diagram $\{dP / dt, P\}$. Such lack of any dependence can be explained in the frame of the disk model. It is shown that the pulse width decreases with increasing period for the sample considered. It is the opposite of the dependence in the generally accepted pulsar model. Such a behavior can be explained by the dependence of the level of radiation on the period. The alternative explanation is a non-dipole structure of magnetic field in the region of the generation of observed radiation. We consider the possibility of the description of extremely long intervals between successive pulses in pulsars J0901–4046 and J0250+5854 using the model of drift waves at the periphery of the magnetosphere. In the drift model rotation periods of these pulsars are several times shorter than the intervals between observed pulses.

Keywords: neutron stars, radio pulsars, braking mechanisms, drift waves

ВРАЩЕНИЕ ГАЛО МЛЕЧНОГО ПУТИ В ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ОКРЕСТНОСТИ ПО ДАННЫМ GAIA DR3

© 2024 г. Р. В. Ткаченко^{1,*}, А. П. Брындина¹, А. Б. Жмайлова¹, В. И. Корчагин¹

¹Институт Физики, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

*E-mail: rtkachenko@sfnedu.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024 г.

После доработки 21.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Исследуется вращение гало Млечного Пути в околосолнечной окрестности по кинематическим данным из каталога GAIA DR3 для переменных звезд типа RR Лиры, для которых ошибка в параллаксах менее 20%. Для выборки звезд гало использовались два критерия: кинематический и пространственный. В обоих подходах мы подтверждаем наличие слабого вращения гало в направлении, противоположном вращению Галактического диска со скоростями 4.08 ± 2.19 км/с для кинематического критерия отбора и 9.49 ± 2.59 км/с для пространственного критерия.

Ключевые слова: RR Лиры, Млечный Путь, гало, кинематика звёзд

DOI: 10.31857/S0004629924070055 **EDN:** IUMOLX

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение формирования и эволюции галактик до сих пор остается одним из важнейших направлений современной астрофизики. Гало, как одна из старейших подсистем Млечного Пути, является базой для прослеживания истории формирования Галактики. Эгген и др. [1] высказали предположение, согласно которому старые звезды гало образовались в результате быстрого гравитационного коллапса протогалактического облака. Вскоре авторы [2], исследуя химический состав 177 красных гигантов в 19 шаровых скоплениях гало, обнаружили, что металличность скоплений не зависит от их галактоцентрического расстояния, и выдвинули предположение, что гало Галактики образовалось в результате аккреции карликовых галактик. В настоящее время является общепризнанным, что гало Галактики или, по крайней мере, его большая часть образовалось в результате иерархического слияния небольших звездных систем, таких как шаровые скопления и карликовые галактики, подобно аккрецирующей и разрушающейся в настоящее время галактики Стрелец [3]. Обширные наблюдательные данные, собранные к настоящему времени, демонстрируют, что гало имеет сложную структуру, включающую звездные потоки и карликовые галактики, разрушающиеся в результате приливного взаимодействия [3]. Наблюдательные данные, таким образом, полностью подтверждают иерархическую модель образования гало Млечного Пути, когда в процессе длительной эволюции разру-

шившихся в прошлом карликовых галактик сформировалось галактическое гало, история образования которого может быть отслежена по наблюдаемым в гало пространственным структурам [4].

Суммарный угловой момент гало Галактики связан с историей аккреции объектов, включающих не только карликовые галактики, такие как Стрелец, но и с аккрецией более крупных объектов, таких, как недавно открытая аккрецированная галактика Гайя-Энцеладус [5], с аккрецией которой связана значительная доля ретроградно вращающихся звезд. Если аккреция отдельных галактик происходит в случайных направлениях, суммарный вращательный момент звезд гало L_z должен быть близок к нулю [6]. Отметим также, что проградное вращение части звезд гало может быть обусловлено их взаимодействием с вращающимся баром [7].

До настоящего времени отсутствует консенсус о наличии или отсутствии вращения гало Галактики. Уткин и др. [8] по данным GAIA DR2 нашли слабое проградное вращение внутреннего гало, и его ретроградное вращение во внешних областях. Тиан и др. [9] по кинематическим данным К-гигантов сообщили о наличии слабого проградного вращения местного гало. В работе [10] по данным GAIA DR2 было найдено слабое ретроградное вращение гало Млечного Пути. Каролло и др. [11], используя выборку звезд типа RR Лиры, обнаружили, что гало Млечного Пути в его внутренних областях имеет заметное проградное вращение, что контрастирует с вращением гало во

внешних областях Галактики, имеющего ретроградное вращение. Лиу и др. [12], используя аналогичную работу [11] выборку звезд типа RR Лиры из каталога GAIA EDR3, также подтверждают, что гало Галактики имеет две компоненты со сменой направления вращения в окрестности $r = 30$ кпк.

В настоящей работе исследуется вращение околосолнечной окрестности гало Млечного Пути по выборке звезд типа RR Лиры из каталога GAIA DR3, для которых известны параллаксы с ошибкой, не превышающей 20%. Это позволяет оценить вращение локальной околосолнечной окрестности гало Млечного Пути, базируясь на прямых измерениях кинематических характеристик звезд гало Млечного Пути без привлечения дополнительных данных для оценки расстояний до объектов гало и их скоростей. В разделе 2 описаны наблюдательные данные, на которых основано наше исследование. В разделе 3 обсуждаются критерии отбора звезд гало из каталога Gaia DR3 для двух подходов, используемых в работе. В разделе 4 суммируются полученные результаты.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Согласно работе [13] число переменных звезд типа RR Лиры по данным каталога GAIA DR3 насчитывается 270 905 штук. Для получения выборки звезд типа RR Лиры нами был использован пакет TOPCAT [14]. Запрос для получения информации о звездах типа RR Лиры из архива Gaia DR3 был выполнен с помощью Astronomical Data Query Language (ADQL) следующим образом:

```
select gaiadr3.gaia_source.source_id,
gaiadr3.gaia_source.ra,
gaiadr3.gaia_source.dec,
...
from gaiadr3.gaia_source
inner join gaiadr3.vari_rrlyrae on
→ gaiadr3.gaia_source.source_id=gaiadr3.vari_rrlyrae.source_id
where parallax_over_error > 5 and ruwe < 1.4 and
and
→ gaia_source.radial_velocity is not null.
```

Из каталога Gaia DR3 были отобраны звезды с известными параллаксами, собственными движениями μ_α и μ_δ и лучевыми скоростями v_{los} , для которых ошибка в параллаксах не превышает 20%, а параметр ruwe (renormalised unit weight error) для каждого источника не превышает значение 1.4. Согласно работе [15] этот критерий применяется для исключения источников, для которых астрометри-

ческие решения плохо представлены пятипараметрическим решением для одиночной звезды. С указанными выше ограничениями выборка звезд типа RR Лиры составляет 4353 объектов.

Для вычисления скорости вращения гало был выполнен перевод астрономических данных в галатокентрическую декартову и цилиндрическую системы с помощью пакета astropy [16]. В принятой системе координат диск Млечного Пути, видимый с северного полюса Галактики, вращается по часовой стрелке. Координаты Солнца выбраны следующим образом: $R_{Sun} = 8.122 \pm 0.033$ кпк и $z = 20.8 \pm 0.3$ пк в соответствии с данными из работ [17, 18, 19]. В декартовой системе координат $x = -8.122 \pm 0.033$ кпк, $y = 0$ и $z = 20.8 \pm 0.3$ пк. Скорость Солнца относительно галактического центра принята равной $(12.9 \pm 3.0, 245.6 \pm 1.4, 7.78 \pm 0.9)$ км/с согласно [18].

На рис. 1 показано распределение выборки звезд, отобранных по описанному выше критерию в галактических координатах (l, b) . Как видно из рисунка, звезды равномерно заполняют пространство, сгущаясь к галактическому центру. При этом подавляющее большинство звезд находится в пределах 10 кпк от Солнца.

На рис. 2 (верхний ряд) показано распределение звезд в декартовых координатах (x, y) и (x, z) . Отметим, что клинообразная структура в пространстве (x, z) в области $z \approx 0$ и $x \approx -6$ кпк связана с большой концентрацией пыли в плоскости диска. В направлении от точки наблюдения $x \approx -8$ кпк к галактическому центру слой пыли увеличивается и поглощение делает недоступным наблюдение объектов в данной области. Средний ряд рисунка (слева) показывает гистограмму распределения звезд по гелиоцентрическим расстояниям $(d, \Delta N)$. Как видно из рисунка, подавляющее число звезд с ошибками параллаксов, не превышающими 20%, лежит в сфере радиусом 5 кпк, в центре которой находится Солнце. На рис. 2 представлены также гистограмма распределения числа звезд по азимутальным скоростям $(V_\phi, \Delta N)$ (средний ряд, справа), и распределение звезд (нижний ряд) в пространствах (V_ϕ, V_z) , и (L_z, E) , где L_z и E — момент импульса и полная механическая энергия звезд, вычисленные с помощью пакета galpy [20] в потенциале McMillan17 [21]. Потенциал Галактики, представляющий собой сумму потенциалов толстого и тонкого звездных дисков, гало, дисков нейтрального H I и молекулярного водорода H₂, а также балджа подробно описан в работе [22]. Вертикальные прямые линии на рисунке отделяют области проградного в направлении вращения Солнца и

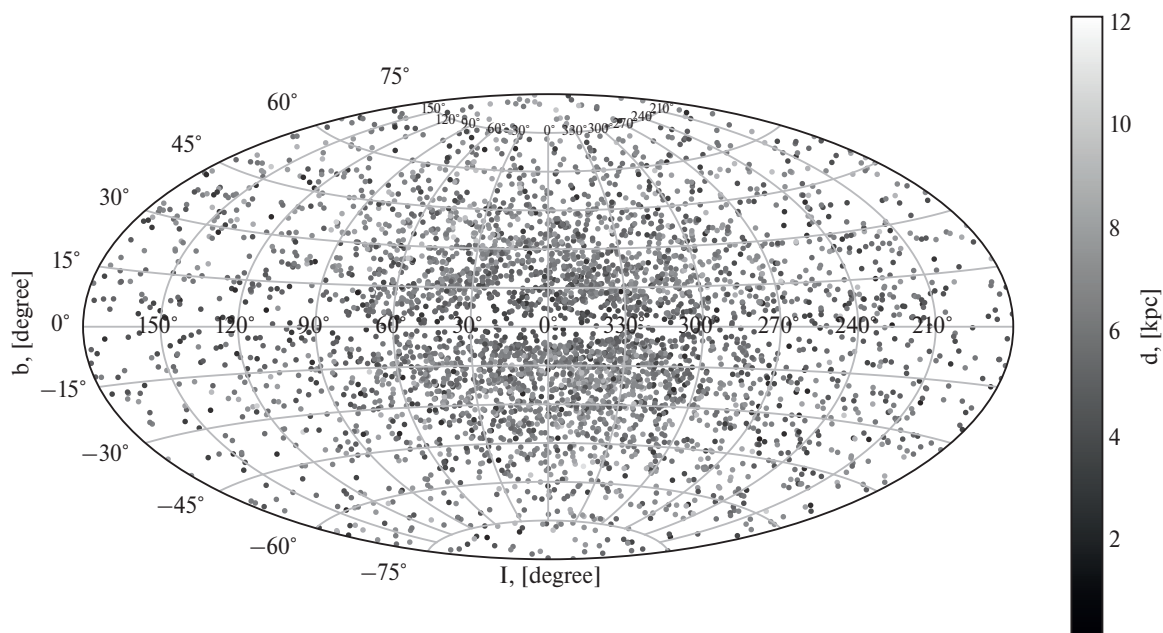


Рис. 1. Распределение звёзд в галактической системе координат (l, b) , где долгота $l = 0$ и широта $b = 0$ соответствуют положению галактического центра. Шкала справа показывает гелиоцентрические расстояния объектов d .

ретроградного движения звезд. Из диаграмм $(V_\phi, \Delta N)$, (V_ϕ, V_z) , (L_z, E) видно, что представленная выборка звезд позволяет выделить несколько структурных компонент галактики. Так, на диаграмме $(V_\phi, \Delta N)$ пик скорости в области $V_\phi = -230$ км/с связан с лиридами, принадлежащими дисковой компоненте. Эта структура также прослеживается на диаграмме (V_ϕ, V_z) в области $V_\phi = -230$ км/с и $V_z = 0$ км/с и наблюдается в виде ответвления в нижней левой части диаграммы (L_z, E) .

В следующем разделе мы обсудим критерии отбора звезд гало и оценку скорости вращения гало в околосолнечной окрестности для различных критериев отбора.

3. КИНЕМАТИКА ГАЛО В ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ОКРЕСТНОСТИ

Для получения выборки звезд, принадлежащих гало Млечного Пути, мы используем два подхода: кинематический (далее A1) и пространственный (далее A2). В обоих указанных выше подходах мы используем следующие общие критерии: выбираются звезды, находящиеся в цилиндрическом слое, ограниченном галактоцентрическими радиусами 4 и 12 кпк, гелиоцентрическое расстояние d которых не превышает 10 кпк. Следуя [12] мы исключаем из рассмотрения лириды, обладающие большими скоростями $\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2} > 400$ км/с, а также звезды с моментами импульсов, превышающими $|L_z| > 2000$ кпк·км/с.

Отбор звезд гало в кинематическом критерии A1 базируется на данных о значениях компонент дисперсии скоростей для толстого диска Галактики в околосолнечной окрестности. Согласно [23] радиальная дисперсия скоростей звезд толстого диска в околосолнечной окрестности равна $\sigma_{V_R} = 49$ км/с. Дисперсия скоростей звезд толстого диска Галактики растет с уменьшением галактоцентрического радиуса. Значение радиальной дисперсии скоростей толстого диска Галактики на радиусе 4 кпк можно оценить, считая, что дисперсия скоростей толстого диска изменяется по экспоненциальному закону с масштабом $h_{\sigma_R} = 7.4$ кпк [24, 25]. С учетом принятой шкалы, радиальная дисперсия звезд в области 4 кпк оказывается равной $\sigma_{V_R} = 87$ км/с. Для оценки дисперсии в направлении, перпендикулярном диску, мы используем значение отношения дисперсий $\sigma_{V_z} / \sigma_{V_R}$, которое по оценкам разных авторов варьируется в пределах 0.45–0.6 [25]. Выбирая более жесткую оценку для этого отношения, равную 0.6, мы получаем, что дисперсия скоростей толстого диска в перпендикулярном направлении на расстоянии $R = 4$ кпк от центра Галактики равна $\sigma_{V_z} = 52$ км/с. Чтобы избежать подмешивания звезд толстого диска к выборке звезд гало, мы использовали критерий $V_{R,z} > 3\sigma_{V_R, V_z}$, принимая $\langle V_R \rangle$ и $\langle V_z \rangle$ равными 0 км/с. Таким образом, кинематический критерий для получения выборки звезд гало имеет вид: $|V_R| > 261$ км/с и $|V_z| > 156$ км/с.

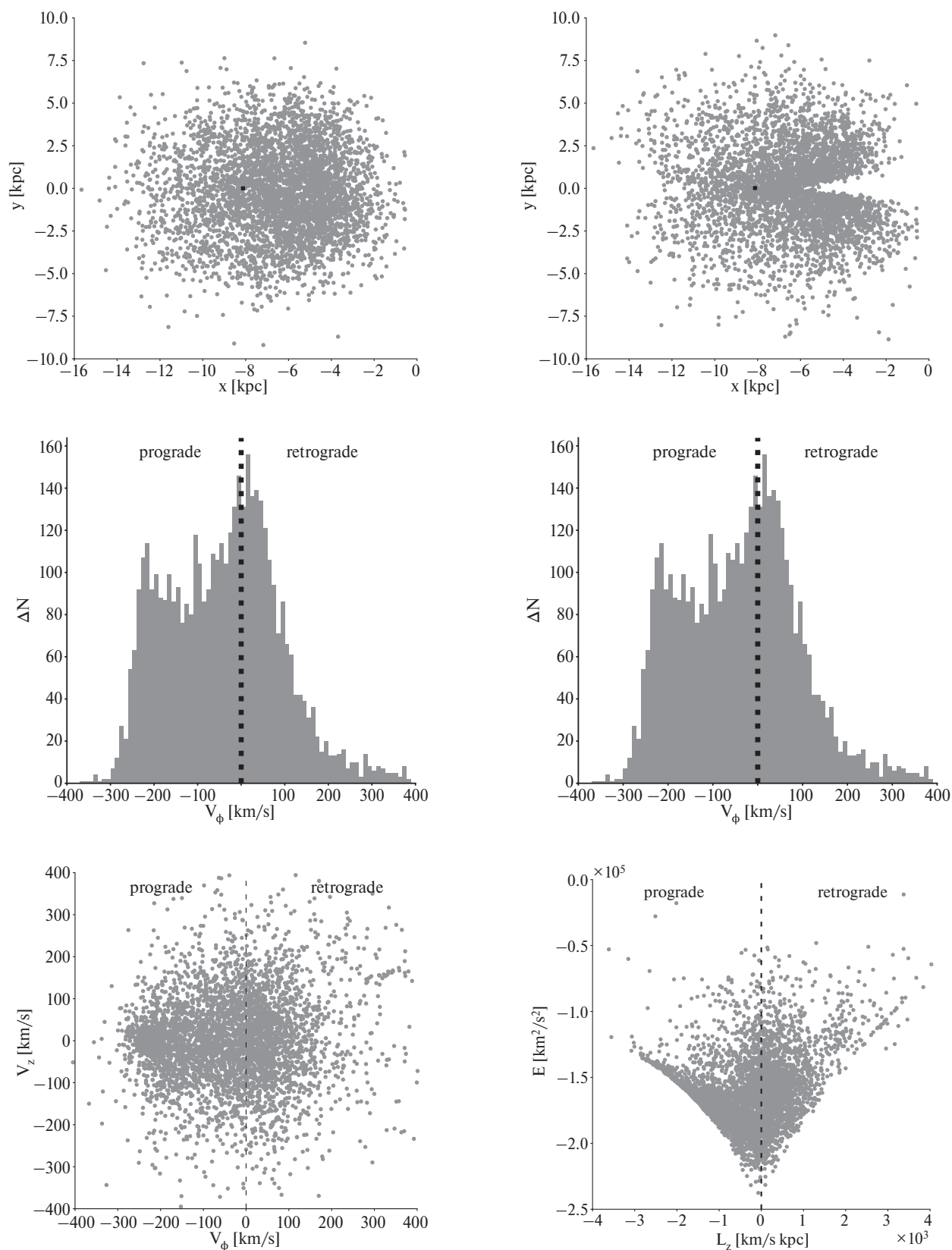


Рис. 2. Верхний ряд: распределение звезд RR Лиры в пространствах (x, y) и (x, z) . Средний ряд: гистограммы распределения $(d, \Delta N)$ и $(V_\phi, \Delta N)$. Внизу: распределения звезд в пространствах (V_ϕ, V_z) и (L_z, E) . Вертикальными пунктирными линиями разделены объекты, имеющие проградное и ретроградное вращение.

Независимо был использован пространственный критерий A2 отождествления звезд гало, согласно которому звезда считается принадлежащей гало, если ее координата $|z| > 3.6$ кпк, что более чем в четыре раза превышает вертикальный масштаб толстого диска Галактики в околосолнечной окрестности [26, 23].

На рис. 3 представлены распределения звезд Гало в пространствах $(V_\phi, \Delta N)$ и (L_z, E) , отобранных по критериям A1 и A2. Выборка звезд гало, отобранная по кинематическому критерию A1, имеет слабое ретроградное вращение со средней вращательной скоростью $\langle V_\phi \rangle = 7.37$ км/с при среднем моменте импульса $\langle L_z \rangle = 55.64$ кпк·км/с. Из 715 звезд, отобранных по этому критерию, в направлении вращения диска движутся $N_{\text{pro}} = 326$ звезд,

в то время как $N_{\text{ret}} = 389$ звезд имеют ретроградное вращение.

Средняя вращательная скорость, определяемая по пространственному критерию A2, оказывается равной $\langle V_\phi \rangle = 8.94$ км/с при среднем моменте импульса $\langle L_z \rangle = 97.26$ кпк·км/с. Полное число звезд, отобранных по этому критерию, равно 544, из которых проградное вращение имеют $N_{\text{pro}} = 229$ звезд, и ретроградное $N_{\text{ret}} = 315$. Отметим, что для обоих критериев отбора количество звезд, имеющих ретроградное вращение, превышает число звезд, движущихся в направлении вращения диска.

На рис. 4 показаны распределения звезд гало по перицентрам r_{peri} , апоцентрам r_{apo} , и эксцентриситетам e , отобранных по обоим критериям. Значения

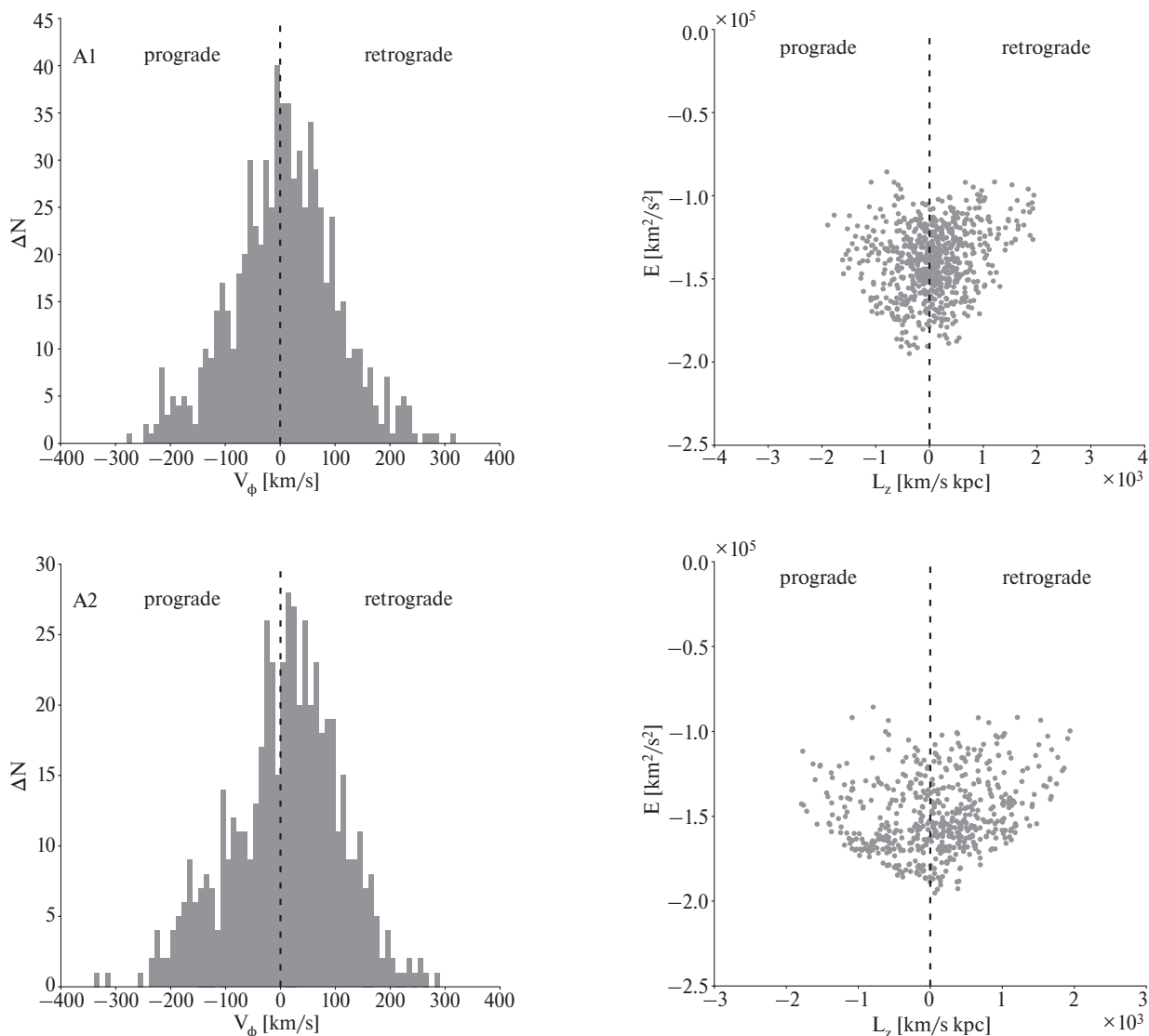


Рис. 3. Гистограмма распределения вращательной скорости звезд гало и распределение звезд гало в пространстве (L_z, E) , отобранных по кинематическому (верхний ряд) и пространственному (нижний ряд) критерию.

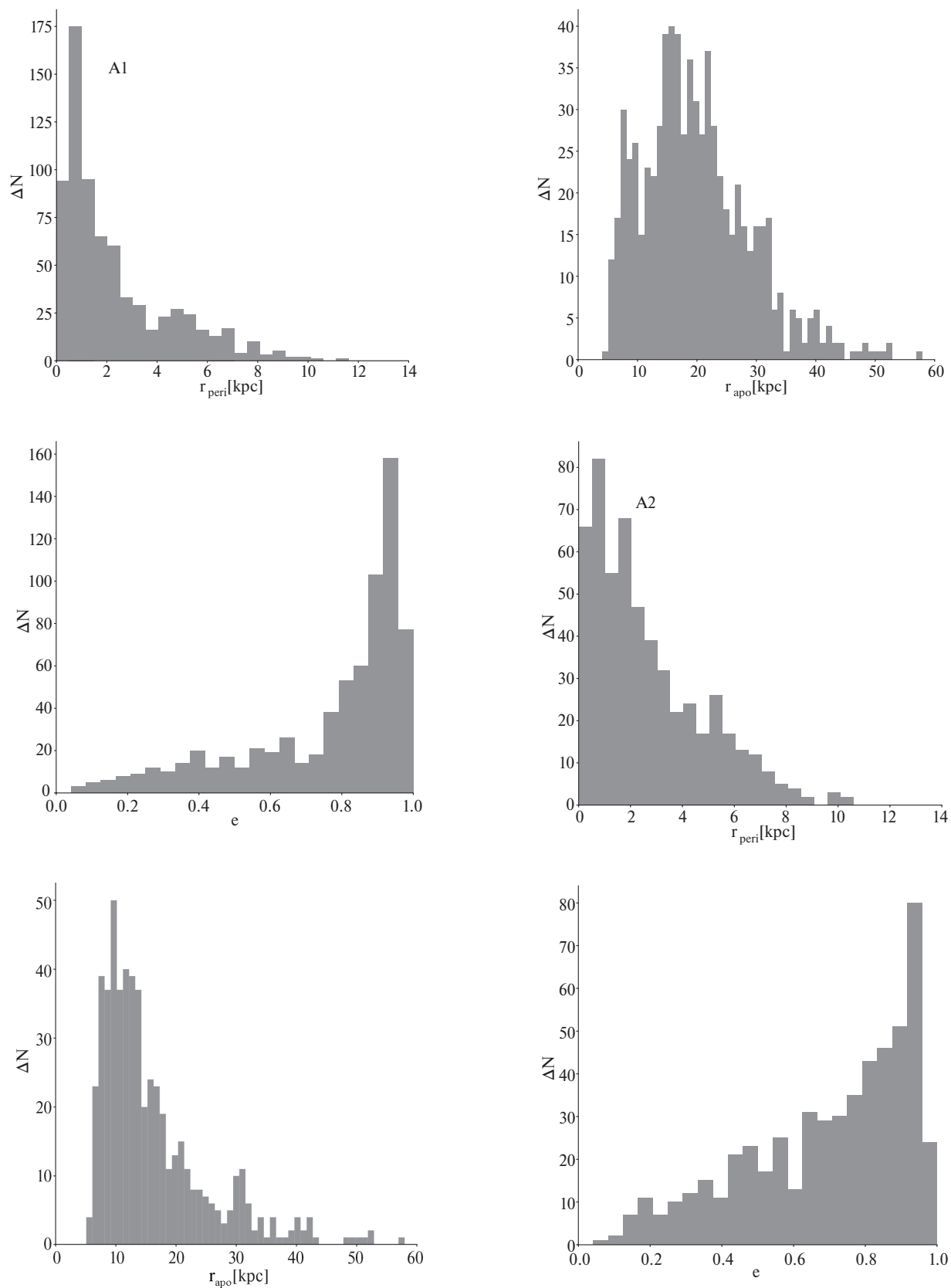


Рис. 4. Кинематические характеристики звезд, отобранных по кинематическому (левый столбец) и пространственному (правый столбец) критериям. Показаны распределения перицентров r_{peri} (верхний ряд), апоцентров r_{apo} (средний ряд) и эксцентриситетов e звезд (нижний ряд).

перицентров, апоцентров и эксцентриситетов звезд получены путем численного интегрирования их орбит в течение 3 млрд. лет вперед во времени в потенциале McMillan17 [21] с помощью пакета galpy [20]. Максимальный период орбит звезд выборки составляет ≈ 600 млн. лет. Таким образом, принятого времени интегрирования достаточно для точного определения параметров орбит. Из рис. 4 видно, что подавляющее число звезд имеет сравнительно малые перицентры (< 4 кпк) и вытянутые орбиты с эксцентриситетами ($e > 0.7$). Отметим, что значительная часть звезд выборки подходит к галактическому бару достаточно близко. Однако взаимодействие лирид гало с проградно вращающимся баром не оказывает существенного влияния на их динамику, и наблюдаемое вращение гало оказывается слабо ретроградным.

Для учета ошибок в значениях параллаксов, собственных движений и лучевых скоростей звезд, а также для учета ошибки в определении скорости Солнца относительно галактического центра и его влияния на значение средней скорости и момента импульса вращающегося гало мы провели статистический эксперимент, в котором тысячу раз генерировались искусственные выборки звезд в пределах ошибок наблюдательных данных. В каждом эксперименте генерировались значения параметров для искусственной выборки из 4353 звезд, в каждой из которых применялись критерии отбора звезд гало, и вычислялись средние значения вращательной скорости гало и его полного момента импульса. В результате, для кинематического критерия A1 среднее вращение гало по 1000 статистическим экспериментам оказалось равным $\langle V_\phi \rangle = 4.08$ км/с со стандартным отклонением от среднего значения $\sigma_{\langle V_\phi \rangle} = 2.19$ км/с. Средний момент импульса оказывается равным в этом случае $\langle L_z \rangle = 34.53$ кпк·км/с при стандартном отклонении $\sigma_{\langle L_z \rangle} = 14.07$ кпк·км/с. Среднее число звезд гало, отобранных по критерию A1, оказывается равным $\langle N \rangle = 692.53$ со стандартным отклонением $\sigma_{\langle N \rangle} = 12.00$. Среднее число звезд, вращающихся в направлении вращения диска, оказывается равным $\langle N_{\text{pro}} \rangle = 327.37$ с $\sigma_{\langle N_{\text{pro}} \rangle} = 10.46$, а для ретроградных — $\langle N_{\text{ret}} \rangle = 365.15$ с $\sigma_{\langle N_{\text{ret}} \rangle} = 10.73$.

Для пространственного критерия A2 средняя скорость вращения гало по результатам статистического эксперимента оказывается равной $\langle V_\phi \rangle = 9.50$ км/с, со стандартным отклонением от среднего значения $\sigma_{\langle V_\phi \rangle} = 2.59$ км/с при среднем моменте импульса $\langle L_z \rangle = 96.94$ кпк·км/с со стандартным отклонением $\sigma_{\langle L_z \rangle} = 19.00$ кпк·км/с. При

этом среднее число отобранных звезд в гало оказывается равным $\langle N \rangle = 510.57$, со стандартным отклонением $\sigma_{\langle N \rangle} = 9.73$. Среднее число звезд, вращающихся проградно, составляет $\langle N_{\text{pro}} \rangle = 218.47$ с $\sigma_{\langle N_{\text{pro}} \rangle} = 8.13$, а для ретроградных — $\langle N_{\text{ret}} \rangle = 292.10$ с $\sigma_{\langle N_{\text{ret}} \rangle} = 8.66$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью данных из каталога GAIA DR3 для переменных звезд типа RR Лиры было оценено вращение гало Млечного Пути в околосолнечной окрестности. Для получения выборки звезд гало мы использовали два критерия: кинематический, когда выбираются звезды, компоненты скоростей которых в направлении, перпендикулярном диску, в три раза превышают значение дисперсии скоростей толстого диска в этом направлении на расстоянии $R = 4$ кпк от центра Галактики, и пространственный, при котором отбирались звезды, находящиеся над плоскостью диска на расстояниях, превышающих четыре вертикальных масштаба распределения плотности звезд толстого диска Галактики.

В обоих случаях отмечается слабое вращение гало в направлении, противоположном вращению диска, со скоростями и стандартными отклонениями для критерия A1 $\langle V_\phi \rangle = 4.08 \pm 2.19$ км/с, и моментом импульса $\langle L_z \rangle = 34.53 \pm 14.07$ кпк·км/с. Для пространственного критерия отбора эти значения равны $\langle V_\phi \rangle = 9.50 \pm 2.59$ км/с, при значении момента импульса $\langle L_z \rangle = 96.94 \pm 19.00$ кпк·км/с. В обоих случаях наблюдается превышение в 15–30% числа звезд, имеющих вращение в направлении, противоположном вращению диска Галактики. Лиу и др. [12], используя положение Солнца $R_{\text{Sun}} = 8.34$ кпк и его компоненты скорости (7.0, 252, 4.95) км/с, не находят заметного вращения лирид с высокой металличностью, подтверждая, однако, проградное вращение лирид с низкой металличностью со скоростью ~ 16.5 км/с. Тиан и др. [9], базируясь на выборке К-гигантов в окрестности 4 кпк от Солнца, обнаружили проградное вращение гало со скоростью 27 км/с, предполагая, что скорость локального стандарта покоя $V_{\text{LSR}} = 232$ км/с и скорость Солнца относительно LSR (11.1, 12.24, 7.25) км/с. Уткин и др. [8], используя $V_{\text{LSR}} = 237 \pm 7$ км/с и пекулярную скорость в направлении вращения $V_{\text{pec, Sun}} = 13.4 \pm 0.4$ км/с, нашли проградное вращение гало со скоростью 20–30 км/с внутри солнечного круга, проградное вращение гало со скоростью 10–20 км/с в его окрестности, отсутствие вращения гало в области

10–15 кпк и его ретроградное вращение за пределами 15 кпк. В работе [10], приняв положение Солнца $R_{Sun} = 8.13 \pm 0.03$ кпк и его скорость $(-11.10 \pm 1.23, 250.24 \pm 9.23, 7.25 \pm 0.63)$ км/с было найдено ретроградное вращение гало со скоростью $\sim 10 - 20$ км/с.

Таир и др. [27] оценили вращение гало близлежащих галактик по наблюдениям облаков холодного газа с температурой около 2.7 К, находящихся в тепловом равновесии с реликтовым излучением. Хотя их наблюдения [27] не позволяют оценить вращение гало галактик во внутренних областях на расстояниях менее 10 кпк от центра, вращательные скорости, полученные ими во внутренних областях гало, близки к значениям, полученным в настоящей работе. Так, для галактики М31 вращение гало, оцененное по холодным газовым облакам, оказалось в диапазоне от ~ -0.5 до 1 км/с на расстоянии ~ 21 кпк от центра. Вращательная скорость гало галактики NGC 5494 на расстоянии 15 кпк равна $\sim -(13 - 17)$ км/с, а вращательная скорость гало М81 на расстоянии 15 кпк оценена в 13–48 км/с.

Базируясь на выборке звезд типа RR Лиры, для которых известны собственные движения с ошибками в расстояниях не превышающих 20%, мы показываем, что с учетом всех ошибок наблюдений и ошибки в определении скорости LSR, скорость ретроградного вращения гало Млечного Пути в около-солнечной окрестности не превышает 4.0–9.5 км/с, что меньше большинства предыдущих оценок.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование было выполнено в Южном федеральном университете при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственный контракт GZ0110/23-10-IF).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность анонимному рецензенту за полезные замечания и внимание, уделенное работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. J. Eggen, D. Lynden-Bell, and A. R. Sandage, 136, 748 (1962).
2. L. Searle and R. Zinn, 225, 357 (1978).
3. V. Belokurov, D. B. Zucker, N. W. Evans, G. Gilmore, et al., 642(2), L137 (2006), arXiv:astro-ph/0605025.

4. A. Helmi, S. D. M. White, P. T. de Zeeuw, and H. Zhao, Nature 402(6757), 53 (1999), arXiv:astro-ph/9911041.
5. A. Helmi, C. Babusiaux, H. H. Koppelman, D. Massari, J. Veljanoski, and A. G. A. Brown, Nature 563(7729), 85 (2018), arXiv:1806.06038 [astro-ph.GA].
6. R. E. Sanderson, A. Helmi, and D. W. Hogg, 801(2), id. 98 (2015), arXiv:1404.6534 [astro-ph.GA].
7. E. Athanassoula, R. E. G. Machado, and S. A. Rodionov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 429(3), 1949 (2013), arXiv:1211.6754 [astro-ph.CO].
8. N. D. Utkin, A. K. Dambis, A. S. Rastorguev, A. D. Klinchev, I. Ablimit, and G. Zhao, Astron. Letters 44(11), 688 (2018).
9. H. Tian, C. Liu, Y. Xu, and X. Xue, 871(2), id. 184 (2019), arXiv:1805.08326 [astro-ph.GA].
10. G. Iorio and V. Belokurov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 502(4), 5686 (2021), arXiv:2008.02280 [astro-ph.GA].
11. D. Carollo, T. C. Beers, Y. S. Lee, M. Chiba, et al., Nature 450(7172), 1020 (2007), arXiv:0706.3005 [astro-ph].
12. G. Liu, Y. Huang, S. A. Bird, H. Zhang, F. Wang, and H. Tian, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 517(2), 2787 (2022), arXiv:2209.07885 [astro-ph.GA].
13. V. Ripepi, G. Clementini, R. Molinaro, S. Leccia, et al., Astron. and Astrophys. 674, id. A17 (2023), arXiv:2206.06212 [astro-ph.SR].
14. M. Taylor, arXiv:1707.02160 [astro-ph.IM] (2017).
15. L. Lindegren, J. Hernández, A. Bombrun, S. Klioner, et al., Astron. and Astrophys. 616, id. A2 (2018), arXiv:1804.09366 [astro-ph.IM].
16. T. P. Robitaille, E. J. Tollerud, P. Greenfield, M. Droettboom, et al., Astron. and Astrophys. 558, id. A33 (2013), arXiv:1307.6212 [astro-ph.IM].
17. R. Abuter, A. Amorim, N. Anugu, M. Bauböck, et al., Astron. and Astrophys. 615, id. L15 (2018), arXiv:1807.09409 [astro-ph.GA].
18. R. Drimmel and E. Poggio, Res. Notes Amer. Astron. Soc. 2(4), id. 210 (2018).
19. M. Bennett and J. Bovy, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 482(1), 1417 (2019), arXiv:1809.03507 [astro-ph.GA].
20. J. Bovy, Astrophys. J. Suppl. 216(2), id. 29 (2015), arXiv:1412.3451 [astro-ph.GA].
21. P. J. McMillan, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 465(1), 76 (2017), arXiv:1608.00971 [astro-ph.GA].
22. R. Tkachenko, V. Korchagin, A. Jmailova, G. Carraro, and B. Jmailov, Galaxies 11(1), id. 26 (2023), arXiv:2303.05603 [astro-ph.GA].

23. *K. Vieira, G. Carraro, V. Korchagin, A. Lutsenko, T. M. Girard, and W. van Altena*, 932(1), id. 28 (2022), arXiv:2205.00590 [astro-ph.GA].
24. *V. Korchagin, A. Lutsenko, R. Tkachenko, G. Carraro, and K. Vieira*, Galaxies 11(5), id. 97 (2023), arXiv:2310.10327 [astro-ph.GA].
25. *S. Khrapov, A. Khoperskov, and V. Korchagin*, Galaxies 9(2), id. 29 (2021), arXiv:2105.03198 [astro-ph.GA].
26. *M. Jurić, Ž. Ivezić, A. Brooks, R. H. Lupton, et al.*, 673(2), 864 (2008), arXiv:astro-ph/0510520.
27. *N. Tahir, F. De Paolis, A. Qadir, and A. A. Nucita*, Symmetry 15(1), id. 160 (2023), arXiv:2301.03249 [astro-ph.GA].

ROTATION OF THE MILKY WAY HALO IN THE SOLAR NEIGHBORHOOD BASED ON GAIA DR3 CATALOG

R. V. Tkachenko¹, A. P. Bryndina¹, A. B. Zhmailova¹, V. I. Korchagin¹

¹*Institute of Physics, Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia*

The rotation of the Milky Way halo in the solar neighborhood is investigated using kinematic data from the GAIA DR3 catalog for RR Lyrae variable stars with parallax errors of less than 20%. Two criteria were used for selecting halo stars — kinematic and spatial. In both approaches, we confirm the existence of weak rotation of the halo in the direction opposite to the rotation of the Galactic disk with velocities of 4.08 ± 2.19 km/s for the kinematic criterion and 9.49 ± 2.59 km/s for the spatial criterion.

Keywords: RR Lyraes, Milky Way, halo, kinematics of stars

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АСТЕРОИДОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ, ПО РЕЗУЛЬТАТАМ НАБЛЮДЕНИЙ 2022–2023 ГГ.

© 2024 г. Э. Д. Кузнецов^{1,*}, Ю. З. Вибе^{1,**}, Д. В. Гламазда^{1,***},
Г. Т. Кайзер^{1,****}, В. В. Крушинский^{1,*****}, М. С. Крючков²,
С. А. Нароенков^{2,*****}, А. С. Перминов^{1,*****}

¹Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: eduard.kuznetsov@urfu.ru

**E-mail: julia.vibe@urfu.ru

***E-mail: antimuon@mail.ru

****E-mail: galina.kaiser@urfu.ru

*****E-mail: vadim.krushinsky@urfu.ru

*****E-mail: snaroenkov@gmail.com

*****E-mail: alexander.perminov@urfu.ru

Поступила в редакцию 14.01.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

На телескопах СБГ Коуровской астрономической обсерватории УрФУ и Цейсс-1000 Симеизской обсерватории ИНАСАН в 2022–2023 гг. выполнены позиционные и многоцветные фотометрические наблюдения астероидов, сближающихся с Землей. По результатам позиционных наблюдений на телескопе СБГ для семи астероидов получены улучшенные элементы орбит. По фотометрическим наблюдениям оценены периоды осевого вращения семи астероидов. По результатам фотометрических наблюдений в фильтрах *B*, *V*, *R*, *I* получены показатели цвета для шести астероидов.

Ключевые слова: астероиды, позиционные наблюдения, фотометрические наблюдения, улучшенные элементы орбиты, кривые блеска, периоды вращения, показатели цвета

DOI: 10.31857/S0004629924070063 EDN: IULCHE

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), являются актуальной задачей, которая тесно связана с проблемой астероидно-кометной опасности. Позиционные и фотометрические наблюдения АСЗ позволяют получать динамические и физические характеристики астероидов, которые используются для оценки опасности астероида при его тесном сближении с Землей или возможном падении на Землю.

Наблюдения АСЗ имеют ряд особенностей, отличающих их от других малых тел и, в первую очередь, от астероидов главного пояса. Периоды видимости, в которые АСЗ доступны наземным телескопам малых и средних размеров, повторяются нерегулярно. Исключение составляют АСЗ, которые находятся в орбитальных резонансах с Землей.

В этом случае условия наблюдений в каждом из регулярных появлений АСЗ оказываются близкими по геоцентрическим расстояниям и фазовым углам, а астероид находится примерно в одинаковой области орбиты. Для нерезонансных астероидов характерно нерегулярное распределение интервалов видимости, при этом условия наблюдений АСЗ становятся более разнообразными. Чем меньше размер АСЗ, тем в среднем больше интервалы времени между его появлениями, и тем короче промежутки времени, позволяющие выполнять наблюдения. В случае тесных сближений астероидов с Землей появляется возможность наблюдать объекты небольшого размера, диаметром несколько десятков или сотен метров, однако область поверхности Земли, с которой можно проводить наблюдения, сокращается. Каждое появление АСЗ становится уникальным, дающим возможность получить новые сведе-

ния, характеризующие динамические и физические характеристики астероида.

С 2020 г. в Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета (КАО УрФУ) и Центре коллективного пользования (ЦКП) «Терскольская обсерватория» ИНАСАН выполняется совместный проект АСЗ-КС по определению динамических и физических параметров астероидов, сближающихся с Землей, по результатам позиционных и фотометрических наблюдений [1]. Решаются следующие задачи.

- Определение улучшенных элементов орбит.
- Определение периодов осевого вращения астероидов.
- Оценка показателей цвета астероидов.

Наблюдения АСЗ проводятся на телескопе СБГ АО УрФУ и телескопе Цейсс-1000 ЦКП «Терскольская обсерватория», находящемся в Симеизской обсерватории ИНАСАН. Статья посвящена описанию и анализу результатов, полученных на основе этих наблюдений. Описание инструментов и светоприемной аппаратуры дано в разделе 2. В разделе 3 приведены результаты позиционных наблюдений. В разделе 4 получены периоды осевого вращения астероидов. Показателям цвета посвящен раздел 5.

Таблица 1. Основные параметры телескопов СБГ и Цейсс-1000

Параметр	СБГ	Цейсс-1000
Оптическая система	Шмидта	Ричи-Кретьена
Диаметр зеркала, м	0.4	1
Фокусное расстояние, м (с редуктором фокуса, Цейсс-1000)	0.8	13 5.7
Светоприемник	Apogee Alta U32	FLI PL 16803
Размер пикселя, мкм	6.8 × 6.8	9 × 9
Масштаб изображения, "/пиксель (с редуктором фокуса, Цейсс-1000)	1.8	0.143 0.326
Поле зрения (с редуктором фокуса, Цейсс-1000)	65' × 44'	10' × 10' 22' × 22'

2. СВЕДЕНИЯ О ТЕЛЕСКОПАХ

Наблюдения АСЗ проводились на двух инструментах: телескопе СБГ КАО УрФУ и телескопе Цейсс-1000 ИНАСАН. Основные параметры телескопов СБГ и Цейсс-1000 и их светоприемной аппаратуры приведены в табл. 1. На телескопе СБГ выполнялись позиционные и фотометрические наблюдения АСЗ. Для позиционных наблюдений использовался фильтр *R*, для фотометрических наблюдений — фильтры *V*, *R*, *I*. На телескопе Цейсс-1000 проводились фотометрические наблюдения в фильтрах *B*, *V*, *R*, *I*. Количественные сведения о наблюдениях, выполненных с июля 2022 г. по март 2023 г., приведены в табл. 2 и 3.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УЛУЧШЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТ И ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ПОЗИЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Для всех кадров, полученных на телескопе СБГ по программам позиционных и фотометрических наблюдений, выполнялась астрометрическая обработка. Использовалась программа IzmCCD¹ [2]. По результатам позиционных наблюдений с помощью программного комплекса «ИДА» [3] было выполнено улучшение орбит астероидов, которые наблюдались на телескопе СБГ в 2022–2023 гг. На основе улучшенных элементов орбит были получены среднеквадратические ошибки разностей (*O* – *C*) экваториальных координат σ_α и σ_δ . Результаты даны в табл. 4, где σ — среднеквадратическая ошибка разностей (*O* – *C*) по всем использованным при улучшении орбиты наблюдениям. Точность определения координат, представленных в табл. 4 АСЗ по наблюдениями на телескопе СБГ, составляет: по прямому восхождению — 0.2", по склонению — 0.1"–0.3", что достаточно для решения задачи оперативного сопровождения объектов.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ ОСЕВОГО ВРАЩЕНИЯ

Первоначальная обработка фотометрических наблюдений выполнялась с помощью программы АМ:РМ, разработанной в Коуровской астрономической обсерватории УрФУ [4]. Зависимость ошибок определения блеска рассматриваемых в настоящей статье АСЗ на телескопе СБГ от видимой звездной величины в фильтрах *V* и *R* представлена на рис. 1. Обычно фотометрические наблюдения на телескопе СБГ проводятся для объектов ярче 16.5^m–17.0^m, что обеспечивает точность определения звездной вели-

¹ <http://izmccd.puldb.ru/>

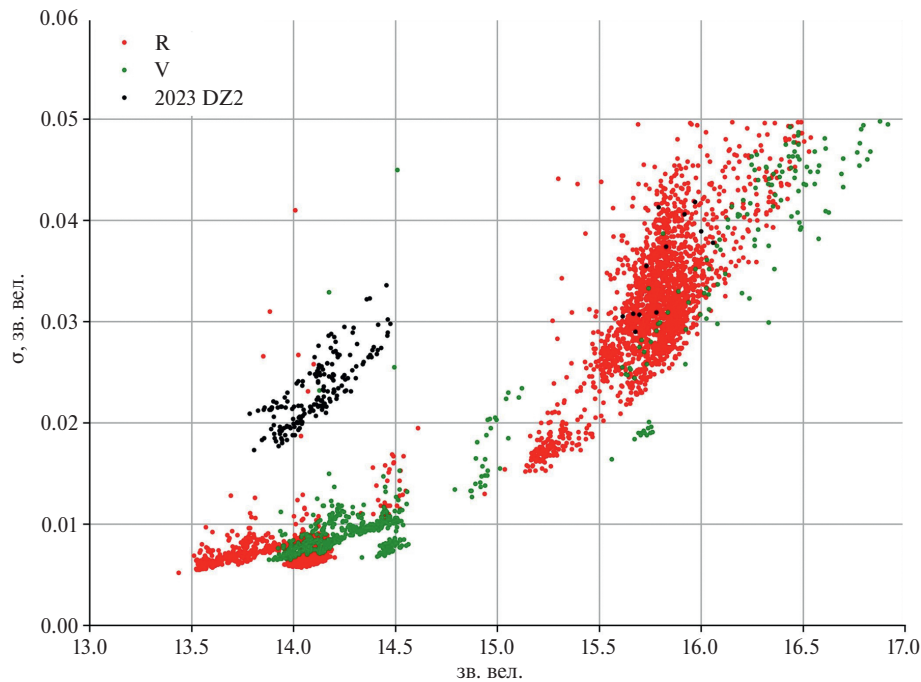


Рис. 1. Зависимость ошибки фотометрических наблюдений АСЗ на телескопе СБГ от видимой звездной величины в фильтрах *V* (зеленые точки) и *R* (красные точки). Черные точки соответствуют астероиду 2023 DZ2, наблюдавшемуся в фильтре *R*.

Таблица 2. Сведения о наблюдениях, выполненных на телескопе СБГ в 2022–2023 гг.

Астероид	Дата наблюдений	Количество положений в фильтрах			Астероид	Дата наблюдений	Количество положений в фильтрах		
		<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>			<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>
(2100) Ra-Shalom	22.08.2022	74	74	78	(161 989) Cacus	15.08.2022	53	53	56
	24.08.2022	74	72	76		18.08.2022	13	16	14
	25.08.2022	64	66	65		19.08.2022	75	77	75
	26.08.2022	69	66	72		21.08.2022	60	60	60
	27.08.2022	44	45	43	(226 554) 2003 WR21	29.12.2022	—	315	—
	28.08.2022	63	64	65		15.01.2023	—	92	—
	29.08.2022	60	60	60	(422 787) 2001 WS1	17.11.2022	—	462	—
(4486) Mithra	11.03.2023	—	211	—		18.11.2022	43	44	51
	12.03.2023	17	16	16		19.11.2022	—	145	—
	14.03.2023	—	151	—		25.11.2022	22	25	23
	15.03.2023	10	12	10		28.11.2022	31	47	30
	18.03.2023	59	61	59	2008 TB27	13.12.2022	—	284	—
	30.03.2023	40	45	39		14.12.2022	14	14	15
(65 803) Didymos	27.11.2022	—	187	—		21.12.2022	—	202	—
	28.11.2022	—	92	—	2023 DZ2	23.03.2023	—	16	—
	02.12.2022	—	196	—		24.03.2023	—	210	—
(98 943) 2001 CC21	20.01.2023	—	169	—					
	16.01.2023	—	89	—					

чины не хуже 0.05^m . Черными точками на рис. 1 показаны стандартные отклонения для фотометрических наблюдений в фильтре R астероида 2023 DZ2, который прошел 25.03.2023 на минимальном геоцентрическом расстоянии около 175 000 км. Точность наблюдений, выполненных 23.03.2023 (блеск астероида около 15.5^m – 16.0^m), соответствует точности фотометрических наблюдений других астероидов. На следующий день 24.03.2023, накануне максимального сближения с Землей, астероид имел высокую скорость видимого движения относительно звезд (более $30''/\text{мин}$), что привело к росту ошибок фотометрических наблюдений примерно на 0.01^m , несмотря на увеличение блеска астероида до 13.7^m – 14.5^m .

На рис. 2 приведены ошибки фотометрии АСЗ, наблюдавшихся на телескопе Цейсс-1000 в фильтрах B , V , R , I , в зависимости от звездной величины. Дискретность приведенных на рис. 2 данных связана с тем, что оценки звездной величины были получены с точностью 0.001^m . Ошибки фотометрических наблюдений АСЗ, имеющих блеск 17.0^m – 17.5^m , на те-

лескопе Цейсс-1000 в фильтрах R и V , как правило, не превышают 0.040^m – 0.045^m .

Для определения периодов вращения астероидов по фазовым кривым блеска, звездные величины в различных фильтрах были приведены к фильтру R . При построении фазовых кривых блеска для учета зависимости блеска астероида от фазового угла определялись параметры двух- или трехпараметрических моделей с использованием онлайн-калькулятора *Online calculator for H , $G1$, $G2$ photometric system*² [5–7]. Построение фазовых кривых блеска и оценка периода P осевого вращения выполнялись в онлайн-системе *Period search service*³ методом Лафлера-Кинмана [8]. Примеры фазовых кривых блеска показаны на рис. 3–5. По оси ординат приведены значения H_R — абсолютные звездные величины в фильтре R .

Оценки периодов P осевого вращения астероидов приведены в табл. 5. Результаты согласуются с дан-

² <http://h152.it.helsinki.fi/HG1G2/>

³ <http://scan.sai.msu.ru/lk/>

Таблица 3. Сведения о наблюдениях, выполненных на телескопе Цейсс-1000 в 2022 г.

Астероид	Дата наблюдений	Количество положений в фильтрах				Астероид	Дата наблюдений	Количество положений в фильтрах			
		B	V	R	I			B	V	R	I
(2100) Ra-Shalom	14.07.2022	7	7	7	7	(161 989) Cacus	20.08.2022	19	19	19	19
	15.07.2022	10	10	10	10		21.08.2022	15	15	15	15
	16.07.2022	11	11	11	11		22.08.2022	15	15	15	15
	18.07.2022	9	9	9	9		23.08.2022	17	17	17	17
	19.07.2022	10	10	10	10		27.08.2022	44	44	44	44
	20.07.2022	10	10	10	10		28.08.2022	50	50	50	50
	21.07.2022	10	10	10	10		29.08.2022	40	40	40	40
	22.07.2022	13	13	13	13		30.08.2022	50	50	50	50
	23.07.2022	12	12	12	12	(560 563) 2015 HH10	14.07.2022	17	17	17	17
	24.07.2022	13	13	13	13		15.07.2022	30	30	30	30
(12 711) Tukmit	20.08.2022	15	15	15	15		16.07.2022	30	30	30	30
	21.08.2022	20	20	20	20		17.07.2022	30	29	29	30
	22.08.2022	20	20	20	20		18.07.2022	30	30	30	30
	23.08.2022	20	20	20	20		19.07.2022	30	30	30	30
	26.08.2022	8	8	7	7		20.07.2022	29	29	29	29
	27.08.2022	19	19	19	19		21.07.2022	30	30	30	30
	28.08.2022	20	20	20	20		22.07.2022	30	30	30	30
	29.08.2022	24	24	24	24		23.07.2022	28	28	28	28
	30.08.2022	20	20	20	20		24.07.2022	11	10	10	9

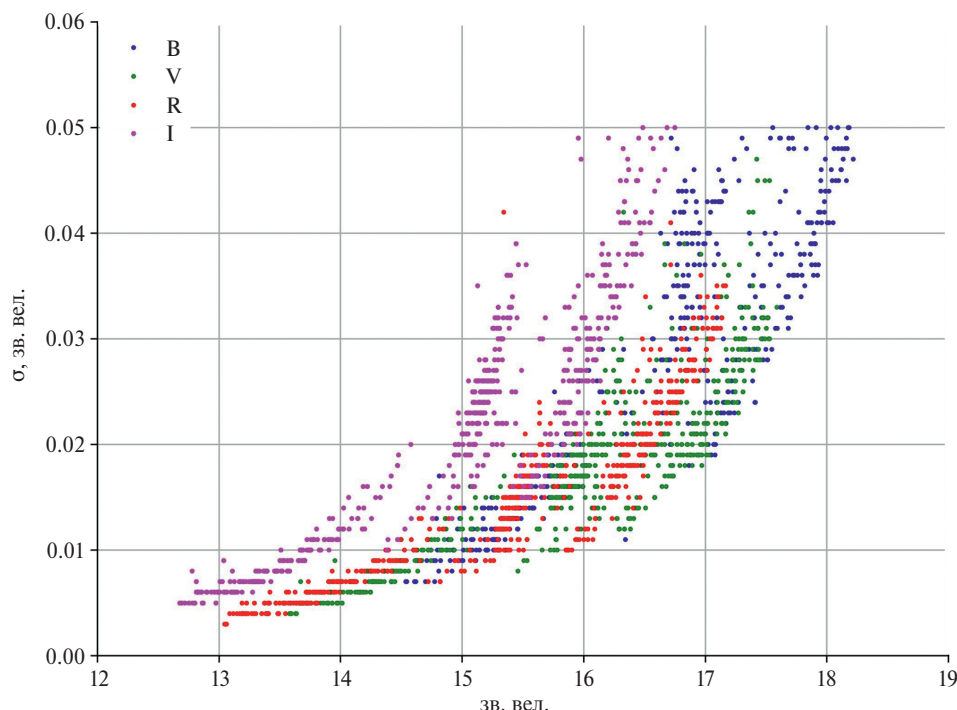


Рис. 2. Зависимость ошибок фотометрических наблюдений АСЗ на телескопе СБГ от видимой звездной величины в фильтрах *B* (синие точки), *V* (зеленые точки), *R* (красные точки) и *I* (малиновые точки).

ными о периодах P_0 вращения астероидов, содержащимися в базе данных фотометрических кривых блеска астероидов Центра малых планет (ALCDEF⁴), в пределах ошибок определения. Для большинства астероидов периоды согласуются в пределах стандартного отклонения σ . Как видно из рис. 3а, ввиду большого периода осевого вращения астероида (4486) Mithra — более 2.7 суток (см. табл. 5), не удалось охватить наблюдениями все фазы кривой

блеска. Однако, благодаря тому, что наблюдался один из минимумов блеска, полученная оценка периода осевого вращения, $P = 65.8 \pm 4.7$ часа, согласуется с найденным ранее в работе [10] периодом $P = 67.5 \pm 6$ часа. Для астероида (98 943) 2001 CC21 наблюдается соответствие периодов в пределах 2σ . Период вращения астероида (161 989) Sacus оценивался на основе совместного анализа наблюдений, выполненных на телескопах СБГ и Цейсс-1000 (см. рис. 5). Оценка периода вращения для астероида 2008 TB27 получена впервые.

⁴<https://alcdef.org/>

Таблица 4. Улучшенные элементы орбит и оценки σ_α и σ_δ

АСЗ	Эпоха, JD	a , а. е.	e	i , град.	Ω , град.	g , град.	M_0 , град.	σ ,''	σ_α ,''	σ_δ ,''
(2100) Ra-Shalom	245 5677.5	0.83211	0.43649	8.24842	17.51070	149.88922	176.39828	0.33	0.17	0.14
(4486) Mithra	245 2974.5	2.20410	0.66040	24.02257	7.40319	244.34005	16.02834	0.43	0.23	0.13
(98 943) 2001 CC21	245 4973.5	1.03242	0.21920	25.04686	11.05703	244.81460	237.81819	0.42	0.24	0.19
(161 989) Sacus	245 9829.5	1.12286	0.21382	8.25270	99.79479	165.23706	59.97467	0.43	0.21	0.22
(226 554) 2003 WR21	245 9503.5	1.11851	0.26143	25.73242	21.72952	174.00804	288.99696	0.36	0.17	0.33
2001 WS1	245 9880.5	2.59072	0.61883	36.68601	0.49549	6.05528	4.86960	0.33	0.21	0.21
2008 TB27	245 9938.5	1.77277	0.36056	41.93063	293.29449	133.10707	5.74538	0.37	0.29	0.43

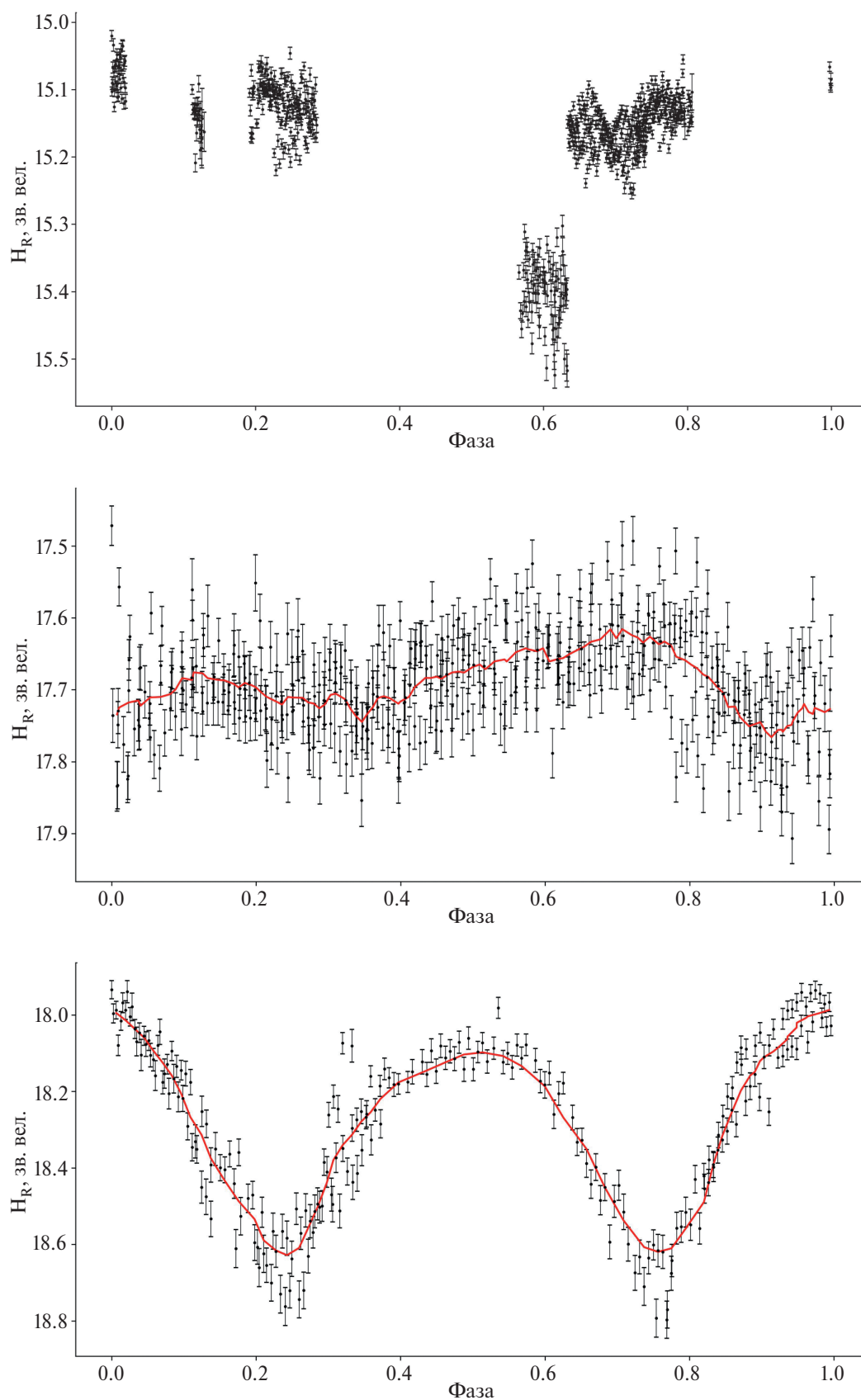


Рис. 3. Фазовые кривые блеска астероидов, наблюдавшихся на телескопе СБГ: (4486) Mithra (a), (65 803) Didymos (b), (98 943) 2001 CC21 (c), 2008 TB27 (d), и 2023 DZ2 (e). Красная линия — скользящее среднее.

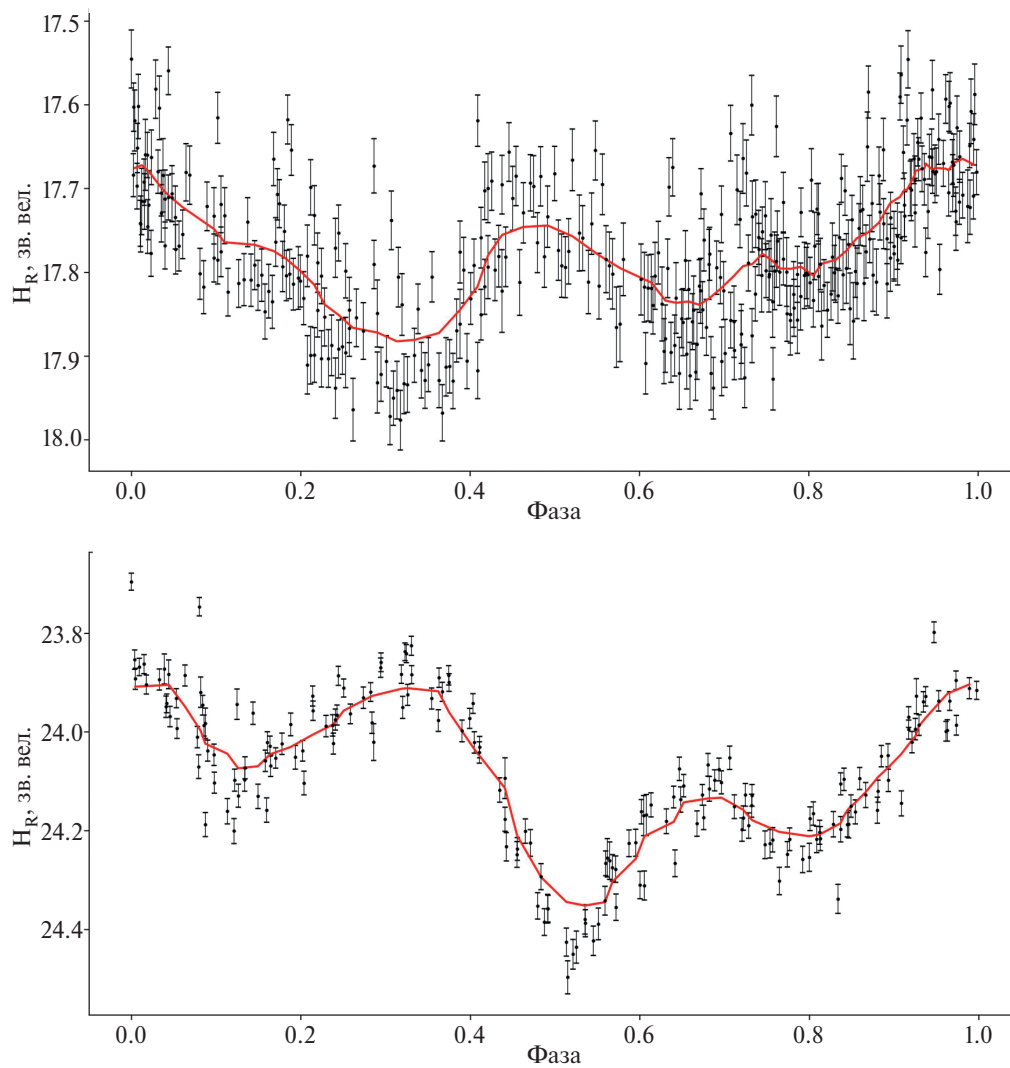


Рис. 3, продолжение. Фазовые кривые блеска астероидов, наблюдавшихся на телескопе СБГ: (4486) Mithra (a), (65803) Didymos (b), (98943) 2001 CC21 (c), 2008 TB27 (d), и 2023 DZ2 (e). Красная линия — скользящее среднее.

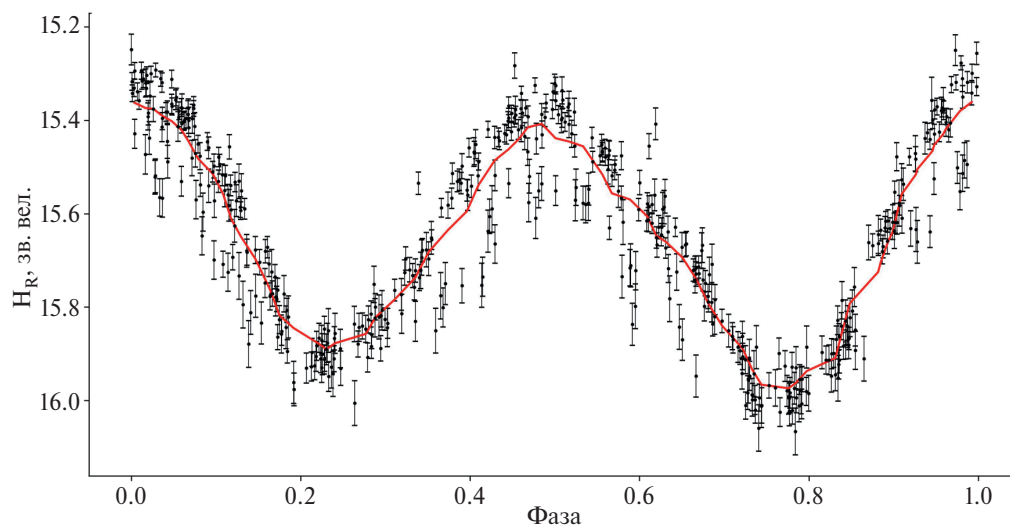


Рис. 4. Фазовая кривая блеска астероида (12711) Tukmit по наблюдениям на телескопе Цейсс-1000. Красная линия — скользящее среднее.

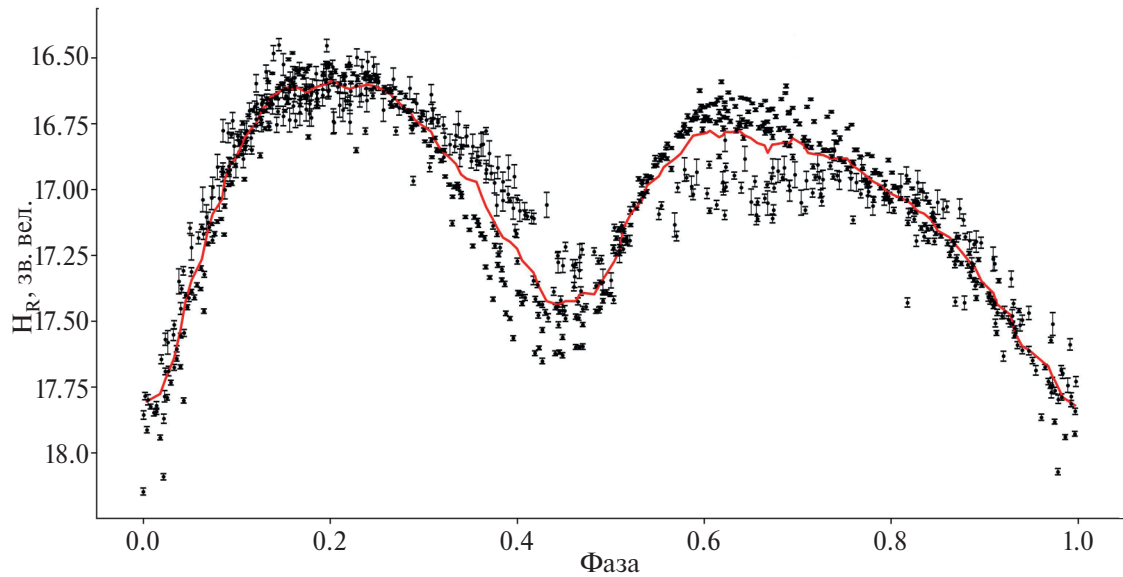


Рис. 5. Фазовая кривая блеска астероида (161 989) Sacus по наблюдениям на телескопах СБГ и Цейсс-1000. Красная линия — скользящее среднее.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА

В табл. 6 приведены оценки показателей цвета астероидов по результатам наблюдений на телескопах СБГ и Цейсс-1000. Показатели цвета $V - R$, $V - I$ и $R - I$ для астероидов (2100) Ra-Shalom и (161 989) Sacus получены в ходе совместного анализа наблюдений, выполненных на телескопах СБГ и Цейсс-1000. Полужирным шрифтом выделены названия астероидов, для которых показатели цвета определены впервые. В том случае, если имеются оценки показателей цвета, полученные другими авторами, они также приведены в табл. 6. В большинстве случаев вычисленные показатели цвета в пределах ошибок совпадают со значениями из базы ALCDEF. Рассмотрим отдельные случаи.

Для астероида (2100) Ra-Shalom имеется несколько оценок показателей цвета [9, 14, 15]. Сравнение этих оценок с полученными на телескопах СБГ и Цейсс-1000 показывает, что показатели цвета согласуются в пределах двух стандартных отклонений σ .

Показатели цвета астероида (4486) Mithra, полученные на телескопе СБГ и в работе [16], согласуются в пределах стандартных отклонений.

Для астероида (161 989) Sacus оценка показателя цвета $V - R$, полученная в результате совместной обработки наблюдений на телескопах СБГ и Цейсс-1000, согласуется с результатом работы [9] в пределах стандартного отклонения.

Таблица 5. Периоды осевого вращения астероидов

АСЗ	P , часы	P_0 , часы	Источник
СБГ и Цейсс-1000			
(161989) Sacus	3.752 ± 0.019	3.755067 ± 0.000002	[9]
СБГ			
(4486) Mithra	65.8 ± 4.7	67.5 ± 6	[10]
(65803) Didymos	2.265 ± 0.020	2.2593 ± 0.0002	[11]
(98943) 2001 CC21	5.205 ± 0.021	5.0159 ± 0.0006	[12]
2008 TB27	6.05 ± 0.09		
2023 DZ2	0.10458 ± 0.00019	$0.1045748 \pm 6 \times 10^{-7}$	ALCDEF
Цейсс-1000			
(12711) Tukmit	3.485 ± 0.025	3.483 ± 0.001	[13]

Таблица 6. Показатели цвета астероидов

$B - V$	$B - R$	$V - R$	$V - I$	$R - I$	Источник
(2100) Ra-Shalom					
0.798 ± 0.054	1.126 ± 0.051	0.365 ± 0.021	0.783 ± 0.024	0.418 ± 0.023	СБГ, Цейсс-1000
		0.398 ± 0.010			Цейсс-1000
0.719 ± 0.012		0.449 ± 0.009	0.759 ± 0.017		[9]
0.75 ± 0.05		0.40 ± 0.02			[14]
					[15]
(12 711) Tukmit					
0.804 ± 0.068	1.227 ± 0.066	0.423 ± 0.052	0.900 ± 0.063	0.472 ± 0.057	Цейсс-1000
(4486) Mithra					
0.814 ± 0.14		0.455 ± 0.020	0.769 ± 0.026	0.314 ± 0.023	СБГ
		0.428 ± 0.10	0.699 ± 0.16		[16]
(161 989) Cacus					
1.065 ± 0.029	1.598 ± 0.026	0.501 ± 0.040	0.917 ± 0.042	0.420 ± 0.040	СБГ, Цейсс-1000
		0.486 ± 0.015			Цейсс-1000
					[9]
(422 787) 2001 WS1					
		0.430 ± 0.071	0.884 ± 0.076	0.45 ± 0.11	СБГ
(560 563) 2015 HH10					
0.958 ± 0.057	1.486 ± 0.053	0.527 ± 0.036	0.805 ± 0.046	0.278 ± 0.042	Цейсс-1000

Для астероидов (12 711) Tukmit, (422 787) 2001 WS1 и (560 563) 2015 HH10 оценки показателей цвета в базе ALCDEF отсутствуют.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что наблюдения на телескопах СБГ Коуровской астрономической обсерватории УрФУ и Цейсс-1000 ИНАСАН дополняют друг друга и позволяют определять как динамические, так и физические характеристики АСЗ. Телескоп СБГ ориентирован на позиционные наблюдения АСЗ, а также на фотометрические с целью определения периодов вращения АСЗ и показателей цвета $V - R$, $V - I$, $R - I$. Получение улучшенных элементов орбит дает возможность проведения детальных исследований орбитальной эволюции АСЗ.

Многоцветная фотометрия на телескопе Цейсс-1000 позволяет получать надежные оценки нескольких показателей цвета. Различия в оценках показателей цвета, в частности $V - R$, получаемых на разных телескопах, а также разными авторами, указывают на актуальность проведения многоцветной фотометрии АСЗ.

Полученные в настоящей работе результаты показывают возможности телескопа СБГ Коуровской астрономической обсерватории и телескопа Цейсс-1000 ИНАСАН при оперативном сопровождении и характеристике АСЗ. Точность позиционных наблюдений АСЗ на телескопе СБГ обеспечивает построение улучшенных орбит АСЗ. Многоцветные фотометрические наблюдения на телескопах СБГ и Цейсс-1000 позволяют надежно определять периоды осевого вращения АСЗ и их показатели цвета. Учитывая относительно короткие интервалы времени, в течение которых АСЗ доступны наблюдениям, в настоящей работе удалось получить первые оценки периода вращения астероида 2008 ТВ27 и показателей цвета АСЗ (12 711) Tukmit, (422 787) 2001 WS1, (560 563) 2015 HH10.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, темы: FEUZ-2023-0019 (проведение наблюдений на телескопе СБГ и их обработка), FEUZ-2020-0038 (проведение наблюдений на телескопе Цейсс-1000 и их обработка).

БЛАГОДАРНОСТИ

При выполнении наблюдений использовались телескопы: СБГ, входящий в УНУ «Коуровская астрономическая обсерватория», и Цейсс-1000, входящий в состав научного оборудования ЦКП «Терскольская обсерватория» ИНАСАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Э. Д. Кузнецов, Ю. З. Вибе, Д. В. Гламазда, Г. Т. Кайзер, и др. Научные труды Ин-та астрономии РАН 7(1), 62 (2022).
2. I. S. Izmailov, M. L. Khovrichева, M. Yu. Khovrichев, O. V. Kiyayeva, et al., *Astron. Letters* 36(5), 349 (2010).
3. T. Y. Galushina, L. E. Bykova, O. N. Letner, and A. P. Baturin, *Astron. and Comput.* 29, id. 100301 (2019).
4. В. В. Крушинский, Физика Космоса, Тр. 47-й Международной студенческой научной конференции, Екатеринбург, 29 января–2 февраля 2018 г.; ред. Э. Д. Кузнецов, Д. З. Вибе, А. Б. Островский, С. В. Салий, А. М. Соболев, К. В. Холшевников, Б. М. Шустов (Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2018), с. 205.
5. K. Muinonen, I. N. Belskaya, A. Cellino, M. Delbò, A.-C. Levasseur-Regourd, A. Penttilä, and E. F. Tedesco, *Icarus* 209(2), 542 (2010).
6. D. A. Oszkiewicz, K. Muinonen, E. Bowell, D. Trilling, A. Penttilä, T. Pieniluoma, L. H. Wasserman, and M.-T. Enga, *J. Quant. Spectroscop. Radiative Transfer* 112(11), 1919 (2011).
7. Penttilä, V. G. Shevchenko, O. Wilkman, and K. Muinonen, *Planet. Space Sci.* 123, 117 (2016).
8. J. Lafler and T. D. Kinman, *Astrophys. J. Suppl.* 11, 216 (1965).
9. J. Ďurech, D. Vokrouhlický, P. Pravec, J. Hanuš, et al., *Astron. and Astrophys.* 609, id. A86 (2018).
10. M. Brozovic, L. A. M. Benner, C. Magri, S. J. Ostro, et al., *Icarus* 208(1), 207 (2010).
11. P. Pravec, P. Scheirich, P. Kušnirák, L. Šarounová, et al., *Icarus* 181(1), 63 (2006).
12. B. D. Warner, *Minor Planet Bull.* 50(3), 217 (2023).
13. B. D. Warner and R. D. Stephens, *Minor Planet Bull.* 49(2), 83 (2022).
14. C.-H. Lin, W.-H. Ip, Z.-Y. Lin, Y.-C. Cheng, H.-W. Lin, and C.-K. Chang, *Planet. Space Sci.* 152, 116 (2018).
15. С. Х. Абдуллоев, Н. Н. Куселев, Ш. Ш. Шамсиддинов, *Астрон. вестн.* 55(5), 403 (2021).
16. M. Hicks, K. Lawrence, J. Somers, and A. McAuley, *Astron. Telegram № 2488*, 1 (2010).

DETERMINATION OF DYNAMIC AND PHYSICAL CHARACTERISTICS OF NEAR-EARTH ASTEROIDS BASED ON OBSERVATIONS FROM 2022–2023

E. D. Kuznetsov¹, Yu. Z. Wiebe¹, D. V. Glamazda¹, G. T. Kaiser¹,
V. V. Krushinsky¹, M. S. Kryuchkov², S. A. Naroenkov², A. S. Perminov¹

¹Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

²Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Astrometric and multicolor photometric observations of near-Earth asteroids have been made at the SBG telescopes of the Kourouka Astronomical Observatory of the UrFU and the Zeiss-1000 telescope of the Simeiz Observatory in 2022–2023. Improved orbital elements were obtained for seven asteroids from astrometric observations at the SBG telescope. Axial rotation periods were estimated from photometric observations for seven asteroids. Color indices for six asteroids were obtained from photometric observations in *B*, *V*, *R*, and *I* filters.

Keywords: asteroids, astrometric observations, photometric observations, improved orbital elements, light curves, rotation periods, color indices

ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ ДВУХ ЖИДКИХ МАСС С СИНХРОННЫМ ВРАЩЕНИЕМ. ДИНАМИКА ДВОЙНОГО АСТЕРОИДА (190166) 2005 UP156

© 2024 г. Б. П. Кондратьев

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

*Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

E-mail: work@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 22.02.2024 г.

После доработки 25.04.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Поставлена и решена задача о фигурах равновесия двух жидких масс, находящихся в состоянии приливного взаимозахвата. В системе выполняется условие полного синхронного (орбитального плюс спинового) вращения, оба тела имеют одинаковые массы и конгруэнтные эллипсоидальные поверхности. Для каждой фигуры, кроме собственной гравитации и центробежных сил, в приливном приближении учитывается притяжение от второго тела. Аналитико-численным методом находится пространственная форма фигур равновесия в виде трехосных эллипсоидов. Установлено, что спиновое вращение эллипсоидальных фигур равновесия происходит не вокруг малых, как это обычно предполагается, а вокруг средних осей эллипсоидов. Данным методом изучается двойной астероид (190166) 2005 UP156, приближенно удовлетворяющий исходным условиям задачи. Исследование показало, что при известных на сегодня параметрах, система двух астероидов (190166) 2005 UP156 оказывается неравновесной.

Ключевые слова: фигуры равновесия, синхронное вращение, приливное взаимодействие, двойные астероиды

DOI: 10.31857/S0004629924070074 **EDN:** IUGWCM

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени среди множества двойных астероидов не было известно ни одной пары, которая: i) обладала бы двойным синхронным вращением, и при этом, ii) оба компонента имели бы одинаковые массы и размеры. Так как приливные силы обратно пропорциональны кубу расстояний, приливные захваты следует искать среди пар близких друг к другу астероидов. В Солнечной системе хорошо известны системы карликовых планет с двойным синхронным вращением (Плутон-Харон [1], Эрида-Дисномия [2]), однако второй пункт для них не выполняется, так как массы компонентов заметно различаются. Есть немало примеров двойных астероидов с полным синхронным вращением как в классическом поясе [3–6], так и в поясе Койпера, см., например, статью [7] и цитируемую там литературу, но и в этих системах условие (ii) не выполняется.

Тем любопытнее тот факт, что в 2005 г. одна пара астероидов с синхронным вращением и примерно одинаковыми массами и фигурами обоих компонентов была обнаружена [8]. Этой уникальной паре астероидов, вызвавшей большой интерес у исследователей [9, 10], был присвоен номер (190166) 2005 UP156. Доплеровские изображения двойного астероида (190166) 2005 UP156 были получены на радиотелескопе Аресибо. Оба компонента этой пары имеют вытянутую форму, почти одинаковые размеры и их большие оси предположительно находятся на одной линии.

Происхождение и эволюция астероида (190166) 2005 UP156 представляет большой интерес, но не менее важной является и задача о фигурах равновесия астероидов в этой паре. Уже сам факт существования двойного астероида (190166) 2005 UP156 позволил поставить, а затем и решить в конечном аналитическом виде сложную задачу о фигурах равновесия

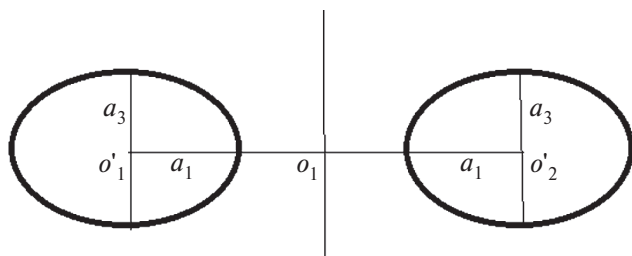


Рис. 1 Сечения фигур двойного астероида. Оба тела имеют конгруэнтную эллипсоидальную форму и одинаковые массы, a_1 и a_3 — полуоси фигуры. Астероиды обращаются вокруг точки O и расстояние между центрами масс O_1O' равно D .

астероидов, находящихся в состоянии тесного приливного взаимозахвата. Здесь кроме собственной гравитации и центробежных сил следует учитывать, хотя бы в приливном приближении, и притяжение от второго эллипсоидального астероида (рис. 1). Ранее задачу с приливным захватом небесных тел в рамках проблемы Роша рассматривал астроном Д. Дарвин, однако более детально и в конкретной математической форме это сделал Чандрасекар [11].

В данной работе мы продолжаем изучать фигуры равновесия астероидов в синхронной паре на примере двойного астероида (190166) 2005 UP156. Наш метод решения уравнений гидродинамического равновесия несколько отличается от подхода Чандрасекара [11]. Акцент у нас делается на решении гидродинамических уравнений равновесия методом уровневых поверхностей. В разделе 2 дана постановка задачи, выводятся основные уравнения равновесия и аналитико-численным методом находится пространственная форма обоих трехосных астероидов. В разделе 3 данный метод применяется для изучения двойного астероида (190166) 2005 UP156. В ходе исследований было обнаружено, что при тесном приливном взаимозахвате спиновое вращение эллипсоидальных фигур равновесия может происходить не вокруг малых, как это обычно предполагается, а вокруг средних осей эллипсоидов. В разделе 4.1 обсуждаются возможные физические причины такого вращения астероидов. В разделе 4.2 обоснован вывод о том, что при известных на сегодня параметрах, система двух астероидов (190166) 2005 UP156 является неравновесной.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫВОД ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ РАВНОВЕСИЯ

Согласно наблюдениям [10], астероиды пары (190166) 2005 UP156 имеют примерно одинаковые

массы и конгруэнтную (одинаковую) вытянутую геометрическую форму, см. рис. 1.

Астероиды этой пары находятся достаточно близко друг к другу, и приливные горбы, которые один астероид порождает на другом, остаются стационарными во вращающейся системе отсчета. В сочетании с самогравитацией и центробежной силой, приливные силы формируют фигуру равновесия тела. Большие полуоси фигур равновесия лежат примерно на одной линии, и астероиды всегда смотрят друг на друга одними заостренными концами. Период осевого и орбитального вращения астероидов одинаковый и равен $T_{\text{rot}} = 40^{\text{h}}.542$ [10].

Рассмотрим фигуры равновесия астероидов в этой паре, полагая, что оба астероида имеют одинаковую эллипсоидальную форму

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1, \quad (1)$$

и массы их одинаковы: $M_1 = M_2 = M$. Вращение (спиновое и орбитальное) происходит с одинаковой угловой скоростью Ω вокруг осей с индексом 3. Введем две системы прямоугольных декартовых координат. Систему $Ox_1x_2x_3$ с началом в центре масс первого (левого) тела ориентируем так, чтобы ось Ox_1 была направлена в центр второго тела, а ось Ox_3 направлена параллельно оси вращения Ω . Начало второй системы координат $O'x'_1x'_2x'_3$ совместим с центром масс второго (правого) астероида, ее оси будут ориентированы также, как и оси $Ox_1x_2x_3$ относительно первой массы. Обе системы координат связаны соотношениями

$$x_1 + x'_1 = D, x_2 = -x'_2, x_3 = x'_3. \quad (2)$$

Во вращающейся с угловой скоростью Ω системе отсчета баланс сил для элементов массы первого тела описывается уравнением

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \varphi + \varphi' + \frac{\Omega^2}{2} \left[\left(x_1 - \frac{D}{2} \right)^2 + x_2^2 \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь член $\frac{\Omega^2}{2} \left[\left(x_1 - \frac{D}{2} \right)^2 + x_2^2 \right]$ есть потенциал

центробежных сил, действующих на пробную точку при вращении астероида относительно центра масс. В (3) входит также ρ — плотность, которую считаем постоянной, $p(x)$ — давление, $\varphi(x)$ — потенциал на внутреннюю точку первого тела от него самого

$$\begin{aligned}\varphi(x_i) &= \pi G \rho \left(I - A_1 x_1^2 - A_2 x_2^2 - A_3 x_3^2 \right), \\ A_i &= a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{du}{(a_i^2 + u) \Delta(u)}, \Delta(u) = \sqrt{(a_1^2 + u)(a_2^2 + u)(a_3^2 + u)}.\end{aligned}\quad (4)$$

Член $\varphi'(x)$ в формуле (3) есть потенциал на пробную точку x_i от второго (внешнего) тела. В интегральном виде этот внешний потенциал однородного трехосного эллипсоида, записанный в системе координат $O'x'_1x'_2x'_3$, дается формулой

$$\varphi'(x_i) = \pi G \rho a_1 a_2 a_3 \int_\lambda^\infty \left(1 - \frac{x_1'^2}{a_1^2 + u} - \frac{x_2'^2}{a_2^2 + u} - \frac{x_3'^2}{a_3^2 + u} \right) \frac{du}{\Delta(u)}. \quad (5)$$

Здесь λ — эллипсоидальная координата пробной точки, являющаяся наибольшим (для внешней

точки — положительным) корнем кубического уравнения

$$\frac{x_1'^2}{a_1^2 + \lambda} + \frac{x_2'^2}{a_2^2 + \lambda} + \frac{x_3'^2}{a_3^2 + \lambda} = 1, \quad (6)$$

а $\Delta(u)$ дана в (4).

В данной задаче внешний потенциал на точки левого эллипсоида будем учитывать в приливном приближении, и с требуемой точностью (в квадратичном приближении) запишем

$$\varphi'(x'_1, x'_2, x'_3) \approx \varphi'(D, 0, 0) + (x_1 - D) \frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} \Big|_{D,0,0} + \frac{1}{2} (x_1 - D)^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_1^2} \Big|_{D,0,0} + \frac{1}{2} x_2^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_2^2} \Big|_{D,0,0} + \frac{1}{2} x_3^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_3^2} \Big|_{D,0,0}. \quad (7)$$

Подставляя этот приливный потенциал $\varphi'(x'_1, x'_2, x'_3)$ в уравнение равновесия (3) и вновь

учитывая соотношения между координатами (2), получим

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left[\varphi + \frac{\Omega^2}{2} (x_1^2 + x_2^2) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 x_j^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_j'^2} \Big|_{D,0,0} - x_1 \left[\frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} \Big|_{D,0,0} + \frac{\Omega^2}{2} D \right] \right] \right\}, \quad (8)$$

Так как нас интересуют силы, далее потенциал определим с точностью до постоянной, поэтому постоянный член $\frac{\Omega^2}{8} D^2$ в (8) был сразу отброшен.

Чтобы пара вращающихся гравитирующих астероидов находилась в относительном равновесии, расстояние между их центрами должно оставаться неизменным, поэтому угловая скорость вращения будет удовлетворять уравнению

$$\Omega^2 = - \frac{2}{D} \frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} \Big|_{D,0,0}. \quad (9)$$

Поясним: только при выполнении условия (9) выражение в квадратных скобках в правой части (8) обратится в нуль и, что важно, линейный член x_1 в уравнении равновесия исчезает. Тогда уравнение равновесия (8) примет вид

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial}{\partial x_i} \Phi(\mathbf{x}, \Omega^2), \quad (i = 1, 2, 3). \quad (10)$$

Здесь

$$\Phi(\mathbf{x}, \Omega^2) = \varphi(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} x_1^2 \left(\Omega^2 + \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_1'^2} \Big|_{D,0,0} \right) + \frac{1}{2} x_2^2 \left(\Omega^2 + \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_2'^2} \Big|_{D,0,0} \right) + \frac{1}{2} x_3^2 \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_3'^2} \Big|_{D,0,0} \quad (11)$$

есть полный (гравитационный плюс центробежный) потенциал внутри рассматриваемого эллипсоида.

Далее находим из (6) вспомогательную производную

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x'_1} = \frac{2x'_1}{(a_1^2 + \lambda) \sum_1^3 \frac{x_i'^2}{(a_i^2 + \lambda)^2}}. \quad (12)$$

Так как в точке $(D, 0, 0)$ эллипсоидальная координата равна $\lambda = D^2 - a_1^2$, то формула (12) дает

$$\left. \frac{\partial \lambda}{\partial x'_1} \right|_{D,0,0} = 2D. \quad (13)$$

Дифференцируя теперь потенциал (5) и учитывая (13), находим

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \varphi'}{\partial x_1} \right|_{D,0,0} &= -2\pi G \rho \bar{A}_1 D; \quad \left. \frac{\partial \varphi'}{\partial x_2} \right|_{D,0,0} = \left. \frac{\partial \varphi'}{\partial x_3} \right|_{D,0,0} = 0; \\ \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_1^2} \right|_{D,0,0} &= -2\pi G \rho \bar{A}_1 + \frac{4\pi G \rho a_1 a_2 a_3}{\Delta(\lambda)} = 2\pi G \rho (\bar{A}_2 + \bar{A}_3) > 0; \\ \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_2^2} \right|_{D,0,0} &= -2\pi G \rho \bar{A}_2 < 0; \quad \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_3^2} \right|_{D,0,0} = -2\pi G \rho \bar{A}_3 < 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь мы обозначили

$$\begin{aligned} \bar{A}_i &= a_1 a_2 a_3 \int_{D^2 - a_i^2}^{\infty} \frac{du}{(a_i^2 + u) \Delta(u)}; \\ \Delta(\lambda) &= D \sqrt{(a_2^2 + \lambda)(a_3^2 + \lambda)} = D \sqrt{(a_2^2 - a_1^2 + D^2)(a_3^2 - a_1^2 + D^2)}. \end{aligned} \quad (15)$$

и учли, что для проверки коэффициентов $\bar{A}_i$ должно выполняться тождество (которое нетрудно доказать):

$$\bar{A}_1 + \bar{A}_2 + \bar{A}_3 = \frac{2a_1 a_2 a_3}{\Delta(\lambda)}. \quad (16)$$

Умножая уравнение гидростатического равновесия (10) на x_i^2 ($i = 1, 2, 3$) и интегрируя по объему первой фигуры, получим тензорные вириальные уравнения относительного равновесия [11]

$$W_{11} + \left(\Omega^2 + \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_1^2} \right|_{D,0,0} \right) I_{11} = W_{22} + \left(\Omega^2 + \left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_2^2} \right|_{D,0,0} \right) I_{22} = W_{33} + \left(\left. \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x_3^2} \right|_{D,0,0} \right) I_{33} = -\Pi. \quad (17)$$

Здесь W_{ij} и I_{ij} — компоненты тензора гравитационной энергии и тензора инерции фигуры соответственно. Считая эту фигуру однородным трехосным эллипсоидом с поверхностью (1), имеем

$$W_{11} = -2\pi G \rho A_1 I_{11}, \quad (18)$$

$$W_{22} = -2\pi G \rho A_2 I_{22}, \quad W_{33} = -2\pi G \rho A_3 I_{33},$$

$$I_{11} = \frac{1}{5} M a_1^2, \quad I_{22} = \frac{1}{5} M a_2^2, \quad I_{33} = \frac{1}{5} M a_3^2. \quad (19)$$

С учетом этих формул, уравнения (17) можно записать и как равенства весов каналов в эллипсоиде [12, 13]

$$\begin{aligned} \frac{p_0}{2\pi G \rho} &= a_1^2 \left(A_1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} - \bar{A}_2 - \bar{A}_3 \right) = \\ &= a_2^2 \left(A_2 + \bar{A}_2 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} \right) = a_3^2 (A_3 + \bar{A}_3). \end{aligned} \quad (20)$$

Комбинируя уравнения (17), находим

$$\Omega^2 (I_{11} + I_{22}) = 2W_{33} - W_{11} - W_{22} - (I_{11} + 2I_{33}) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} \Big|_{D,0,0} - (I_{22} + 2I_{33}) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} \Big|_{D,0,0}. \quad (21)$$

Подставляя в (21) величины из (14), (18), (19), после сокращений на $\frac{2}{5} \pi G \rho M$, получим уравнение для квадрата угловой скорости

$$\Omega^2 (1 + n_{12}^2) = A_1 + n_{12}^2 A_2 - 2n_{13}^2 A_3 - (1 - n_{12}^2) \bar{A}_2 - (1 + 2n_{13}^2) \bar{A}_3. \quad (22)$$

Здесь приняты следующие обозначения для безразмерных величин

$$\Omega^2 \equiv \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho}; \quad n_{12} = \frac{a_2}{a_1}; \quad n_{13} = \frac{a_3}{a_1}. \quad (23)$$

С другой стороны, согласно (7) и первой формуле из (14), в данной задаче должно быть

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} = 2\bar{A}_1. \quad (24)$$

С динамической точки зрения это означает, что угловая скорость вращения тел в паре определяется приливным коэффициентом $\bar{A}_1$. Подставляя $\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho}$ из (24) в левую часть (22), после некоторых преобразований получим основное уравнение

$$\begin{aligned} & 2(1 + n_{12}^2) \bar{A}_1 + (1 - n_{12}^2) \bar{A}_2 + (1 + 2n_{13}^2) \bar{A}_3 = \\ & = A_1 + n_{12}^2 A_2 - 2n_{13}^2 A_3, \end{aligned} \quad (25)$$

которое следует рассматривать как неявное уравнение, связывающее отношения полуосей фигуры равновесия эллипсоида $n_{12} = \frac{a_2}{a_1}$ и $n_{13} = \frac{a_3}{a_1}$.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ ДВОЙНОГО АСТЕРОИДА (190166) 2005 UP156

Прежде всего заметим, что в полученных из наблюдений параметрах астероида (190166) 2005 UP156 есть некоторая неопределенность. Так, при определении размеров каждого из астероидов этой пары в работе [9] длина поперечника оценивается в $d \approx 1.05 \pm 0.02$ км, а в работе [10] дается заметно меньшее значение $d \approx 900$ м. Еще менее определенной в [10] является оценка расстояния между

центрами масс астероидов D . В работе [9] этот важный параметр системы никак не оценивался, однако в работе [10] есть, к сожалению, некоторая путаница между понятиями большой полуоси орбиты и полным расстоянием D . В этой ситуации в качестве первого приближения мы взяли значение $D = 5.4$ км. Обратим также внимание на то, что в работе [10] значение плотности астероидов оценивается величиной $\rho \approx 1.6$ г/см³, по другим же работам $\rho \approx 1.8$ г/см³.

Для проведения расчетов мы взяли следующие параметры двойного астероида (190166) 2005 UP156:

$$\begin{aligned} & a_1 \approx 450 \text{ м}; \quad a_2 \approx 300 \text{ м}; \quad \frac{a_1}{a_2} = 1.5; \\ & D \approx 12 \cdot a_1; \quad T_{\text{rot}} \approx 40^{\text{h}} \cdot 542. \end{aligned} \quad (26)$$

На компьютере была составлена программа расчетов по формулам, указанным в разделе 2. Целью расчетов было нахождение третьей полуоси эллипсоида a_3 , объема каждого из астероидов $V = \frac{4}{3} \pi a_1 a_2 a_3$, а затем оценка их плотности ρ . Для этого требовалось рассчитать не только коэффициенты внутреннего потенциала эллипсоида (A_1, A_2, A_3) , но и коэффициенты приливного потенциала $(\bar{A}_1, \bar{A}_2, \bar{A}_3)$ из (15). Так как важный параметр системы D был дан в [10] с некоторой неопределенностью, мы проводим расчеты для разных значений этой величины в интервале

$$7 \leq \frac{D}{a_1} \leq 12. \quad (27)$$

Основные данные расчетов приводятся в табл. 1 и показаны на рис. 2.

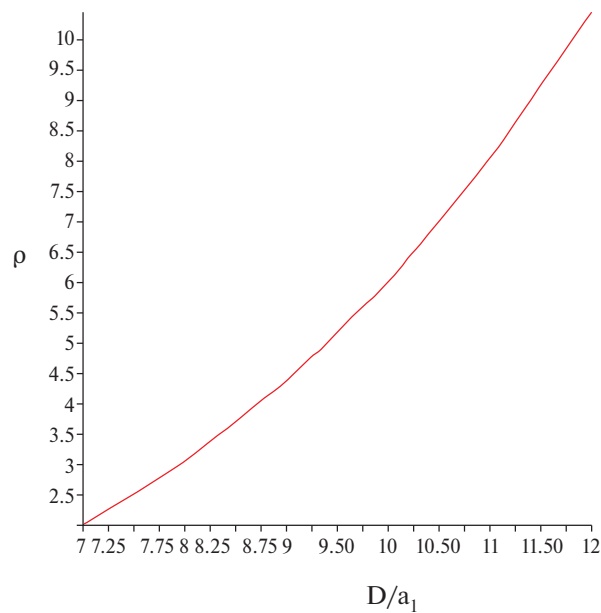


Рис. 2. Зависимость плотности вещества в двойном астероиде (190166) 2005 UP156 от нормированного расстояния между центрами масс D/a_1 .

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Имеется несколько заслуживающих внимания особенностей в полученных выше результатах.

4.1. К вопросу о вращении эллипсоидов вокруг средней оси

В табл. 1 во второй колонке приводятся результаты расчетов третьей полуоси a_3 в астероидах пары (190166) 2005 UP156 для разных расстояний D между их центрами масс. Как видим, третья полуось оказывается больше второй полуоси

$$a_3 > a_2, \tag{28}$$

причем разность $a_3 - a_2$ при расчетах в интервале для $D \in (12 \div 7)$ очень мало зависит от расстояния между астероидами (она убывает всего на 3%). Это означает, что спиновое вращение эллипсоидальных фигур равновесия происходит не вокруг малых, как это обычно предполагается в теории фигур равновесия, а вокруг средних осей эллипсоидов.

Таблица 1. Свойства эллипсоидальных моделей в двойном астероиде (190166) 2005 UP156. Обозначения всех величин даны в тексте.

D/a_1	a_i	A_i	$\bar{A}_i$	$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} = 2\bar{A}_1$	ρ [г/см ³]
7	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8141$	$A_1 = 0.5103618$ $A_2 = 0.830721$ $A_3 = 0.6589175$	$\bar{A}_1 = 10.60698 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 10.6798 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 10.6510 \cdot 10^{-4}$	$21.214 \cdot 10^{-4}$	2.083
8	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8197$	$A_1 = 0.51099641$ $A_2 = 0.8316191$ $A_3 = 0.6573845$	$\bar{A}_1 = 7.117219 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 7.154549 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 7.139562 \cdot 10^{-4}$	$14.2344375 \cdot 10^{-4}$	3.1047
9	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8179$	$A_1 = 0.51138$ $A_2 = 0.833002$ $A_3 = 0.6564585$	$\bar{A}_1 = 5.0030 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 5.023700 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 5.0153075 \cdot 10^{-4}$	$10.00600 \cdot 10^{-4}$	4.4168
10	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.81884$	$A_1 = 0.51162507$ $A_2 = 0.832509$ $A_3 = 0.6558663$	$\bar{A}_1 = 3.6489835 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 3.661201 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 3.656218 \cdot 10^{-4}$	$7.297967 \cdot 10^{-4}$	6.0557
11	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8195$	$A_1 = 0.5117891$ $A_2 = 0.83274066$ $A_3 = 0.6554703$	$\bar{A}_1 = 2.742322 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 2.749905 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 2.746800 \cdot 10^{-4}$	$5.484645 \cdot 10^{-4}$	8.0578
12	$a_1 = 1;$ $a_2 = 2/3;$ $a_3 = 0.8199$	$A_1 = 0.511903$ $A_2 = 0.8329017$ $A_3 = 0.6551953$	$\bar{A}_1 = 2.112645 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_2 = 2.117550 \cdot 10^{-4}$ $\bar{A}_3 = 2.1155359 \cdot 10^{-4}$	$4.223316 \cdot 10^{-4}$	10.46

Примечание. Точность в 7–8 значащих цифр в данной задаче необходима, так как позволяет по известным простым тождествам проверять сложные расчеты коэффициентов потенциала, например: $A_2 + A_2 + A_2 = 2$.

В связи с этим, заметим следующее. Как известно, классические сфероиды Маклорена и трехосные эллипсоиды Якоби вращаются всегда вокруг малой оси. Но это — фигуры относительного равновесия. Эллипсоиды же с внутренними течениями при определенных условиях могут вращаться и вокруг средних осей. Замечание о таких эллипсоидах есть в книге Чандрасекара [11, с. 174]. Кроме того, эллипсоиды с вращением вокруг средней оси, которые существуют только при достаточно сильных противотоках, детально рассматривались в монографиях Кондратьева [12; 13, с. 372]. Здесь ограничимся лишь краткими пояснениями.

Внутри жидкого гравитирующего эллипсоида есть линейное по координатам внутреннее поле скоростей $u(x_i)$, ротор, от которого $\zeta = \text{rot} u$ не зависит от координат. Рассматриваются фигуры равновесия, в которых векторы ζ и Ω лежат на оси вращения Ox_3 . Такие фигуры называют S-эллипсоидами Римана [11]. Если отношение модулей этих векторов обозначим через $f = \frac{\zeta}{\Omega}$, тогда для эллипсоидов с противотоками $f < 0$, и сила Кориолиса на частицу будет направлена к центру фигуры. Рассматривая каналы единичного сечения вдоль главных полуосей, находим их «веса» (это интегралы от полной силы на жидкую частицу). «Веса» этих каналов в стационарном состоянии эллипсоида должны быть равными друг другу. Для нас важно сравнить вклад в «вес» второго канала от сил Кориолиса и центробежной силы. Из физических соображений ясно, что при противотоках сила Кориолиса направлена навстречу центробежной силе. Более того, при достаточно сильных противотоках сила Кориолиса будет не только уравновешивать центробежную силу, но и при условии [11]

$$f = -\frac{2 - e_{12}^2}{1 \pm e_{12}} < -\frac{1}{2} \quad (29)$$

превосходить ее. Выясняется, что при $f < -\frac{1}{2}$ на каждой последовательности фигур равновесия есть хотя бы один эллипсоид, вращающийся вокруг средней оси.

Кроме того, фигуры равновесия эллипсоидальных звездных систем также могут (за счет анизотропии дисперсии скоростей) устойчиво вращаться вокруг средних осей [14, 15].

В рассматриваемой здесь задаче о двойном астероиде роль силы, ослабляющей центробежную силу вдоль второго канала, играет приливная сила от

второго тела. Рассмотрим, согласно формуле (20), веса второго и третьего каналов

$$\frac{p_0}{2\pi G\rho} = a_2^2 \left(A_2 + \bar{A}_2 - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} \right) = a_3^2 (A_3 + \bar{A}_3). \quad (30)$$

Из этой формулы следует, что приливная сила $\bar{A}_2$ от второго тела действительно ослабляет центробежную силу $\left(-\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} \right)$.

4.2. О нестационарности системы двух астероидов (190166) 2005 UP156

В табл. 1 и на рис. 2 даны результаты расчетов значений плотности в астероидах пары (190166) 2005 UP156 для разных расстояний между их центрами масс. Как видим, найденные значения плотности сильно отличаются от тех приближенных оценок, которые приводятся в работах [9, 10]. Напомним, в [10] приводится оценка $\rho \approx 1.6 \text{ г/см}^3$, что согласуется с тем, что астероид (190166) 2005 UP156 был отнесен к S-типу, плотность которых не превышает, как правило, значения $\rho \approx 3 \text{ г/см}^3$. Однако, наши расчеты дают приемлемые для астероидов S-типа значения плотности только для расстояний $D/a_1 \approx 7$, что не согласуется с тем значением $D/a_1 \approx 12$, которое дается в работе [10].

В подтверждение этих расчетов приведем простой пример. Считаем оба астероида однородными шарами со средними по объему радиусами r . При найденных нами полуосях эллипсоида (в единицах a_1) $a_1 = 1, a_2 = \frac{2}{3}, a_3 \approx 0.82$ средний радиус будет равен $r \approx 0.81766 a_1$. Из кеплеровской формулы

$$\Omega^2 \approx \frac{2GM}{D^3}; \rho = \frac{3\Omega^2 D^3}{8\pi G r^3}, \quad (31)$$

после подстановки сюда найденного выше r , а также известного из наблюдений $\Omega = \frac{2\pi}{40.542h}$ и данного в [10] расстояния между центрами масс $D \approx 12a_1$, получим

$$\rho \approx 10.48 \text{ г/см}^3. \quad (32)$$

Это значение плотности близко к нашим оценкам (см. табл. 1) и не вписывается в диапазон плотности для астероидов S-типа. Таким образом, или оценка $D \approx 12a_1$, данная в [10], неверна (завышена), или же система астероида (190166) 2005 UP156 оказывается существенно неравновесной.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе поставлена и решена задача о фигурах равновесия двух жидких масс, находящихся в состоянии приливного взаимозахвата. В такой системе должны выполняться два условия: i) полного синхронного вращения, и ii) оба тела должны иметь одинаковые массы и конгруэнтные эллипсоидальные поверхности. Для каждой фигуры, кроме собственной гравитации и центробежных сил, в приливном приближении учитывается притяжение от второго тела. Аналитико-численным методом находится пространственная форма фигур равновесия в виде трехосных эллипсоидов. Данным методом изучается двойной астероид (190166) 2005 UP156, приближенно удовлетворяющий исходным условиям задачи. Установлено, что спиновое вращение эллипсоидальных фигур равновесия происходит не вокруг малых, как это обычно предполагается, а вокруг средних осей эллипсоидов. Кратко обсуждается вопрос о физических причинах, приводящих к вращению эллипсоидов вокруг средней оси. Исследование показало, что при известных на сегодня параметрах, система двух астероидов (190166) 2005 UP156 оказывается неравновесной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. V. Kholshchevnikov, M. A. Borukha, B. V. Eskin, D. V. Mikryukov, *Plan. and Space Sci.* 181, 104777 (2020).
2. G. M. Bernstein, B. J. Holler, R. Navarro-Escamilla, et al., *Planetary Science Journal* 4, 6, 17 (2023).
3. K. S. Noll, W. M. Grundy, E. I. Chiang, J. L. Margot, S. D. Kern, in *The Solar System Beyond Neptune*, eds. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, and A. Morbidelli (University of Arizona Press, 2008, p. 345–363).
4. J. L. Margot, M. Nolan, L. Benner, S. Ostro, et al., *Science* 296 (5572), 1445–1448 (2002).
5. P. Pravec, P. Scheirich, P. Kusnirak, et al., *Icarus* 181 (1) 63–93 (2006).
6. A. B. Davis, D. J. Scheeres, *Icarus* 341, 113439 (2020).
7. B. C. N. Proudfoot, D. A. Ragozzine, M. L. Thatcher, *Astron. J.* 167, 144, 24 (2024).
8. «190166 (2005 UP156)». Minor Planet Center. Retrieved 13 September 2017.
9. C. R. Nugent, A. Mainzer, J. Masiero, et al., *Astrophys. J.* 814, 117, 13 (2015).
10. P. A. Taylor, et al., 50th Lunar and Planetary Science Conference 2019 (LPI Contrib. No. 2132) 2945. Radar and optical observations of equal-mass binary near-Earth asteroids (190166) 2005 UP156 AND 2017 YE5.
11. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия* (М.: Мир, 1973).
12. Б. П. Кондратьев, *Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур* (М.: Наука, 1989).
13. Б. П. Кондратьев, *Теория потенциала и фигуры равновесия* (М.-Ижевск: РХД, 2003).
14. Б. П. Кондратьев, *Астрон. журн.* 60, №5, 858–865 (1983).
15. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика* 21, №3, 499–521 (1984).

EQUILIBRIUM FIGURES OF TWO LIQUID MASSES WITH SYNCHRONOUS ROTATION. DYNAMICS OF A DOUBLE ASTEROID (190166) 2005 UP156

B. P. Kondratyev

Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

E-mail: work@boris-kondratyev.ru

The problem of equilibrium figures of two liquid masses in a state of tidal mutual capture is posed and solved. The condition of complete synchronous (orbital plus spin) rotation is satisfied in the system, both bodies have the same masses and congruent ellipsoidal surfaces. For each figure, in addition to its own gravity and centrifugal forces, the attraction from the second body is taken into account in the tidal approximation. The spatial form of equilibrium figures in the form of triaxial ellipsoids is found by an analytical and numerical method. It is established that the spin rotation of ellipsoidal equilibrium figures occurs not around small axes, as is usually assumed, but around the middle axes of the ellipsoids. This method is used to study the binary asteroid (190166) 2005 UP156, which approximately satisfies the initial conditions of the problem. The study showed that with the parameters known today, the system of two asteroids (190166) 2005 UP156 is nonequilibrium.

Keywords: equilibrium figures, synchronous rotation, tidal interaction, binary asteroid (190166) 2005 UP156

ВЕКОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И СТАБИЛЬНОСТЬ КОЛЕЦ ВОКРУГ РОТАЦИОННО НЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ. ПЕРЕСМОТР ПРОБЛЕМЫ

© 2024 г. Б. П. Кондратьев^{1,2,3,*}, В. С. Корноухов^{1,2}

¹Физический факультет, Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

³Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: work@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 18.03.2024 г.

После доработки 23.04.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Разработан метод исследования вековой эволюции и сохранения формы колец у малых небесных тел, не имеющих спутников-пастухов. Построена модель составного кольца, состоящая из двух близких, в общем случае некомпланарных эллиптических колечек Гаусса. Самогравитация кольца учитывается через взаимную гравитационную энергию W_{mut} граничных колечек. Функция W_{mut} представлена в виде ряда с точностью до 4-й степени малых эксцентриситетов и взаимного наклона колечек. Вековая эволюция составного кольца описывается дифференциальными уравнениями в специальных (коллективных) переменных. Для колец без центрального тела (задача 1) с помощью функции взаимной энергии получена замкнутая система из 8 дифференциальных уравнений. Изучается также эволюция колец в азимутально усредненном потенциале вращающегося трехосного тела (задача 2); для нее выводится вторая система из восьми дифференциальных уравнений. В обеих задачах, кроме общего случая, рассматриваются две частные: i) случай компланарных эллиптических колец и ii) случай круглых колец с наклоном. Теория применяется для изучения недавно открытого кольца карликовой планеты Хаумеа. Показано, что без учета самогравитации время нодальной прецессии кольца Хаумеа равно $T_{\Omega} = 12.9 \pm 0.7d$, но учет самогравитации кольца может уменьшить этот период. Установлено, что самогравитация действительно способствует сохранению формы кольца без привлечения гипотезы о спутниках-пастухах. Получены критерии сохранения формы колец, позволившие оценить интервал для отношения массы кольца к массе Хаумеа $10^{-4} < m / M < 10^{-3}$. С учетом оптической толщины кольца $\tau \approx 0.5$ показано, что кольцо Хаумеа массой $m / M \approx 1 \div 2 \cdot 10^{-4}$ может состоять из ледяных частиц размером $d_0 \approx 0.7 \div 1$ м.

Ключевые слова: кольца непланетного типа и их стабильность, самогравитация колец, кольца Гаусса и их взаимная энергия, усредненный по азимуту потенциал центрального тела, уравнения вековой эволюции колец, карликовая планета Хаумеа

DOI: 10.31857/S0004629924070081 EDN: IUCHTI

1. ВВЕДЕНИЕ

Кольца вокруг небесных тел давно привлекают исследователей. Изложение истории вопроса от Ньютона до 1990 г. см. в книге Фридмана и Горькавого [1], где изучаются кольца вокруг четырех планет-гигантов в Солнечной системе. Резкий край колец там объясняется механизмом столкновений частиц и резонансами орбит частиц со спутниками-пастухами.

После недавнего открытия колец у малых небесных тел (астероида-кентавра Chariklo [2, 3] и двух объектов пояса Койпера Haumea [4] и Quaoar [5])

интерес к динамике колец еще более возрос. Эти кольца отличаются от колец планетного типа: они узкие и не имеют спутников-пастухов, и для них остро встает проблема описания вековой эволюции и создания новых механизмов сохранения формы. У нас особое внимание уделяется механизму самогравитации колец.

Для реализации механизма самогравитации реальных колец мы обращаемся к модели колец Гаусса, см., например, [6]. Пространственный потенциал кольца Гаусса в конечном аналитическом виде был

получен в [7]. Некоторое развитие метод колец Гаусса получил в работах [8–11]. В [8] предложена плоская модель для ε -кольца Урана, состоящая из двух граничных эллиптических колечек Гаусса с общим фокусом и соосными линиями апсид. Для объяснения резких границ ε -кольца вводится условие компенсации дифференциальной прецессии узлов колечек в гравитационном поле Урана за счет их взаимного гравитационного притяжения. Данный подход позволил оценить массу ε -кольца.

В работе [9] рассматривался частный случай прецессии 2D кольца, состоящего из круглых колец с малым наклоном к экватору центрального тела. Более сложная задача — прецессия эллиптических колец с несовпадающими линиями апсид — решалась в работе [10]; в этой модели эксцентриситеты граничных колец эволюционируют, и для удержания границ кольца от расплывания авторы вводят условие «дэмпинга» эксцентриситетов.

Более подробно проблема эволюции колец изучалась в работе [11]. В ней уравнения эволюции орбит получены путем осреднения уравнений Ньютона-Эйлера по средним аномалиям, ограничений на наклоны и эксцентриситеты орбит не ставилось. Для рассмотрения пересекающихся орбит в уравнения вводился смягчающий параметр. В аналитическом аспекте метод усреднений в [11] был реализован не полностью: авторам удалось аналитически усреднить ускорение только по орбитам возмущающих тел, по орбите возмущаемого тела усреднение проводилось методом численного интегрирования.

В русле исследований колец непланетного типа отметим работы [12] и [13]. В статье [14] была решена задача о взаимной энергии двух компланарных гравитирующих колец Гаусса и построена модель плоского 2D кольца. Дальнейшее развитие метод колец получил в работе [15], где уравнения вековой эволюции выводились с помощью функции взаимной потенциальной энергии колец Гаусса. Необходимо отметить, что в [15] выражение взаимной энергии колец, а также уравнения их эволюции были получены в виде ряда по степеням малых эксцентриситетов и взаимных наклонов колец с точностью до членов 5-го порядка малости включительно. Адекватность данного подхода была проверена на примере двупланетной задачи Солнце-Юпитер-Сатурн.

Разработка новых подходов к проблеме происхождения и эволюции колец является актуальным направлением в современной небесной механике. В данной работе модифицирован и расширен мате-

матический аппарат для изучения колец вокруг малых небесных тел. В основе данного подхода лежит представление узкого 2D кольца системой из двух близких колечек Гаусса. Необходимым условием стабилизации формы составного кольца является учет его самогравитации через взаимную энергию граничных колечек. В разделе 2, опираясь на метод взаимной энергии, в специальных (коллективных) переменных получена система из восьми дифференциальных уравнений эволюции для взаимно гравитирующих колец Гаусса без центрального тела. В разделе 3 выводится система уравнений, описывающих эволюцию эллиптических колец в азимутально усредненном потенциале вращающегося трехосного тела. Кроме общего случая здесь рассматриваются два специальных варианта: i) для компланарных эллиптических колец и ii) для круглых колец с наклоном к экватору. В разделе 4 получены критерии сохранения формы 2D колец. На основании этих критериев в разделе 5 дана оценка массы кольца у карликовой планеты Хаумеа.

2. ЗАДАЧА 1. УРАВНЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ГРАВИТИРУЮЩИХ КОЛЕЦ ГАУССА БЕЗ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТЕЛА

Как отмечалось, кольца, наблюдаемые вокруг малых небесных тел, не имеют спутников-пастухов, и пока не известна главная причина, почему эти кольца являются узкими и имеют резкие границы. Наша модель представлена системой из двух колечек Гаусса, удобным малым параметром для которой является отношение ширины кольца к его среднему радиусу $\Delta a / a$. Поэтому уравнения эволюции оскулирующих элементов колец Гаусса в гравитационном поле друг друга, а также в поле центрального тела, после разложения по малым эксцентриситетам e_1 , e_2 и малому взаимному наклону $\Delta i'$, естественно раскладывать также по малому параметру относительной ширины кольца $\Delta a / a$.

2.1. Коллективные переменные в задаче эволюции 2D кольца

Уравнения эволюции двух колец Гаусса, полученные в работе Кондратьева и Корноухова [15], запишем здесь в других (коллективных) переменных. Ввод новых переменных связан с тем, что при изучении динамики системы двух колец удобно записывать уравнения эволюции не для каждого кольца в отдельности, а сразу для двух колец. С этой целью, для каждого оскулирующего элемента кольца x определим разность $\Delta x = x_2 - x_1$ и полусумму

$$\left(\frac{de}{dt}\right)_r = -\frac{3n}{32\pi}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \times \left\{ (e_1 - e_2) \sin[\Delta\omega - (\Delta\bar{\omega}_2 - \Delta\bar{\omega}_1)] \left[e_1^2 + e_2^2 - 2e_1e_2 \cos[\Delta\omega - (\Delta\bar{\omega}_2 - \Delta\bar{\omega}_1)] - \Delta i'^2 + \frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 \right] + 2\Delta i'^2 [\cos(\omega_1 - \Delta\bar{\omega}_1) - \cos(\omega_2 - \Delta\bar{\omega}_2)] [e_2 \sin(\omega_2 - \Delta\bar{\omega}_2) - e_1 \sin(\omega_1 - \Delta\bar{\omega}_1)] \right\}. \quad (5)$$

$$\left(\frac{d\Delta\omega}{dt}\right)_r = \frac{3n}{16\pi e_1 e_2 \sin i_1 \sin i_2} \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \times \left\{ 2 \sin i_1 \sin i_2 \Delta i'^2 [e_2 \sin(\omega_1 - \Delta\bar{\omega}_1) + e_1 \sin(\omega_2 - \Delta\bar{\omega}_2)] [e_1 \sin(\omega_1 - \Delta\bar{\omega}_1) - e_2 \sin(\omega_2 - \Delta\bar{\omega}_2)] + e_1 e_2 \cos \Delta\Omega (\cos^2 i_1 - \cos^2 i_2) - \sin i_1 \sin i_2 \cos[\Delta\omega - (\Delta\bar{\omega}_2 - \Delta\bar{\omega}_1)] (e_1^2 - e_2^2) \cdot \left(e_1^2 + e_2^2 - 2e_1e_2 \cos[\Delta\omega - (\Delta\bar{\omega}_2 - \Delta\bar{\omega}_1)] - \Delta i'^2 + \frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 \right) - 2e_1e_2 \cos \Delta\Omega (\cos^2 i_1 - \cos^2 i_2) [e_1 \sin(\omega_1 - \Delta\bar{\omega}_1) - e_2 \sin(\omega_2 - \Delta\bar{\omega}_2)]^2 - e_1 e_2 \sin \Delta\Omega (\cos i_1 + \cos i_2) (\cos i_1 \cos i_2 - 1) \cdot e_1^2 \sin(2\omega_1 - 2\Delta\bar{\omega}_1) + e_2^2 \sin(2\omega_2 - 2\Delta\bar{\omega}_2) - 2e_1e_2 \sin[\Delta\omega - (\Delta\bar{\omega}_2 + \Delta\bar{\omega}_1)] \right\}. \quad (6)$$

$$\left(\frac{d\omega}{dt}\right)_r = -\frac{3n}{32\pi e_1 e_2 \sin i_1 \sin i_2} \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \times \left\{ 2 \sin i_1 \sin i_2 \Delta i'^2 [e_2 \sin(\omega_1 - \Delta\bar{\omega}_1) - e_1 \sin(\omega_2 - \Delta\bar{\omega}_2)] \cdot [e_1 \sin(\omega_1 - \Delta\bar{\omega}_1) - e_2 \sin(\omega_2 - \Delta\bar{\omega}_2)] + \left(e_1 e_2 \cos \Delta\Omega (\sin^2 i_2 \cos^2 i_1 + \sin^2 i_1 \cos^2 i_2) - \sin i_1 \sin i_2 \cos[\Delta\omega - (\Delta\bar{\omega}_2 - \Delta\bar{\omega}_1)] (e_1^2 + e_2^2) - 2e_1e_2 (\cos i_1 \cos i_2 + 1) \right) \cdot \left(e_1^2 + e_2^2 - 2e_1e_2 \cos[\Delta\omega - (\Delta\bar{\omega}_2 - \Delta\bar{\omega}_1)] - \Delta i'^2 + \frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 \right) + 2e_1e_2 [e_1 \sin(\omega_1 - \Delta\bar{\omega}_1) - e_2 \sin(\omega_2 - \Delta\bar{\omega}_2)]^2 \cdot [\cos \Delta\Omega (\sin^2 i_2 \cos^2 i_1 + \sin^2 i_1 \cos^2 i_2) - 2 \sin i_1 \sin i_2 \cos i_1 \cos i_2] + e_1 e_2 \sin \Delta\Omega (\cos i_1 - \cos i_2) (\cos i_1 \cos i_2 + 1) \cdot [e_1^2 \sin(2\omega_1 - 2\Delta\bar{\omega}_1) + e_2^2 \sin(2\omega_2 - 2\Delta\bar{\omega}_2) - 2e_1e_2 \sin[\Delta\omega - (\Delta\bar{\omega}_2 + \Delta\bar{\omega}_1)]] \right\}. \quad (7)$$

$$\left(\frac{d\Delta i}{dt} \right)_r = \frac{3n}{16\pi} \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^4 \frac{m}{M} \times \left\{ \begin{aligned} & \sin \Delta \Omega (\sin i_1 + \sin i_2) \cdot \\ & \left(e_1^2 + e_1^2 - 2e_1 e_2 \cos(\Delta \omega - (\Delta \bar{\omega}_2 - \Delta \bar{\omega}_1)) + 2(\sin(\omega_2 - \Delta \bar{\omega}_2)e_2 - \sin(\omega_1 - \Delta \bar{\omega}_1)e_1)^2 \right) \\ & - \Delta i'^2 + \frac{4}{3} \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^2 \\ & - (1 + \cos \Delta \Omega) \sin \Delta i (\sin(2\omega_1 - 2\Delta \bar{\omega}_1)e_1^2 + \sin(2\omega_2 - 2\Delta \bar{\omega}_2)e_2^2 - 2e_1 e_2 \sin(2\omega - (\Delta \bar{\omega}_1 + \Delta \bar{\omega}_2))) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left(\frac{di}{dt} \right)_r = \frac{3n}{32\pi} \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^4 \frac{m}{M} \times \left\{ \begin{aligned} & \sin \Delta \Omega (\sin i_1 - \sin i_2) \cdot \\ & \left(e_1^2 + e_1^2 - 2e_1 e_2 \cos(\Delta \omega - (\Delta \bar{\omega}_2 - \Delta \bar{\omega}_1)) + 2(\sin(\omega_2 - \Delta \bar{\omega}_2)e_2 - \sin(\omega_1 - \Delta \bar{\omega}_1)e_1)^2 \right) \\ & - \Delta i'^2 + \frac{4}{3} \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^2 \\ & - (1 - \cos \Delta \Omega) \sin 2i (\sin(2\omega_1 - 2\Delta \bar{\omega}_1)e_1^2 + \sin(2\omega_2 - 2\Delta \bar{\omega}_2)e_2^2 - 2e_1 e_2 \sin(2\omega - (\Delta \bar{\omega}_1 + \Delta \bar{\omega}_2))) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left(\frac{d\Omega}{dt} \right)_r = -\frac{3n}{32\pi \sin i_1 \sin i_2} \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^4 \frac{m}{M} \times \left\{ \begin{aligned} & (\cos i_1 \cos i_2 \cos \Delta \Omega + \sin i_1 \sin i_2 - \cos \Delta \Omega) (\cos i_1 + \cos i_2) \cdot \\ & \left(e_1^2 + e_2^2 - 2e_1 e_2 \cos[\Delta \omega - (\Delta \bar{\omega}_2 - \Delta \bar{\omega}_1)] + 2[e_2 \sin(\omega_2 - \Delta \bar{\omega}_2) - e_1 \sin(\omega_1 - \Delta \bar{\omega}_1)]^2 - \right. \\ & \left. - \Delta i'^2 + \frac{4}{3} \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^2 \right) + \sin \Delta \Omega (\sin^2 i_1 - \sin^2 i_2) \cdot \\ & \cdot [e_1^2 \sin(2\omega_1 - 2\Delta \bar{\omega}_1) + e_2^2 \sin(2\omega_2 - 2\Delta \bar{\omega}_2) - 2e_1 e_2 \sin(2\omega - (\Delta \bar{\omega}_1 + \Delta \bar{\omega}_2))] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\left(\frac{d\Delta \Omega}{dt} \right)_r = -\frac{3n}{16\pi \sin i_1 \sin i_2} \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^4 \frac{m}{M} \times \left\{ \begin{aligned} & (\cos i_1 \cos i_2 \cos \Delta \Omega + \sin i_1 \sin i_2 + \cos \Delta \Omega) (\cos i_1 - \cos i_2) \cdot \\ & \left(e_1^2 + e_2^2 - 2e_1 e_2 \cos[\Delta \omega - (\Delta \bar{\omega}_2 - \Delta \bar{\omega}_1)] + 2[e_2 \sin(\omega_2 - \Delta \bar{\omega}_2) - e_1 \sin(\omega_1 - \Delta \bar{\omega}_1)]^2 - \right. \\ & \left. - \Delta i'^2 + \frac{4}{3} \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^2 \right) + \sin \Delta \Omega (\sin^2 i_1 + \sin^2 i_2) \cdot \\ & \cdot [e_1^2 \sin(2\omega_1 - 2\Delta \bar{\omega}_1) + e_2^2 \sin(2\omega_2 - 2\Delta \bar{\omega}_2) - 2e_1 e_2 \sin(2\omega - (\Delta \bar{\omega}_1 + \Delta \bar{\omega}_2))] \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

2.3. Первый частный случай в задаче 1:
уравнения эволюции (4–11) для компланарных эллиптических колец

Если оба эллиптических кольца лежат в одной плоскости, тогда

$$i_1 = i_2 = \Delta i = 0; i'_1 = i'_2 = \Delta i' = 0; \Delta \omega_1 = \Delta \omega_2; \Delta \Omega = 0, \quad (12)$$

и уравнения (4–11) допускают заметные упрощения:

$$\left(\frac{d\Delta\bar{\omega}}{dt}\right)_r = -\frac{3n}{8\pi\left(e^2 - \frac{\Delta e^2}{4}\right)}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \Delta e \cos \Delta\bar{\omega} \times \left[2e^2(1 - \cos \Delta\bar{\omega}) + \frac{\Delta e^2}{2}(1 - \cos \Delta\bar{\omega}) + \frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2\right]. \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\bar{\omega}}{dt}\right)_r &= -\frac{3n}{16\pi\left(e^2 - \frac{\Delta e^2}{4}\right)}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \left(2e^2(1 - \cos \Delta\bar{\omega}) - \frac{\Delta e^2}{2}(1 + \cos \Delta\bar{\omega})\right) \times \\ &\times \left[2e^2(1 - \cos \Delta\bar{\omega}) + \frac{\Delta e^2}{2}(1 + \cos \Delta\bar{\omega}) + \frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2\right]. \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\Delta e}{dt}\right)_r &= -\frac{3n}{8\pi\left(e^2 - \frac{\Delta e^2}{4}\right)}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} e \sin \Delta\bar{\omega} \times \quad (15) \\ \left(\frac{de}{dt}\right)_r &= -\frac{3n}{32\pi\left(e^2 - \frac{\Delta e^2}{4}\right)}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \Delta e \sin \Delta\bar{\omega} \times \quad (16) \\ &\times \left[2e^2(1 - \cos \Delta\bar{\omega}) + \frac{\Delta e^2}{2}(1 - \cos \Delta\bar{\omega}) + \frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2\right]. \quad \times \left[2e^2(1 - \cos \Delta\bar{\omega}) + \frac{\Delta e^2}{2}(1 - \cos \Delta\bar{\omega}) + \frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2\right]. \end{aligned}$$

2.4. Второй частный случай в задаче 1: уравнения (4–11)
для описания взаимной эволюции круглых колец с наклоном

В этом случае:

$$e_1 = e_2 = \Delta e = 0; \omega_1 = \omega_2 = \Delta \omega_1 = \Delta \omega_2 = 0, \quad (17)$$

и уравнения (4–11) также допускают упрощения:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\Delta\Omega}{dt}\right)_r &= -\frac{3n}{16\pi \sin i_1 \sin i_2} \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \times \\ &\times (\cos i_1 \cos i_2 \cos \Delta\Omega + \sin i_1 \sin i_2 + \cos \Delta\Omega)(\cos i_1 - \cos i_2) \left(\frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 - \Delta i'^2\right). \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_r &= -\frac{3n}{32\pi \sin i_1 \sin i_2} \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \times \\ &\times (\cos i_1 \cos i_2 \cos \Delta\Omega + \sin i_1 \sin i_2 - \cos \Delta\Omega)(\cos i_1 + \cos i_2) \left(\frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 - \Delta i'^2\right). \end{aligned} \quad (19)$$

$$\left(\frac{d\Delta i}{dt}\right)_r = \frac{3n}{16\pi} \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \times \sin \Delta\Omega (\sin i_1 + \sin i_2) \left(\frac{4}{3}\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 - \Delta i'^2\right). \quad (20)$$

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_r = \frac{3n}{32\pi} \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^4 \frac{m}{M} \times \sin \Delta \Omega (\sin i_1 - \sin i_2) \left(\frac{4}{3} \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 - \Delta i'^2 \right). \quad (21)$$

Таким образом, в задаче о взаимной эволюции колец без центрального тела в общем случае имеем систему (4–11) из 8 дифференциальных уравнений. В частных случаях для компланарных эллиптиче-

ских колец система сводится к 4 уравнениям эволюции (13–16)), а в случае круглых колец с наклоном — к 4 уравнениям эволюции (18–21).

3. ЗАДАЧА 2. УРАВНЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ КОЛЕЦ ГАУССА ПОД ВЛИЯНИЕМ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТЕЛА

Большой интерес представляет задача эволюции колец в гравитационном поле центрального тела. Здесь мы рассматриваем случай, когда центральное тело не имеет осевой симметрии и быстро вращается и самогравитация колец отсутствует. Все производные в этом случае отмечены нижним индексом «с».

3.1. Азимутально усредненный потенциал центрального тела

Как известно [6, 16], внешний потенциал центрального тела, не имеющего ротационной симметрии, можно представить в виде ряда по сферическим гармоникам

$$\varphi(r, \theta, \lambda) = \frac{GM}{r} \left\{ 1 + \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_0}{r}\right)^n P_{nm}(\sin \theta) [C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda] \right\}, \quad (22)$$

где r , θ и λ есть радиус, широта и долгота, R_0 есть наибольший экваториальный радиус тела, P_{nm} — присоединенные полиномы Лежандра, C_{nm} и S_{nm} есть коэффициенты потенциала, ко-

торые определяются через распределение масс внутри тела. В случае трехосного эллипсоида, ограничиваясь членами четвертого порядка, имеем:

$$\begin{aligned} \varphi(r, \theta, \lambda) \approx \frac{GM}{r} \left\{ 1 + \left(\frac{R_0}{r}\right)^2 \left[\frac{C_{20}}{2} (3 \sin^2 \theta - 1) + 3C_{22} \cos^2 \theta \cos 2\lambda \right] + \right. \\ \left. + \left(\frac{R_0}{r}\right)^4 \left[\frac{C_{40}}{8} (35 \sin^4 \theta - 30 \sin^2 \theta + 3) + \frac{15C_{42}}{2} (7 \sin^2 \theta - 1) \cos 2\lambda + 105C_{44} \cos^4 \theta \cos 4\lambda \right] \right\}. \end{aligned} \quad (23)$$

Так как в нашей задаче центральный эллипсоид с полуосями $a_1 > a_2 > a_3$ совершает быстрое вращение вокруг малой оси, то для изучения вековых эффектов в движении частиц кольца необходимо

усреднить потенциал (23) по λ в интервале $(0, 2\pi)$. При таком усреднении в (23) исчезнут все члены, содержащие $\cos 2\lambda$ и $\cos 4\lambda$, и в цилиндрических координатах (r, z) потенциал примет вид [17]

$$\varphi(r, z) \approx \frac{GM}{r} \cdot \left(1 + \frac{1}{2} C_{20} \left(\frac{R_0}{r}\right)^2 \left(3 \cdot \left(\frac{z}{r}\right)^2 - 1 \right) + \frac{1}{8} C_{40} \left(\frac{R_0}{r}\right)^4 \left(35 \cdot \left(\frac{z}{r}\right)^4 - 30 \cdot \left(\frac{z}{r}\right)^2 + 3 \right) \right), \quad (24)$$

где z есть высота пробной частицы над плоскостью условного экватора. Зональные коэффициенты C_{20} и C_{40} в потенциале (24) равны:

$$C_{20} = \frac{2a_3^2 - a_1^2 - a_2^2}{10R_0^2}; \quad C_{40} = 3 \frac{3(a_1^4 + a_2^4) + 8a_3^4 + 2a_1^2 a_2^2 - 8(a_1^2 + a_2^2)a_3^2}{140R_0^4}. \quad (25)$$

3.2. Уравнения вековой эволюции кольца в усредненном центральном поле

На первом этапе, подставляя потенциал (24) в уравнения Лагранжа для оскулирующих элементов, получим систему дифференциальных уравнений [17]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{3}{2} C_{20} n \left(\frac{R}{a} \right)^2 \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}; \\ \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{3}{5} C_{20} n \left(\frac{R}{a} \right)^2 \frac{5 \cos^2 i - 1}{(1-e^2)^2}; \\ \frac{de}{dt} &= \frac{15}{16} C_{40} n \left(\frac{R}{a} \right)^4 \frac{\sin^2 i (7 \cos^2 i - 1)}{(1-e^2)^3} e \sin \omega \cos \omega; \\ \frac{di}{dt} &= \frac{15}{16} C_{40} n \left(\frac{R}{a} \right)^4 \frac{\sin i \cos i (7 \cos^2 i - 1)}{(1-e^2)^4} e^2 \sin \omega \cos \omega, \end{aligned} \quad (26)$$

где $n = \sqrt{\frac{GM}{a^3}}$ — среднее движение точечной массы m по своей орбите.

Замечание 1. В первых двух уравнениях (26) мы исключили слагаемые с коэффициентом C_{40} в виду их относительной малости в сравнении с присутствующими там слагаемыми с коэффициентом C_{20} . В третьем и четвертом уравнениях (26) слагаемые с коэффициентом C_{40} оставлены, поскольку члены C_{20} там отсутствуют.

3.3. Общий случай: запись в коллективных переменных уравнений (26) для двух эллиптических колец с наклоном в центральном поле

Затем, опираясь на уравнения (26), в коллективных переменных для задачи 2 получим систему из 8 уравнений:

$$\left(\frac{d\Delta\omega}{dt} \right)_c = -\frac{3}{16} C_{20} n \left(\frac{R}{a} \right)^2 \left(20 (\cos^2 i_2 - \cos^2 i_1) - 7 \frac{\Delta a}{a} (5 (\cos^2 i_2 + \cos^2 i_1) - 2) \right); \quad (27)$$

$$\left(\frac{d\omega}{dt} \right)_c = -\frac{3}{8} C_{20} n \left(\frac{R}{a} \right)^2 \left(5 (\cos^2 i_2 + \cos^2 i_1) - 2 - \frac{35}{4} \frac{\Delta a}{a} (\cos^2 i_2 - \cos^2 i_1) \right); \quad (28)$$

$$\left(\frac{d\Delta e}{dt} \right)_c = -\frac{15}{32} C_{40} n \left(\frac{R}{a} \right)^4 \left(\sin^2 i_1 \sin 2\omega_1 (7 \cos^2 i_1 - 1) e_1 - \sin^2 i_2 \sin 2\omega_2 (7 \cos^2 i_2 - 1) e_2 \right); \quad (29)$$

$$\left(\frac{de}{dt} \right)_c = \frac{15}{64} C_{40} n \left(\frac{R}{a} \right)^4 \left(\sin^2 i_1 \sin 2\omega_1 (7 \cos^2 i_1 - 1) e_1 + \sin^2 i_2 \sin 2\omega_2 (7 \cos^2 i_2 - 1) e_2 \right); \quad (30)$$

$$\left(\frac{d\Delta\Omega}{dt} \right)_c = -\frac{3}{8} C_{20} n \left(\frac{R}{a} \right)^2 \left(4 (\cos i_1 - \cos i_2) - 7 \frac{\Delta a}{a} (\cos i_1 + \cos i_2) \right); \quad (31)$$

$$\left(\frac{d\Omega}{dt} \right)_c = \frac{3}{16} C_{20} n \left(\frac{R}{a} \right)^2 \left(4 (\cos i_1 + \cos i_2) - 7 \frac{\Delta a}{a} (\cos i_1 - \cos i_2) \right); \quad (32)$$

$$\left(\frac{d\Delta i}{dt} \right)_c = \frac{15}{64} C_{40} n \left(\frac{R}{a} \right)^4 \left(\sin 2i_1 \sin 2\omega_1 (7 \cos^2 i_1 - 1) e_1^2 - \sin 2i_2 \sin 2\omega_2 (7 \cos^2 i_2 - 1) e_2^2 + \frac{11}{4} \frac{\Delta a}{a} (\sin 2i_1 \sin 2\omega_1 (7 \cos^2 i_1 - 1) e_1^2 + \sin 2i_2 \sin 2\omega_2 (7 \cos^2 i_2 - 1) e_2^2) \right); \quad (33)$$

$$\left(\frac{di}{dt} \right)_c = -\frac{15}{128} C_{40} n \left(\frac{R}{a} \right)^4 \left(\sin 2i_1 \sin 2\omega_1 (7 \cos^2 i_1 - 1) e_1^2 + \sin 2i_2 \sin 2\omega_2 (7 \cos^2 i_2 - 1) e_2^2 + \frac{11}{4} \frac{\Delta a}{a} (\sin 2i_1 \sin 2\omega_1 (7 \cos^2 i_1 - 1) e_1^2 - \sin 2i_2 \sin 2\omega_2 (7 \cos^2 i_2 - 1) e_2^2) \right). \quad (34)$$

3.4. Первый частный случай в задаче 2:
запись уравнений (27–34) для компланарных эллиптических колец

$$\left(\frac{d\Delta\bar{\omega}}{dt}\right)_c = \frac{21}{4}C_{20}n\left(\frac{R}{a}\right)^2\frac{\Delta a}{a}; \quad (35) \quad \left(\frac{d\bar{\omega}}{dt}\right)_c = -\frac{3}{2}C_{20}n\left(\frac{R}{a}\right)^2; \quad (36) \quad \left(\frac{d\Delta e}{dt}\right)_c = \left(\frac{de}{dt}\right)_c = 0. \quad (37)$$

3.5. Второй частный случай в задаче 2: круглые кольца с наклоном

В этом случае также имеем три уравнения:

$$\left(\frac{d\Delta\Omega}{dt}\right)_c = -\frac{3}{8}C_{20}n\left(\frac{R}{a}\right)^2\left(4(\cos i_1 - \cos i_2) - 7\frac{\Delta a}{a}(\cos i_1 + \cos i_2)\right); \quad (38)$$

$$\left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_c = \frac{3}{16}C_{20}n\left(\frac{R}{a}\right)^2\left(4(\cos i_1 + \cos i_2) - 7\frac{\Delta a}{a}(\cos i_1 - \cos i_2)\right); \quad (39)$$

$$\left(\frac{d\Delta i}{dt}\right)_c = \left(\frac{di}{dt}\right)_c = 0. \quad (40)$$

4. СТАБИЛЬНОСТЬ ГРАНИЦ УЗКИХ 2D КОЛЕЦ

Согласно наблюдениям [4], кольцо вокруг Хаумеа является тонким ($\frac{\Delta a}{a} \approx 0.03$) и имеет резкие границы. Для описания этого кольца обратимся к составной модели из двух граничных колец Гаусса. Тогда масса кольца есть сумма масс этих граничных колечек. Сохранению формы кольца с его резкими границами будут способствовать два фактора:

а) самогравитация системы из двух граничных колец Гаусса;

б) эволюция этой системы колец в гравитационном поле центрального тела.

Важными для обеспечения стабилизации кольца являются критерии равенства нулю дифференциальных оскулирующих элементов.

Запишем этот критерий в частных случаях.

4.1. Стабилизация в случае круглых колец с наклоном

Для случая круглых наклонных колец сформулированный выше критерий удержания дает

$$\left(\frac{d\Delta i}{dt}\right)_r + \left(\frac{di}{dt}\right)_c = 0, \quad \left(\frac{d\Delta\Omega}{dt}\right)_r + \left(\frac{d\Omega}{dt}\right)_c = 0. \quad (41)$$

4.2. Стабилизация для случая компланарных эллиптических колец

Пренебрегая наклоном кольца Хаумеа к экваториальной плоскости, рассмотрим условия стабилизации кольца Хаумеа в модели 2D кольца:

$$\left(\frac{d\Delta e}{dt}\right)_r + \left(\frac{de}{dt}\right)_c = 0, \quad \left(\frac{d\Delta\bar{\omega}}{dt}\right)_r + \left(\frac{d\bar{\omega}}{dt}\right)_c = 0. \quad (42)$$

Критерий для компланарных эллиптических колец дает следующее решение для угла между линиями аписид

$$\Delta\bar{\omega} = 0. \quad (43)$$

5. ПРЕЦЕССИЯ И МАССА КОЛЬЦА ХАУМЕА

Критерии стабилизации для круглых наклонных колец (41) дают следующее решение для угла между линиями узлов

$$\Delta\Omega' = 0, \quad (44)$$

поэтому из соотношений для сферического треугольника на рис. 1 следует равенство разностей углов наклона в обоих используемых в задаче системах отсчета

$$\Delta i' = \Delta i. \quad (45)$$

Тогда график зависимости отношения массы кольца Хаумеа m к массе самой Хаумеа M от разности между углами наклона границ кольца Хаумеа Δi будет иметь две области, см. рис. 2, где физически приемлемой является правая область этого графика.

Замечание 2. Причиной появления разрыва между двумя графиками на рис. 2 является то, что, согласно критерию (43), на этом интервале масса m оказывается меньше нуля. Выбор же правого графика из двух объясняется тем, что именно на интервале наклонов ($0^\circ, 2^\circ$) находится кольцо Хаумеа [13, 17].

График на рис. 3 описывает прецессию кольца Хаумеа в плоскости ее экватора.

Заметим, что без учета самогравитации уравнение для частоты прецессии узла кольца в поле центрального тела имеет вид (см. Кондратьев и Корноухов [17])

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{3}{2} C_{20} \cdot n \cdot \left(\frac{R_0}{a} \right)^2 \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}. \quad (46)$$

Для Хаумеа это уравнение дает

$$\frac{d\Omega}{dt} = (-5.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}, \quad (47)$$

так что период прецессии узла для кольца этой карликовой планеты будет равен

$$T_\Omega = 12.9 \pm 0.7 d. \quad (48)$$

На рис. 4 приведен график зависимости отношения масс кольца и центрального тела от дифференциального эксцентриситета (кольца компланарные) при максимально допустимом среднем арифметическом эксцентриситете; при меньших значениях среднего арифметического эксцентриситета отношение масс оказывается еще меньше.

Как видно в компланарной модели оценки массы кольца Хаумеа оказываются на порядок меньше, чем в модели круглых колец с наклоном, но при этом есть общая область значений при определенных параметрах.

С учетом известной из наблюдений [4] непрозрачности $\tau \approx 0.5$ и размеров частиц d_0 кольца число этих частиц будет оцениваться с помощью формулы

$$N = \frac{2r\Delta r}{d_0^2} \tau, \quad (49)$$

а средняя масса частицы m_0

$$m_0 = \frac{4\pi}{3} \rho d_0^3, \quad (50)$$

откуда масса кольца m будет равна

$$m = Nm_0 = \frac{8\pi}{3} \rho \tau r \Delta r d_0. \quad (51)$$

Частицы кольца должны состоять предположительно из льда, поэтому оценим плотность частиц $\rho = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Тогда отношение массы кольца Хаумеа

к массе самой Хаумеа будет функцией радиуса средней частицы d_0

$$\frac{m}{M} = 1.7 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} d_0 (\text{см}). \quad (52)$$

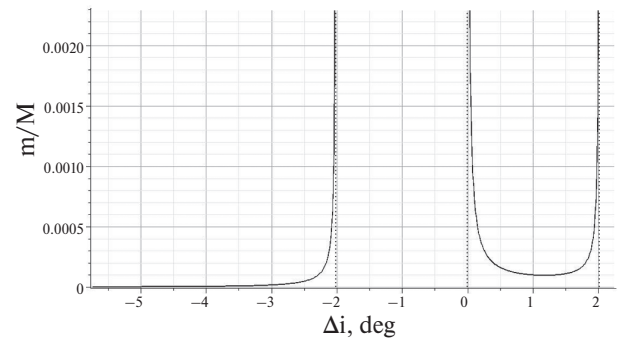


Рис. 2. График зависимости отношения массы кольца Хаумеа m к массе самой Хаумеа M от разности между углами наклона Δi круглых границ кольца Хаумеа.

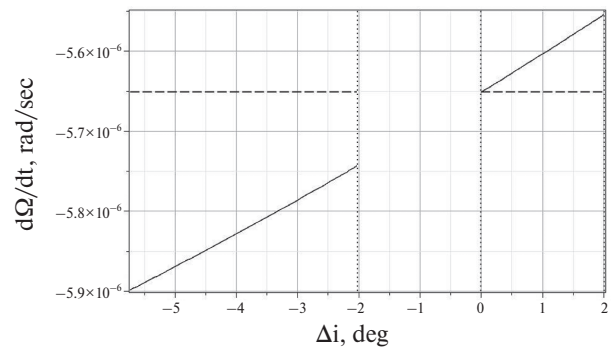


Рис. 3. Прецессия линии узлов $\frac{d\Omega}{dt}$ кольца Хаумеа в плоскости экватора центрального тела в зависимости от разности углов наклона границ этого кольца Δi . Штрихованной линией обозначено значение угловой скорости без учета самогравитации кольца Хаумеа (см. формулу (45)).

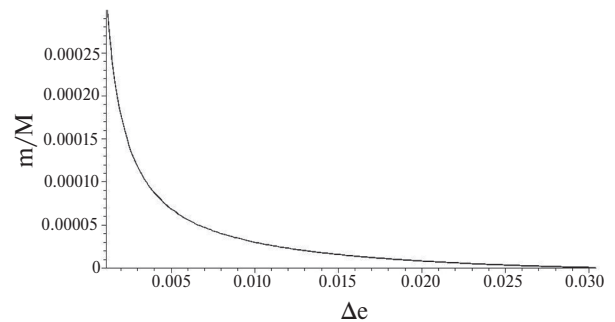


Рис. 4. Отношение массы кольца Хаумеа m к массе самой Хаумеа M в зависимости от разности эксцентриситетов границ этого кольца Δe , при максимальном среднем арифметическом эксцентриситете этих двух границ $e = e_{\max}$.

Эта функциональная зависимость отношения масс кольца и центрального тела позволяет оценить размеры частиц кольца. В модели с наклонными круглыми кольцами размеры ледяных частиц получаются порядка 1 метра.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Замечательной особенностью колец, открытых недавно вокруг малых небесных тел, является то, что эти кольца узкие и имеют резкие границы. При этом спутников-пастухов, которые могли бы отвечать за сохранение границ этих колец, не обнаружено. Для объяснения указанного противоречия необходимо принять во внимание много факторов и, главное, построить довольно сложный математических аппарат, позволяющий учитывать самогравитацию колец.

В данной работе изучается вековая эволюция узких колец непланетного типа. В основе нашего подхода — представление 2D кольца системой из двух близких 1D колец Гаусса (колечек), что позволяет эффективно учесть самогравитацию составного кольца. Опираясь на метод взаимной энергии, мы рассмотрели здесь две основные задачи: задачу 1 — для взаимно гравитирующих колец Гаусса без центрального тела, и задачу 2 — для гравитирующих колец в азимутально усредненном потенциале центрального трехосного тела.

С математической точки зрения основной результат работы заключается в выводе для этих двух задач уравнений эволюции составного 2D кольца в новых коллективных переменных. Особенностью метода является то, что взаимная гравитационная энергия колечек W_{mut} представлена в виде ряда с точностью до 4-й степени малых эксцентриситетов и взаимного наклона колец. С той же точностью, с помощью данной функции W_{mut} выводятся и уравнения эволюции колец. В первой задаче (без центрального тела) в общем случае вековая эволюция описывается системой из восьми дифференциальных уравнений, правые части которых представлены усеченным рядом по степеням малого отношения $\Delta a / a$. Проведен анализ этих уравнений и, кроме общего случая, рассмотрены частные случаи: случай компланарных эллиптических колец (4 уравнения эволюции) и случай круглых колец с наклоном (также 4 уравнения эволюции).

Отдельно рассмотрена вторая задача, где изучается эволюция эллиптических колец в азимутально усредненном потенциале вращающегося трехосного

тела; здесь также получена система уравнений эволюции. Частными случаями здесь, как и в задаче 1, являются вариант компланарных эллиптических колец (два уравнения и две константы), и вариант круглых колец с наклоном (два уравнения и две константы).

Данные методы применяются для изучения динамики кольца карликовой планеты Хаумеа. Без учета самогравитации время нодальной прецессии кольца Хаумеа равно $T_{\Omega} = 12.9 \pm 0.7d$. Однако учет самогравитации кольца уменьшает период прецессии узлов.

Важный вывод разработанного подхода состоит в том, что поправка за самогравитацию действительно способствует сохранению формы кольца без привлечения гипотезы о спутниках-пастухах. На примерах эллиптических компланарных колец Гаусса, а также круговых колец с наклоном к экватору, были получены критерии сохранения формы 2D колец. Это позволило оценить массу колец m . Для кольца Хаумеа метод круглых колец дает $\frac{m}{M} \sim 10^{-3}$, а метод компланарных эллиптических колец $\frac{m}{M} \sim 10^{-4}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Н. Н. Горькавый, А. М. Фридман* Физика планетных колец (М.: Наука, 1995).
2. *D. Bérard, B. Sicardy, M. Assafin, F. Braga-Ribas, J. Camargo, M. R. Vieira, R. Duffard, J. L. Ortiz, C. Snodgrass, E. Jehin, et al.*, American Astronomical Society, DPS meeting 47, 104.02 (2015).
3. *F. Braga-Ribas, B. Sicardy, J. L. Ortiz, et al.*, Nature 508, 72 (2014).
4. *J. L. Ortiz, P. Santos-Sanz, B. Sicardy, G. Benedetti-Rossi, D. Bérard, N. Morales, R. Duffard, F. Braga-Ribas, U. Hopp, C. Ries, et al.*, Nature 550, 7675, 219 (2017).
5. *C. L. Pereira, B. Sicardy, B. E. Morgado, et al.*, Astron. and Astrophys. 673, L4 (2023).
6. *М. Ф. Субботин* Введение в теоретическую астрономию (М.: Наука, 1968).
7. *B. P. Kondratyev*, Sol. Sys. Res. 46, № 5, 352 (2012).
8. *P. Goldreich and S. Tremaine*, Astron. J. 84, 1638 (1979).
9. *P. Goldreich and S. Tremaine*, Annu. Rev. Astron. and Astrophys. 20, 249 (1982).
10. *N. Borderis, P. Goldreich, S. Tremaine*, Astron. J. 88, 1560 (1983).
11. *J. R. Tóma, S. Tremaine, M. V. Kazandjian*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 394, 1085 (2009).

12. *B. P. Kondratyev*, *Astrophys. and Space Sci.* 361, 169K (2016).
13. *B. P. Kondratyev, V. S. Kornoukhov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 478, 3159–3176 (2018).
14. *P. Kondratyev, V. S. Kornoukhov*, *Tech. Phys.* 64, № 10, 1395 (2019).
15. *Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов*, *Астрон. журн.* 97, № 5, 408 (2020).
16. *Г. Н. Дубошин* *Небесная механика. Основные задачи и методы* (М.: Наука, 1975).
17. *Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов*, *Астрон. журн.* 97, № 10, 866–872 (2020).

SECULAR EVOLUTION AND STABILITY OF RINGS AROUND ROTATIONALLY ASYMMETRICAL BODIES. REVISITING THE PROBLEM

B. P. Kondratyev^{1,2,3,*}, V. S. Kornoukhov^{1,2}

¹*Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia*

³*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*

*E-mail: work@boris-kondratyev.ru

A method has been developed for studying the secular evolution and stabilization of the shape of rings in small celestial bodies that do not have shepherd satellites. A model of a compound ring consisting of two close, generally non-coplanar elliptical Gaussian rings has been constructed. The self-gravitation of the ring is taken into account through the mutual gravitational energy of the boundary rings. The function is presented as a series with an accuracy of up to the 4th power of small eccentricities and mutual inclination of the rings. The secular evolution of a compound ring is described by differential equations in special (collective) variables. For rings without a central body (problem 1), a closed system of 8 differential equations is obtained using the mutual energy function. The evolution of rings in the azimuthally averaged potential of a rotating triaxial body is also studied (problem 2); a second system of eight differential equations is derived for it. In both problems, in addition to the general case, two particular ones are considered: i) the case of coplanar elliptical rings, and ii) the case of circular rings with a tilt. The theory is applied to study the recently discovered ring of the dwarf planet Haumea. It is shown that without taking into account self-gravity, the nodal precession time of the Haumea ring is equal to but taking into account the self-gravity of the ring can reduce this period. It is established that self-gravity does indeed contribute to the preservation of the ring shape without invoking the hypothesis of shepherd satellites. Criteria for the preservation of the ring shape are obtained, which made it possible to estimate the interval for the ratio of the ring mass to the mass of Haumea. Taking into account the optical thickness of the ring, it is shown that the Haumea ring with a mass can consist of ice particles of size $d_0 \approx 0.7 \div 1$ m.

Keywords: non-planetary rings and their stability, self-gravity of rings, Gaussian rings and their mutual energy, azimuthally averaged potential of the central body, equations of secular evolution of rings, dwarf planet Haumea

ТАШАНТА КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЙ АСТРОПУНКТ ГОРНОГО АЛТАЯ: ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АСТРОКЛИМАТА

© 2024 г. Л. А. Больбасова¹, Е. А. Копылов^{1,2}, С. А. Потанин^{2,3}

¹Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

³Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.03.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Для пункта Ташанта 49°43'4" с. ш., 89°11'31" в. д., Горный Алтай, представлены данные непрерывных измерений астроклиматических параметров приземного слоя, среднемесячные значения облачности, качества осадков и взвешенного водяного пара из базы атмосферного реанализа ERA5, а также первичные измерения высотного распределения турбулентности. Результаты показывают уникальные астроклиматические и эксплуатационные условия, которые, вероятно, делают его одним из лучших мест РФ для обсерваторий субмиллиметрового и оптического диапазона.

Ключевые слова: астроклимат, атмосферные эффекты, телескоп

DOI: 10.31857/S0004629924070099 EDN: ITZPYG

1. ВВЕДЕНИЕ

Основные достижения астрономии тесно связаны с совершенствованием наблюдательного оборудования. Для обеспечения более эффективной работы обсерватории астрономическое оборудование должно быть установлено на площадке с лучшими астроклиматическими условиями. Астроклиматические исследования, направленные на поиск наиболее подходящих мест для строительства новых обсерваторий, вновь приобрели актуальность с развитием технологий терагерцового диапазона [1]. Возможности спутниковых атмосферных наблюдений сделали эти исследования масштабными [2–4]. К настоящему моменту в РФ отсутствуют телескопы, работающие в субмиллиметровом диапазоне длин волн, но активно проводятся исследования астроклимата для выбора места размещения подобных инструментов, а также оптического диапазона [5–6].

При поиске места для астрономической обсерватории необходимо учитывать множество факторов, включая атмосферную турбулентность, облачность, выпадающий водяной пар, аэрозольное/пылевое загрязнение, высотную и приземную скорость ветра, интенсивность выпадения осадков, световое и радио загрязнение, а также транспортную доступность и возможность развития инфраструктуры. В частности, для телескопов, работающих в субмиллимет-

ровом диапазоне, для определения атмосферного пропускания в различных представляющих интерес спектральных диапазонах важны такие параметры атмосферы, как осаждаемый в атмосфере водяной пар, тогда как при проектировании телескопа, а также при его эксплуатации важны ветер и температура [7].

О перспективности региона Горного Алтая с точки зрения астроклимата указывалось в работах [8–9]. В частности, выделялся пункт Ташанта на основе распределения взвешенного водяного пара в регионе по данным атмосферного реанализа [10]. В 2023 г. Институт астрономии РАН инициировал кампанию по исследованию астрономического потенциала данного пункта. В представленной работе суммируются результаты непрерывных четырехмесячных измерений астроклиматических параметров приземного слоя: скорости ветра и атмосферной турбулентности, а также высотного профиля турбулентности. Приводятся сравнительные данные из базы атмосферного реанализа параметров астроклимата ERA5: содержание взвешенного водяного пара, количество осадков и покрытие облачностью.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Ташанта (географические координаты 49°43'4" с. ш., 89°11'31" в. д.), населенный пункт

Кош-Агачского района, располагается юго-востоке Республики Алтай России у границы РФ с Монголией в одноименном урочище на берегу реки Ташантинки. С востока от Ташанты находится хребет Чихачева, с запада — Сайлюгемский хребет.

Содержание взвешенного водяного пара в атмосфере над участком является основным показателем для измерения качества места наблюдения в диапазоне миллиметровых волн. Его содержание в атмосфере экспоненциально уменьшается с увеличением высоты до 2000 м. Следовательно, участок должен быть расположен на территории с сухим климатом и на достаточно большой высоте. Поэтому целесообразным является располагать обсерваторию на высоте более 2000 м над уровнем моря и/или в чрезвычайно сухом месте для уменьшения содержания водяного пара, а также турбулентности атмосферы. При этом важным фактором является доступность площадки для строительства и эксплуатации. Площадка должна быть как можно более ровной, кроме того, очень важны хорошие геологические условия для фундамента антенны, достаточное электроснабжение и необходимые условия проживания и логистики, а также транспортная доступность. Указные факторы в полном объеме присущи выбранному пункту. Его высота расположения 2170 м над уровнем моря; также известно, что данный район характеризуется сухим климатом. При этом он находится на ровной местности, и через Ташанту проходит федеральная трасса Р256 (М52) «Чуйский тракт».

Измерения проводились непрерывно в течение четырех месяцев с ноября 2023 г. по февраль 2024 г. с помощью сертифицированного ультразвукового термоанемоморбмера «МЕТЕО-2», расположенного на высоте 10 м, позволяющего измерять скорость приземного ветра и структурную постоянную показателя преломления атмосферы как основную величину, характеризующую уровень турбулентности атмосферы. Оценка качества астрономического видения проводилась с помощью мобильного датчика дифференциальных дрожаний, описанного в работе [11].

Для оценки доли облачности, количества осадков и взвешенного водяного пара привлекались среднемесячные данные из атмосферного реанализа ERA5, включающие ночные и дневные значения. Значения, полученные с помощью реанализа ERA5, представляют собой обобщенную оценку параметров атмосферы и не исключают проведения наземных измерений. Отметим, что в настоящее время использование атмосферных реанализов в исследованиях астроклимата стало общепринятым [4, 10,

12–13]. Помимо этого, с июня 2023 г. была установлена беспроводная метеостанция Weathercloud, измеряющая основные метеорологические величины.

3. КОЛИЧЕСТВО ОСАЖДЕННОГО ВОДЯНОГО ПАРА, ОСАДКОВ И ПОКРЫТИЯ ОБЛАЧНОСТЬЮ ПО ДАННЫМ РЕАНАЛИЗА ERA5

Данные атмосферного реанализа ERA5 для пункта Ташанта рассматривались в сравнении с данными для Специальной астрофизической обсерватории РАН (координаты 43°39'12" с. ш., 41°26'30" в. д.), которая указывалась как возможный вариант для размещения телескопа субмиллиметрового диапазона [14], и для пункта Кош-Агач (координаты 49°89' с. ш., 88°22' в. д.), названного перспективным в работе [9].

Астрономические наблюдения в субмиллиметровом диапазоне длин волн в первую очередь требуют, чтобы атмосферные эффекты, влияющие на поглощение на этих длинах волн, были сведены к минимуму. Основным фактором, способствующим непрозрачности атмосферы, является водяной пар, который очень эффективно поглощает свет в субмиллиметровом диапазоне. Количество осаждаемого водяного пара (PWV, precipitable water vapor) должно быть как можно меньшим. Содержание воды в атмосфере над участком является основным показателем качества астропункта для наблюдения в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах длин волн [3, 7].

На рис. 1 представлены медианные значения за пять лет 2019–2023 гг. количества осаждаемого водяного пара над тремя пунктами для каждого месяца года по данным атмосферного реанализа ERA5.

Эта зависимость с меньшими значениями для лета и большими для зимы типична для атмосферы средних широт. При этом в существующих астрономических обсерваториях РФ на этих высотах медианные значения для летнего периода превышают 10 мм [12, 15]. Отметим низкие значения (около 2 мм) для зимних месяцев в пунктах Горного Алтая. Из сравнения на рис. 1 хорошо видно преимущество пунктов Горного Алтая по сравнению с CAO РАН: количество осаждаемой воды меньше в два раза в летний период, 4.3 мм и 2.1 мм, соответственно, а в зимние месяцы — на 40%. Сравнение данных для пунктов Ташанта и Кош-Агач показывает незначительные различия, при этом можно отметить меньшее значение около 10% над пунктом Ташанта в зимний период.

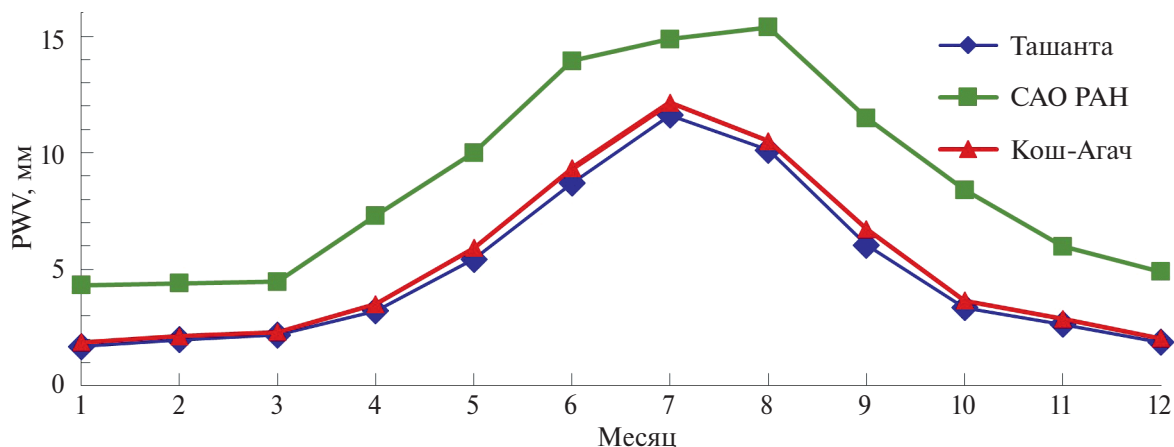


Рис. 1. Медианные значения количества осаждаемого водяного пара за 2019–2023 гг.

Вода, содержащаяся в атмосфере в виде осадков, отражает или преломляет и ослабляет излучение. Поэтому важен поиск самого сухого места для установки инструментов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. На рис. 2 приведены медианные значения за пять лет для каждого месяца общего количества осадков (total precipitation) для трех указанных выше пунктов по данным реанализа ERA5. Аналогично с количеством осаждаемого водяного пара преимущества пунктов Горного Алтая очевидны по сравнению с CAO РАН. Практически нулевые значения характеризуют эту местность с сентября по май. Для мая месяца разница в количестве осадков между CAO РАН и пунктами Горного Алтая достигает трех раз. Низкие значения количества осадков указывают на сухой климат, который характерен для Горного Алтая и безусловно является еще

одним фактором благоприятным для астрономических наблюдений. При этом также имеется преимущество пункта Ташанта по сравнению с Кош-Агач с июня по ноябрь и в марте-апреле.

Облачность является важным параметром для астрономической обсерватории. На рис. 3 представлены медианные значения за пять лет для каждого месяца года покрытия общей облачностью (TCC, total cover cloud) для трех указанных выше пунктов по данным реанализа ERA5.

Общее покрытие облачностью не превышает 60% ни для одного месяца года для пункта Ташанта. Хорошо видно преимущество пункта Ташанта с сентября по апрель по сравнению с CAO РАН, в том числе по сравнению с пунктом Кош-Агач с февраля по апрель, июнь-июль, с сентября по декабрь. И только августе процент облачности в CAO РАН

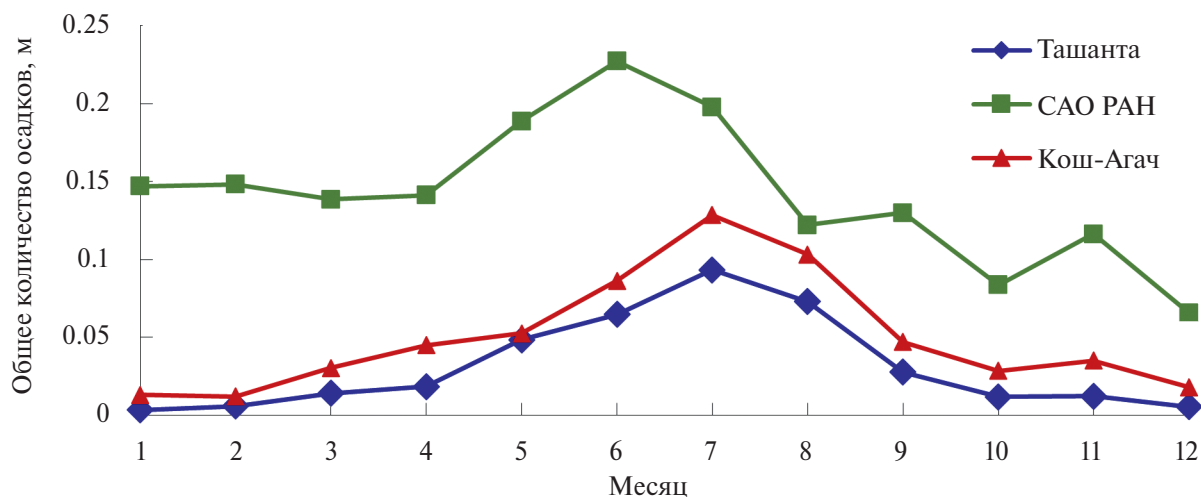


Рис. 2. Медианные значения общего количества осадков за 2019–2023 гг.

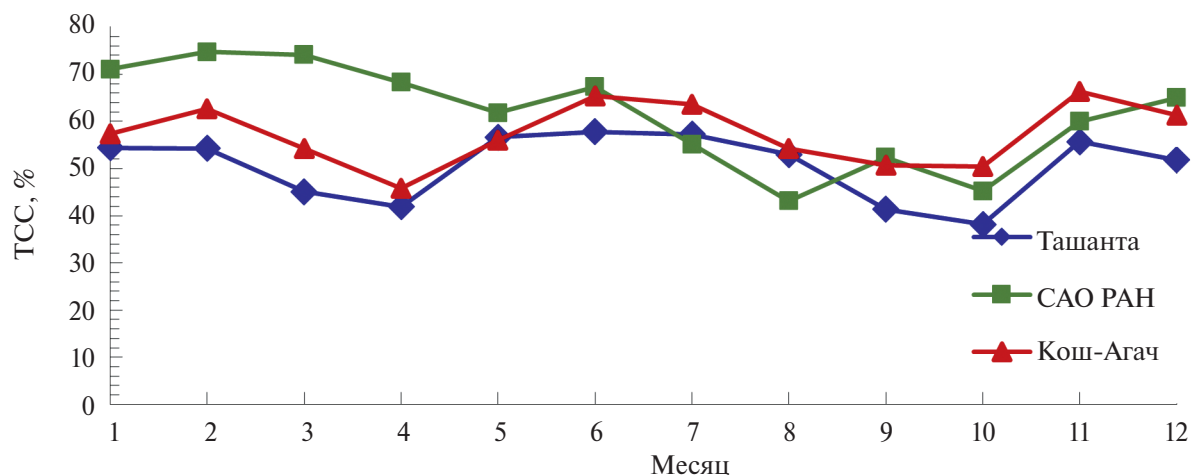


Рис. 3. Медианные значения покрытия облачностью за 2019–2023 гг.

меньше. Отметим тенденцию к уменьшению облачности в районе CAO РАН, связанную с изменением климата [12].

Таким образом данные атмосферного реанализа ERA5 подтверждают, что регион Горного Алтая является регионом с низким значением взвешенного водяного пара, с сухим климатом, при этом половина времени характеризуется ясным небом, что делает его перспективной площадкой для астрономических наблюдений. Месяцы с октября по апрель могут стать лучшими для проведения астрономических наблюдений в субмиллиметровом диапазоне волн.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ: СКОРОСТЬ ВЕТРА

Величина скорости приземного ветра критична для астрономических телескопов, в том числе для радиотелескопов. Температура и ветер являются переменными, требующими особого внимания при планировании установки и эксплуатации радиотелескопов с большой апертурой, для оценки ветровой нагрузки на конструкцию и наведение антенны. Параметры скорости и направления ветра актуальны не только для проектирования телескопов и вспомогательной инфраструктуры, но и представляют интерес для эксплуатации астрономических телескопов, поскольку градиенты температуры, а также скорость ветра могут влиять на точность наведения телескопов, особенно он если не защищен купольным зданием. Воздействие ветровой нагрузки может привести к ошибкам наведения, снизить чувствительность и разрешение телескопа и в конечном итоге повлиять

на его характеристики. Например, требования, предъявляемые к конструкции антенн телескопа ALMA миллиметрового и субмиллиметрового диапазона, чтобы антенны соответствовали своим характеристикам при полной тепловой нагрузке и силе ветра до 6 м/с для работы в дневное время. Для ночных условий, при отсутствии тепловой нагрузки от солнечного освещения, антенны должны отвечать всем требованиям к работоспособности при силе ветра до 9 м/с с проверкой наведения каждые 10 минут [7]. Таким образом, при выборе точного местоположения большого телескопа без защитного купола необходимо иметь данные о скорости ветра. Такая информация важна для извлечения требований как к характеристикам при проектировании конструкции, так и при эксплуатации.

На рис. 4 представлены гистограммы распределения скорости ветра для каждого месяца отдельно, измеренные в режиме 24/7 ультразвуковой станцией «МЕТЕО-2» с частотой 10 Гц и усреднением на интервале 10 минут.

Хорошо видно, что гистограммы смещены в сторону низких значений. Наиболее частое значение приземной скорости ветра равно 2 м/с для всех представленных месяцев. При этом 90% времени скорость ветра не превышает 7 м/с, что также является преимуществом Ташанты как астропункта.

Что касается направления ветра, на рис. 5 показана роза ветров по данным метеостанции с 11 июня 2023 г. по 4 июня 2024 г. Преобладающее направление ветра демонстрирует некоторую изменчивость с выделением юго-восточного направ-

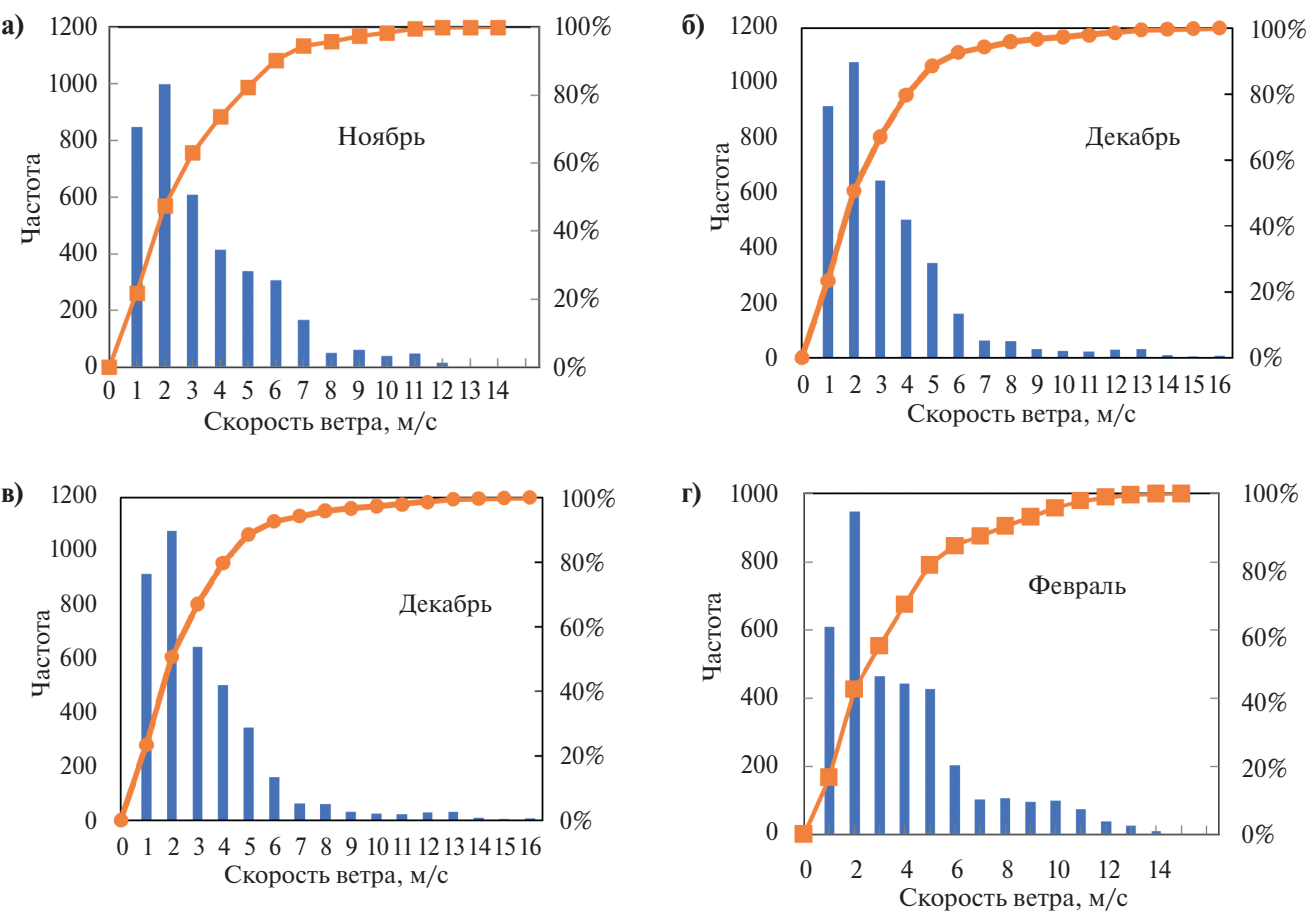


Рис. 4. Гистограммы распределения скорости ветра: а — ноябрь, б — декабрь, в — январь, г — февраль.

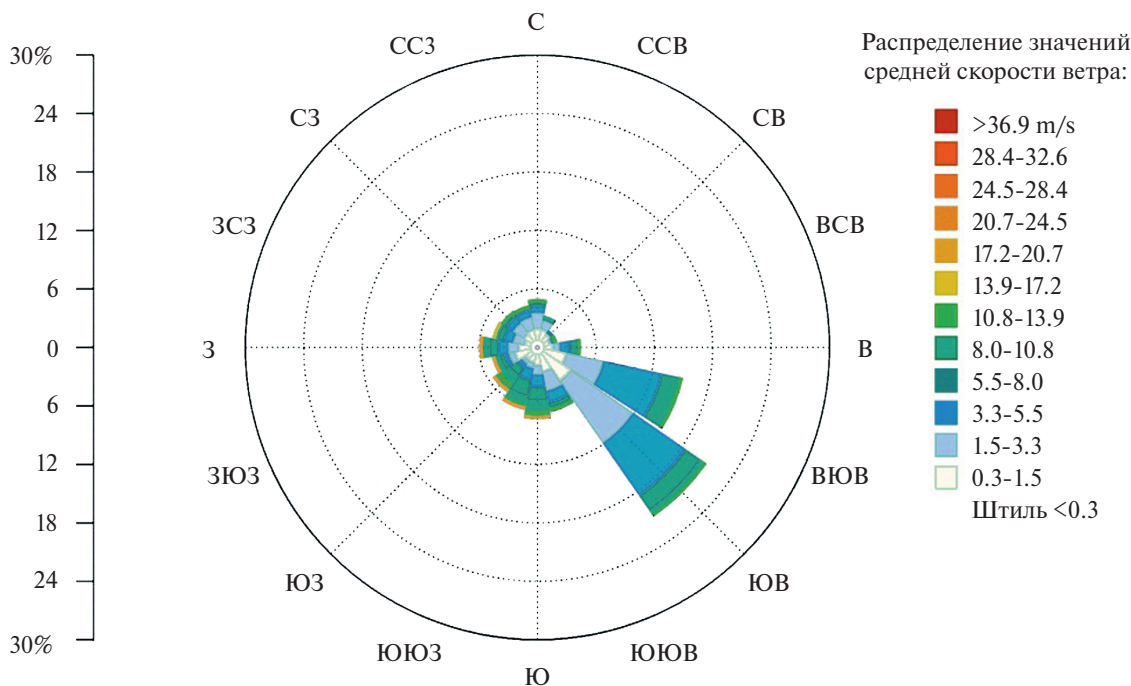


Рис. 5. Роза ветров в пос. Ташанта в период с 11 июня 2023 по 04 июня 2024 г.

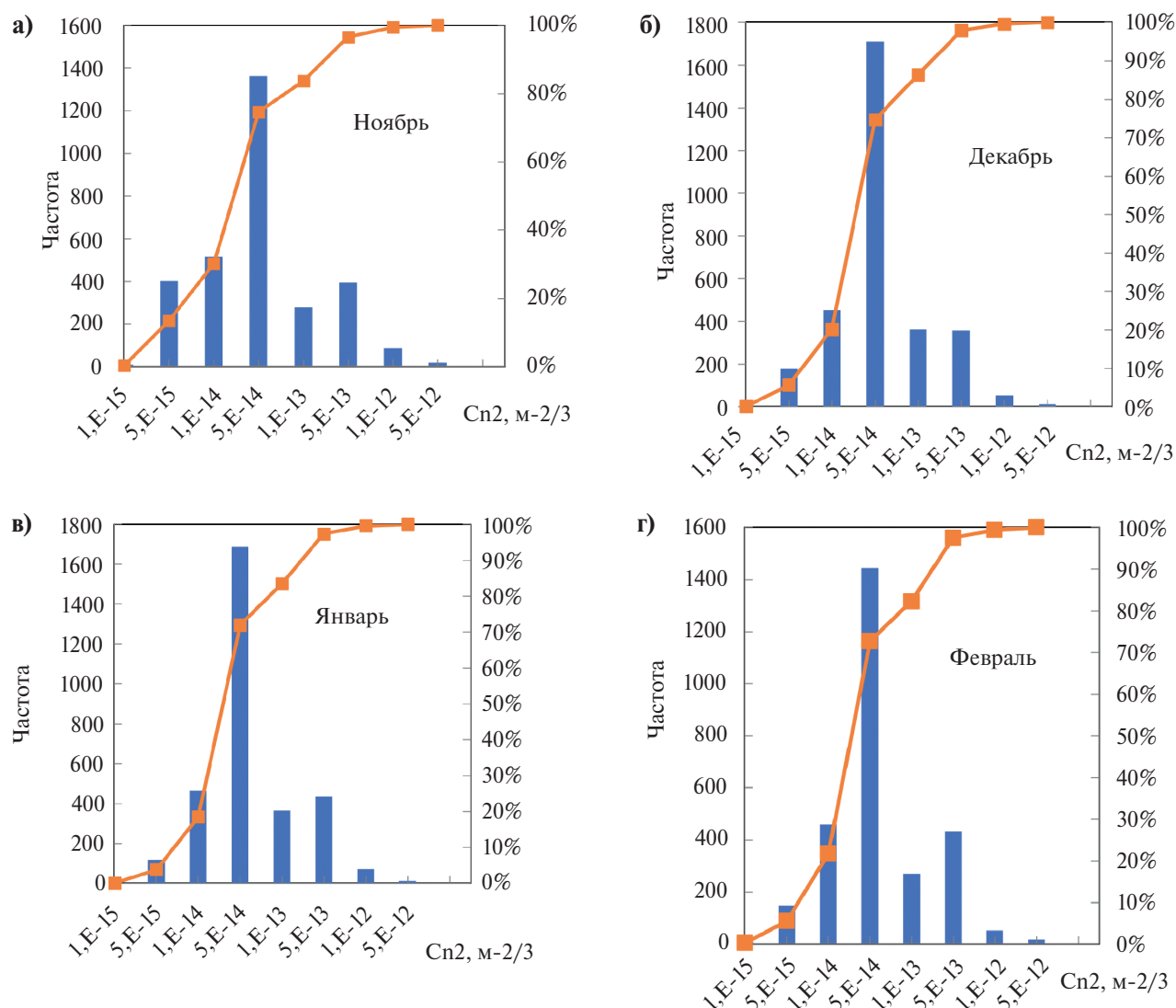


Рис. 6. Гистограммы распределения значений структурной постоянной показателя преломления: а — ноябрь, б — декабрь, в — январь, г — февраль.

ления, при этом 9% времени имеет место штиль, а средняя скорость за время наблюдений составила 3.5 м/с.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ: АТМОСФЕРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Важнейшей астроклиматической характеристикой, в том числе для телескопов субмиллиметрового диапазона, является качество получаемых изображений, определяемое турбулентностью атмосферы Земли. Неоднородности показателя преломления земной атмосферы искажают волновой фронт приходящего субмиллиметрового излучения, что, как и у оптических волн, ограничивает разрешение и чувствительность, вызывая задержку приходящего излучения от астрономического объекта,

которая меняется во времени [16]. Эти флуктуации задержки также оказывают измеримое воздействие на длинах волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазона, но обычно гораздо меньшее, чем воздействие водяного пара. Другим эффектом атмосферной турбулентности являются флуктуации взвешенного водяного пара. Колебания атмосферного шумового излучения, вызванные колебаниями содержания воды в атмосфере, будут ограничивать чувствительность телескопа [17].

Структурная постоянная показателя преломления часто используется как мера величины турбулентности атмосферы. Следует отметить, что оптическая турбулентность приземного слоя обычно больше, чем ее высотное значение. На рис. 6 представлены гистограммы распределения значений

структурной постоянной показателя преломления для каждого месяца отдельно, измеренные в режиме 24/7 ультразвуковой станцией «МЕТЕО-2» с частотой 10 Гц и усреднением на интервале 10 минут.

Отметим, что все полученные гистограммы имеют сходство, и наиболее вероятное значение $5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ одинаково для всех рассмотренных месяцев, что свидетельствует о стабильности турбулентных условий данной площадки. Величина структурной постоянной показателя преломления не превышает $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ 70% времени для всех представленных месяцев.

На рис. 7 представлен суточный ход структурной постоянной показателя преломления атмосферы, дни были выбраны произвольно.

Хорошо видны более высокие дневные значения по сравнению с ночными. Отметим, что период повышенных значений днем сменяется низкими $7 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Другими словами, не все дневные значения превышают ночные, равные $1.5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Это означает что даже днем возможны кратковременные периоды получения качественных изображений.

Первые измерения по оценке атмосферного качества астрономического видения при помощи

мобильного датчика дифференциальных дрожаний были проведены в октябре 2023 г. Измерения проводились с высоты 1.5 метра ввиду отсутствия возможности поднять прибор выше, при температуре воздуха от -10°C до -14°C и скорости ветра 2–5 м/с. Непрерывный ряд наблюдений размеров атмосферных изображений был получен примерно с 4:10 до 6:00. На рис. 8 представлен ход атмосферного качества астрономического видения.

Был зафиксирован период около 10 минут, когда размер изображений приближался к $0.5''$, а также периоды выбросов до $\beta > 3''$. Для проведения дальнейших работ по исследованию сезонной изменчивости уровня атмосферной турбулентности в 2024 г. в Ташанте будет установлен стационарный астроклиматический пост на высоте 4 метра над уровнем земли.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбор хорошего места очень важен для наземной астрономии. На основе данных глобального реанализа ERA5 в этой статье изучались астроклиматические условия над территорией пункта Ташанта с точки зрения осаждаемого водяного пара, покрытия облачностью, количества осадков.

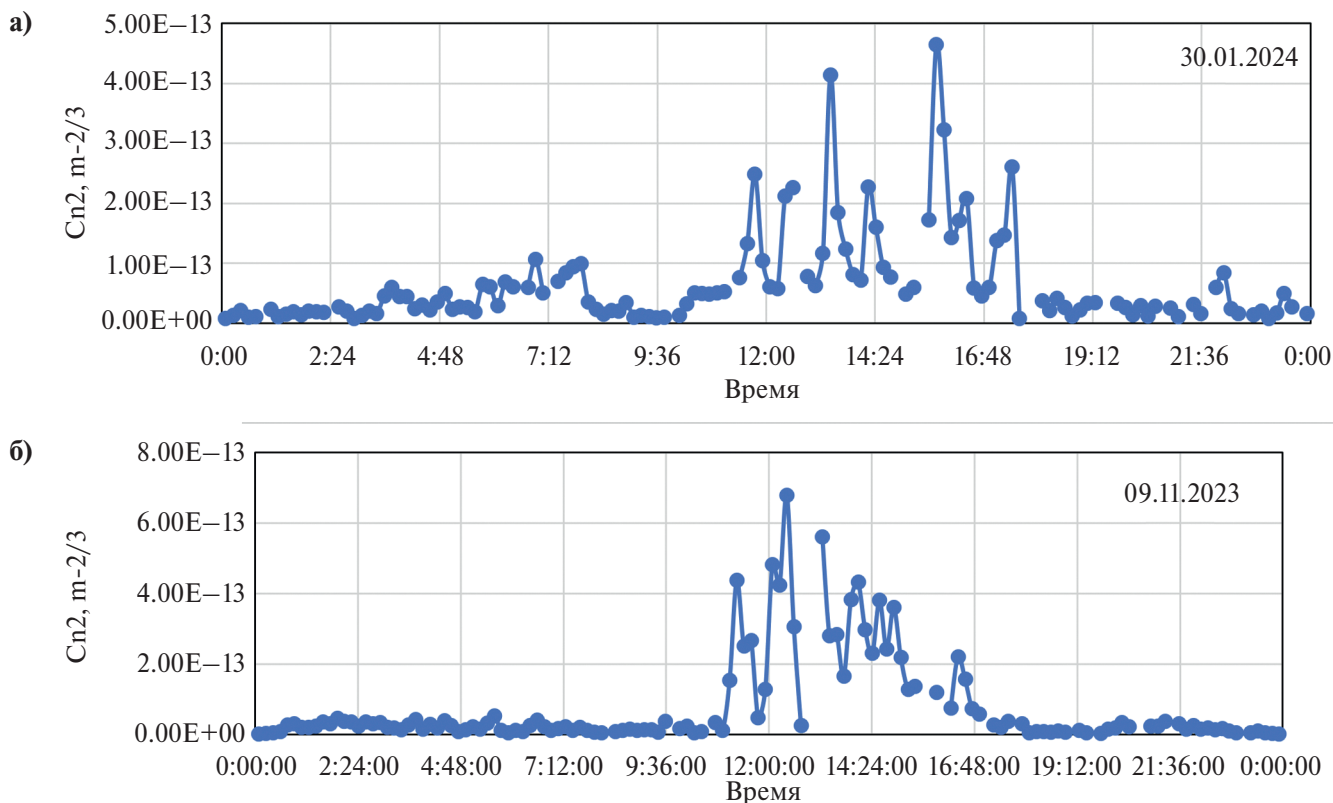


Рис. 7. Суточный ход значений структурной постоянной показателя.

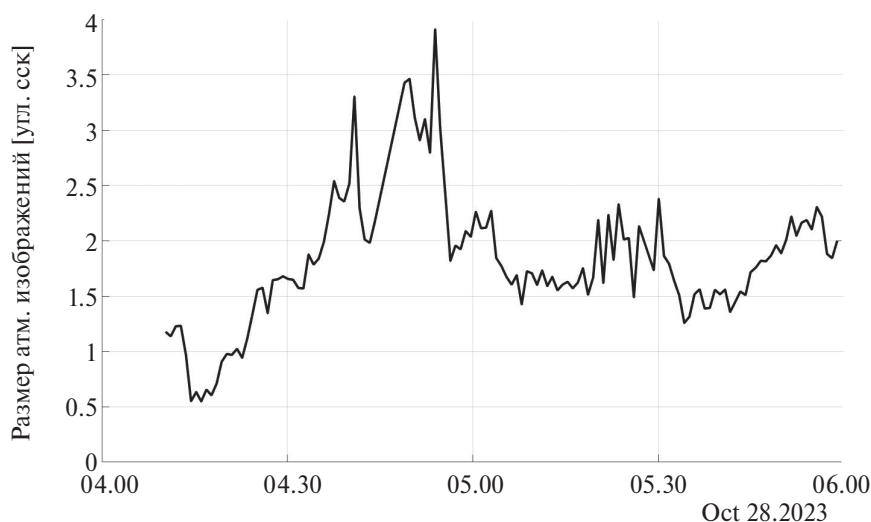


Рис. 8. Оценка качества астрономического видения по данным измерений в ночь с 27 на 28 октября 2023 г. у села Ташанта.

Также анализировались данные измерений скорости ветра и турбулентности. Эти первичные результаты показывают, что Ташанта, как астропunkt, имеет потенциал по созданию новой астрономической площадки и преимущества по сравнению с существующими обсерватории в РФ на аналогичной высоте.

Преимущества астроклимата пункта Ташанта включают низкое (≤ 3.5 мм) с октября по апрель содержание взвешенного водяного пара и на 40% ниже в летние по сравнению с наблюдаемым в астрономических обсерваториях в средних широтах РФ; высокий процент ($>50\%$) безоблачного времени, что сопоставимо с лучшими участками средних широт, сухой климат с малым количеством осадков. К выгодным условиям площадки относятся стабильность атмосферных условий, низкая приземная скорость ветра (средние значения 2–4 м/с) и уровень турбулентности.

Эти преимущества необходимо дополнить транспортностью. В результате уникальные астроклиматические и эксплуатационные условия, вероятно, делают пункт Ташанта одним из лучших мест РФ для наблюдений в миллиметровом, субмиллиметровом и среднем инфракрасном диапазонах длин волн.

В заключение подчеркнем, что распространение астрономического сигнала через атмосферу представляет собой доминирующий источник систематических ошибок, поэтому требуются непрерывные измерения астроклиматических параметров не только на этапе выбора места расположения телескопа, но и в процессе эксплуатации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Раздел 3 выполнен за счет гос. задания ИОА СО РАН, разделы 4 и 5 выполнены при финансовой поддержке проекта Российского научного фонда № 23-72-00041.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны за содействие при проведении работ директору МКОУ «Ташантинская основная общеобразовательная школа» Едильбаеву Елдару Байбахытовичу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. Ю. Балега и др., Известия вузов. Радиофизика 63, № 7, 533–566 (2020).
2. M. J. Rioja, R. Dodson, Astron. and Astrophys. Rev. 28, 1–79 (2020).
3. P. Tremblin, N. Schneider, V. Minier, G. Al. Durand and J. Urban, Astron. and Astrophys. A65, 548 (2012).
4. Yong Zhao, Fan Yang, Xiaodian Chen, Xian Zhang, Jifang Ma, Xianghui Kong, Xiaoting Fu, Ruiyue Li, Yong Wei, Zhonghua Yao, Fei He, Jun Pan and Licai Deng, Astron. and Astrophys. A34, 663 (2022).
5. В. Б. Хайкин, А. Ю. Шиховцев, В. Е. Шмагин, М. К. Лебедев, Е. А. Копылов, В. П. Лукин, П. Г. Ковadlo, Журнал радиоэлектроники 7, 73 (2022).
6. I. I. Zinchenko, A. V. Lapinov, V. F. Vdovin, P. M. Zemyanukha, T. A. Khabarova, Applied Sciences 13(21), 11706 (2023).

7. A. Otarola, C. De Breuck, T. Travouillon, S. Matsushita, L.-Å. Nyman, A. Wootten, S. J. E. Radford, M. Sarazin, F. Kerber, and J. P. Pérez-Beaupuits, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 131, 998, 131 045001 (2019).
8. В. И. Бурнашев, *Земля и вселенная* 6, 78–90 (2010).
9. Е. Ю. Мордвин и др., *Известия Российской Академии Наук. Серия физическая* 86, № 3, 452–456 (2022).
10. A. Yu. Shikhovtsev, M. A. Ibragimov, K. E. Kirichenko, E. A. Kopylov, P. G. Kovadlo, *Proc. SPIE* 12780, 127800R (2023).
11. С. А. Потанин, М. В. Корнилов, А. Д. Саввин, Б. С. Сафонов, М. А. Ибрагимов, Е. А. Копылов, М. А. Наливкин, В. Е. Шмагин, Л. Х. Ху, Н. Т. Тао, *Астрофизический бюллетень* 77, № 2, 241–249 (2022).
12. L. A. Bolbasova, A. Yu Shikhovtsev, S. A. Ermakov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 520, 3, 4336–4344 (2023).
13. Ming-Shuai Li, Rui Li, Na Wang, Xing-Wu Zheng, *Research in Astronomy and Astrophysics* 20, 12, 20 (2020).
14. Ю. Ю. Балега, Д. К.-С. Батаев, Г. М. Бубнов, В. Ф. Вдовин и др., *Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки* 502, № 1, 5–9 (2022).
15. А. Ю. Шиховцев, В. Б. Хайкин, А. П. Миронов, П. Г. Ковадл, *Оптика атмосферы и океана* 35, № 01, 67–73 (2022).
16. B. Nikolic, R. C. Bolton, S. F. Graves, R. E. Hills and J. S. Richer, *Astron. and Astrophys.* A104, 552 (2013).
17. L. T. Maud, R. P. J. Tilanus, T. A. van Kempen, M. R. Hogerheijde, et al., *Astron. and Astrophys.* A121, 605 (2017).

TASHANTA AS A PROMISING ASTROPOINT OF THE ALTAI MOUNTAINS: THE FIRST RESULTS OF THE ASTROCLIMATE STUDY

L. A. Bolbasova¹, E. A. Kopylov^{1,2}, S. A. Potanin^{2,3}

¹*Zuev Institute of Atmospheric Optics, Siberian Branch, Russian Academy of Science, Tomsk, Russia*

²*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

³*Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

For the Tashanta point, 49°43'4"N, 89°11'31"E, Gorny Altai, data from continuous measurements of astroclimatic parameters of the surface layer, monthly average values of the total cloud cover, suspended water vapor from the ERA5 atmospheric reanalysis database and primary measurements of the altitude distribution of turbulence are presented. The results show unique astroclimatic and operational conditions, which probably make it one of the best places in the Russian Federation for submillimeter and optical range observatories.

Keywords: astroclimate, atmospheric effects, telescope