

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 98, номер 7, 2021

---

---

Структура мазера H <sub>2</sub> O в NGC 2071 IRS 1 по наблюдениям на наземно-космическом радиоинтерферометре “Радиоастрон”	
<i>М. А. Щуров, И. Е. Вальти, Н. Н. Шахворостова</i>	531
Затменно-двойные системы со сложными изменениями орбитальных периодов XZ Peg и BO Vul	
<i>А. И. Халиуллина</i>	550
Анализ фотоэлектрических покрытий и построение цифровой модели лунной либрационной зоны	
<i>К. О. Чуркин, Ю. А. Нефедьев, А. О. Андреев, Н. Ю. Демина, Е. В. Кронрод</i>	562
Исследование вековой эволюции циркумбинарных систем на моделях R-тороида и колец Гаусса	
<i>Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов</i>	571
Сравнительный анализ условий распространения миллиметровых радиоволн на радиоастрономических полигонах России и Узбекистана	
<i>И. Т. Бубукин, И. В. Ракуть, М. И. Агафонов, А. А. Яблоков, А. Л. Панкратов, Т. Ю. Горбунова, Р. В. Горбунов</i>	581
Наблюдаемость одиночных нейтронных звезд на СРГ/eROSITA	
<i>А. Д. Хохрякова, А. В. Бирюков, С. Б. Попов</i>	599

---

---



УДК 524.5, 524.52

## СТРУКТУРА МАЗЕРА $\text{H}_2\text{O}$ В NGC 2071 IRS 1 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА НАЗЕМНО-КОСМИЧЕСКОМ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРЕ “РАДИОАСТРОН”

© 2021 г. М. А. Щуров<sup>1,\*</sup>, И. Е. Вальтц<sup>1,\*\*</sup>, Н. Н. Шахворостова<sup>1,\*\*\*</sup>

<sup>1</sup> Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

\*E-mail: shaddowman@mail.ru

\*\*E-mail: ivaltts@asc.rssi.ru

\*\*\*E-mail: nadya@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 23.10.2020 г.

После доработки 25.02.2021 г.

Принята к публикации 28.02.2021 г.

В рамках выполнения научной программы наземно-космического интерферометра “Радиоастрон” проведена обработка данных наблюдений мазера  $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 22.2280 ГГц в темной отражательной туманности NGC 2071 в направлении инфракрасного объекта IRS 1 на координатах наведения  $\text{RA}(2000) = 05^{\text{h}}47^{\text{m}}04^{\text{s}}.758$ ,  $\text{DEC}(2000) = 00^{\circ}21'42''700$ . Длительность сеанса 11.01.2014 составила 70 мин. В наблюдениях принимали участие космический радиотелескоп (КРТ-10) и три радиотелескопа наземной сети: РТ-32 (Медицина, Италия), РТ-32 (Торунь, Польша) и РТ-64 (Калязин, РФ). Реализованы следующие параметры: угловое разрешение 70 мкс на наземно-космических базах при максимальных проекциях баз 3.1 ED (~40 000 км); синтезированная диаграмма направленности наземной части интерферометра  $0.006'' \times 0.0006''$  (P.A. =  $-23^{\circ}$ ); спектральное разрешение 7.81 кГц (т.е. 0.11 км/с). Получена карта размером  $\sim 100 \times 100$  mas (mas – угловая миллисекунда), что соответствует  $\sim 40 \times 40$  а.е. при расстоянии до туманности 390 пк, распределения мазерных пятен, на которой присутствует 13 пространственных компонентов. Интервал скоростей на луче зрения этих компонентов составляет 4.7–20.5 км/с при ширине спектральных деталей 0.2–0.6 км/с, плотность коррелированного потока в максимуме линии варьируется в пределах от ~4 до ~29 Ян. Зафиксирован один пространственный компонент (имеющий лучевую скорость 14.3 км/с), для которого со сверхвысоким угловым разрешением на наземно-космических базах SRT-Tg и SRT-Mc наблюдается корреляция на уровне надежности более 6 $\sigma$ . На основании анализа зависимости функции видности от величины проекций баз предложена двухкомпонентная модель пространственной структуры этого компонента с размерами протяженной и компактной составляющей в угловой мере 4 mas и 0.06 mas, т.е. 1.56 а.е. (с неопределенностью 10%) и 0.023 а.е. (с неопределенностью 50%) соответственно.

**Ключевые слова:** радионаблюдения, мазер  $\text{H}_2\text{O}$ , NGC 2071 IRS 1

**DOI:** 10.31857/S0004629921070057

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Звезды образуются в результате гравитационного коллапса и фрагментации молекулярных облаков [1–3]. Основные сведения о процессах звездообразования изложены, например, в обзорах [4–7] (см. также ссылки в этих работах).

Процесс зарождения звезд малой массы ( $M < (1-2) M_{\odot}$ ) изучен детально. Их много, они расположены в близких окрестностях Солнечной системы, время существования в стадии “до главной последовательности” длительное: для звезд Т Tauri от  $\sim (1-3) \times 10^6$  до  $\sim 10^8$  лет [4–10]. В образова-

нии звезд промежуточной массы (IMYSO,  $\sim (2-8) M_{\odot}$ ) имеются одновременно сходство и различие как с образованием маломассивных звезд, так и массивных [11–13]. Формирование массивных OB-звезд ( $> 8 M_{\odot}$ ), несмотря на то, что в процессе своего развития они провоцируют зарождение и развитие менее массивных звезд, т.е. играют принципиальную роль в эволюции молекулярных облаков [7, 14–16], изучено хуже по объективным причинам (см. обзор [17]). Они, как правило, более удаленные, поэтому их исследование необходимо проводить с высоким угловым разрешением, реже встречаются звезды, глубоко

погруженные в турбулентные непрозрачные слои родительского облака. Протозвезды большой массы быстро проходят стадию “до главной последовательности” (PMS), за  $<10^4$  лет [18], иногда даже без оптической фазы, и попадают на начальную часть главной последовательности нулевого возраста (ZAMS), будучи еще погруженными в пыль и находясь в стадии аккреции [19]. Зачастую наличие процесса формирования массивной звезды в молекулярном облаке можно заметить только благодаря наличию такого крупномасштабного явления, как биполярное истечение вещества, которое наблюдается в линиях различных молекул при сбросе излишков материи, падающей на протозвездный аккрецирующий диск [20].

Особую роль в идентификации наличия протозвезд любой массы в области звездообразования играет еще один признак, а именно, молекулярное мазерное излучение и вкрапления в облако скоплений мазерных конденсаций. Космические мазеры формируются в наиболее плотных гигантских структурах облаков, в которых газ находится в молекулярном состоянии. Мазерное излучение на молекулах представляет собой одно из самых распространенных явлений в межзвездной среде. Мазеры встречаются как на ранних стадиях развития молекулярных облаков, в которых при хаотическом сжатии образуются первичные густки (cores) и скопления материи (clumps) [21–23] (см. также ссылки в этих работах), так и в процессе формирования более структурированных областей зарождения протозвезд и, впоследствии, в атмосферах вокруг молодых звезд и непосредственно в оболочках самих звезд разных спектральных классов. В настоящее время существуют достаточно надежно обоснованные варианты построения соответствия эволюционной шкалы развития областей звездообразования и оценок времени жизни мазеров (см., напр., [24–26]).

Наиболее распространенные мазеры наблюдаются в линиях молекул воды  $H_2O$ , гидроксидов  $OH$  и метанола  $CH_3OH$ . Мазеры на молекулах воды самые мощные,  $\sim 10^{27} - 10^{33}$  эрг/с, для сравнения: мазеры  $OH$  (на частотах 1665 и 1667 МГц) показывают мощность  $\sim 10^{27} - 10^{30}$  эрг/с,  $CH_3OH$  —  $\sim 10^{27}$  эрг/с [27].  $H_2O$ -мазеры встречаются на всех стадиях эволюции областей звездообразования и, как правило, имеют наибольшее число пространственных компонентов (мазерных пятен) в любой исследуемой области и наибольшее число деталей в наблюдаемых спектрах. Кроме того, они имеют очень маленький размер, могут быть  $\sim 1$  а.е. [28]. Для сравнения: размер пространственных компонентов мазеров  $OH$  и метанольных мазеров II класса может быть около 3 а.е. [29], отдельных

пятен метанольных мазеров I класса — от 500 до 1000 а.е. [30].

Мазеры формируются под воздействием различных механизмов возбуждения уровней молекул. Например, накачка мазеров  $H_2O$  — столкновительная [31], осуществляется в конденсациях с повышенной плотностью вещества при столкновениях с молекулами и атомами окружающей среды, а также в атмосферах звезд. Накачка мазеров  $OH$  в главных линиях — радиативная под воздействием инфракрасного потока от протозвезд (см., напр., [32–34], а также обсуждения и ссылки в этих работах). Накачка мазеров метанола в среде, окружающей протозвезду, радиативно-столкновительная (метанольные мазеры II-го класса), в областях более удаленных от протозвезд — чисто столкновительная (метанольные мазеры I-го класса [35, 36].

Ширина наблюдаемых спектральных линий и переменность их интенсивности, а также размер области, в которой формируется и излучает мазер, размеры его пространственных составляющих являются прямым указанием на то, с каким типом объекта и окружающей его среды или с каким размером и типом уже существующей или будущей протозвезды связана исследуемая мазерная область. По этой причине мазерные источники являются, в частности, одними из основных объектов, для которых осуществляется длительный систематический мониторинг на одиночных телескопах (напр., [37, 38]), и пространственная структура которых интенсивно исследуется на интерферометрических системах — от самых первых (напр., [39]) до самых современных (напр., [40]).

Важной особенностью мазеров  $H_2O$ , кроме их яркости, является то, что они высвечиваются в наиболее приемлемом для наблюдений с Земли диапазоне сантиметровых длин волн, которому не мешает земная атмосфера. Тем не менее предпочтительнее проводить такие наблюдения в высокогорных районах, но особым преимуществом обладают исследования с космическими аппаратами. Такие наблюдения обеспечивают высокое угловое разрешение и выявляют структуры, позволяющие установить размеры коллапсирующих протообразований, соответствующие именно размерам протозвезд. Улучшение возможностей интерферометров достигается увеличением расстояния между элементами интерферометра, что напрямую связано с их разрешающей способностью. Наилучшие результаты возможны при сочетании хорошо разнесенной по широте и долготе наземной сети телескопов с телескопом, находящимся на космической орбите.

В данной работе представлено исследование области звездообразования NGC 2071. Это темная диффузная отражательная туманность, которая имеет сложную структуру: в ней содержится

множество разнообразных по степени эволюции сгустков межзвездной среды [41, 42] и наблюдается множество “молекулярных ядер”, аккреционных дисков и биполярных истечений. Наличие последних свидетельствует о том, что протозвезды в этой области (возможно, не одна) находятся на ранней стадии эволюции, подвержены периодически повторяющейся аккреции межзвездного вещества и сброса его излишков в процессе формирования околозвездного диска.

В северной части NGC 2071 были найдены скопление инфракрасных источников и три компактных источника радиоизлучения в континууме, каждый из которых пространственно ассоциируется с одним из трех источников инфракрасного излучения — IRS 1, 2 и 3 (см. [43] и ссылки в этой работе). Излучение мазера воды на частоте 22 ГГц и в континууме на длине волны 1.3 см хорошо изучено в NGC 2071 IRS 1 (наиболее сильный источник как в инфракрасном, так и в коротковолновом радиодиапазоне) и в NGC 2071 IRS 3. В обоих источниках на VLA наблюдается выброс вещества (радиоджет) [44, 45], на VLBA — крупномасштабный биполярный поток [46]. Кроме того, в обоих источниках как в наблюдениях на VLA [44, 45, 47], так и в наблюдениях на VLBA [46], прослеживается компактный протозвездный диск.

Область звездообразования NGC 2071 расположена в созвездии Ориона близко к Солнечной системе на расстоянии 390 пк [48], т.е. в этой области возможно успешное детализированное исследование тонкой пространственной структуры ее составляющих. По этой причине она считается одним из наиболее приоритетных объектов исследования межзвездных мазеров.

Основная цель данной работы — обнаружение со сверхвысоким угловым разрешением ультракомпактных структур в NGC 2071.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Сеанс наблюдений космических мазеров в туманности NGC 2071 длительностью 70 мин проводился 11 января 2014 г. с 17:00 до 18:00 UTC в рамках международной миссии<sup>1</sup> “Радиоастрон” на наземно-космическом радиоинтерферометре [49]. Условный код эксперимента — gaks07ar.

Орбитальная космическая обсерватория “Радиоастрон” была запущена 18 июля 2011 г. с космодрома Байконур (Республика Казахстан) для изучения астрономических объектов различных типов с беспрецедентно высоким угловым разрешением (см. [49]). Обсерватория работала в четырех диапазонах, от метровых до сантиметровых длин волн:  $P$  — 92 см,  $L$  — 18 см,  $C$  — 6.2 см,  $K$  —

1.3 см (информация с веб-сайта миссии “Радиоастрон”) и в сочетании с наземными телескопами позволяла проводить измерения с предельно высоким угловым разрешением до 7 мкс дуги [50]. В январе 2019 г. обсерватория завершила свою работу<sup>2</sup>.

10-метровый космический телескоп (Space Radio Telescope, SRT) был установлен на платформе “Навигатор”, разработанной в НПО им. Лавочкина<sup>3</sup>. В наблюдениях NGC 2071 использовалась наземная сеть с участием 64-м радиотелескопа в Калязине (К1), Московская область, Россия (ОКБ МЭИ), 32-м радиотелескопа (Tr) в г. Торунь (Торуньский Центр Астрономии университета им. Николая Коперника, Польша) и 32-м радиотелескопа (Mc) в г. Медичина, радиоастрономическая обсерватория Национального института астрофизики INAF (Италия). В табл. 1 приведены значения проекций баз и угловых разрешений для наземно-космического интерферометра.

Расстояние между Землей и точкой орбиты, в которой находился спутник, на момент наблюдений составляло величину от 15.5 диаметров Земли (ED) (или 197 760.5 км) до 20.1 диаметров Земли (или 255 499.4 км).

В качестве координат источника были приняты координаты одной из самых молодых областей звездообразования в этой туманности NGC 2071 IRS 1  $RA(2000) = 05^h47^m04^s.758$ ,  $DEC(2000) = 00^{\circ}21'42''.700$ . Наблюдения проводились в диапазоне  $K$  с центральной частотой 22.22800 ГГц. Данные и в левой, и правой поляризации записывались в полной полосе 32 МГц. Для обработки использовалась только верхняя боковая полоса 16 МГц (~215 км/с), в которую попадает исследуемая линия на частоте мазера.

В непрерывном спектре наблюдения проводились только в начале сессии (первые 10 мин) для квазара TXS0536+145 ( $RA(J2000) = 5^h39^m42^s.366$ ,  $DEC(J2000) = 14^{\circ}33'45''.562$ , Texas Survey [51]), который находится на расстоянии  $14^{\circ}$  по склонению от точки наведения на исследуемый источник. Этот яркий квазар был выбран в качестве “fringe finder/clock offset” калибратора с целью коррекции задержек между телескопами, в соответствии с рекомендациями по планированию интерферометрических наблюдений<sup>4</sup>. Одновременно с мазером квазар не наблюдался. Синтезированная диаграмма направленности наземного интерферометра (synthesized beam или convolved

<sup>2</sup> [http://www.asc.rssi.ru/radioastron/news/news1/ru/news1\\_36\\_ru.pdf](http://www.asc.rssi.ru/radioastron/news/news1/ru/news1_36_ru.pdf)

<sup>3</sup> <https://link.springer.com/content/pdf/10.1134/S0038094612070143.pdf>

<sup>4</sup> <https://www.evn.com.vn/>

<sup>1</sup> <http://www.asc.rssi.ru/radioastron/index.html>

**Таблица 1.** Значения проекций баз и соответствующих угловых разрешений для наземно-космического интерферометра

База интерферометра	Минимальная и максимальная проекция базы			Угловое разрешение, mas
	Мλ	ED	км	
Ra–Mc	2853.21–2942.55	3.0229–3.1176	38 518.34–39 724.43	0.070–0.072
Ra–Tr	2814.26–2902.35	2.9817–3.0750	37 992.51–39 181.73	0.071–0.073
Ra–Kl	2752.93–2832.52	2.9167–3.0010	37 164.56–38 239.02	0.073–0.075
Mc–Tr	78.92–79.93	0.0836–0.0847	1065.42–1079.06	2.581–2.614
Mc–Kl	155.41–165.11	0.1647–0.1749	2098.04–2228.99	1.249–1.327
Tr–Kl	79.44–88.57	0.0842–0.0938	1072.44–1195.70	2.329–2.596

size), в среднем (для позиционного угла  $\sim -23^\circ$ ), составляла  $0.006'' \times 0.0006''$ . Покрывание uv-плоскости, реализованное в данном сеансе, представлено на рис. 1.

До сегодняшнего момента на интерферометрах для записи и воспроизведения данных астрономических наблюдений используются специализированные цифровые магнитофоны (СЦМ), записывающие информацию на магнитные ленты. СЦМ имеют большую емкость и скорость ввода, однако их минусами можно считать дороговизну и сложность в исполнении. Однако имеется возможность производить запись измерений в научных наблюдениях на массив жестких дисков при помощи высокоскоростной шины. Основным преимуществом этой технологии является использование серийных комплектующих, что снижает стоимость, сохраняя надежность изделия при сохранении таких основных характеристик, как скорость записи и объем.

Данные с космического телескопа передавались на наземную станцию слежения (г. Пушкино, Московская область, РФ) в реальном времени и записывались при помощи декодера РДР (Регистратор данных “Радиоастрон”)<sup>5</sup>. Синхронизация записи на РДР осуществлялась короткими импульсами с периодом 1 с на основе опорного сигнала частотой 5 МГц от водородного стандарта наземной станции слежения в начале каждой записи. На наибольшей скорости максимальная продолжительность записи для сеанса наблюдений в реальном времени составляет от 6 до 9 ч. Управление регистратором осуществляется либо непосредственно, либо по каналу Ethernet с удаленным доступом. Регистратор в составе наземной станции комплектуется специальным программным обеспечением для управления.

<sup>5</sup> <http://asc-lebedev.ru/index.php?dep=6&page=5>

### 3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

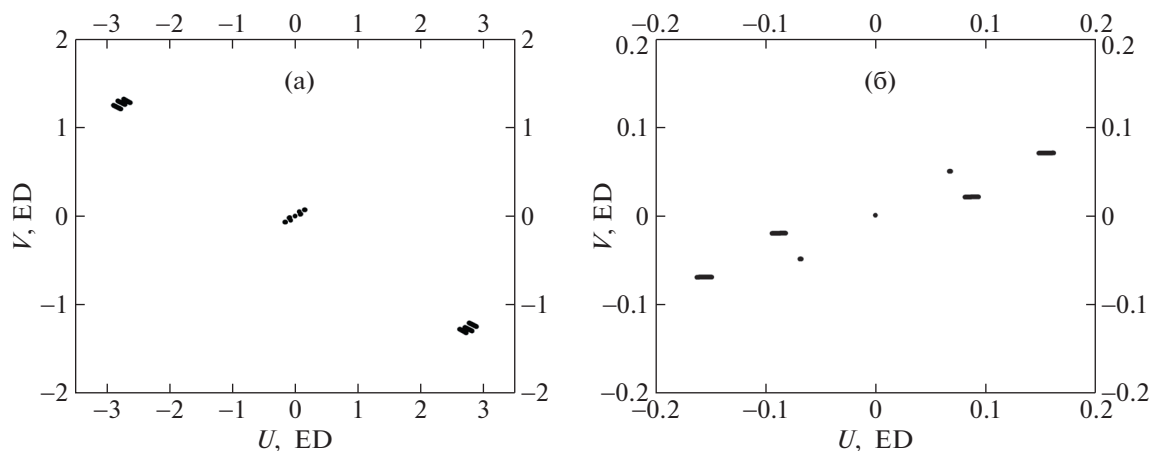
#### 3.1. Кросс-корреляционная обработка исходных данных

Первичная обработка выполнялась на корреляторе АКЦ ФИАН [52].

Коррелятор – это специализированное устройство для автоматического вычисления авто- и кросс-корреляционных функций различных процессов. Для ускорения обработки РСДБ наблюдений проекта “Радиоастрон” в АКЦ ФИАН был создан свой коррелятор. Процедура корреляции является важной частью проекта “Радиоастрон”. Около 95% данных наблюдений, выполненных на радиоинтерферометре “Радиоастрон”, обработаны на корреляторе АКЦ.

Коррелятор АКЦ реализован по схеме программного FX-коррелятора (Фурье-преобразование, перемножение спектров). На нем выполняется корреляционная обработка данных многостанционных РСДБ сетей с наземными и наземно-космическими базами. Коррелятор АКЦ построен по схеме “станция-интерферометр”, т.е. для сигналов с каждого телескопа интерферометра происходит расчет геометрической задержки относительно центра Земли. Важным отличием этого коррелятора от других, например, коррелятора DifX, является присутствие в расчетах геометрической задержки сигнала дополнительных уточняющих возможностей, связанных с учетом неравномерного движения и ускорения космического радиотелескопа на эллиптической орбите относительно центра Земли. Подробнее про работу коррелятора АКЦ см. [53].

Особенность обработки спектральных линий на корреляторах заключается в том, что корреляционный отклик наблюдается не во всей частотной полосе, как это происходит при обработке излучения в непрерывном спектре, а только в интервалах присутствия мазерного излучения, т.е., например, линий молекул воды ( $H_2O$ ,  $\sim 22$  ГГц)



**Рис. 1.** Реализованные покрытия  $uv$ -плоскости в наблюдениях от 11.01.2014 мазера H<sub>2</sub>O в области звездообразования NGC 2071 IRS 1 за весь сеанс наблюдений от 17:00 до 18:00 UTC: а) наземно-космические базы; б) наземные базы в увеличенном масштабе. Приведены данные с телескопов: 10-метров Ra (SRT), 32-метра Mc, 32-метра Tr, 64-метра Kl.

или гидроксила (ОН,  $\sim 1.6$  ГГц). Для успешной идентификации линий мазерного излучения на близких частотах необходимо повышать спектральное разрешение, т.е. увеличивать количество спектральных каналов. С другой стороны, это приводит к потере чувствительности и, как следствие, к потере кросс-корреляционного отклика. Для решения этой проблемы производится расчет нескольких файлов с различным числом спектральных каналов и интервалов частот, из которых выбирается файл с наилучшими показателями отношения “сигнал/шум” (SNR, signal-noise ratio) при максимальном спектральном разрешении. Для поиска и правильного выбора такого промежутка частот используется специальная программа LineViewer [54].

Интерферометр измеряет функцию видности, которая связана с распределением яркости по источнику преобразованием Фурье. В результате корреляции со всеми вышеперечисленными особенностями и путем дополнительного анализа на выходе коррелятора будет получена зависимость амплитуды функции видности от проекции вектора базы на координаты картинной плоскости (вектор базы — это расстояние между парой радиотелескопов).

Поскольку сигнал от источника приходит на разные телескопы сети интерферометра не одновременно, для каждого телескопа необходимо рассчитывать геометрическую задержку сигнала.

Вычисление задержки на наземно-космической базе отличается от наземно-наземной из-за необходимости учитывать время прихода сигнала на станцию слежения и сдвига частоты Н-мазера SRT, обусловленного скоростью SRT и движением космического телескопа в неоднородном гравитационном поле Земли по высокоэллиптической

орбите. Н-мазер, или водородный стандарт частоты — это прибор с высокой кратковременной и долговременной стабильностью частоты выходного сигнала. На борту SRT он используется в качестве высокоточных часов.

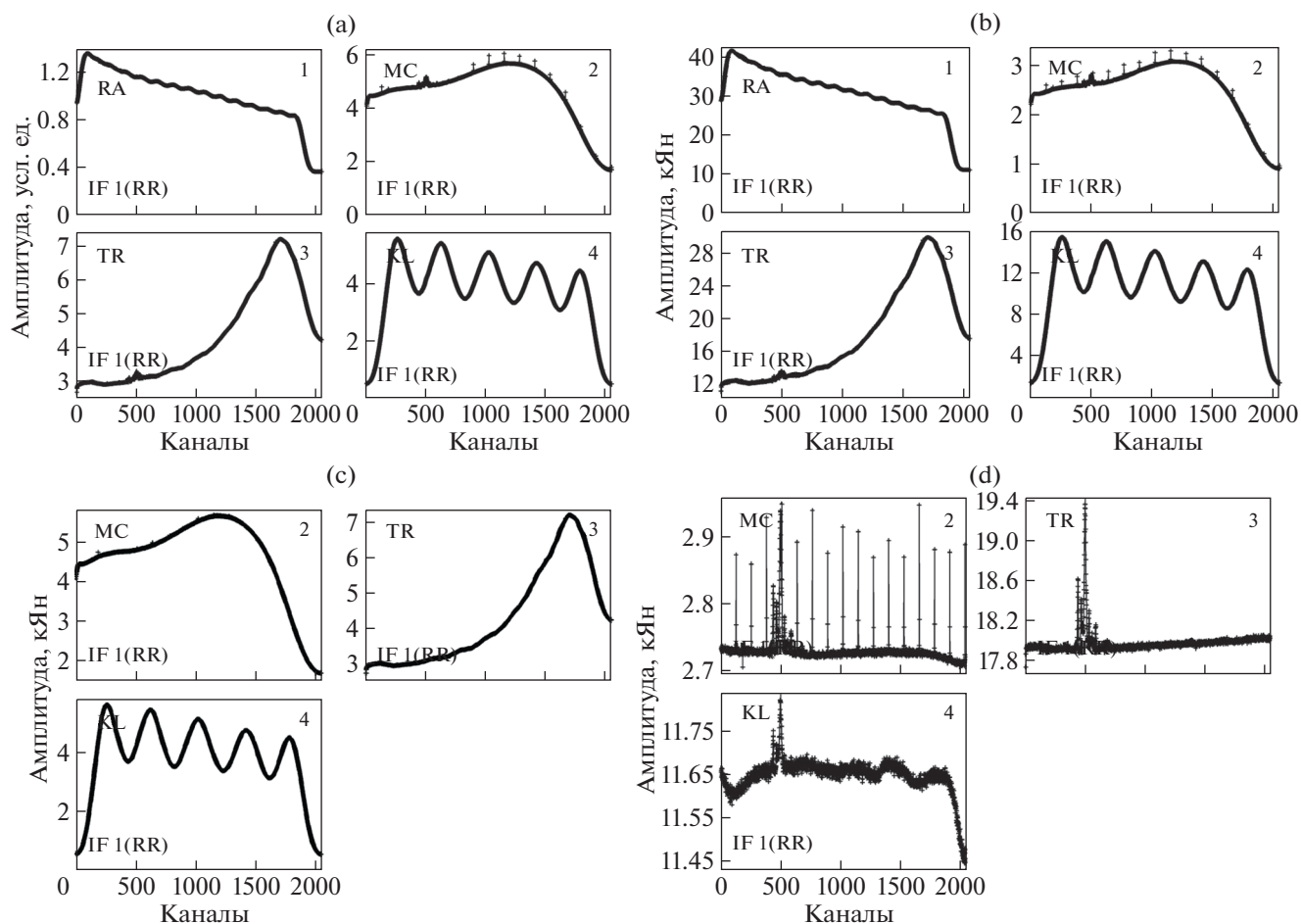
Кроме того, точность вычисления задержки на наземно-космической базе напрямую связана с точностью вычисления орбиты, что является критически важным параметром для получения корреляции в космических РСДБ наблюдениях. Орбита для космического радиотелескопа (в дальнейшем SRT) “Радиоастрон” вычислялась Баллистическим центром Института прикладной математики им. М.В. Келдыша с точностью  $\sim 200$  м по координатам и  $\sim 2$  см/с по скорости [55].

### 3.2. Обработка данных наблюдений на наземных базах. Автокорреляционные спектры и амплитудная калибровка

Обработка спектров для наземных наблюдений проводилась в пакете программ AIPS (Astrometrical Image Processing System)<sup>6</sup>, который предназначен для калибровки, анализа данных, построения изображений и построения графиков. Пакет разработан в Национальной радиоастрономической обсерватории США (NRAO, USA).

Первичная обработка (корреляция) производилась с разбиением частотной полосы на 2048 каналов, что соответствует спектральному разрешению 7.81 кГц (т.е. 0.11 км/с). На рис. 2а приведены исходные некалиброванные автокорреляционные спектры (total power spectra) в полной полосе регистрации 16 МГц, на рис. 2б — те же спектры после применения данных из штатных

<sup>6</sup> <http://www.aips.nrao.edu>



**Рис. 2.** а) Первичные некалиброванные автокорреляционные спектры мазера  $\text{H}_2\text{O}$  в источнике NGC 2071 IRS 1 в полной полосе регистрации 16 МГц; б) те же спектры после применения данных из штатных калибровочных таблиц; в) вид полосы пропускания при наблюдениях калибровочного квазара на антеннах наземной сети; д) автокорреляционные спектры мазера при наблюдениях на наземных телескопах с применением корректировки полосы пропускания по квазару. Представлены наблюдения только на 3 наземных антеннах, в наблюдениях квазара SRT не участвовал (см. текст).

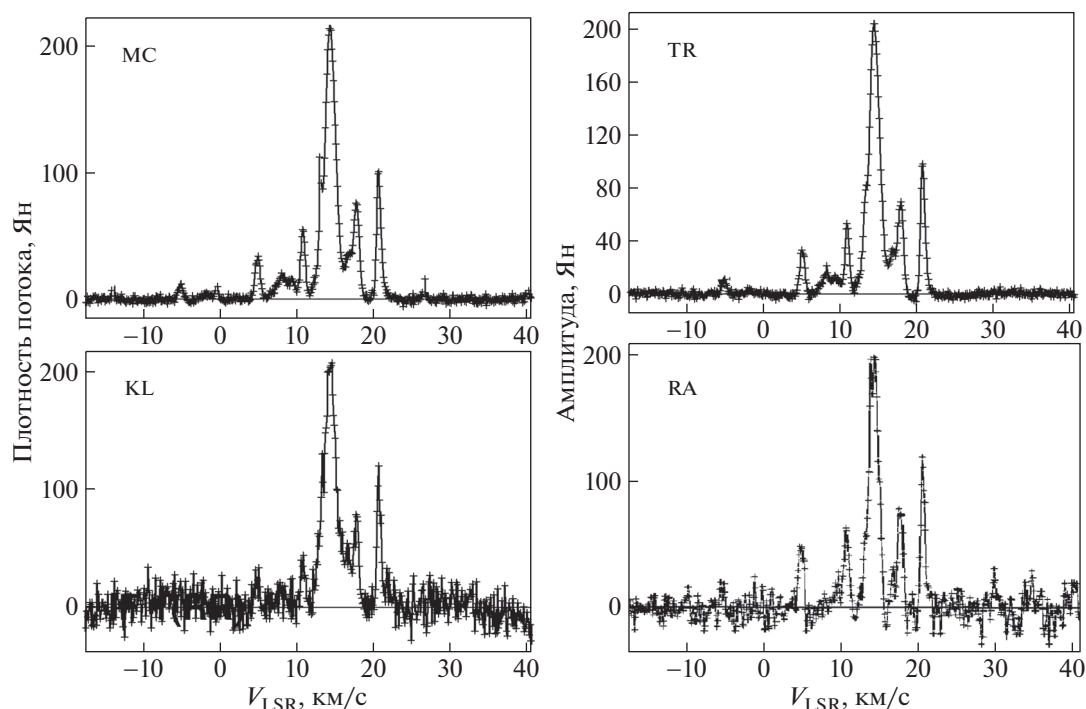
калибровочных таблиц (см. комментарий программы AIPS в верхней легенде рисунков), которые предоставляют обсерватории. На рис. 2с показан вид полосы пропускания при калиброванных наблюдениях квазара на антеннах наземной сети. На рис. 2д – автокорреляционные спектры мазера при наблюдениях на наземных телескопах с применением корректировки полосы пропускания по квазару.

К автокорреляционным спектрам мазера, полученным на наземных телескопах, после корректировки полосы пропускания по квазару дополнительно применяется еще одна корректировка, поскольку во всех автокорреляционных спектрах присутствует ненулевая составляющая, соответствующая SEFD (system equivalent flux density – плотность потока на радиотелескопе в Ян, эквивалентная потоку в К). Для частей спектра, не содержащих мазерные линии, задача

UV-BAS вычисляет среднее значение потока и вычитает его из всего автоспектра.

Кроме того, поскольку шкала потоков создается в соответствии с собственными данными измерений температуры системы на каждом телескопе, для возможного сравнения автокорреляционных спектров нужно привести значения потоков к одной общей величине, т.е. откалибровать эти шкалы. Для этого выполняется следующая процедура: выбирается промежуток автокорреляционного спектра “опорного” телескопа, т.е. промежуток каналов, содержащий группу линий с максимумом по потоку, для которого AIPS (задача ACFIT) подбирает “модель”, производит расчеты и по методу наименьших квадратов вписывает в данный промежуток спектра оптимальное количество Гауссиан, а затем корректирует автокорреляционные спектры других телескопов по





**Рис. 3.** Автокорреляционные спектры мазера H<sub>2</sub>O в источнике NGC 2071 IRS 1 с полной амплитудной калибровкой; по оси X отложены скорости спектральных деталей, по оси Y – калиброванный поток в Янских.

данной модели. В нашем случае в качестве “опорного” был выбран телескоп в Медине.

Окончательный вариант автокорреляционных спектров приведен на рис. 3.

### 3.3. Обработка данных наблюдений на наземных базах. Кросс-корреляционные спектры и фазовая калибровка

На рис. 4а, б показаны кросс-корреляционные спектры мазера H<sub>2</sub>O в NGC 2071 IRS 1 на наземной сети после амплитудной, но до фазовой калибровки.

Обычно фазы калибруются относительно какого-либо квазара. Если квазар не использовался, выбирается деталь кросс-корреляционного спектра в качестве опорной и координаты остальных мазерных деталей определяются относительно этой опорной детали. Такой процесс называется самокалибровкой. Нами в качестве опорной выбрана деталь № 1 (см. рис. 4), поскольку она имеет достаточно большой поток в максимуме линии, отстоит от центральной части спектра, в которой плотно собрано большинство основных мазерных деталей, и имеет правильный профиль линии, т.е. в этот профиль, вероятно, нет вклада дополнительных мазерных компонентов.

С помощью стандартной процедуры обработки данных в AIPS (задачи FRING, FRMAP [56]) для

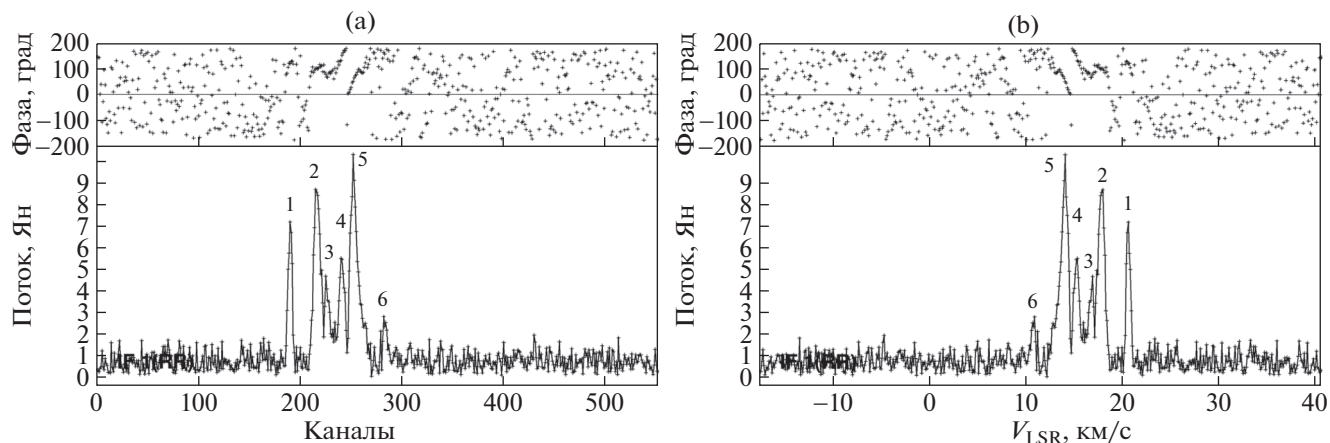
выбранной по кросс-корреляционному спектру калибровочной детали была создана калибровочная таблица для корректировки фаз, которую мы применили к остальным спектральным деталям.

На рис. 5 приведена карта калибровочной детали для суммы девяти каналов. Координаты фазового центра, который использовался в корреляторе при обработке данных, совпадают с координатами наведения. Карта выполнена задачей IMAGR.

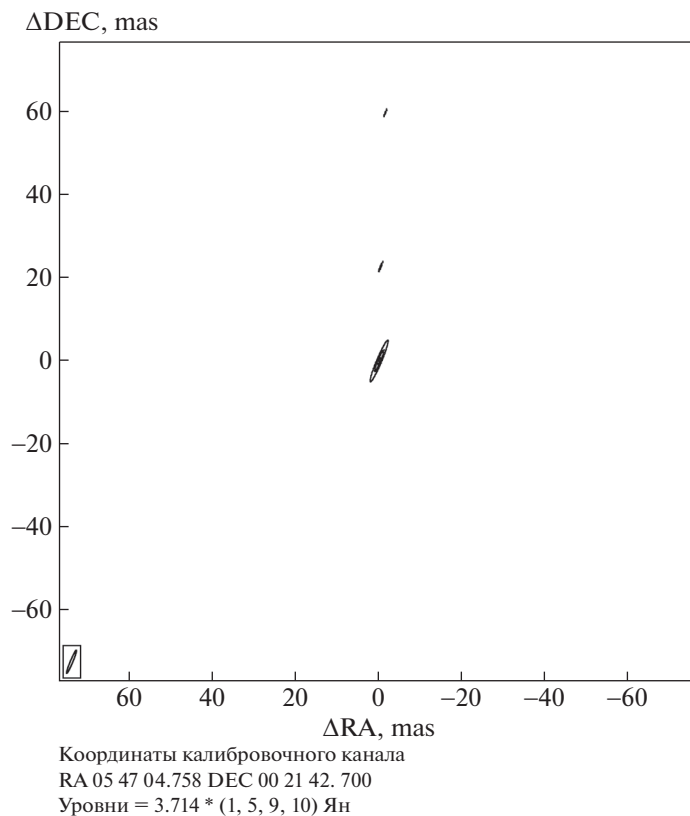
Для картографирования всех мазерных деталей, представленных в полном кросс-корреляционном спектре источника, таблица фазовых калибровок, полученная задачей FRING по калибровочному каналу, копируется в исходный файл, и для этого исходного файла формируется новая полная калибровочная таблица (амплитуды и фазы). Результат приведен на рис. 6.

### 3.4. Обработка данных наблюдений на наземных базах. Картографирование пространственных компонентов мазера

Полная развернутая карта для той части спектра, в которой присутствуют линии, — в нашем случае это интервал спектра примерно от канала 180 до канала 260 — сначала строилась для совокупности всех каналов в двумерном изображении с координатами по прямому восхождению RA по



**Рис. 4.** а) Кросс-корреляционный спектр мазера  $\text{H}_2\text{O}$  в NGC 2071 IRS 1 на наземной сети в каналах с полной амплитудной калибровкой до исправления фазы по калибровочному каналу (соответствующая спектральная деталь отмечена как № 1); б) тот же спектр в скоростях.

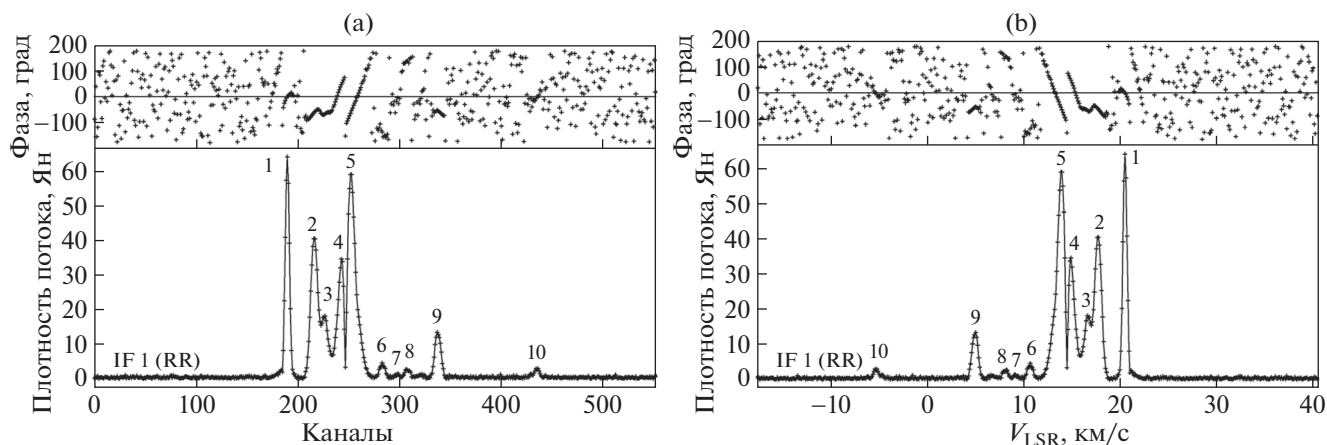


**Рис. 5.** Карта калибровочной детали для суммы девяти каналов, выполненная задачей IMAGR. Размер карты  $512 \times 512$  пикселей, или  $150 \times 150$  mas.

оси  $X$  и по склонению DEC по оси  $Y$  (см. совокупность всех изображений на рисунке<sup>7</sup>).

<sup>7</sup> [http://www.asc.rssi.ru/shadow/IMAGE1\\_NGC2071\\_180-260\\_512.jpg](http://www.asc.rssi.ru/shadow/IMAGE1_NGC2071_180-260_512.jpg)

Карта каждой спектральной детали, которая не разрешается с диаграммой интерферометра Mc-Tr-KI, строилась на основе анализа и сравнения изображений в соответствующих этой детали каналах на развернутой карте. Процедура



**Рис. 6.** а) Кросс-корреляционный спектр мазера H<sub>2</sub>O в источнике NGC 2071 IRS 1 в каналах после применения фазовой калибровки по калибровочному каналу (деталь № 1); б) кросс-корреляционный спектр мазера H<sub>2</sub>O в источнике NGC 2071 IRS 1 в скоростях после применения фазовой калибровки по калибровочному каналу (деталь № 1).

выполнялась в совокупности с поканальным анализом спектра этой детали вписыванием Гауссиан с использованием программы CLASS<sup>8</sup>, подробности см. ниже в конкретных примерах.

Комбинированная карта всех компонентов мазера H<sub>2</sub>O в источнике NGC 2071 IRS 1 показана на рис. 7. Пространственное изображение для каждой спектральной детали выполнено задачей IMAGR в размере  $\sim 150 \times 150$  mas (mas – milli arc second – угловая миллисекунда дуги), на рисунке приведена центральная часть размером  $100 \times 100$  mas. На карте приведены номера вписанных Гауссиан, составляющих профили деталей, и соответствующие скорости их максимумов (см. табл. 2).

Специальная задача AIPS (SAD) методом наименьших квадратов вписывает трехмерную Гауссиану в пространственный профиль мазерной детали и определяет ее размер. Результат обработки изображений всех деталей приведен в табл. 2.

В столбцах 1–9 табл. 2 представлены параметры пространственных компонентов полной карты мазера NGC 2071 IRS 1, полученные при помощи задачи SAD.

1. Номера каналов, в которых присутствует рассмотренная мазерная деталь.

2. Номер компонента мазерной детали. Первая цифра соответствует номеру спектральной детали (см. рис. 6 с кросс-корреляционным спектром), к которой относится данный компонент, вторая – порядковый номер данного компонента внутри данной спектральной детали.

3. Пиковое значение яркости компонента.

<sup>8</sup> <https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

4. Пространственный интеграл потока по размерам пятна.

5. Относительная координата компонента по прямому восхождению.

6. Относительная координата компонента по склонению.

7. Размер компонента по главной оси эллипса сечения диаграммы направленности интерферометра.

8. Размер компонента по малой оси эллипса сечения диаграммы направленности интерферометра.

9. Позиционный угол компонента.

В столбцах 10 и 11 приведены скорость на луче зрения и ширина линии на половине максимума интенсивности, полученные в результате аппроксимации профилей линий в программе CLASS.

Порядок построения изображений мазерных компонентов включает в себя следующие шаги. Исследуемая область неба, в направлении которой наблюдается спектр, разбивается на одинаковые по размеру квадраты (IMSIZE, условно говоря, аналог объектива), например,  $256 \times 256$  пикселей (или  $512 \times 512$ ,  $1024 \times 1024$ ,  $2048 \times 2048$ ,  $4096 \times 4096$ ). Каждый квадрат покрывается сеткой ячеек. Размер ячеек сетки (CELLSIZE) определяет, сколько элементов изображения будет на итоговой карте. Размеры CELLSIZE и IMSIZE выбираются из следующих соображений. Программа AIPS рассчитывает область построения карты с размером  $M$  следующим образом:

$$M = \text{CELLSIZE} \times \text{IMSIZE}.$$

То есть при установке, например, параметров, принятых в данном эксперименте,  $\text{CELLSIZE} = 0.0003'' \times 0.0003''$ ,  $\text{IMSIZE} = 512 \times 512$ , получен-

ное изображение будет покрывать область неба размерами  $M = 0.1536'' \times 0.1536''$ , или  $\approx 154 \times 154$  mas.

Диаграмма направленности искажает истинное изображение. Поэтому для его восстановления и правильной оценки его размеров выполняется так называемая процедура “обратной свертки” с диаграммой направленности (другие названия – развертка, деконволюция). Размеры мазерных деталей, которые приведены в табл. 2, получены до процедуры деконволюции: как указывалось выше, диаграмма нашего интерферометра, в среднем, до деконволюции (так называемый “грязный луч”) имеет размеры  $0.00598'' \times 0.00059''$ . С учетом позиционного угла  $-23^\circ$  (или  $+157^\circ$ ) большая полуось эллипса соответствует склонению, малая – прямому восхождению. В такой диаграмме при размере  $CELLSIZE = 0.0003''$  для оси  $Y$  (склонение, менее качественное разрешение) в каждом квадрате будет исследовано 20 точек.

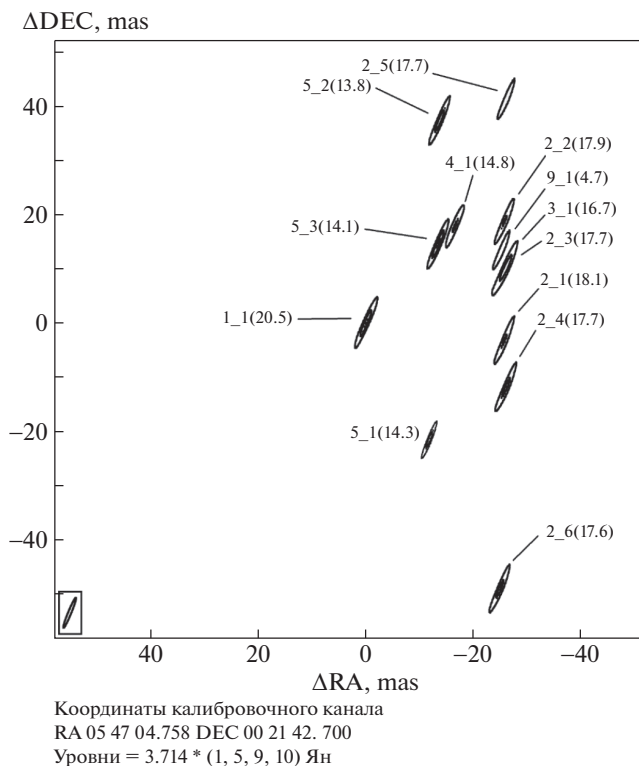
Вообще говоря, такое количество точек является избыточным, поскольку при 20 точках область на расстоянии 390 пк исследуется через каждые 0.1 а.е., при ожидаемом размере мазерного пятна  $H_2O \sim 1$  а.е. [28]. Кроме того, подобная избыточность может быть неприемлема при ограничении использования времени работы компьютеров, занятых в обработке экспериментов: при наличии собственного коррелятора это имеет меньшее значение. С другой стороны, большое количество пробных точек может быть полезным для задачи SAD и определения размеров мазерного пятна.

### 3.5. Обработка данных наблюдений на наземно-космических базах

Из 13 пространственных деталей, представленных на карте (рис. 7) и в табл. 2, имеется только одна деталь, для которой на наземно-космических базах SRT-Tr и SRT-Mc наблюдается корреляция (№ 5\_1 на скорости 14.3 км/с). Для этой детали на рис. 8 показаны амплитуда (нижняя панель) и фаза (верхняя панель) корреляции на базе SRT-Mc (один 15-минутный скан) и на базе SRT-Tr (два 15-минутных скана). Представлены данные в правой поляризации.

Для поиска корреляций на наземно-космических базах использовалась программа PIMA<sup>9</sup> (подробнее см. в [57]), предназначенная для калибровки VLBI данных и уже успешно применявшаяся для калибровки мазерных экспериментов в проекте “Радиоастрон” (см., напр., [58]). Алгоритм поиска лепестка в программе PIMA позволяет осуществлять коррекцию остаточной за-

<sup>9</sup> <http://astrgeo.org/pima/>



**Рис. 7.** Комбинированная карта всех компонентов мазера  $H_2O$  в источнике NGC 2071 IRS 1. Размер карты  $512 \times 512$  пикселей или  $\sim 150 \times 150$  mas, на рисунке приведена центральная часть размером  $100 \times 100$  mas. Указаны номера пространственных компонентов, в скобках – скорости на луче зрения соответствующих спектральных деталей.

держки и частоты интерференции, а также скорости изменения частоты интерференции, что является существенным при обработке данных с участием космического телескопа, движущегося по орбите вокруг Земли. Таким образом, первичная обработка данных в пакете PIMA позволяет обнаружить относительно слабый отклик космического интерферометра, что имеет место в большинстве экспериментов в проекте “Радиоастрон”, и выявить поправки к упомянутым величинам, необходимые для повторной корреляции данных с их учетом.

В результате калибровки данных наблюдений источника NGC 2071 в программе PIMA была выявлена корреляция для детали № 5\_1 (14.3 км/с) на наземно-космических базах SRT-Mc и SRT-Tr, длина проекции базы составила 3 диаметра Земли. Отношение сигнала к шуму для амплитуды интерферометрического лепестка в PIMA составило  $SNR = 6$ , что может рассматриваться как достоверное обнаружение сигнала с вероятностью более 0.9999 [59].

**Таблица 2.** Параметры пространственных компонентов полной карты мазера NGC 2071 IRS 1, полученные при помощи задачи SAD в программе AIPS

№(1)	№(2)	Peak, Ян	Flux, Ян/диаг.	$\Delta\alpha$ , mas	$\Delta\delta$ , mas	$a$ , мс	$b$ , мс	P.A., град	$V_{\text{LSR}}$ , км/с	$\Delta V$ , км/с
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
189–190	1–1	29.2	29.1	–0.00	0.00	6.02	0.59	157.2	20.5	0.4
212–213	2–1	6.0	6.0	–25.81	–2.98	6.00	0.59	157.3	18.1	0.3
215–217	2–2	16.2	16.1	–25.80	18.91	6.14	0.58	157.4	17.8	0.6
216–218	2–3	13.5	13.5	–26.40	10.79	6.03	0.59	157.2	17.7	0.6
216–218	2–4	12.8	12.8	–26.10	–11.71	6.03	0.59	157.2	17.7	0.6
216–218	2–5	4.4	4.3	–26.10	41.39	5.99	0.58	157.2	17.7	0.6
218–221	2–6	20.9	20.9	–24.90	–48.90	6.02	0.59	157.2	17.6	0.6
227–229	3–1	11.1	11.0	–25.50	9.60	6.02	0.59	157.2	16.7	0.6
245–246	4–1	12.5	12.4	–16.51	17.72	6.02	0.59	157.2	14.8	0.4
249–250	5–1	16.6	16.5	–12.30	–22.19	6.29	0.56	158.1	14.3	0.2
251–252	5–2	25.8	24.8	–13.78	37.43	5.89	0.58	156.9	14.1	0.3
253–256	5–3	27.3	27.1	–13.50	14.70	6.00	0.59	157.2	13.8	0.5
340–341	9–1	5.0	5.1	–25.39	13.84	6.15	0.59	157.7	4.7	0.4

Примечание. В столбцах приведены: №(1) – номер канала на кроссспектре (1); №(2) – номер компонента на карте (2); Peak – поток в пике в Янских (3); Flux – интегральный поток в размере пятна (4); погрешности определения координат  $\sim 0.001$  mas для прямого восхождения  $\Delta\alpha$  (5) и  $\approx 0.01$  mas для склонения  $\Delta\delta$  (6); в столбцах (7) и (8) даны размеры большой ( $a$ ) и малой ( $b$ ) осей эллипса для каждого компонента до деконволюции для позиционного угла  $\sim +157^\circ$ ; (9) P.A. – позиционный угол. В столбцах 10 и 11 представлены скорость и ширина линии на половине максимума интенсивности, полученные в результате аппроксимации профилей линий в программе CLASS.

Деталь № 5\_1 попадает в диапазон скоростей и в профиль детали № 5. Полный спектральный профиль детали № 5 образует сложную форму. С помощью специальных программ, предназначенных для обработки спектральных линий – CLASS или Origin<sup>10</sup>, можно разделить профиль линии № 5 на составляющие профили, имеющие Гауссову форму. Для профиля детали № 5 такая аппроксимация представлена на рис. 9а.

Комбинированная карта пространственных деталей, относящихся к спектральной детали № 5, представлена на рис. 9б. Как и на рис. 8, на карте приведены номера вписанных Гауссиан, составляющих профиль детали № 5 (деталь на скорости  $\sim 13.2$  км/с, входящая в полный профиль детали № 5, разрешается) и соответствующие скорости их максимумов.

Несмотря на то, что в данных наблюдениях поток в детали на 14.3 км/с был достаточно слабым по сравнению с потоками в других деталях спектра этого источника, нужно учитывать, она является очень переменной (см., напр., [38]).

<sup>10</sup><https://www.originlab.com/>

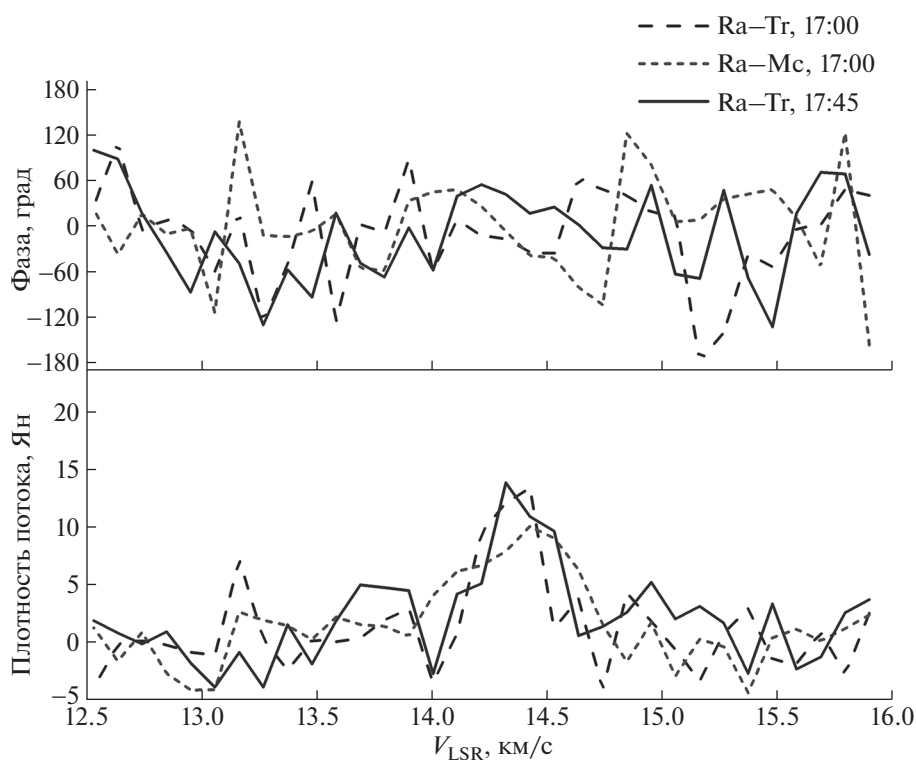
Следует отметить, что, например, в наблюдениях на VLBI неопределенность в точности измерения потока на антеннах составляет  $\sim 30\%$  (см., напр., [46]).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Главная задача для любого интерферометра – получение координат и размеров компонентов исследуемого источника.

У данного эксперимента, проведенного для исследования структуры источника NGC 2071 IRS 1, имеется несомненное достоинство, а именно, использование 3 наземных телескопов, взаимное расположение которых создает одну короткую и две длинных базы, что позволяет даже при простом визуальном сравнении спектров оценить изменение потока и размеров исследуемых компонентов при изменении размера диаграммы направленности.

Размер проекции длинной базы Mc–K1 составляет  $\sim 0.16$  ED (при расстоянии между телескопами  $\sim 1920$  км) и обеспечивает пространственное разрешение  $\sim 1.2$  mas, что сравнимо с разрешением на VLBA или на EVN.



**Рис. 8.** Амплитуда (нижняя панель) и фаза (верхняя панель) корреляции на базе SRT–Mc (один 15-мин скан) и на базе SRT–Tr (два 15-мин скана), соответствующая спектральной детали № 5\_1 на скорости 14.3 км/с. Представлены данные в правой поляризации.

Улучшение пространственной разрешающей способности интерферометров напрямую связано с увеличением расстояния между его элементами. На близких антеннах диаграмма шире (ближе к диаграмме одиночного радиотелескопа), с подсоединением далекой антенны она сужается, т.е. увеличивается разрешающая способность, но чувствительность на длинных базах падает.

В конфигурации интерферометра с двумя относительно близкими антеннами (Mc–Tr) и одной очень далекой (Mc–K1 или Tr–K1) даже простое визуальное сравнение калиброванных по амплитуде кросс-корреляционных спектров на малой и больших базах позволяет провести анализ изменения потоков и ширины линий в спектральных деталях и сделать предварительный вывод о возможных размерах соответствующих пространственных компонентов. Сохранение величины потока в какой-либо спектральной детали на длинной базе, например, Mc–K1 по сравнению с потоком на короткой базе Mc–Tr означает, что угловой размер соответствующей пространственной детали, по крайней мере, сравним с диаграммой самой большой базы используемого интерферометра, т.е. источник является точечным в рамках данного эксперимента. В нашем

эксперименте такой вывод можно сделать, например, в отношении детали № 4 (см. рис. 10).

В то же время следует отметить основные технические трудности данного эксперимента. В-первых, короткий отрезок времени 70 мин, в течение которого проводился эксперимент, не позволил получить достаточное заполнение uv-плоскости. Во-вторых, по причине небольшого различия в расположении наземных телескопов по географической широте реализовалось слабое разрешение по склонению, что существенно снижает точность полученных координат. Кроме того, не наблюдались калибровочные источники. Обычно для такой цели используются квазары, но в данном случае, как указывалось выше, наблюдения квазара были выполнены только в начале сеанса до наблюдений мазера и только с целью получения задержек в первичной корреляционной обработке данных и корректировки формы полосы регистрации сигнала.

Проблема связана, в частности, с условиями работы космического радиотелескопа, установленного на спутнике. Переустановка телескопа при повороте и наведении на координаты различных источников занимает много времени, зачастую более получаса, в то время как собственно время наблюдения источника в экспериментах

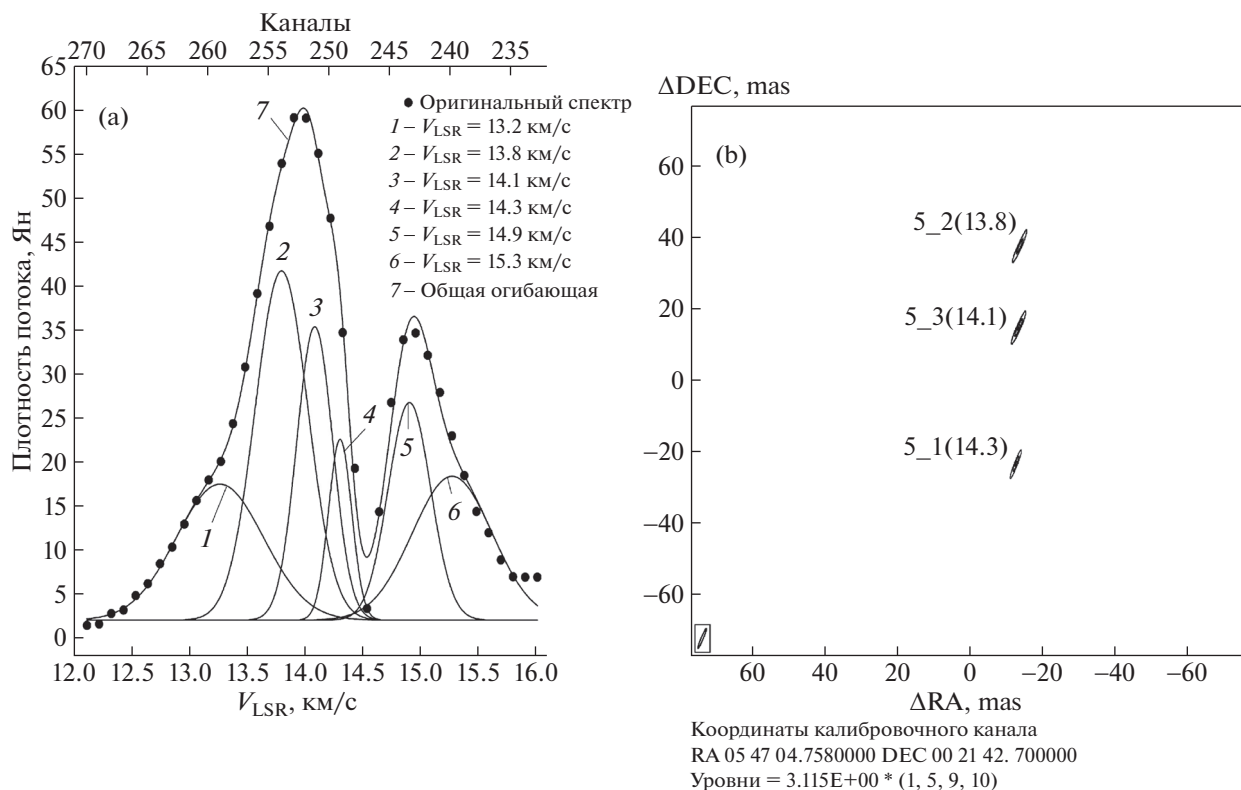


Рис. 9. а) Аппроксимация суммой Гауссиан участка спектра для скоростей 12.0–16.0 км/с (каналы № 233–270, спектральные детали № 4–5, выполнено в программе ORIGIN; б) комбинированная карта для компонентов с максимумами на скоростях 13.8, 14.1 и 14.3 км/с – спектральная деталь № 5. Размер карты 512 × 512 пикселей.

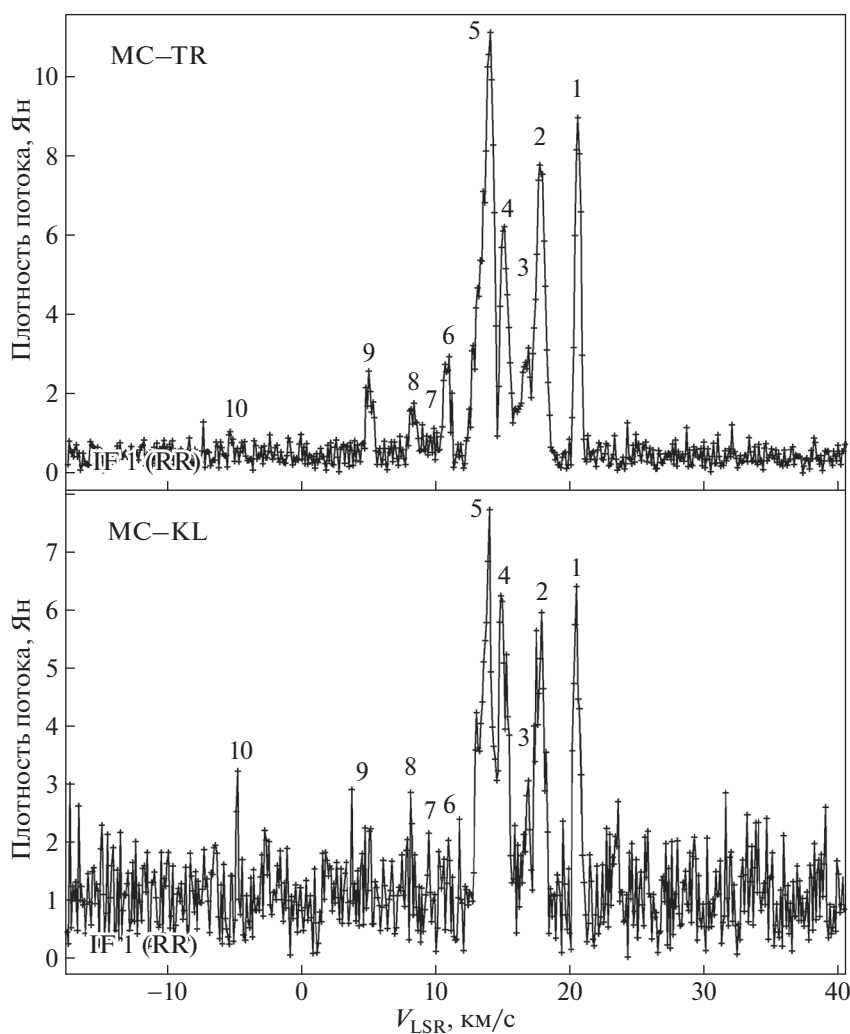
этого проекта иногда не превышает 50–60 мин. Из-за этого практически не остается времени на отведение телескопа на фазовый калибратор, который, вообще говоря, должен наблюдаться 1–4 мин через каждые 8–10 мин наблюдений целевого источника. Такие переустановки для SRT практически невозможны, не говоря уже о том, что отведение телескопа с целевого источника значительно уменьшает площадь покрытия и плоскости.

Подобные условия имеют важное значение при обработке полученных материалов и сказываются на их качестве. Поэтому для обработки данных наземно-космических наблюдений пришлось использовать дополнительные экспресс-программы, позволяющие учесть и в дальнейшем компенсировать отсутствие наблюдений калибраторов – как амплитудных, так и фазовых, как продемонстрировано в предыдущих параграфах. При этом следует отметить, что отсутствие калибраторов компенсируется наличием прикрепленных к файлам калибровочных таблиц, созданных штатно в обсерваториях, и использованием стандартного метода анализа частоты интерферен-

ционных лепестков для определения фаз опорной детали и ее самокалибровки (AIPS, задача FRING) с последующим применением полученных при этом результатов для определения различия в фазах сигналов остальных спектральных деталей и их пространственных координат.

Анализ кросс-корреляционных спектров в полной калибровке по амплитуде и фазе позволяет получить следующие результаты.

Картографировать удалось 13 спектральных деталей, часть спектральных деталей № 6, 7 и 8 (см. рис. 7) оказались по размеру больше диаграммы направленности и разрешились при картографировании. Наблюдаемый максимальный кросс-корреляционный поток в этих спектральных деталях составляет 29.1 Ян, минимальный 4.4 Ян (см. табл. 2). Во всех случаях плотность потока в максимуме линии (Peak, Jy) и пространственный интеграл потока в размерах пятна (Flux, Jy/beam) совпадают, т.е. размеры пространственных компонентов с учетом незначительных различий в позиционных углах одинаковы и равны диаграмме направленности (или меньше). Это означает, что все пространственные детали в рам-



**Рис. 10.** Кросс-корреляционный спектр источника NGC 2071 IRS 1 (в скоростях): сверху — на короткой базе интерферометра Мс-Тг; внизу — на длинной базе интерферометра Мс-Кл. Нумерация спектральных деталей приведена в соответствии с кросс-корреляционным спектром в каналах, см. рис. 6.

ках данного эксперимента представляют собой точечные источники.

Совокупный анализ результатов, полученных на наземных и наземно-космических базах, можно проиллюстрировать, если построить зависимость функции видности от величины проекции базы. В результате выполнения всех необходимых задач AIPS были получены калиброванные по амплитуде автокорреляционные спектры мазера  $\text{H}_2\text{O}$  с одинаковым максимальным потоком  $\sim 200$  Ян для каждого наземного телескопа (см. рис. 4).

В табл. 3 приведены значения проекций баз и значения амплитуды функции видности для спектральной детали № 5\_1 на скорости 14.3 км/с для сканов с интервалом в 15 мин, полученные в анализе кросс-корреляционных спектров для на-

земно-космических баз (с применением программы PIMA) и наземных баз. Соответствующие кросс-корреляционные потоки приведены к величине потока 200 Ян на нулевой базе в наземных наблюдениях по данным обработки в пакете AIPS. Такой подход позволяет провести анализ для всех полученных данных в совокупности.

На рис. 11 приведена зависимость функции видности  $V$  от величины базы  $x$ , которая наилучшим образом аппроксимируется совокупностью двух Гауссиан.

Эта аппроксимация может соответствовать двум пространственным физическим составляющим — протяженной и компактной. В простом предположении о сферически симметричной структуре мазерных компонентов с Гауссовым распределением яркости зависимость функции



**Таблица 3.** Амплитуда функции видности (RCP) для наземных и наземно-космических баз для спектральной детали № 5\_1 на скорости 14.3 км/с

<i>t</i> , часы, UT	База	Проекция (Mλ/ED)	<i>A</i> (PIMA)	Плотность, Ян
	0.0			200
17:00	Ra–Mc	2853.21/3.1	0.00158	16.04
17:00	Ra–Tr	2814.26/3.0	0.00190	18.3
17:45	Ra–Tr	2902.35/3.0	0.00195	18.7
17:00	Mc–Tr	78.92/0.1	0.02017	53.3
17:15	Mc–Tr	79.48/0.1	0.02404	63.58
17:30	Mc–Tr	79.82/0.1	0.01800	47.6
17:45	Mc–Tr	79.93/0.1	0.02086	55.17
17:00	Tr–Kl	79.44/0.1	0.00723	45.6
17:15	Tr–Kl	82.72/0.1	0.00953	61.4
17:30	Tr–Kl	85.87/0.1	0.01065	68.2
17:45	Tr–Kl	88.57/0.1	0.00978	63.02
17:00	Mc–Kl	155.41/0.2	0.00354	23.4
17:15	Mc–Kl	159.20/0.2	0.00473	31.26
17:30	Mc–Kl	162.45/0.2	0.00438	28.9
17:45	Mc–Kl	165.11/0.2	0.00475	31.4

Примечание. В столбцах приведены: *t* – время начала скана (1); база РТ(1)–РТ(2) (2); проекция базы (3); *A* – амплитуда видности кросс-корреляции в PIMA (4); плотность коррелированного потока (5).

видности  $V$  от величины базы  $x$  можно представить следующим выражением:

$$V(x) = a_1 \exp\left(-\frac{x^2}{b_1}\right) + a_2 \exp\left(-\frac{x^2}{b_2}\right),$$

где  $V(x)$  – амплитуда функции видности в Ян,  $x$  – величина проекции базы, выраженная в миллионах длин волн, коэффициенты  $a_1$  и  $a_2$  определяют вклад пространственных составляющих в амплитуду, параметры  $b_1$  и  $b_2$  характеризуют ширину Гауссиан, входящих в функцию  $V(x)$ .

Обозначим полуширину Гауссианы как  $W$ , тогда из этой формулы следует, что при некотором значении  $x$  (проекция базы) наблюдаемый поток уменьшается в 2 раза, до уровня полуширины функции  $V$ , т.е. при  $W = \sqrt{b \ln 2}$ .

В результате аппроксимации измерений  $V(x)$ , представленных на рис. 11, были получены следующие значения коэффициентов:  $a_1 = 169$ ,  $a_2 = 30$ ,  $b_1 = 3600 \pm 400$ ,  $b_2 = (1.53 \pm 0.9) \times 10^7$ , согласно которым вклад протяженной составляющей в общее излучение обеспечивает 85% (169 Ян) потока, а на

долю компактного компонента остается 15% (30 Ян).

Полуширина Гауссиан  $W$  в функции  $V(x)$  равна  $5 \times 10^7$  и  $3.3 \times 10^9$  длин волн для протяженной и компактной составляющей соответственно. Обратные величины дают для характерных размеров этих компонентов значения  $\theta = 2 \times 10^{-8}$  и  $\theta = 3 \times 10^{-10}$  радиан, или в угловой мере 4 и 0.06 mas.

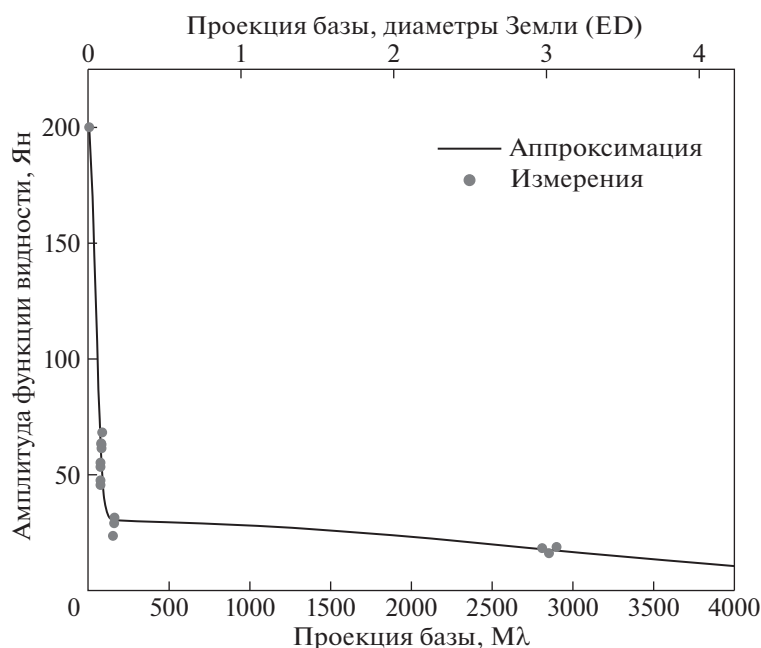
В линейной мере на расстоянии 390 пк протяженная составляющая имеет размер 1.56 а.е. (4 mas), т.е. примерно размер орбиты Земли, размер компактной составляющей – 0.023 а.е. (0.06 mas), что в 2 раза больше размера Солнца. Неопределенность этих оценок составляет 10% для протяженной составляющей и почти 50% для компактной, что связано с наличием в данных наблюдениях наземно-космической базы только одного размера. Таким образом, эксперимент, поставленный на наземно-космическом интерферометре “Радиоастрон”, выявил только одну деталь, размер которой указывает на то, что мы имеем дело с очень малым небесным телом. Следует отметить, что структура источника излучения может быть более сложной, и для ее исследования нужны измерения на промежуточных базах, которые в нашем эксперименте отсутствуют.

По оценкам размеров 13 компонентов, полученных при обработке данных в AIPS и представленных в табл. 2, их значения примерно одинаковы, соответствуют форме и размеру диаграммы интерферометра, т.е. равны или меньше по склонению и прямому восхождению  $6 \times 0.6$  mas (большая и малая ось эллипса соответственно), или  $\sim 2 \times 0.2$  а.е. на расстоянии 390 пк. Полный размер карты всех компонентов на рис. 7 составляет примерно  $\sim 100 \times 100$  mas, или  $\sim 40 \times 40$  а.е. Эта карта совмещена с картой, полученной на VLBA в 1996 г. [46] (см. IMAGE2<sup>11</sup>). Точность положения центра карт в работе [46] составляет 50 mas по обеим координатам.

NGC 2071 считается областью образования звезд промежуточной и малой массы [47, 45]. При этом следует иметь в виду, что, как отмечается в обзоре мазеров на молекулах воды и метанола [60], в окрестностях маломассивных звезд мазеры H<sub>2</sub>O наблюдаются редко.

Кроме того, в отношении области NGC 2071, учитывая наличие мазеров H<sub>2</sub>O, стоит обратить внимание на другую точку зрения, представленную в работах [62, 61], в которых высказано и обосновывается предположение о том, что две туманности NGC 2071 и NGC 2068 являются гигантскими областями образования массивных звезд. В северо-западной части NGC 2071 формируется

<sup>11</sup>[http://www.asc.rssi.ru/shaddow/IMAGE2\\_Seth-map\\_with\\_2014.jpg](http://www.asc.rssi.ru/shaddow/IMAGE2_Seth-map_with_2014.jpg)



**Рис. 11.** Зависимость амплитуды функции видности от проекции базы для спектральной детали № 5\_1 на скорости 14.3 км/с. Точками обозначены измерения для сеанса наблюдений gaks07ag источника NGC 2071 IRS 1 от 11.01.2014.

обширный молекулярный поток, наблюдаемый в линиях молекулы CO, триггером которого, по мнению авторов этих работ, могут быть именно массивные звезды. Зафиксированный нами небольшой объект находится в центре этого потока и, при этом, в центре интервала скоростей 5–15 км/с, который является также центром скоростей этого гигантского молекулярного потока, наблюдаемого в линии  $^{13}\text{CO}$  ( $J = 2-1$ ) (см. IMAGE3<sup>12</sup>, заимствовано из работы [61]). Механизм формирования и складывающейся в конечном итоге картины этих двух туманностей и входящих в их состав областей звездообразования описывается в рамках модели столкновения молекулярных облаков Cloud-Cloud Collision (CCC). Отметим, что явление CCC обсуждалось как причина мощной вспышки в мазерном источнике Orion-KL ( $3.5 \times 10^6$  Ян [63]).

Как указывалось выше, мазер  $\text{H}_2\text{O}$  в области NGC 2071 переменный [38, 64], и хотя в нем не была зафиксирована столь мощная вспышечная активность, как в Orion-KL, очевидно, что в рамках высказанных выше предположений эта область заслуживает внимания и тщательного мониторинга. Возможно, центральную часть гигантского молекулярного потока следует поставить в один ряд с теми областями, в которых можно ожидать сильную вспышку в мазерных

объектах и абсолютно новую картину образования и расположения мазерных пятен.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выполнена обработка данных наблюдений мазера  $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 22.2280 ГГц в темной отражательной туманности NGC 2071 в направлении области звездообразования IRS 1, полученных в рамках работы наземно-космического международного интерферометра «Радиоастрон». 70-мин сессия проводилась на 10-м космическом радиотелескопе (SRT-10) и на наземной сети в составе трех радиотелескопов: РТ-32 (Медицина, Италия), РТ-32 (Торунь, Польша) и РТ-64 (Калязин, РФ) 11.01.2014 в период от 17:00 до 18:00 UTC на координатах наведения  $\text{RA}(2000) = 05^{\text{h}}47^{\text{m}}04^{\text{s}}.758$ ,  $\text{DEC}(2000) = 00^{\circ}21'42''700$ .

2. Угловое разрешение в наблюдениях на наземно-космических базах составляло 0.07 mas при максимальных проекциях баз 3.1 ED (~40 000 км). Синтезированная диаграмма наземной части интерферометра составляла  $0.006'' \times 0.0006''$  (P.A. =  $-23^{\circ}$ ).

3. Первичная обработка данных проводилась на FX-корреляторе АКЦ ФИАН в полосе 16 МГц (~215 км/с). Использовались 2048 каналов, что обеспечило спектральное разрешение 7.81 кГц (т.е. 0.11 км/с).

4. Получены автокорреляционные и кросс-корреляционные спектры. Все данные обработа-

<sup>12</sup>[http://www.asc.rssi.ru/shaddow/IMAGE3\\_Tsutsumi\\_with\\_2014.jpg](http://www.asc.rssi.ru/shaddow/IMAGE3_Tsutsumi_with_2014.jpg)

ны стандартными задачами пакета AIPS. Амплитудная калибровка выполнялась задачей ANTAB, фазовая — только задачей FRING относительно спектральной детали, одной из наиболее сильных и наиболее удаленных от центральной части спектра.

5. В автокорреляционном спектре в спектральной детали на скорости  $V_{\text{LSR}} = 20.5$  км/с зафиксирован сильный поток  $\sim 100$  Ян. В более ранних наблюдениях такой сильный поток не наблюдался [64].

6. Получена карта мазерных пятен, на которой по результатам обработки в пакете программ AIPS присутствуют 13 пространственных компонентов, в совокупности имеющих конфигурацию, вытянутую в направлении “север-юг”. Размер области, занимаемый этими компонентами, составляет  $\sim 100 \times 100$  mas, или  $\sim 40 \times 40$  а.е. при расстоянии до туманности 390 пк, т.е. это примерно размер Солнечной системы. Плотность коррелированного потока  $F_v$  варьируется от  $\sim 4$  до  $\sim 29$  Ян и для всех компонентов совпадает с величиной  $F_v/\text{beam}$ , т.е. все компоненты точечные в пределах диаграммы. Интервал скоростей пространственных компонентов, для которых получены изображения, составляет (4.7–20.5) км/с при ширине спектральных деталей по половине мощности интенсивности 0.2–0.6 км/с.

7. Зафиксирован один пространственный компонент, имеющий лучевую скорость 14.3 км/с, для которого со сверхвысоким угловым разрешением на наземно-космических базах SRT–Tr и SRT–Mc ( $\sim 3$  диаметра Земли) наблюдается корреляция на уровне надежности  $6\sigma$ , обнаруженная с использованием поканального экспресс-анализа, выполненного в программе PIMA.

8. С использованием значений потоков на наземно-космических и наземных базах для этого компонента построена зависимость величины потока от величины проекции базы, которая наилучшим образом аппроксимируется двумя составляющими Гауссовой формы в предположении сферически симметричной структуры пространственных компонентов.

9. На основании анализа функции видности для этого компонента показано, что эти две составные части могут интерпретироваться как протяженная и компактная составляющие. Получены оценки их размеров в угловой мере 4 и 0.06 mas соответственно. В линейной мере на расстоянии 390 пк протяженная составляющая имеет размер 1.56 а.е., т.е. примерно размер орбиты Земли, размер компактной составляющей — 0.023 а.е., всего в 2 раза превышает размер Солнца. Неопределенность этих оценок составляет 10% для протяженной составляющей и почти 50% для компактной составляющей, что связано с от-

сутствием промежуточных наземно-космических баз.

Проект “Радиоастрон” осуществляется Астро-космическим центром Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук и Научно-производственным объединением им. С.А. Лавочкина по контракту с Госкорпорацией “РОСКОСМОС” совместно с многими научно-техническими организациями в России и других странах.

В работе были использованы наблюдения на радиотелескопе в г. Медичина, радиоастрономической обсерватория Национального института астрофизики INAF (Италия).

Эта работа частично основана на наблюдениях, выполненных с помощью 32-метрового радиотелескопа (Tr) в г. Торунь (Торуньский Центр Астрономии университета им. Николая Коперника, Польша) при поддержке гранта Польского Министерства науки и высшего образования.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят штат сотрудников Калязинского радиотелескопа (ОКБ МЭИ, Москва, РФ) за высокое качество проведенных наблюдений.

Благодарим А.В. Алакоза (АКЦ ФИАН) и О.С. Баяндину (JIVE) за полезные обсуждения и советы по обработке научных данных, полученных в проекте “Радиоастрон”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Walmsley*, in *Fragmentation of Molecular Clouds and Star Formation*, Proc. IAU Symp **147**, held in Grenoble, France, June 12–16, 1990, edited by E. Falgarone, F. Boulanger, and G. Duvert (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1991), p. 161.
2. *R. Cesaroni, E. Churchwell, P. Hofner, C. M. Walmsley, and S. Kurtz*, *Astron. and Astrophys.* **288**, 903 (1994).
3. *S. Kurtz*, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* **9**, 166 (2000).
4. *F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **25**, 23 (1987).
5. *E. A. Bergin and M. Tafalla*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 339 (2007).
6. *C. F. McKee and E. C. Ostriker*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 565 (2007).
7. *H. Zinnecker and H. W. Yorke*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 481 (2007).
8. *R. Bachiller*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 111 (1996).
9. *G. Duvert, S. Guilloteau, F. Ménard, M. Simon, and A. Dutrey*, *Astron. and Astrophys.* **355**, 165 (2000).
10. *N. J. Evans II, M. M. Dunham, J. K. Jurgensen, M. L. Enoch, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **181**, 321 (2009).
11. *T. Alonso-Albi, A. Fuente, R. Bachiller, R. Neri, P. Planesas, L. Testi, O. Berné, and C. Joblin*, *Astron. and Astrophys.* **497**, 117 (2009).

12. *N. Crimier, C. Ceccarelli, T. Alonso-Albi, A. Fuente, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **516**, id. A102 (2010).
13. *H. M. de Villiers, A. Chrysostomou, M. A. Thompson, S. P. Ellingsen, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 566 (2014).
14. *S. Kurtz*, in *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, Proc. IAU Symp **227**, held 16–20 May, Italy, edited by R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley (Cambridge: Cambridge University Press, 2005), p. 111.
15. *S. Kurtz*, in *The Young Massive Star Environment*, Proc. IAU Symp **231**, held in Pacific Grove, California, USA, August 29–September 2, 2005, edited by C. Lis, A. Blake, and E. Herbst (Cambridge: Cambridge University Press, 2005), p. 47.
16. *M. Reiter, Y. L. Shirley, J. Wu, C. Brogan, A. Wootten, and K. Tatematsu*, *Astrophys. J. Suppl.* **195**, 1 (2011).
17. *J. Bally, N. Cunningham, N. Moeckel, and N. Smith*, in *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, Proc. IAU Symp **227**, held 16–20 May, Italy, edited by R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley (Cambridge: Cambridge University Press, 2005), p. 12.
18. *D. Shepherd*, in *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, Proc. IAU Symp **227**, held 16–20 May, Italy, edited by R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley (Cambridge: Cambridge University Press, 2005), p. 237.
19. *F. Palla*, in *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, Proc. IAU Symp **227**, held 16–20 May, Italy, edited by R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley (Cambridge: Cambridge University Press, 2005), p. 196.
20. *K.-T. Kim and S. E. Kurtz*, *Astrophys. J.* **643**, 978 (2006).
21. *P. Andre, D. Ward-Thompson, and M. Barsony*, *Protostars and Planets IV*, edited by *V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell* (Tucson: The University of Arizona Press, 2000), p. 59.
22. *S. Kurtz*, *J. Korean Astron. Soc.* **37**, 265 (2004).
23. *R. Cesaroni*, in *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, Proc. IAU Symp **227**, held 16–20 May, Italy, edited by R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley (Cambridge: Cambridge University Press, 2005), p. 59.
24. *S. P. Ellingsen, M. A. Voronkov, D. M. Cragg, A. M. Sobolev, S. L. Breen, and P. D. Godfrey*, in *Astrophysical Masers and their Environments*, Proc. IAU Symp **242**, edited by J. M. Chapman and W. A. Baan, p. 213 (2007).
25. *S. P. Ellingsen, S. L. Breen, M. A. Voronkov, J. L. Caswell, X. Chen, and A. Timmarsh*, arXiv:1210.2139 [astro-ph.GA] (2012).
26. *S. L. Breen and S. P. Ellingsen*, Proc. IAU Symp. **8**, 156 (2012).
27. *Д. А. Варшалович*, *Физика космоса*, 2е изд., статья: космические мазеры (М.: Сов. энциклопедия, 1986), 376.
28. *D. Hollenbach, M. Elitzur, and C. F. McKee*, *Astrophys. J.* **773**, id. 70 (2013).
29. *K. M. Menten, M. J. Reid, P. Pratap, J. M. Moran, and T. L. Wilson*, *Astrophys. J.* **401**, L39 (1992).
30. *L. Kogan and V. Slysh*, *Astrophys. J.* **497**, 800 (1998).
31. *H. Beuther, A. Walsh, P. Schilke, T. K. Sridharan, K. M. Menten, and F. Wyrowski*, *Astron. and Astrophys.* **390**, 289 (2002).
32. *T. J. T. Moore, R. J. Cohen, and C. M. Mountain*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **231**, 887 (1988).
33. *V. I. Slysh, A. M. Dzura, I. E. Val'tts, and E. Gerard*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **106**, 87 (1994).
34. *V. I. Slysh, A. M. Dzura, I. E. Val'tts, and E. Gerard*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **124**, 85 (1997).
35. *W. Batrla, H. E. Matthews, K. M. Menten, and C. M. Walmsley*, *Nature* **326**, 49 (1987).
36. *M. K. Menten*, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **16**, 119 (1991).
37. *M. Felli, J. Brand, R. Cesaroni, C. Codella, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **476**, 373 (2007).
38. *Е. Е. Лехт, В. А. Муницин, А. М. Толмачев, В. В. Краснов*, *Астрон. журн.* **88**(10), 931 (2011).
39. *V. Migenes, S. Horiuchi, V. I. Slysh, I. E. Val'tts, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **123**, 487 (1999).
40. *O. S. Bayandina, R. A. Burns, S. E. Kurtz, N. N. Shakhvorostova, and I. E. Val'tts*, *Astrophys. J.* **884**, id. 140 (2019).
41. *R. J. Parker*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 617 (2018).
42. *T. A. van Kempen, C. McCoe, S. Tisi, D. Johnstone, and M. Fich*, *Astron. and Astrophys.* **569**, id. A53 (2014).
43. *R. L. Snell and J. Bally*, *Astrophys. J.* **303**, 683 (1986).
44. *M. A. Trinidad, T. Rodríguez, and L. F. Rodríguez*, *Astrophys. J.* **706**, 244 (2009).
45. *C. Carrasco-González, M. Osorio, G. Anglada, P. D'Alesio, L. F. Rodríguez, J. F. Gómez, and J. M. Torrelles*, *Astrophys. J.* **746**, id. 71 (2012).
46. *A. C. Seth, L. J. Greenhill, and B. P. Holder*, *Astrophys. J.* **581**, 325 (2002).
47. *J. M. Torrelles, J. F. Gómez, L. F. Rodríguez, S. Curiel, G. Anglada, and P. T. P. Ho*, *Astrophys. J.* **505**, 756 (1998).
48. *B. J. Anthony-Twarog*, *Astron. J.* **87**, 1213 (1982).
49. *N. S. Kardashev, V. V. Khartov, V. V. Abramov, V. Yu. Avdeev, et al.*, *Astron. Rep.* **57**(3), 153 (2013).
50. *W. Baan, A. Alakoz, T. An, S. Ellingsen, et al.*, in *Astrophysical Masers: Unlocking the Mysteries of the Universe*, Proc. IAU Symp. **336**, 422 (2018).
51. *J. N. Douglas, F. N. Bash, F. A. Bozayan, G. W. Torrence and C. Wolfe*, *Astron. J.* **111**, 1945 (1996).
52. *S. Likhachev, V. Kostenko, I. Girin, A. Andrianov, V. Jarov, and A. Rudnitskiy*, *J. Astron. Instrument.* **6**(3), id. 1750004 (2017).
53. *А. С. Андрианов, И. А. Гурин, В. Е. Жаров, В. И. Костенко, С. Ф. Лихачев, М. В. Шацкая*, *Вестн. ФГУП НПО Лавочкина* **3**(24), 55 (2014).
54. *М. А. Щуров, В. Ю. Авдеев, И. А. Гурин, В. И. Костенко, С. Ф. Лихачев, В. А. Лодыгин, А. Г. Рудницкий и А. Р. Шайхутдинов*, *Краткие сообщения по физике* **38–45**, 133 (2019).

55. *A. С. Андрианов, Исследование структуры локальной межзвездной плазмы наземно-космическим интерферометром “Радиоастрон”, кандидатская диссертация, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (2017).*
56. *L. Kogan, in Astronomical Data Analysis Software and Systems V, edited by G. H. Jacoby and J. Barnes, ASP Conf. Ser. 101, 175 (1996).*
57. *L. Petrov, Y. Y. Kovalev, E. B. Fomalont, and D. Gordon, Astron. J. 142, 35 (2011).*
58. *N. Shakhvorostova, A. Sobolev, J. Moran, A. Alakoz, H. Imai, and V. Avdeev, Adv. Space Research 65, 772 (2020).*
59. *Y. Y. Kovalev, N. S. Kardashev, K. V. Sokolovsky, and P. A. Voitsik, Adv. Space Research 65, 705 (2020).*
60. *M. Kang, J.-E. Lee, M. Choi, Y. Choi, K.-T. Kim, J. Francesco, and Y.-S. Park, Astrophys. J. Suppl. 209, id. 25 (2013).*
61. *D. Tsutsumi, A. Ohama, K. Okawa, M. Kohno, et al., <https://arxiv.org/pdf/1706.05664v1.pdf> (2017).*
62. *S. Fujita, D. Tsutsumi, A. Ohama, A. Habe, et al., Publ. Astron. Soc. Japan, 73(1), S273 (2021).*
63. *T. Omodaka, T. Maeda, M. Miyoshi, A. Okudaira, et al., Publ. Astron. Soc. Japan 51, 333 (1999).*
64. *Н. Т. Ашимбаева, П. Колом, В. В. Краснов, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев, Астрон. журн. 97, 564 (2020).*

УДК 524.386

## ЗАТМЕННО-ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ СО СЛОЖНЫМИ ИЗМЕНЕНИЯМИ ОРБИТАЛЬНЫХ ПЕРИОДОВ XZ Per и VO Vul

© 2021 г. А. И. Халиуллина<sup>1</sup>, \*

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

\*E-mail: khaliullinkhf@yandex.ru

Поступила в редакцию 31.01.2021 г.

После доработки 27.02.2021 г.

Принята к публикации 28.02.2021 г.

Проведено исследование изменений орбитального периода в затменно-двойных системах XZ Per и VO Vul. Показано, что изменения орбитального периода затменно-двойной системы XZ Per одинаково хорошо представляются как суперпозицией векового уменьшения и циклических изменений, так и суммой двух циклических изменений. В первом случае монотонная составляющая может быть следствием потери системой углового момента за счет магнитного торможения, а циклические изменения можно объяснить присутствием в системе третьего тела или магнитной активностью вторичного компонента, имеющего конвективную оболочку. Во втором случае можно предположить присутствие двух дополнительных тел в системе, либо отнести одно из колебаний периода на счет светового уравнения, а другое – на счет магнитной активности вторичного компонента. Изменения орбитального периода затменно-двойной системы VO Vul можно представить суперпозицией векового уменьшения и циклических изменений. Наблюдаемые циклические изменения периода могут происходить из-за присутствия в системе третьего тела или из-за магнитной активности вторичного компонента, имеющего конвективную оболочку.

*Ключевые слова:* двойные звезды, затменные звезды, отдельные – XZ Per, VO Vul

DOI: 10.31857/S0004629921070021

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение периодов затменно-двойных звезд является удобным инструментом для изучения процессов, происходящих в тесных двойных системах. Вековые изменения периода (монотонное увеличение или уменьшение) связывают с процессами обмена веществом между компонентами и потерей вещества системой в целом [1–3]. Количественные оценки скорости уменьшения (или увеличения) периода могут помочь сделать выбор среди имеющихся теоретических моделей. Циклические изменения орбитального периода тесных двойных систем могут вызываться вращением линии апсид (при эксцентричной орбите) или присутствием в системе третьего тела (или нескольких дополнительных тел). Однако световое уравнение не всегда подходит для объяснения циклических изменений орбитального периода из-за неприемлемых параметров третьего тела или данных, противоречащих гипотезе о движении в долгопериодической орбите. В настоящее время при изучении циклических изменений периодов затменно-двойных систем все чаще рассматривается влияние магнитных циклов, когда речь идет о системах с компонентами поздних

спектральных классов, имеющих конвективную оболочку. Довольно часто изменения орбитального периода являются суперпозицией нескольких изменений различной природы.

Для затменно-двойных систем, рассматриваемых в настоящей работе, графики зависимости от времени разностей между наблюдаемыми моментами минимумов и вычисленными с линейными элементами имеют довольно сложный вид. Форма всех диаграмм указывает на вековое уменьшение периода, при этом соответствующая обратная парабола искажается дополнительными изменениями, и если наличие обратной параболы было очевидно для всех исследователей этих систем, то дополнительные изменения периода вызвали трудности при их интерпретации.

### 2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА XZ PER

Изучение звезды XZ Per (HV 03553, GSC 3328.03186,  $V_{\max} = 11.4^m$ ,  $P = 1.15163^d$ ) началось с визуальных наблюдений Дубяго и Мартынова, на основе которых была построена визуальная кривая блеска [4]. Лавров [5] получил фотометриче-

ские элементы орбиты XZ Per из решения этой кривой блеска. Используя эти же визуальные наблюдения и добавив к ним свои более поздние данные, Цесевич [6, 7] изучил поведение периода XZ Per и обнаружил его плавное изменение. Спектральный класс главного компонента, F2-5 определил Поппер [8]. Кривой лучевых скоростей для этой системы нет. В работе [9] было проведено подробное фотометрическое исследование XZ Per. Из ПЗС наблюдений в нескольких спектральных полосах были получены фотометрические элементы орбиты и определены абсолютные характеристики звезд-компонентов. Изменения периода XZ Per изучались многими авторами, однако достаточно большое количество моментов минимумов было рассмотрено в работах [9, 10]. В обеих этих работах изменения периода XZ Per были представлены в виде суперпозиции векового уменьшения периода и его скачков. Подобная интерпретация изменений орбитального периода предлагалась в свое время для затменно-двойных систем RW Tau, TU Her, TY Per, однако в дальнейшем было показано, что эти изменения можно представить плавными кривыми, соответствующими световому уравнению или магнитным колебаниям [11, 12].

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы XZ Per были использованы моменты минимумов из базы данных В. R. N. O. [13] и не вошедшие в эту базу данных моменты минимумов из работы [9]. Всего имеется 498 моментов главного минимума: 414 визуальных, 9 фотографических и 75 из фотоэлектрических и ПЗС наблюдений и 3 момента вторичного минимума. На рис. 1 приведены отклонения  $(O - C)_1$  наблюдаемых  $(O)$  моментов минимумов XZ Per от вычисленных  $(C)$  с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2443507.4630(8) + \\ & + 1.15163143(11)^d T, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $T$  – эпоха наблюдения. На этом рисунке фотоэлектрические и ПЗС наблюдения представлены большими точками, визуальные – маленькими точками и фотографические – треугольниками. В дальнейшем анализе не использовались три визуальные точки, которые сильно отклоняются от общего тренда:  $\text{JD} = 2444267.538, 2444881.358, 2447001.557$ . Предыдущие авторы, исследовавшие изменения периода XZ Per [9, 10], представляли их, прежде всего, параболой. Мы также представили изменения периода XZ Per квадратичной зависимостью:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2443507.4746(6) + \\ & + 1.15163079(7)^d T - 2.17(7)^d \times 10^{-10} T^2. \end{aligned} \quad (2)$$

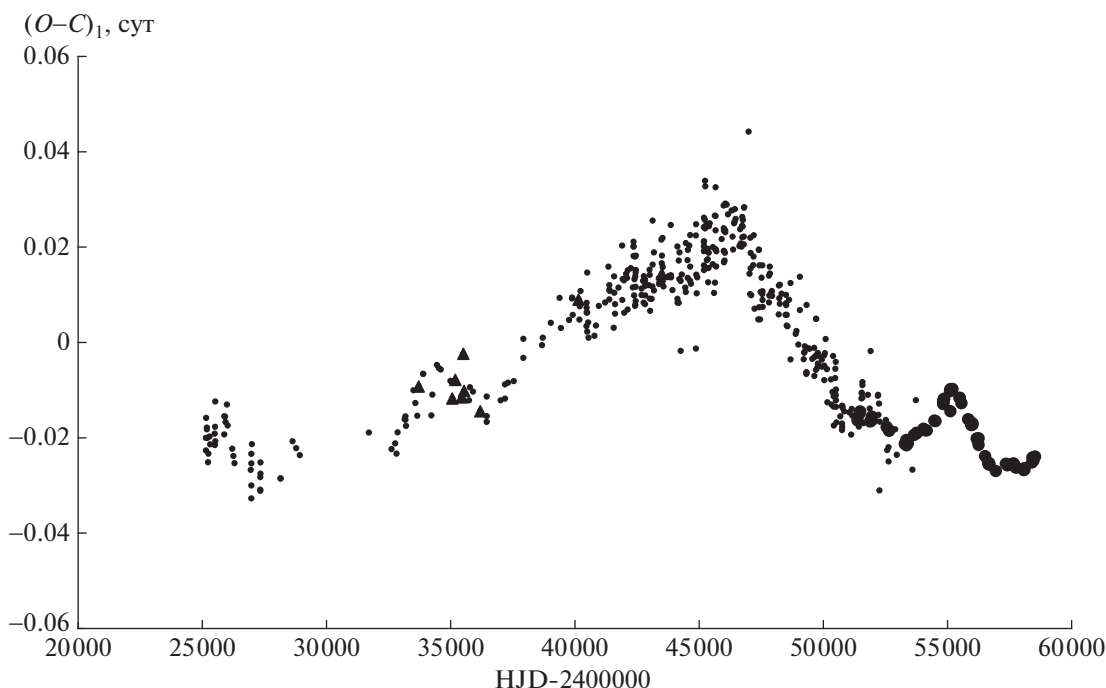
В работе [9] для изучения изменений периода XZ Per были использованы почти те же самые моменты минимумов (кроме самых последних). Остаточные разности, полученные после исключения параболы, автор представил скачками периода (то же самое было сделано в работе [10]). Однако их вполне можно представить сглаженной кривой, а “зубцы” могли появиться вследствие наличия второй волны с более коротким периодом. Поэтому мы представили изменения орбитального периода XZ Per в виде суперпозиции параболы и светового уравнения [14]:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2443507.4761(9) + \\ & + 1.15163140(4)^d T - 1.01(6)^d \times 10^{-10} T^2 + \\ & + \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(v + \omega_3). \end{aligned} \quad (3)$$

В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения для элементов орбиты затменно-двойной системы относительно центра тяжести тройной системы:  $a_3$  – большая полуось,  $i_3$  – наклонение,  $e_3$  – эксцентриситет,  $\omega_3$  – долгота периастра,  $v$  и  $E$  – истинная и эксцентрическая аномалии, соответственно, которые отсчитываются в той же орбите,  $c$  – скорость света. Начальные значения параметров долгопериодической орбиты были определены методом перебора в области их возможных значений. Затем они уточнялись методом дифференциальных поправок [15] совместно с линейными элементами и квадратичным членом. Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Окончательные значения параметров долгопериодической орбиты XZ Per приведены в табл. 1. В таблице использованы следующие обозначения:  $P_3$  – период обращения в долгопериодической орбите,  $\text{JD}_3$  – момент прохождения через периастр,  $A_3 = (a_3 \sin i_3)/c$ . Зависимость от времени остатков  $(O - C)_3$ , полученных вычитанием из наблюдаемых моментов минимумов теоретической параболы с параметрами из представления (3), приве-

**Таблица 1.** Параметры гипотетического светового уравнения в изменениях орбитального периода XZ Per для квадратичного представления моментов минимумов

Параметр	Значение
$P_3$	$(23\,300 \pm 150)$ сут = $(63.8 \pm 0.4)$ лет
$A_3$	$(0.019 \pm 0.001)$ сут
$e_3$	$0.67 \pm 0.04$
$\omega_3$	$147^\circ \pm 2^\circ$
$\text{JD}_3$	$2447500 \pm 70$
$a_3 \sin i_3$	$(4.9 \pm 0.2) \times 10^8$ км = $(3.29 \pm 0.17)$ a.e.
$f(M_3)$	$0.00877 M_\odot$
$M_3 \sin i_3$	$0.402 M_\odot$



**Рис. 1.** Отклонения  $(O-C)_1$  наблюдаемых моментов минимумов XZ Per от вычисленных с линейными элементами (1). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные — маленькими точками, фотоэлектрические и из ПЗС наблюдений — большими точками.

дена на рис. 2. Теоретическая кривая для светового уравнения с найденными параметрами проведена здесь сплошной линией.

Остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (3), приведены в верхней части рис. 5. На этом графике фотографические и визуальные точки расположены довольно хаотично, но можно заметить некоторые “всплески”. Данные же, полученные из фотоэлектрических и ПЗС наблюдений, показывают хорошо выраженные изменения. Построить теоретическую кривую, которая представляла бы все данные на этом графике, не удалось. Поэтому был испробован другой подход к интерпретации изменений периода XZ Per. Они были представлены непосредственно световым уравнением. Поскольку зависимость от времени остатков после вычитания из наблюдений теоретической кривой для светового уравнения также показывает колебания, изменения периода XZ Per были представлены суперпозицией двух световых уравнений:

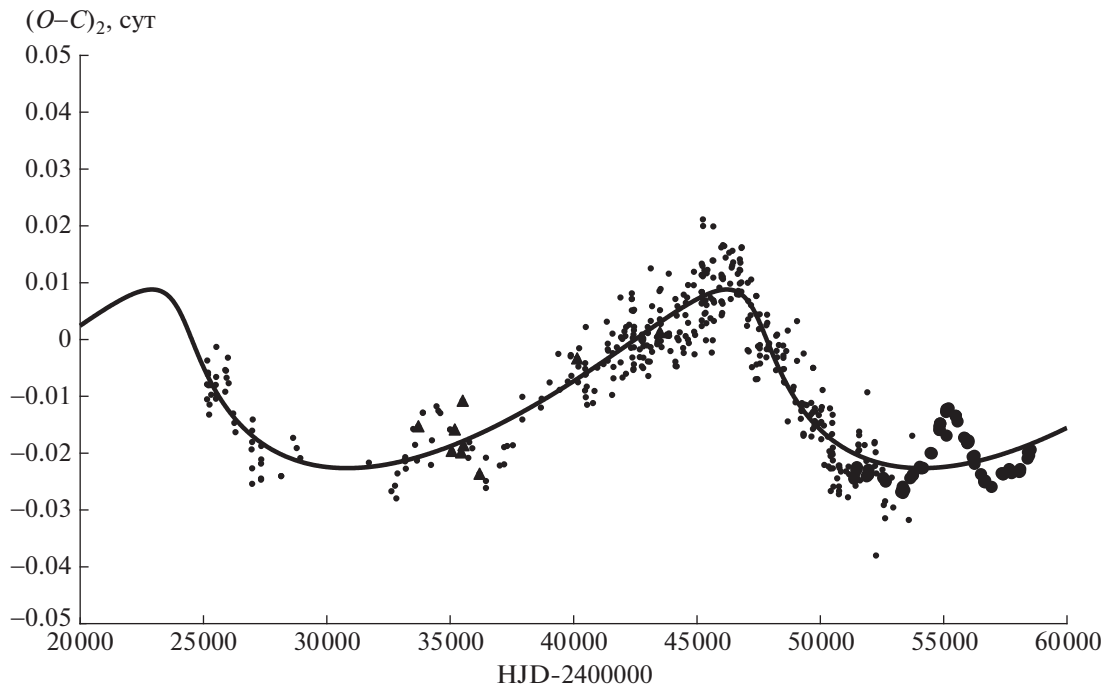
$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min } I) = & 2443507.4652(1) + \\ & + 1.15163121(1)^d T + LTE1 + LTE2. \end{aligned} \quad (4)$$

Параметры этих световых уравнений определялись с помощью метода последовательных приближений, подробно описанного в работе [16]. На каждом шаге параметры световых уравнений

определялись методом перебора в области их возможных значений. Для волны с большим периодом одновременно уточнялись линейные элементы. Параметры волны с меньшим периодом определялись при фиксированных линейных элементах. Окончательно для каждой волны параметры световых уравнений уточнялись методом дифференциальных поправок при фиксированных линейных элементах. Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Эти параметры приведены в табл. 2, где параметры с индексом  $G$  относятся к орбите с большим периодом, а с индексом  $L$  — к орбите с меньшим периодом. Поскольку линейные элементы определялись только методом перебора, для них в скобках указана величина шага перебора.

На рис. 3 приведены изменения со временем разностей, полученных вычитанием теоретической кривой для волны с меньшим периодом из отклонений наблюдаемых моментов минимумов XZ Per от вычисленных с линейными элементами (4). Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для волны с большим периодом с параметрами из табл. 2. На рис. 4 приведены изменения со временем разностей, полученных вычитанием теоретической кривой для волны с большим периодом из отклонений наблюдаемых моментов минимумов XZ Per от вычисленных с линейными элементами (4). Сплошная линия на





**Рис. 2.** Зависимость от времени значений  $(O-C)_2$ , полученных вычитанием из наблюдаемых значений моментов минимумов XZ Per теоретической параболы (3). Сплошной кривой показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1.

этом рисунке – теоретическая кривая для волны с меньшим периодом с параметрами из табл. 2.

Остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных по формуле (4), приведены в нижней части рис. 5. Этот график почти не отличается от полученного для квадратичного представления. То есть можно представить изменения периода XZ Per либо суперпозицией параболы и светового уравнения, либо суммой двух световых уравнений, в остатке получается практически одна и та же картина. Сплошные линии на этом рисунке – теоретические кривые для световых уравнений, полученные по фотоэлектрическим и ПЗС наблюдениям:

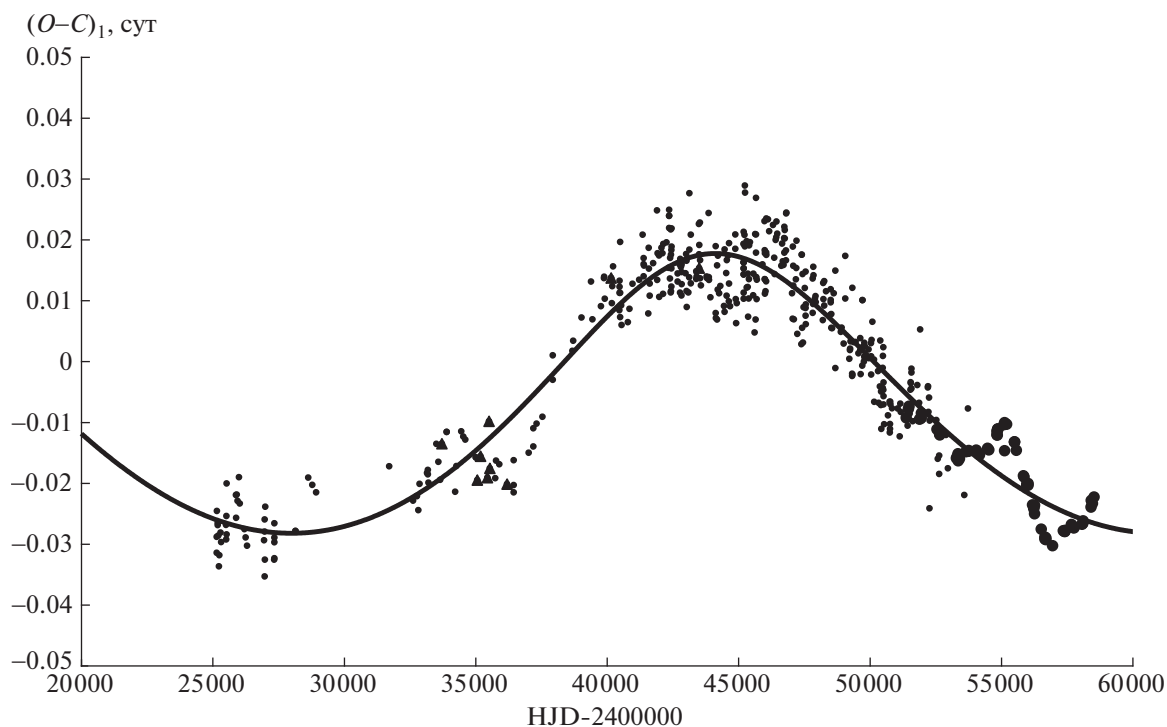
для первого случая период равен 13 лет, амплитуда 0.0059 сут; для второго – период 12 лет, амплитуда 0.0055 сут. К сожалению, ни в одном из двух случаев эти кривые не отражают визуальные наблюдения. Для уточнения характера этих остаточных изменений периода нужны дальнейшие высокоточные наблюдения.

### 3. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА XZ PER

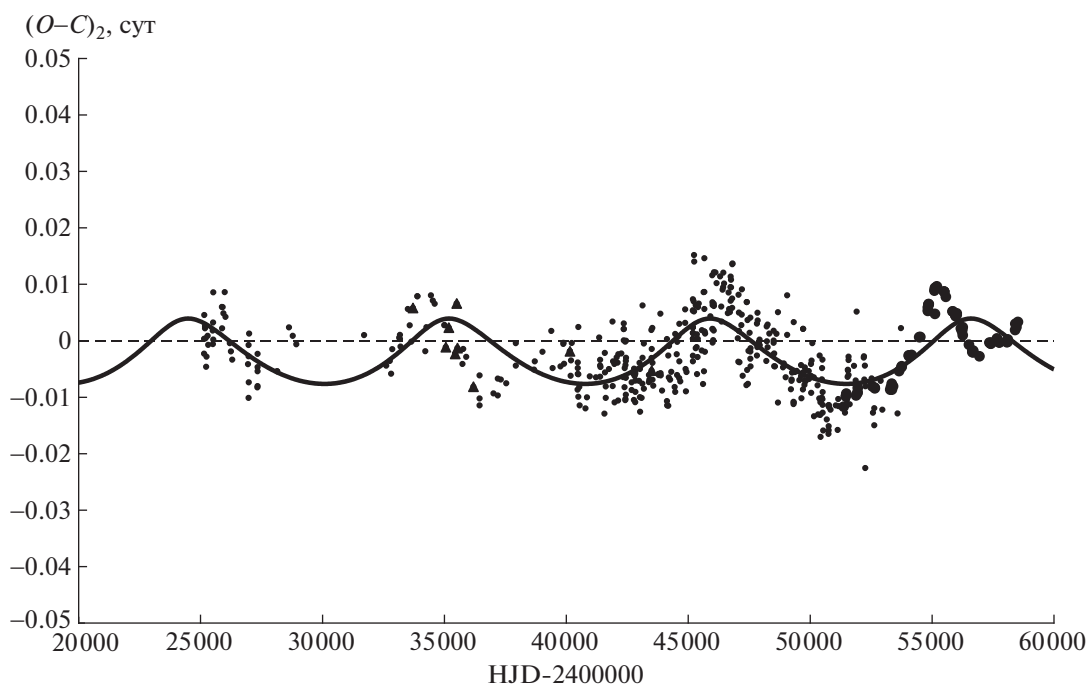
Скорость векового уменьшения периода вычисляется по формуле:  $dP/dt = 2Q/P$ , где  $Q$  – коэффициент при квадратичном члене в представ-

**Таблица 2.** Параметры гипотетических световых уравнений в изменениях орбитального периода XZ Per для линейного представления моментов минимумов

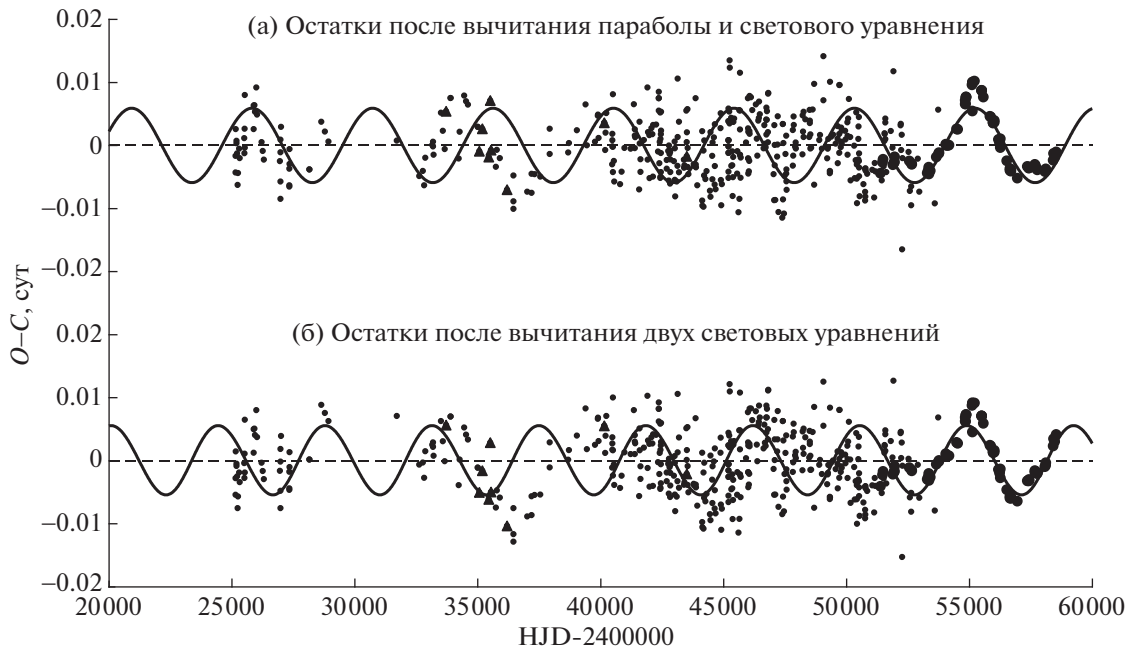
Параметр	Значение	Параметр	Значение
$P_G$	$(33000 \pm 600)$ сут = $(90.3 \pm 1.6)$ лет	$P_L$	$(10700 \pm 110)$ сут = $(29.3 \pm 0.3)$ лет
$A_G$	$(0.023 \pm 0.001)$ сут	$A_L$	$(0.0058 \pm 0.0003)$ сут
$e_G$	$0.23 \pm 0.01$	$e_L$	$0.33 \pm 0.03$
$\omega_G$	$81^\circ \pm 7^\circ$	$\omega_L$	$77^\circ \pm 18^\circ$
$JD_G$	$2443500 \pm 620$	$JD_L$	$2456350 \pm 500$
$a_G \sin i_G$	$(5.96 \pm 0.03) \times 10^8$ км = $(3.98 \pm 0.17)$ а.е.	$a_L \sin i_L$	$(1.50 \pm 0.08) \times 10^8$ км = $(1.00 \pm 0.05)$ а.е.
$f(M_3)$	$0.00776 M_\odot$	$f(M_3)$	$0.00118 M_\odot$
$M \sin i_3$	$0.385 M_\odot$	$M_3 \sin i_3$	$0.196 M_\odot$



**Рис. 3.** Изменения со временем разностей, полученных вычитанием теоретической кривой для волны с меньшим периодом из отклонений наблюдаемых моментов минимумов XZ Per от вычисленных с линейными элементами (4). Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для волны с большим периодом с параметрами из табл. 2. Обозначения такие же, как на рис. 1.



**Рис. 4.** Изменения со временем разностей, полученных вычитанием теоретической кривой для волны с большим периодом из отклонений наблюдаемых моментов минимумов XZ Per от вычисленных с линейными элементами (4). Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для волны с меньшим периодом с параметрами из табл. 2. Обозначения такие же, как на рис. 1.



**Рис. 5.** Остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов а) параболы и светового уравнения согласно формуле (3); б) двух световых уравнений согласно формуле (4). Сплошные линии – теоретические кривые для световых уравнений, полученные по фотоэлектрическим и ПЗС наблюдениям. Обозначения такие же, как на рис. 1.

лении моментов минимумов. Для XZ Per мы получили  $Q = -1.01(6)^d \times 10^{-10}$ , откуда  $dP/dt = -6.41 \times 10^{-8}$  сут/год. Вековое уменьшение периода может быть вызвано потерей углового момента системы, наиболее эффективный механизм потери углового момента – магнитное торможение [17–19].

Полученные параметры долгопериодических орбит позволяют вычислить функцию масс для каждого светового уравнения в предположении, что в системе имеется только одно дополнительное тело:

$$f(M_3) = \frac{a_3^3 \sin^3 i_3}{P_3^2} = \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2}. \quad (5)$$

Здесь массы выражены в массах Солнца, большие полуоси орбит – в астрономических единицах и периоды – в годах,  $M_1$  и  $M_2$  – массы компонентов затменно-двойной системы,  $M_3$  – масса дополнительного компонента. Значения минимальной массы третьего тела для каждой дополнительной орбиты были получены с массами компонентов затменно-двойной системы из работы [9]:  $M_1 = 1.41 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.91 M_\odot$ . Эти значения приведены в табл. 1 для квадратичного представления и в табл. 2 для линейного представления моментов минимумов.

В случае квадратичных элементов предполагается существование только одного дополнительного тела. В случае линейных элементов могут быть разные случаи. 1) Одно из циклических из-

менений периода вызвано присутствием третьего тела, а второе (или оба) – другими причинами (см. ниже). 2) Оба циклических изменения периода вызваны световыми уравнениями. Тогда мы имеем четырехкратную систему. Для иерархической четырехкратной системы функция масс связана с массами компонентов следующим соотношением:

$$f(M_4) = \frac{a_4^3 \sin^3 i_4}{P_4^2} = \frac{M_4^3 \sin^3 i_4}{(M_1 + M_2 + M_3 + M_4)^2}. \quad (6)$$

Здесь индекс 3 относится к орбите с меньшим периодом, соответственно, индекс 4 относится к орбите с бóльшим периодом. В этом случае минимальная масса наиболее удаленного тела  $M_4 \sin i_4 = 0.405 M_\odot$ .

Во всех рассмотренных случаях минимальная масса дополнительных компонентов получается небольшой. Действительную массу вероятных дополнительных тел нельзя узнать, пока неизвестны наклонности их орбит. Полезно было бы попытаться найти долю третьего света в общем блеске системы. В работе [9] при решении кривой блеска не ставилась задача определить долю третьего света в системе, поскольку автор не предполагал наличие в системе третьего тела.

В качестве альтернативы гипотезе о третьем теле может служить предположение, что наблюдаемые циклические изменения периода являются проявлением магнитной активности. Вторич-

**Таблица 3.** Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента затменно-двойной системы XZ Per

Величина	С параболой		Без параболы	
$P_{\text{mod}}$	23 300 сут		33 000 сут	10 700 сут
$\Delta(O - C)$	0.019 сут		0.023 сут	0.0058 сут
$\Delta P$	0.51 с		0.44 с	0.34 с
$\Delta J$	$3.48 \times 10^{47}$ г см <sup>2</sup> /с		$2.98 \times 10^{47}$ г см <sup>2</sup> /с	$2.31 \times 10^{47}$ г см <sup>2</sup> /с
$\Delta E$	$9.52 \times 10^{40}$ эрг		$6.93 \times 10^{40}$ эрг	$4.19 \times 10^{40}$ эрг
$B$	$3.26 \times 10^3$ Гаусс		$2.53 \times 10^3$ Гаусс	$3.92 \times 10^3$ Гаусс
$\Delta L$	$1.48 \times 10^{32}$ эрг/с = = $0.039 L_{\odot} = 0.032 L_2$		$7.64 \times 10^{31}$ эрг/с = = $0.020 L_{\odot} = 0.017 L_2$	$1.42 \times 10^{32}$ эрг/с = = $0.037 L_{\odot} = 0.031 L_2$

ный компонент в затменно-двойной системе XZ Per имеет спектральный класс K4 [9], и должен иметь конвективную оболочку. В работе [20] была предложена модель, в которой гравитационное квадрупольное взаимодействие обеспечивает механизм, посредством которого орбита реагирует на изменения внутренней структуры активной звезды. В этой модели амплитуда модуляций орбитального периода  $\Delta P$  и амплитуда осцилляций  $\Delta(O - C)$  на диаграмме  $O - C$  связаны соотношением:  $\Delta P/P_0 = 2\pi \Delta(O - C)/P_{\text{mod}}$ . Принимая для радиусов и масс компонент значения согласно [9], из третьего закона Кеплера находим величину большой полуоси относительной орбиты двойной системы,  $a = 6.12 R_{\odot}$ . Затем, используя последовательность формул, приведенную в [20], находим оценки величины переносимого (от ядра звезды к ее оболочке и обратно) углового момента  $\Delta J$ , количества энергии, необходимого для переноса углового момента во внешнюю часть звезды,  $\Delta E$ , напряженности магнитного поля  $B$  активного компонента и изменений его светимости  $\Delta L$ . Эти величины приведены в табл. 3 для каждого модулирующего периода.

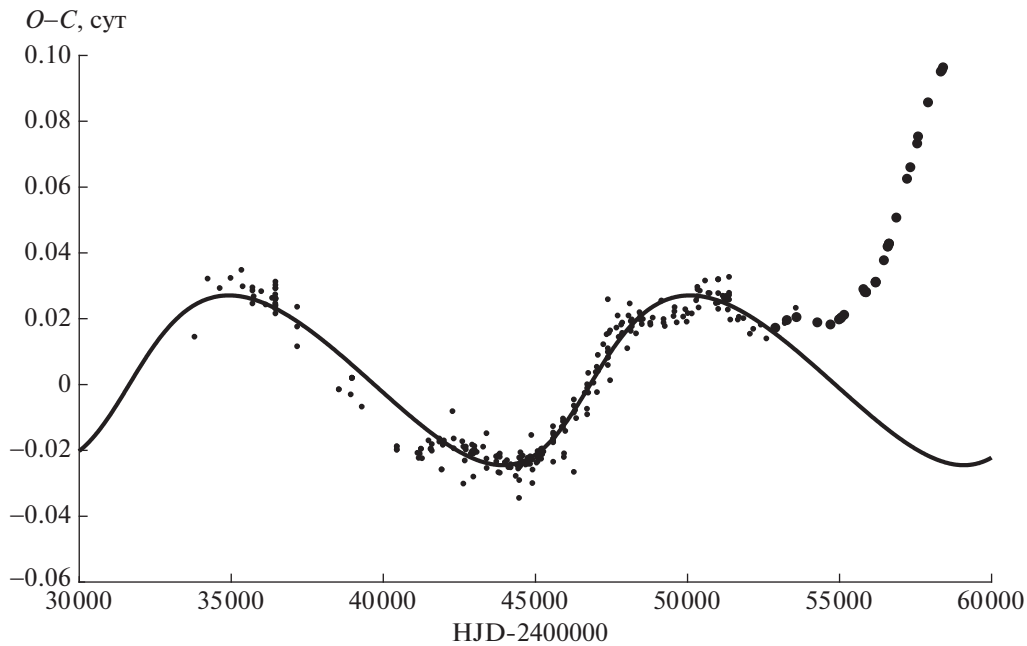
Полученные оценки магнитных и энергетических величин для всех модулирующих периодов вполне укладываются в допустимые рамки. Возможные колебания светимости вторичного компонента невелики. Следовательно, магнитные колебания могут быть причиной циклических изменений орбитального периода XZ Per.

#### 4. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА VO Vul

Звезда VO Vul (HD 187949,  $V_{\text{max}} = 10.5^m$ ,  $P = 1.9458^d$ ) была открыта Хоффмайстером [21] из фотографических наблюдений как затменно-переменная типа Алголя. Первые эфемериды были определены в работе [22] из визуальных наблюдений. Две фотографические кривые блеска были построены в работах [23, 24]. Шафранец [25] построила кривую блеска VO Vul в главном миниму-

ме по визуальным наблюдениям. Однако фотометрические элементы орбиты были определены только из фотографической кривой блеска [23] и в этой же работе были оценены спектральные классы компонентов как F2 + K3. Для этой системы нет ни кривой лучевых скоростей, ни современных высокоточных наблюдений кривой блеска. Имеются только приближенные значения абсолютных характеристик компонентов [26].

То, что период системы меняется, впервые заметил Анерт [27], который нашел два набора эфемерид для двух диапазонов Юлианских дней и заявил о невозможности вывести средние эфемериды. Болдуин [28] отметил, что в VO Vul произошли несколько изменений орбитального периода. Первый подробный анализ изменений орбитального периода этой системы был проведен в работе [29]. Авторы представили изменения орбитального периода VO Vul суперпозицией векового уменьшения и внезапных скачков. Они предположили, что вековое изменение может быть вызвано магнитным звездным ветром, а внезапные скачки — неустойчивостью аккреционного диска вокруг главной звезды. Эрдем [30] исследовал изменения орбитального периода VO Vul на основе большого количества моментов минимумов, в основном, визуальных, и представил их суперпозицией векового уменьшения периода и светового уравнения. Заше [31] исследовал те же самые моменты минимумов с использованием также фотографических данных и получил результат, почти не отличающийся от результата, полученного в работе [30]. С тех пор было получено довольно много моментов минимумов из фотоэлектрических и ПЗС наблюдений. На рис. 6 приведены отклонения ( $O - C$ ) наблюдаемых ( $O$ ) моментов минимумов VO Vul от вычисленных ( $C$ ) с квадратичными элементами из работы [30]. Сплошная линия на этом рисунке — теоретическая кривая для светового уравнения, посчитанного с параметрами из той же работы. Из этого рисунка видно, что результаты из работы [30] хорошо удовлетворяют ранним наблюдениям и со-



**Рис. 6.** Отклонения ( $O-C$ ) наблюдаемых ( $O$ ) моментов минимумов BO Vul от вычисленных ( $C$ ) с квадратичными элементами из работы [30]. Сплошная линия на этом рисунке – теоретическая кривая для светового уравнения, рассчитанного с параметрами из той же работы. Визуальные наблюдения представлены маленькими точками, фотоэлектрические и из ПЗС наблюдений – большими точками.

всем не согласуются с последними фотоэлектрическими и ПЗС наблюдениями. Аналогичная картина наблюдается, если использовать результаты из работы [31]. Исходя из новых данных, изменения периода OB Vul следует пересмотреть.

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы BO Vul были использованы моменты минимумов из базы данных V. R. N. O. [13]. Всего имеется 359 моментов главного минимума: 260 визуальных, 67 фотографических и 32 из фотоэлектрических и ПЗС наблюдений и 1 момент вторичного минимума. На рис. 7 приведены отклонения ( $O - C$ )<sub>1</sub> наблюдаемых ( $O$ ) моментов минимумов BO Vul от вычисленных ( $C$ ) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$\text{HJD}(\text{Min I}) = 2435989.436(2) + 1.9458690(4)^d T, \quad (7)$$

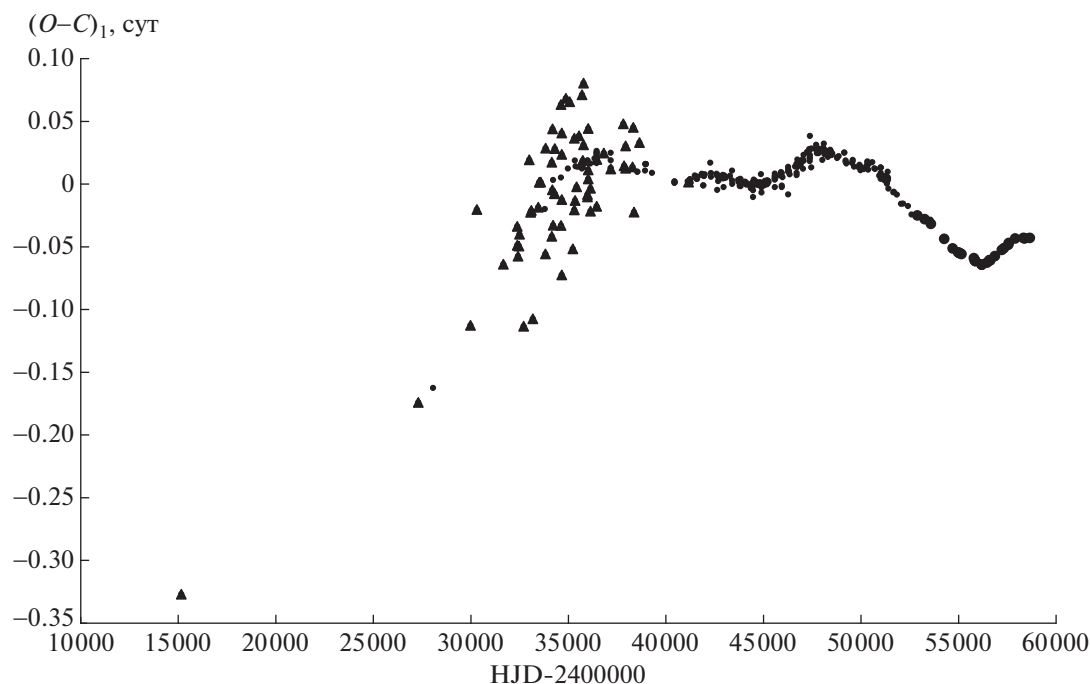
где  $T$  – эпоха наблюдения. На этом рисунке фотоэлектрические и ПЗС наблюдения представлены большими точками, визуальные – маленькими точками и фотографические – треугольниками. В анализе изменений периода BO Vul не использовались фотографические данные и самая первая визуальная точка. Остальные моменты минимумов были представлены квадратичной зависимо-

стью, параметры которой также определялись методом наименьших квадратов:

$$\text{HJD}(\text{Min I}) = 2435989.416(2) + 1.9458795(9)^d T - 10.0(8)^d \times 10^{-10} T^2. \quad (8)$$

На рис. 8 приведены отклонения ( $O - C$ )<sub>2</sub> наблюдаемых моментов минимумов BO Vul от вычисленных с линейными элементами из представления (8). Теоретическая парабола с параметрами из этого же представления показана на рисунке сплошной кривой. Остаточные разности, полученные после исключения параболы, приведены на рис. 9.

Считая, что циклические изменения периода вызваны присутствием в системе третьего тела, можно выразить их через параметры долгопериодической орбиты посредством светового уравнения. Параметры долгопериодической орбиты BO Vul были определены таким же способом, как для XZ Per. При этом уточнялись и квадратичные элементы. При расчетах визуальным данным был приписан вес 1, а полученным из фотоэлектрических и ПЗС наблюдений – вес 10. В табл. 4 приведены полученные нами значения параметров светового уравнения и квадратичных элементов: орбитального периода двойной системы  $P_2$ , начальной эпохи  $JD_2$  и коэффициента при квадратичном члене  $Q$ . Сплошная линия на рис. 9 – теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 4. В нижней части рис. 9



**Рис. 7.** Отклонения  $(O-C)_1$  наблюдаемых моментов минимумов BO Vul от вычисленных с линейными элементами (7). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные – маленькими точками, фотоэлектрические и из ПЗС наблюдений – большими точками.

приведены остатки после вычитания из наблюдаемых моментов минимумов параболы и светового уравнения с параметрами из табл. 4. На этом рисунке видно, что теоретическая кривая для светового уравнения хорошо удовлетворяет наблюдениям, для которых  $JD > 2445000$  и не очень хорошо проходит среди более ранних точек. В работе [30] были рассмотрены точки с  $JD < 2452000$ , и полученная теоретическая кривая хорошо проходила по всем таким точкам, однако, как было показано на рис. 6, представление, полученное в этой работе, совершенно не согласуется с более поздними данными. Могут быть две причины такого расхождения: 1) в системе действительно наблюдается световое уравнение, но из-за низкой точности старых визуальных наблюдений теоретическая кривая, полученная с участием фотоэлектрических и ПЗС данных, плохо согласуется с ранними наблюдениями; 2) циклические изменения периода вызваны не световым уравнением, а другими причинами, например, магнитными колебаниями, в таком случае колебания не следуют строгой кривой.

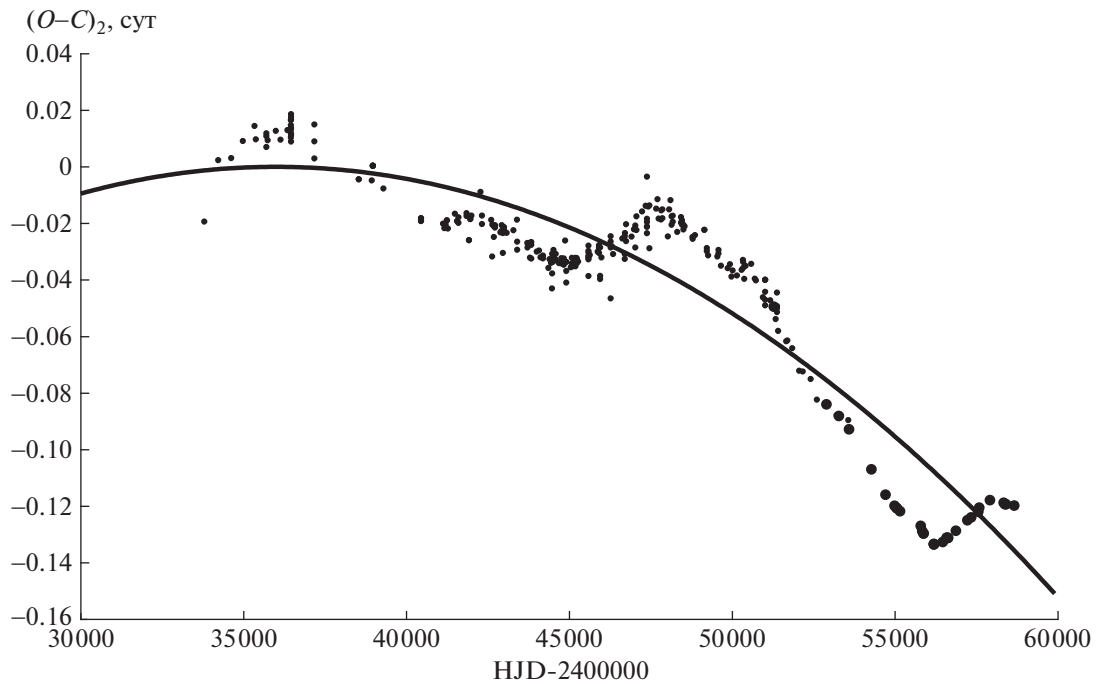
#### 5. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА BO VUL

Если циклические колебания периода BO Vul представляют собой световое уравнение, то используя найденные нами параметры долгопериодической орбиты, приведенные в табл. 4, можно вычислить функцию масс тройной системы:  $f(M_3) = 0.068 M_\odot$ . Используя значения масс компонентов затменно-двойной системы из [26]:  $M_1 = 1.45 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.64 M_\odot$ , получаем  $M_3 \sin i_3 = 0.83 M_\odot$ . Считая третий компонент звездой Главной последовательности, из соотношения масса–светимость в соответствующем диапазоне масс [32] найдем светимость третьего тела:  $L_3 = 0.38 L_\odot$ . Светимости компонентов затменно-двойной системы определим, исходя из оценок массы и относительной светимости главного

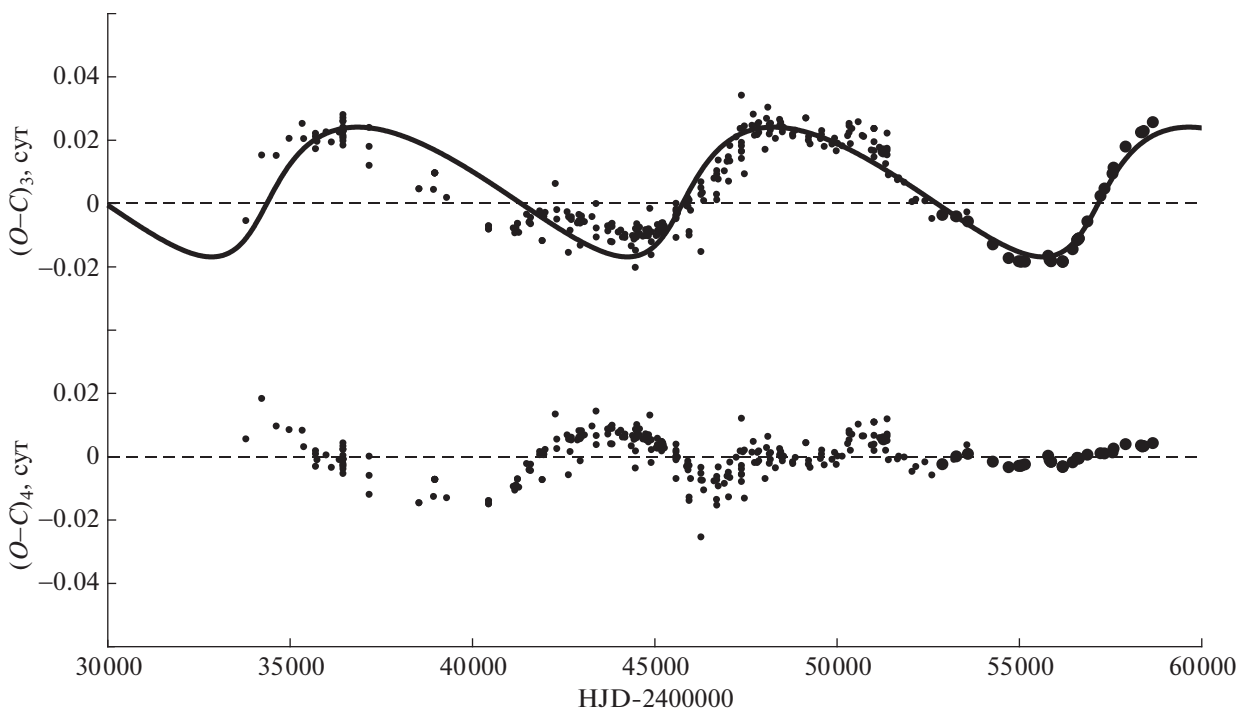
дической орбиты, приведенные в табл. 4, можно вычислить функцию масс тройной системы:  $f(M_3) = 0.068 M_\odot$ . Используя значения масс компонентов затменно-двойной системы из [26]:  $M_1 = 1.45 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.64 M_\odot$ , получаем  $M_3 \sin i_3 = 0.83 M_\odot$ . Считая третий компонент звездой Главной последовательности, из соотношения масса–светимость в соответствующем диапазоне масс [32] найдем светимость третьего тела:  $L_3 = 0.38 L_\odot$ . Светимости компонентов затменно-двойной системы определим, исходя из оценок массы и относительной светимости главного

**Таблица 4.** Параметры гипотетической долгопериодической орбиты BO Vul

Параметр	Значение
$P_3$	$(11400 \pm 40)$ сут = $(31.2 \pm 0.1)$ лет
$A_3$	$(0.0233 \pm 0.0004)$ сут
$e_3$	$0.50 \pm 0.02$
$\omega_3$	$342^\circ \pm 2^\circ$
$JD_3$	$2445600 \pm 70$
$a_3 \sin i_3$	$(6.0 \pm 0.1) \times 10^8$ км = $(4.03 \pm 0.07)$ а.е.
$P_2$	$1.9458817(3)$ сут
$JD_2$	$2435989.4064(1)$
$Q$	$(-1.19 \pm 0.02) \times 10^{-9}$



**Рис. 8.** Отклонения  $(O-C)_2$  наблюдаемых моментов минимумов BO Vul от вычисленных с линейными элементами из представления (8). Теоретическая парабола с параметрами из этого же представления показана на рисунке сплошной кривой. Обозначения такие же, как на рис. 6.



**Рис. 9.** Зависимость от времени значений  $(O-C)_3$ , полученных вычитанием из наблюдаемых значений моментов минимумов BO Vul теоретической параболы. Сплошной кривой показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 4. Внизу приведена зависимость от времени значений  $(O-C)_4$ , полученных вычитанием из наблюдаемых моментов минимумов теоретических, вычисленных с учетом квадратичных элементов и светового уравнения с параметрами из табл. 4. Обозначения такие же, как на рис. 6.

**Таблица 5.** Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента затменно-двойной системы BO Vul

Величина	Значение
$P_{\text{mod}}$	11400 сут
$\Delta(O - C)$	0.023 сут
$\Delta P$	2.13 с
$\Delta J$	$7.44 \times 10^{47}$ г см <sup>2</sup> /с
$\Delta E$	$4.14 \times 10^{41}$ эрг
$B$	$5.046 \times 10^3$ Гаусс
$\Delta L$	$1.32 \times 10^{33}$ эрг/с = $0.34 L_{\odot} = 0.29 L_2$

компонента, приведенных в [26]. Главный компонент затменно-двойной системы является звездой Главной последовательности, и его светимость можно найти из соотношения масса—светимость в соответствующем диапазоне масс [32]:  $L_1 = 4.97 L_{\odot}$ . Согласно [26], его относительная светимость равна 0.81, тогда абсолютная светимость вторичного компонента получается равной  $L_2 = 1.16 L_{\odot}$ . Теперь можно найти относительную светимость предполагаемого третьего тела:  $L_3/(L_1 + L_2 + L_3) = 0.06$ . Такое количество третьего света можно было бы найти из решения кривой блеска. Возможность присутствия третьего тела в этой системе нельзя исключить, тем более что нет ни точной кривой блеска, ни кривой лучевых скоростей, так что для абсолютных характеристик компонентов имеются лишь приближенные оценки.

Вторичный компонент в затменно-двойной системе BO Vul имеет спектральный класс G0 IV [26] и должен иметь конвективную оболочку, следовательно, наблюдаемые циклические изменения периода могут являться проявлением магнитной активности. Для приведенных выше оценок масс компонентов из 3-го закона Кеплера находим величину большой полуоси относительной орбиты двойной системы:  $a = 8.38 R_{\odot}$ . Из каталога [26] берем величину радиуса вторичного компонента  $R_2 = 2.55 R_{\odot}$ . Далее, используя те же формулы и обозначения, что и в предыдущем разделе, находим оценки величин, характеризующих магнитные циклы. Они приведены в табл. 5. Из этой таблицы видно, что магнитные колебания могут быть причиной циклических изменений периода BO Vul.

Обратная парабола в зависимости от времени отклонений наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с линейными элементами означает, что происходит вековое уменьшение периода. Для BO Vul  $Q = -1.19 \times 10^{-9}$  и  $dP/dt = -4.47 \times 10^{-7}$  сут/год. Уменьшение периода может быть

вызвано потерей углового момента системы за счет магнитного торможения.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изменения орбитального периода затменно-двойной системы XZ Per одинаково хорошо представляются как суперпозицией обратной параболы и циклических изменений, так и суммой двух циклических изменений. В первом случае монотонная составляющая может быть следствием потери системой углового момента за счет магнитного торможения. Циклические изменения периода могут быть следствием либо присутствия в системе третьего тела, либо проявления магнитной активности вторичного компонента, имеющего конвективную оболочку. Во втором случае можно предположить присутствие двух дополнительных тел в системе, либо отнести одно из колебаний периода на счет светового уравнения, а другое — на счет магнитной активности вторичного компонента. В обоих случаях после исключения из наблюдаемых моментов минимумов соответствующих теоретических кривых остаются почти одинаковые колебания периода, природа которых пока не ясна. Для выяснения природы этих колебаний нужны дальнейшие высокоточные наблюдения моментов минимумов.

Изменения орбитального периода затменно-двойной системы BO Vul можно представить суперпозицией обратной параболы и циклических изменений. Наблюдаемые циклические изменения периода могут быть следствием присутствия в системе третьего тела или проявлением магнитной активности вторичного компонента, имеющего конвективную оболочку. Для этой системы имеется очень небольшое количество высокоточных фотоэлектрических и ПЗС наблюдений моментов минимумов, основную массу составляют визуальные наблюдения. Полученная нами по остаткам после исключения параболы теоретическая кривая для светового уравнения хорошо представляет наблюдения для  $JD > 2446000$ , в то время как для более ранних наблюдений расхождение между теорией и наблюдениями довольно заметно. Результаты предыдущих авторов, наоборот, хорошо согласуются с ранними наблюдениями и совсем не согласуются с фотоэлектрическими и ПЗС наблюдениями. Не исключено, что эти колебания нельзя представить регулярной кривой, в этом случае их следует отнести на счет магнитной активности. Возможно также наличие дополнительных колебаний периода. Решить этот вопрос помогут только дальнейшие наблюдения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Х. Ф. Халиуллин, Астрон. журн. **51**, 395 (1974).



2. *N. Nanouris, A. Kalimeris, E. Antonopolou, and H. Rjvithis-Livaniou*, *Astron. and Astrophys.* **535**, 126 (2011).
3. *N. Nanouris, A. Kalimeris, E. Antonopolou, and H. Rjvithis-Livaniou*, *Astron. and Astrophys.* **575**, 64 (2015).
4. *Д. Я. Мартынов*, *Изв. АО им. Энгельгардта* **20**, 154 (1938).
5. *М. И. Лавров*, *Астрон. журн.* **48**, 301 (1971).
6. *В. П. Цесевич*, *Изв. Одесской АО* **4**, 304 (1954).
7. *В. П. Цесевич*, *Переменные звезды* **11**, 403 (1957).
8. *D. M. Popper*, *Astrophys. J. Supp.* **106**, 133 (1996).
9. *E. J. Michaels*, *JAAVSO* **45**, 43 (2017).
10. *S. Qian*, *Astron. J.* **121**, 1614 (2001).
11. *А. И. Халиуллина*, *Астрон. журн.* **95**, 280 (2018).
12. *А. И. Халиуллина*, *Астрон. журн.* **95**, 550 (2018).
13. *В. Р. Н. О. Project* – Eclipsing Binaries database, <http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php>
14. *Д. Я. Мартынов*, в кн. *М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флорья, В. П. Цесевич, Переменные звезды, т. 3, Гостехиздат* (1947), стр. 464–490.
15. *А. И. Халиуллина, Х. Ф. Халиуллин*, *Астрон. журн.* **61**, 393 (1984).
16. *А. И. Халиуллина*, *Астрон. журн.* **96**, 196 (2019).
17. *S. Rappaport, F. Verbunt, and P. C. Joss*, *Astrophys. J.* **275**, 713 (1983).
18. *N. Ivanova, and R. E. Taam*, *Astrophys. J.* **599**, 516 (2003).
19. *C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson*, *Astrophys. J. Suppl.* **194**, 28 (2011).
20. *J. H. Applegate*, *Astrophys. J.* **385**, 621 (1992).
21. *C. Hoffmeister*, *Astron. Nachr.* **255**, 401 (1935).
22. *J. Piegza*, *Acta Astron. ser. c*, **2**, 125 (1935).
23. *J. J. Nassau*, *Astron. J.* **48**, 89 (1939).
24. *S. Gaposchkin*, *Harv. Ann.* **113**, 69 (1954).
25. *R. Szafraniec*, *Acta Astron.* **26**, 25 (1976).
26. *М. А. Свечников, Э. Ф. Кузнецова* *Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд* (Свердловск, Изд-во Урал. ун-та, 1990).
27. *P. Ahnert*, *Inform. Bull. Var. Stars*, № 786, 1 (1973).
28. *M. E. Baldwin*, *JAAVSO* **24**, 92 (1996).
29. *L. Li, D. Jiang, F. Zhang*, *New Astron.* **11**, 415 (2006).
30. *A. Erdem, S. S. Doğru, V. Bakış, and O. Demircan*, *Astron. Nachr.* **328**, 543 (2007).
31. *P. Zasche*, “Multiple stellar systems under photometric and astrometric analysis”, Doctoral Thesis, The Astronomical Institute of Charles University, Prague (2008).
32. *Z. Eker, F. Soudugan, E. Soyduğan, S. Bilir, E. Yaz Gökçe, I. Steer, M. Tüysüz, T. Şenyüz, and O. Demircan*, *Astron. J.* **149**, 131 (2015).

УДК 521.1

## АНАЛИЗ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ И ПОСТРОЕНИЕ ЦИФРОВОЙ МОДЕЛИ ЛУННОЙ ЛИБРАЦИОННОЙ ЗОНЫ

© 2021 г. К. О. Чуркин<sup>1</sup>, Ю. А. Нефедьев<sup>1,\*</sup>, А. О. Андреев<sup>1,2,3</sup>,  
Н. Ю. Демина<sup>1</sup>, Е. В. Кронрод<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup> Казанский государственный энергетический университет, Казань, Россия

<sup>4</sup> Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН, Москва, Россия

\*E-mail: star1955@yandex.ru

Поступила в редакцию 23.12.2019 г.

После доработки 18.03.2021 г.

Принята к публикации 31.03.2021 г.

Одной из актуальных задач современной астрономии является наблюдение и исследование быстро протекающих небесных процессов. Это можно сказать и о наблюдениях покрытий звезд Луной фотоэлектрическим методом. Такие измерения представляют собой уникальный и важный материал как для определения диаметров звезд на основе анализа дифракционной кривой изменения блеска покрываемой звезды, так и для построения модели либрационной зоны Луны. Данная работа сфокусирована на построении цифровой модели изогипс (DMI), характеризующих положение 40 тысяч селеноцентрических радиус-векторов в зависимости от положения лунного лимба.

*Ключевые слова:* селенодезические исследования, цифровая база фотоэлектрических покрытий, модель либрационной зоны Луны, селеноцентрическая система координат

DOI: 10.31857/S000462992108003X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе наблюдения покрытия звезд Луной фотоэлектрическим методом изменение яркости покрываемой звезды в среднем происходит за 30 мс. Данное явление применяется для построения дифракционной кривой, на основе которой определяется угловой диаметр у звезды, покрываемой краем Луны [1]. Чтобы динамическая модель покрытия имела необходимое для решения данной задачи разрешение, используется специализированное высокоточное оборудование. В нашем случае необходим сам момент покрытия, точность фиксации которого для фотоэлектрических покрытий может достигать 1 мс, что в идеальном случае наличия точных эфемерид и карт краевой зоны Луны позволило бы выполнять измерения линейных размеров объектов в области лунного края до нескольких метров. Однако в настоящее время данные точности пока не достижимы по упомянутым выше причинам. Моменты времени фотоэлектрических покрытий построенной цифровой базы приводятся с усредненной точностью 0.01 с, что соответствует существующим реалиям. Более предметно следует сказать следующее. Рассматривая вопрос точности наблюдений покрытий, Моррисон [2] обозначил

стандартную невязку  $\Delta_s$  как разницу между положением на небесной сфере наблюдаемой точки краевой зоны Луны, в которой происходит покрытие, и координатным положением покрываемой звезды. Данные значения определяются на момент покрытия. Моррисон [3] на основе анализа покрытий Плеяд показал, что невязки  $\Delta_s$  включают следующие ошибки, приведенные в табл. 1 (столбец 3).

Для ошибки лунной эфемериды (№ 3)  $j = 2$  означает, что используется эфемерида движения Луны Брауна, а EPM — Ephemeris of Planets and Moon [4].

Столбец 4 в табл. 1 содержит ошибки для идеального случая редукции наблюдений с учетом расчетных точностей современных эфемерид и теорий. Для фотоэлектрических покрытий ошибка № 1 может составлять  $\pm 0.001^s$ . Но здесь необходимо отметить, что данная точность соответствует внутренней фиксации процесса покрытия, а не точность привязки полученных отсчетов к эталонной временной шкале, поэтому мы ввели ошибку № 6. Далее будем считать ошибку определения звездных положений № 2 с учетом планируемых результатов миссии GAIA, равной поряд-

Таблица 1. Перечень ошибок в невязках  $\Delta s$ 

№	Перечень ошибок	Morrison [2]	Today
1	Ошибка отсчета времени покрытия	$\pm 0.20^s$	$\pm 0.001^s$
2	Ошибка положения звезды	$\pm 0.26''$	$\pm 0.001''$
3	Ошибка лунной эфемериды	$\pm 0.16''^*$	$\pm 0.001''^{***}$
4	Ошибка за неровности лунного края	$\pm 0.20''$	$\pm 0.010''$
5	Ошибка положения наблюдателя	$\pm 0.10''$	$\pm 0.001''$
6	Привязка к эталонной временной шкале	$\pm 0.01^s$	$\pm 0.010^s$

Примечание. \*  $j = 2$ ; \*\* EPM.

ка  $1 \text{ mas}^1$ . В реальности данная ошибка соответствует моменту наблюдения звезды системами GAIA, однако, учитывая, что собственные движения покрываемых звезд берутся из классических каталогов звездных положений, так как не могут быть определены на основе кратковременного наблюдательного периода космической миссии, мы получим точности, сопоставимые с точностью третьего столбца. Относительно ошибки № 3, как следует из [4], эфемерида EPM ориентируется в систему ICRF2 с точностью выше  $0.2 \text{ mas}$ , поэтому ошибку № 3 можно считать малой по сравнению, например, с № 4, но мы все-таки приняли ее равной  $1 \text{ mas}$ . Ошибку № 4 с учетом поправок Моррисона [5] можно считать равной  $\pm 0.010''$ . Будем считать, что и ошибка № 5 при использовании современных навигационных систем также на порядок меньше № 4. Ошибка № 6 точности привязки к эталонной временной шкале зависит от применяемого оборудования получения и хранения времени, и определить ее общее значение затруднительно, поэтому мы приняли ее значение равным  $\pm 0.01^s$  как наиболее вероятное для большинства станций наблюдений, получающих сигналы точного времени по радиосетям, хотя в последнее время данная ошибка также в большинстве случаев может составлять незначительную величину. Таким образом, в идеальном случае суммарно мы имеем усредненную ошибку в невязках  $\Delta s$ , равную  $\pm 0.013^s$ , которая соответствовала бы ошибке временного отсчета момента покрытия  $\pm 0.026^s$ , плюс ошибка № 6, что, в свою очередь, соответствует ошибке в расстоянии  $\pm 24 \text{ м}$  на поверхности Луны. Таким образом, точность  $0.01 \text{ с}$  для фотоэлектрических покрытий, принятая в мировых базах покрытий и используемая в настоящей работе, соответствует точности стан-

<sup>1</sup> mas – milli arc second – угловая миллисекунда дуги.

дартной ошибки невязки  $\Delta s$ . Данная точность достаточна для тех задач, которые решаются в данной работе.

Для создания DMI требуется именно момент самого покрытия звезды Луной, а не время прохождения звезды по апертуре телескопа первой зоны Френеля. Сравнительный анализ DMI с данными электронных пространственных моделей поверхности Луны LDS [6], созданных на основе оцифровки профилей лунного лимба [7], показал, что эти профили имеют разные поверхности отсчета данных и эллиптическую форму, а не сферическую. При этом цифровые профили системы DMI относятся к селеноцентрической сферической динамической системе координат. Хотя существуют точные теории движения Луны в динамической системе координат, основанные на лазерной локации Луны и космических исследованиях с точностью до нескольких миллисекунд, анализ различных моделей фигуры Луны остается сложной задачей [8, 9]. Причиной этого является то, что очень трудно определить систему координат физической поверхности Луны и оценить ее соответствие инерциальной системе. Особенно это касается либрационной зоны. Существует множество моделей лунной либрационной зоны, построенных разными методами, однако точность этих данных неоднозначна. Другими словами, лунный рельеф имеет очень сложную нелинейную структуру, и традиционные методы исследования в большинстве случаев неприемлемы [10, 11].

Разработка методов идентификации и анализа нелинейных сложных систем является предметом значительного интереса [12–14]. Для решения проблемы может быть применен метод, в котором используется привязка точек лунного лимба к звездам [15]. Такой подход можно осуществить с помощью редукции фотоэлектрических наблюдений покрытий звезд Луной. Применение этого метода требует проведения большого количества измерений и расчетов. Следует отметить, что анализ макроповерхностей небесных тел, основанный на фотоэлектрических покрытиях, ранее в мировой практике не проводился. Суть метода заключается в следующем: либрационная зона рассматривается в связи с тем, что существует множество моделей ее фигуры, и их изучение может служить апробацией фотоэлектрического метода для построения модели либрационной зоны в виде DMI, которую в дальнейшем можно будет оценить на достоверность с помощью фрактального метода [16, 17]. DMI содержит изогипсы, охватывающие область более  $10^\circ$  с обеих сторон среднего положения либрационной линии [18]. Для определения вариаций высоты вычисляются координаты, введенные Гайном [19]: позиционные углы  $P_n$  исследуемых точек (селеноцентрическая дол-

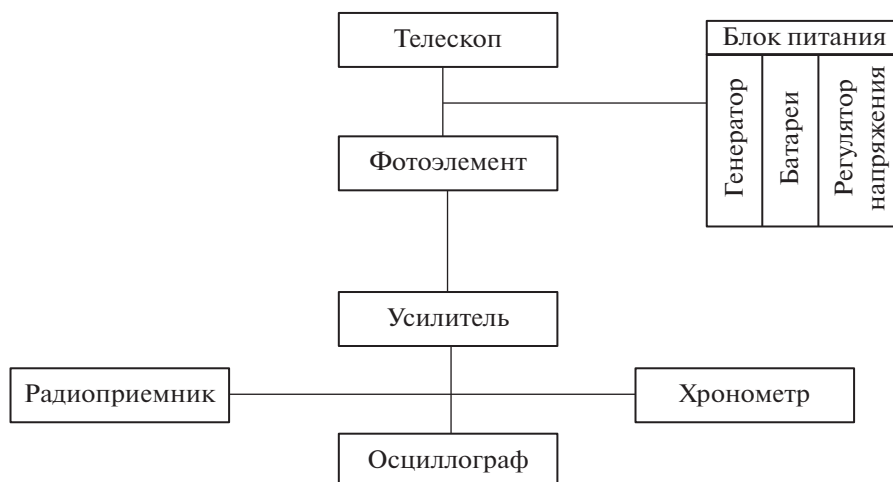


Рис. 1. Блок-схема модифицированного телескопа для наблюдения фотоэлектрических покрытий.

гота, которая измеряется вдоль средней либрационной линии от лунного северного полюса до текущего положения проекции радиуса-вектора), и  $D_n$ -координаты, представляющие широту Гайна, которая отсчитывается от либрационной линии и положительна для той части лунного диска, которая находится ближе к наблюдателю.

К настоящему моменту карты Уоттса [6] являются наиболее подробной моделью лунной либрационной зоны, но тем не менее система координат данной модели не совпадает с динамической селеноцентрической системой. Поэтому основными задачами настоящей работы являлись работы по созданию цифровой базы покрытий звезд Луной, полученных фотоэлектрическим методом, и построению цифровой модели либрационной зоны Луны (DMI), содержащей 40 тыс. опорных точек.

Для оценки достоверности DMI был выполнен сравнительный анализ построенной модели с цифровой моделью карт Уоттса [7]. Данное исследование также предполагало построение согласно либрациям диаграмм-изогипс параметрических связей сравниваемых моделей. В дальнейшем с использованием DIM можно определить параметры центра масс Луны относительно геометрического центра фигуры Луны и отличия физической лунной сферы относительно идеальной геометрической сферы.

## 2. ПОСТРОЕНИЕ БАЗЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

Покрытием звезд Луной является явление, при котором Луна закрывает своим диском другое светило, в данном случае — звезду. Среди данного типа явлений можно выделить следующие: покрытие темной стороной диска, идентификация в

нашей базе представлена аббревиатурой  $-DD$ , открытие из-за темной стороны диска  $-RD$ , покрытие светлой стороной диска  $-DB$ , а также открытие из-за светлой стороны диска  $-RB$ . В свою очередь существуют и касательные покрытия. При редукции наблюдений любого из перечисленных выше явлений имеется ряд проблем, одной из которых является учет за неровности лунного края. Наиболее точным из существующих в настоящий момент является метод фотоэлектрической фиксации явления покрытия, при котором момент времени покрытия регистрируется с использованием данных службы точного времени, синхронизированных с эталонным атомным временем. Как отмечалось выше, точность таких

наблюдений может составлять  $0.001^s$ , что на два порядка превосходит визуальный метод. Поэтому самым главным минусом визуальных или оптических методов является слишком низкая точность по сравнению с фотоэлектрическим. На рис. 1 представлена концептуальная блок-схема установки для метода фотоэлектрической фиксации покрытий. Сигнал о всплеске или падении интенсивности потока светового излучения фиксируется через телескоп фотоэлементом, после чего происходит усиление сигнала и визуализация его на осциллографе. Далее с помощью хронометрического оборудования регистрируется точное время покрытия.

Для построения базы фотоэлектрических покрытий в качестве первоисточников использовались: а) данные за период 1940–1980 гг., составленные как единый каталог [20]; б) данные наблюдений 1980–1995 гг., собранные и оцифрованные ручным способом; в) данные наблюдений, выполненные за период 1995–2005 гг. и каталогизированные ILOC (International Lunar Occultation Center) (см. рис. 2, 3).

Исходный вариант каталога

Date	Time (UTC)			Age	Mag	Star	PH	STN	TEL	OBS	REC	O-C	WH	K-R	K	USNO	SAO	DM			
1	1	1	28	37.4	6.3	146729	DD	SFL1	1	1	1	0.19	1.29	358.4	67.5	×	31616	146729	-10		
1	1	2	49	37.81	6.4	146738	DD	TB16	1	1	1	0.50	-0.82	323.2	32.1	×	31629	146738	-9		
1	1	9	10	39.83	6.7	8.8	31849	DD	TOL.A4	1	1	1	0.37	0.52	316.9	25.5	×	31849	146857	-8	
1	1	9	19	52.5	6.7	8.8	146857	DD	TOGA5	5	1	1	0.43	0.22	315.7	24.2	×	31849	146857	-8	
1	1	9	20	3.5	6.7	8.8	146857	DD	TOGA5	1	1	1	0.16	0.41	315.2	23.8	×	31849	146857	-8	
1	1	9	27	30.6	6.7	8.8	8	6175	DD	TO198	2	1	0	0.37	-0.50	323.5	32.0	×	31849	146857	-8
1	1	9	29	57.90	6.7	8.8	146857	DD	SOZ94	6	1	1	-0.14	-0.15	322.2	30.8	×	31849	146857	-8	
1	1	10	4	56.5	6.7	8.7	146869	DD	TOGB1	5	1	1	0.36	-0.23	301.8	10.3	×	31863	146869	-8	
1	1	10	5	13.0	6.7	8.7	146869	DD	TOGA5	1	1	1	0.06	0.21	301.8	9.8	×	31863	146869	-8	
1	1	10	9	40.8	6.7	8.7	8	6179	DD	TO198	2	1	0	0.33	0.55	309.9	18.4	×	31863	146869	-8
1	1	10	12	9.10	6.7	8.7	146869	DD	SO294	6	1	1	0.23	0.28	307.9	16.4	×	31863	146869	-8	
1	1	16	40	17.1	7.0	8.8	146991	DD	SZ573	38	15	15	0.05	0.11	296.1	4.3	×	32109	146991	-7	
1	1	18	28	45.8	7.0	6.7	32163	DD	SZ156	21	1	1	0.40	-0.36	304.9	12.9	×	32163	147017	-6	
1	1	18	28	48.0	7.0	6.7	32163	DD	SZ156	23	36	36	-0.17	-0.37	304.9	13.0	×	32163	147017	-6	
1	1	18	32	8.6	7.0	6.7	3529	DD	SZ556	4	1	1	0.50	-0.24	300.9	8.9	×	32163	147017	-6	
1	1	18	34	45.7	7.1	6.7	3529	DD	SZ570	1	1	1	0.38	0.11	296.5	4.5	×	32163	147017	-6	
1	1	18	36	26.8	7.1	6.7	3529	DD	SZ552	7	1	1	0.74	-0.75	287.6	35.5	×	32163	147017	-6	
1	1	18	36	45.4	7.1	6.7	3529	DD	SZ587	1	5	5	0.27	-0.70	287.0	35.5	×	32163	147017	-6	
1	1	18	37	44.8	7.1	8.1	32192	DD	TI964	2	1	1	0.16	0.92	330.4	38.5	×	32192	147033	-6	
1	1	18	41	48.6	7.1	8.1	32190	DD	TI964	2	1	1	0.50	0.74	319.6	27.7	×	32190	147032	-6	
1	1	18	59	40.0	7.1	4.6	147042	DD	TI964	2	1	1	0.22	-0.03	25.1	93.2	×	32209	147042	-6	
1	1	19	3	34.1	7.1	8.1	147033	DD	SZ584	12	1	1	1.38	-0.98	341.7	49.7	×	32192	147033	-6	
1	1	19	3	58.3	7.1	8.1	32192	DD	SZ156	21	1	1	0.92	-0.44	346.7	54.8	×	32192	147033	-6	
1	1	19	5	2.1	7.1	8.1	147033	DD	SZ556	4	1	1	0.59	0.29	343.6	51.6	×	32192	147033	-6	
1	1	19	5	35.6	7.1	8.1	32190	DD	SZ156	21	1	1	0.63	-0.43	336.6	44.6	×	32190	147032	-6	
1	1	19	7	1.2	7.1	8.1	147032	DD	SZ556	4	1	1	0.66	-0.53	333.3	41.3	×	32190	147032	-6	
1	1	19	21	3.1	7.1	4.6	32209	DD	SZ6TB	3	1	0	0.50	0.14	39.5	107.	×	32209	147042	-6	
1	1	19	24	33.8	7.1	4.6	3536	DD	SZ587	1	5	5	0.44	1.09	29.1	97.2	×	32209	147042	-6	

Рис. 2. Фрагмент оригинального каталога покрытий ILOC, содержащий и визуальные, и фотоэлектрические наблюдения.

Имея цифровую базу данных наблюдений фотоэлектрических покрытий, с использованием специализированного программного пакета возможно выполнение различных сервисных действий, в частности, сопоставление кодов телескопов и наблюдательных станций, на которых выполнялись измерения, с данными цифровых таблиц для замены этих кодов на конкретные значения геоцентрических положений наблюдателя.

На данный момент имеется заключительный вариант цифрового каталога фотоэлектрических покрытий за промежуток времени с 1960 по 2005 г. (см. рис. 4, 5).

Статистика данных наблюдений по международному каталогу ILOC демонстрирует значительный спад числа наблюдений уже к началу 2000-х годов, после 2005 г. наблюдения покрытий практически не производились. В 2009 г. данный центр наблюдений был закрыт, а развитие методов лазерной локации позволяет проводить работы по созданию лунных эфемерид и построению теорий физической либрации Луны. Здесь следует отметить, что, как отмечено выше, Международный центр лунных покрытий ILOC прекратил свою деятельность в 2009 г., однако аналогичные работы проводятся и координируются International Occultation Timing Association (IOTA), которая представляет собой волонтерскую организацию, цель деятельности которой – прогнозирование, сбор, анализ и публикация наблюдений покрытий. Сайт IOTA<sup>2</sup> содержит информацию по

<sup>2</sup> <https://occultations.org>

методам наблюдений и предварительной редукации покрытий как лунных, так и покрытий звезд астероидами, что может быть использовано при исследованиях как профессиональными астрономами, так и любителями. Авторы настоящей статьи планируют в своей дальнейшей работе расширить построенную базу фотоэлектрических покрытий с включением данных IOTA, но это потребует выполнения достаточно серьезного дополнительного анализа.

Редукация фотоэлектрических покрытий предполагает идентификацию покрываемых звезд. Чтобы выполнить такую процедуру, следует изначально иметь информацию о номере покрытой звезды по CZ или SAO-каталогу, и затем уже программным способом осуществляется перевод к заданному каталогу звездных положений, например, в систему HCRF (Hipparcos Celestial Reference Frame). Соответственно, при редукации фотоэлектрических наблюдений необходимо учитывать поправки времени, так как аргументом динамических эфемерид является равномерная временная шкала. Но при этом существует определенная проблема, связанная с корреляцией эфемеридного времени с динамической теорией Луны. Для решения данной задачи производятся соответствующие аппроксимации и адаптации. Динамическое земное время TDT и барицентрическое время TDB являются аргументами в современных лунно-планетных эфемеридах. Соответственно, аргументом эфемериды DE421 [21] служит TDB. Значения TDB позволяют проводить интерполяцию эфемеридных элементов с

## Промежуточный вариант каталога

1	1	2	49	37.81	S	146738	DD	TB116	1
1	1	9	10	39.83	×	31849	DD	TOLA4	1
1	1	9	29	57.90	S	146857	DD	S0294	6
1	1	10	12	9.10	S	146869	DD	S0294	6
1	2	9	41	28.90	×	569	DD	TONLO	1
1	2	9	45	43.30	S	128787	DD	S0294	6
1	2	10	43	42.50	S	128800	DD	S0294	6
1	2	10	49	27.60	S	128803	DD	S0294	6
1	3	2	9	51.57	S	109612	DD	TB116	1
1	3	9	58	28.80	×	1775	DD	TONLO	1
1	3	10	2	50.10	S	109783	DD	S0294	6
1	3	10	3	27.70	×	1782	DD	TONLO	1
1	3	10	6	27.10	S	109787	DD	S0294	6
1	3	11	20	44.80	S	109799	B	S0294	6
1	3	12	25	44.80	S	109815	DD	S0294	6
1	3	18	22	46.20	×	2191	DD	SU302	5
1	3	19	53	46.06	×	2233	DD	SU302	5
1	3	21	2	12.90	×	2274	DD	SU302	5
1	4	1	58	28.67	S	110151	DD	TB116	1
1	4	2	39	40.77	S	110150	DD	TB116	1
1	4	3	56	24.35	S	110172	DD	TB116	1
1	4	5	7	50.29	S	110200	DD	TB116	1
1	4	9	54	38.26	S	110332	DD	S0178	56
1	4	10	2	56.400	S	110334	DD	S0294	6
1	4	10	8	42.90	S	110332	DD	S0294	6
1	4	11	8	24.93	S	110349	DD	S0178	56
1	4	11	15	2.26	S	110349	DD	S0179	31
1	4	11	21	5.50	S	110349	DD	S0294	6
1	4	11	28	8.38	×	2925	DD	S0178	56
1	4	11	33	6.75	S	110361	DD	S0178	56
1	4	11	38	51.10	×	2925	DD	S0294	6
1	4	11	48	7.30	S	110361	DD	S0294	6
1	4	12	0	38.06	S	110367	DD	S0178	56
1	4	12	11	18.85	S	110367	DD	S0179	31
1	4	12	13	23.60	S	110367	DD	S0294	6
1	4	13	29	10.40	S	110386	DD	S0178	56
1	5	2	30	29.52	S	93050	DD	TB116	1
1	5	3	28	7.32	S	93059	DD	TB116	1

Рис. 3. Фрагмент выборки фотоэлектрических наблюдений из каталога ILOC.

точностью, достаточной для вычисления позиционного угла точки покрытия, необходимого для проведения дальнейших исследований.

### 3. МОДЕЛЬ ЛИБРАЦИОННОЙ ЗОНЫ DMI

С использованием базы данных покрытий звезд Луной была построена модель либрационной зоны Луны (DMI), обладающая селеноцентрическими динамическими свойствами [22]. Важно отметить, что модель DMI была построена

с помощью принципиально нового метода, где ориентация системы координат, ее масштаб и начало отсчета были определены “абсолютным способом”. Все данные точек покрытий вносились в общий каталог положений точек лимба согласно их координатам  $P_n$  и  $D_n$ . В целях уменьшения числа возможных ошибок производилась двойная проверка: выявлялись соответствия данных, включаемых в базу, с гайновскими координатами  $(P_n, D_n, H_n)$ , и сравнивались значения высот построенных карт с данными карт Уоттса. Процедуру

Фрагмент базы за 1983 г.

1	20	11	18	58.04	s	128889	dd	S0149	21
1	20	11	25	44.60	s	128889	dd	S0177	1
1	20	11	47	23.50	s	128889	dd	S0177	1
1	20	12	12	23.26	s	128901	dd	S0177	1
1	20	18	54	51.16	s	129029	dd	Su524	1
1	20	20	16	38.58	s	109552	dd	Su524	1
1	21	9	7	13.70	s	109870	dd	S0177	1
1	21	9	14	45.20	s	109870	dd	S0179	21
1	21	9	21	29.40	s	109875	dd	S0149	21
1	21	9	26	54.07	s	109975	dd	S0177	1
1	21	9	33	59.15	s	109875	dd	S0179	2

Фрагмент базы телескопов и их координат, с которых производились наблюдения

SO177	1	E	135	56	22.69	N	33	34	26.97	63.1	SIMOSATO	OBS.JAPAN	62	1000	CED
SO177	2	E	135	56	22.69	N	33	34	26.97	63.1	SIMOSATO	OBS.JAPAN	15	225	RED
SO178	56	E	133	34	27.16	N	34	40	35.98	516	BISEI	OBS.JAPAN	60	942	CED

Рис. 4. Фрагменты цифровой базы, содержащей даты фотоэлектрических покрытий и коды телескопов, и базы соответствия кодов телескопов их геоцентрическим координатам.

Фрагмент базы с координатами наблюдателей

1995	1	5	9	12	9.43	S146077	DD	E3427.16	N344035.98	516.0
1995	1	5	9	14	8.40	X30661	DD	E5622.69	N333426.97	63.1
1995	1	5	9	17	45.27	S146077	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	5	9	58	21.50	S146083	DD	E5236.10	N343624.80	3.0
1995	1	5	10	1	12.02	R3290	DD	E5622.69	N333426.97	63.1
1995	1	5	10	3	29.99	S146083	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	5	10	3	48.52	S146085	DD	E3427.16	N344035.98	516.0
1995	1	5	10	4	9.30	S146085	DD	E5236.10	N343624.80	3.0
1995	1	5	10	7	16.35	X30680	DD	E5622.69	N333426.97	63.1
1995	1	5	10	9	20.78	S146085	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	6	9	23	28.44	S146590	DD	E3427.16	N344035.98	516.0
1995	1	6	9	25	16.32	S146590	DD	E5236.10	N343624.80	3.0
1995	1	7	9	12	44.91	S108985	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	7	9	12	44.96	S108985	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	7	11	10	36.92	S109004	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	8	8	58	31.01	S109488	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	8	10	51	26.12	S109517	DD	E5236.10	N343624.80	3.0
1995	1	8	11	3	54.95	S109517	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	9	11	57	29.46	X2367	DD	E3427.16	N344035.98	516.0
1995	1	9	13	1	13.15	S92584	DD	E5920.39	N344246.65	172.1
1995	1	9	13	37	8.86	S92602	DD	E3427.16	N344035.98	516.0
1995	1	9	13	41	29.40	X2425	DD	E5622.69	N333426.97	63.1

Рис. 5. Пример фрагмента конечного варианта каталога фотоэлектрических покрытий за 1995 г.

ру построения базы данных для ДМІ можно представить в виде алгоритма, представленного на рис. 6.

На рис. 7 приведены фрагменты ДМІ в виде изогипс.

Для снятия высотных данных с ДМІ вычисляются гайновские координаты  $(P_n, D_n)$  искомой

точки на основе известных селенографических координат  $R_n, \lambda_n, \beta_n$ :

$$\begin{pmatrix} \rho_0 \sin D_n \\ -\rho_0 \cos D_n \sin P_n \\ \rho_0 \cos D_n \cos P_n \end{pmatrix} = R_n \begin{pmatrix} \sin \lambda_n \cos \beta_n \\ \sin \beta_n \\ \cos \lambda_n \cos \beta_n \end{pmatrix},$$



Рис. 6. Алгоритм построения базы данных для DMI.

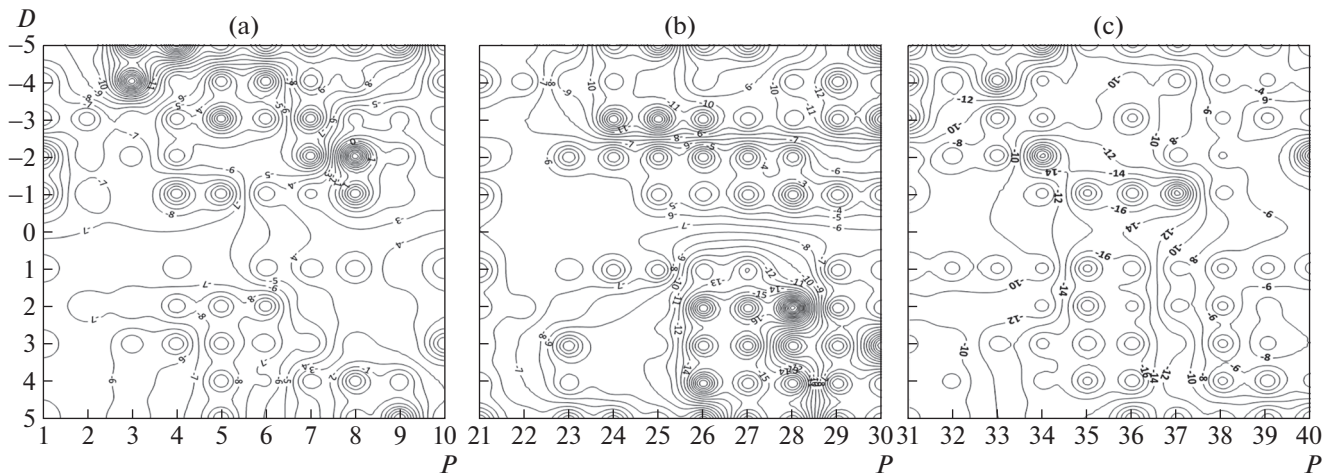


Рис. 7. Фрагменты DMI в виде изогипс: по оси абсцисс – координата Гайна  $P$  в градусах, по оси ординат – координата Гайна  $D$  в градусах.

где  $\rho_0$  – усредненный селеноцентрический радиус-вектор лунной сферы;  $\lambda_n, \beta_n$  – селенографические долгота и широта и  $R_n$  – радиус-вектор искомой точки на лунной поверхности. Затем производится определение высоты искомой точки модели DMI путем интерполяции высотных параметров точек, расположенных вблизи искомой, согласно следующего выражения:

$$H_i = \frac{\sum_{k=1}^m \left( P_k \left( \frac{h_k}{d_k} \right) \right)}{\sum_{k=1}^m \left( \frac{1}{d_k} \right)},$$

где  $h_k$  – значения известных высот опорных точек, попадающих в интерполяционный круг;  $d_k$  – расстояние до данных точек от центра интерполяционного круга (центр круга совпадает с положением искомой точки);  $H_i$  – высота искомой точки, получаемая на основе интерполяции;  $k$  – количество опорных точек;  $P_k$  – вес  $k$ -й опорной точки, участвующей в интерполяционной процедуре.

#### 4. ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ DMI

С целью исследования DMI проведено сравнение параметров DMI с существующими в настоящее время моделями карт либрационной зоны с использованием метода, описанного в [23]. Как

результат, получены данные, приведенные в табл. 2, где  $\Delta R_{mod} = (R_{mod} - 932.58''$  – отклонение среднего радиуса модели краевой зоны Луны (LMZM – Lunar Marginal Zone Model) от стандартного;  $\sigma$  – среднеквадратическая ошибка  $R_{mod}$ ,  $\Delta L$  – отклонение долготы центра цифровой LMZM от лунного центра масс;  $932.58''$  – стандартный средний угловой лунный радиус Луны. Обозначены: N – LMZM А. Нефедьева, W – LMZM Уоттса, Ch – LMZM И. Чугунова.

Согласно данным табл. 2 можно заключить, что среднее отклонение радиусов и долготы геометрических центров карт для модели DMI составляет минимальное значение по сравнению с другими моделями либрационной зоны. Что касается среднеквадратичных ошибок исследуемых карт, то они оказались практически одинаковыми, что подтверждает верность полученных расчетных данных. Здесь следует отметить, что  $\sigma$  характеризует не точность наблюдений, а точность построения изогипс цифровой модели лунной поверхности. Так как при построении моделей на основе наблюдений, выполненных разными методами, использовался один и тот же подход, а количество опорных точек для всех моделей было сопоставимым, величина  $\sigma$  оказалась практически идентичной. Но при этом для модели DMI минимальные значения  $\Delta R_m$  и  $\Delta L$  показывают,



**Таблица 2.** Сравнительные параметры моделей краевой зоны Луны

Model	$\Delta R_m$	$\sigma$	$\Delta L$
N	-0.282"	0.595	0.69"
W	-0.002"	0.560	0.59"
Ch	-0.180"	0.801	0.59"
DMI	-0.003"	0.584	0.09"

что геометрический центр данной модели наиболее близко расположен к центру масс Луны, т.е. карты являются селеноцентрическими. Для карт Уоттса наблюдается хорошее значение параметра  $\Delta R_m$ , так как Уоттс пытался искусственно привести селенографические данные к селеноцентрическим [6], но в итоге все равно осталось отклонение по долготе  $\Delta L$  [7].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лунные покрытия представляют собой уникальный материал в силу своей высокой периодичности и точности наблюдений [24]. В настоящей работе был выполнен анализ фотоэлектрических наблюдений покрытий звезд Луной. Координатные положения покрываемых звезд были идентифицированы с каталогом Hipparcos. В результате была создана цифровая модель краевой зоны Луны (DMI). Планируется использование DMI для трансформации систем координат видимой и обратной сторон Луны [25] в единую селеноцентрическую систему [26]. Координаты будут иметь динамическую привязку к осям инерции и центру масс [27]. Создание DMI было осуществлено на основе разработанного авторского метода редукции лунных покрытий [28], полученных фотоэлектрическим методом, при этом поправки за нервноности лунного края были учтены с высокой точностью. Расхождения между картами DMI и картами Уоттса объясняются на основе определенных начальных условий. Карты DMI построены в системе центра масс Луны и осей инерции [29], а карты Уоттса имеют свой центр отсчета данных и эллиптическую структуру самой поверхности отсчета высотных параметров [30]. Другими словами, радиусы-векторы цифровой модели Уоттса для различных либраций образуют не сферическую, а эллиптическую поверхность. При этом сфера и эллипсоид имеют относительный сдвиг своих центров. В случае модели DMI ее система координат соответствует динамической селеноцентрической системе.

Либрационная зона Луны до сих пор является малоизученной областью лунной поверхности. К настоящему моменту имеется большое количество данных наблюдений покрытий звезд Луной. Результаты, полученные путем обработки таких

наблюдений, являются очень ценным материалом для решения ряда значимых проблем астрономии и астрофизики. Это, в первую очередь, относится к задаче построения и анализа моделей либрационной зоны Луны [31], при этом существование различных селенодезических каталогов положений объектов, а также карт краевой зоны Луны, представляют собой необходимый научно-исследовательский материал [32]. До тех пор, пока изучение движения в пространстве центра масс Луны, построение селенодезических опорных сетей на всей лунной сфере и создание точных моделей лунного рельефа не потеряло своей значимости [33], анализ наблюдений покрытий звезд Луной с целью построения карт либрационной зоны будет являться актуальной задачей. Селеноцентрическая модель краевой зоны также с успехом может использоваться с целью координатной трансформации между видимой и обратной сторонами Луны [34]. В настоящее время проводятся работы по уточнению лунных параметров. В частности, в 2021 г. были опубликованы теории JPL Planetary and Lunar Ephemerides DE440 и DE441, которые имеют расчетную точность 0.2 mas [35].

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Настоящая работа поддержана грантом Российского научного фонда 20-12-00105 (согласно гранту разработан метод анализа данных и проведены численные расчеты). Работа частично выполнена за счет средств программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета, госзадания ГЕОХИ РАН № 0137-2021-0004, гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 19-32-90024 "Аспиранты" и Фонда развития теоретической физики и математики "БАЗИС".

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Корнилов, А. Миронов, Е. Трунковский, Х. Халиуллин, А. Черепашук, *Астрон. журн.* **61**, 739 (1984).
2. L. V. Morrison, in *Highlights of Astronomy*, edited by C. De Jager (Dordrech: Springer, 1971), **2**, 589 (1971).
3. L. V. Morrison, *IAU Symp.* **47**, 395 (1972).
4. E. Pitjeva and N. Pitjev, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **119**, 237 (2014).
5. L. Morrison and G. Appleby, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **196**, 1005 (1981).
6. C. Watts, XVII, US Nautical Almanac Office (DC: Washington, 1963).
7. L. Morrison and G. Appleby, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **196**, 1013 (1981).
8. Y. Nefedyev, S. Valeev, R. Mikeev, A. Andreev, and N. Varaksina, *Adv. Space Research* **50**, 1564 (2012).
9. N. Varaksina, Y. Nefedyev, K. Churkin, R. Zabbarova, and S. Demin, *J. Physics: Conference Series* **661**, 012014 (2015).

10. *D. L. Turcotte*, *J. Geophys. Res. Solid Earth* **92**, E597 (1987).
11. *N. G. Rizvanov*, *Y. A. Nefed'ev*, and *M. I. Kibardina*, *Solar System Res.* **41**, 140 (2007).
12. *S. Demin*, *O. Y. Panischev*, and *Y. A. Nefedyev*, *Kinematics Phys. Celest. Bodies* **30**, 63 (2014).
13. *S. Demin*, *O. Y. Panischev*, and *Y. A. Nefedyev*, *Nonlinear Phen. Complex Systems*, **18**, 63 (2015).
14. *S. Demin*, *O. Y. Panischev*, and *Y. A. Nefedyev*, *J. Physics: Conference Series* **661**, 012003 (2015).
15. *N. Rizvanov* and *J. Nefedjev*, *Astron. and Astrophys.* **444**, 625 (2005).
16. *T. Stepinski*, *M. Collier*, *P. McGovern*, and *S. Clifford*, *J. Geophys. Res. Planets* **109**, 2005 (2004).
17. *H.-O. Peitgen*, *H. Jürgens*, and *D. Saupe*, *Chaos and fractals: new frontiers of science* (Springer Science and Business Media, 2006).
18. *K. Churkin*, *A. Andreev*, *Y. A. Nefedyev*, *N. Petrova*, and *N. Y. Demina*, *Astron. Rep.* **62**, 1042 (2018).
19. *K. Churkin*, *A. Andreev*, *Y. Nefedyev*, *R. Mubarakshina*, and *V. Borovskih*, *J. Physics: Conference Series* **1400**, 022044 (2019).
20. *L. Morrison*, *Roy. Greenwich Observ. Bull.* **183**, 5 (1978).
21. *N. Petrova*, *Y. A. Nefedyev*, *A. Zagidullin*, and *A. Andreev*, *Astron. Rep.* **62**, 1021 (2018).
22. *Y. A. Nefedyev*, *A. Andreev*, *N. Petrova*, *N. Y. Demina*, and *A. Zagidullin*, *Astron. Rep.* **62**, 1016 (2018).
23. *Y. A. Nefedjev* and *N. Rizvanov*, *Astron. Nachricht.* **323**, 135 (2002).
24. *M. Sôma*, *Celestial Mechanics* **35**, 45 (1985).
25. *A. O. Андреев*, *Ю. А. Неведьев*, *Л. А. Неведьев*, *Е. Н. Ахмедшина*, *Н. Ю. Демина*, *А. А. Загидуллин*, *Ученые записки Казанского университета. Серия Физико-математические науки* **162**, 223 (2020).
26. *A. Zagidullin*, *V. Usanin*, *N. Petrova*, *Y. A. Nefedyev*, *A. Andreev*, and *T. Gudkova*, *Astron. Rep.* **64**, 1093 (2020).
27. *Ю. А. Неведьев*, *А. О. Андреев*, and *Н. Ю. Демина*, *Ученые записки Казанского университета. Серия Физико-математические науки* **162**, 481 (2020).
28. *A. Andreev*, *Y. Nefedyev*, *L. Nefediev*, *N. Demina*, *A. Bagrov*, *N. Petrova*, and *A. Zagidullin*, *J. Physics: Conference Series* **1697**, 012016 (2020).
29. *K. Churkin*, *A. Andreev*, *Y. Nefedyev*, *L. Nefediev*, *R. Hudc*, *A. Bagrov*, and *N. Demina*, *J. Physics: Conference Series* **1697**, 012024 (2020).
30. *A. Andreev*, *Y. A. Nefedyev*, *N. Y. Demina*, *L. Nefediev*, *N. Petrova*, and *A. Zagidullin*, *Astron. Rep.* **64**, 795 (2020).
31. *A. Zagidullin*, *V. Usanin*, *N. Petrova*, *Y. Nefedyev*, and *A. Andreev*, *J. Physics: Conference Series* **1697**, 012018 (2020).
32. *E. Kostina*, *A. Andreev*, *Y. Nefedyev*, and *N. Demina*, *J. Physics: Conference Series* **1697**, 012033 (2020).
33. *N. Petrova*, *Y. A. Nefedyev*, *A. Andreev*, and *A. Zagidullin*, *Astron. Rep.* **64**, 1078 (2020).
34. *K. Churkin*, *A. Andreev*, *Y. Nefedyev*, *R. Mubarakshina*, and *V. Borovskih*, *J. Physics: Conference Series* **1400**, 022044 (2019).
35. *R. S. Park*, *W. M. Folkner*, *J. G. Williams*, and *D. H. Boggs*, *Astron. J.* **161**, 105 (2021).

УДК 521.1

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕКОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЦИРКУМБИНАРНЫХ СИСТЕМ НА МОДЕЛЯХ R-ТОРОИДА И КОЛЕЦ ГАУССА

© 2021 г. Б. П. Кондратьев<sup>1, 2, 3, \*</sup>, В. С. Корноухов<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

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

<sup>3</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 20.02.2021 г.

После доработки 12.03.2021 г.

Принята к публикации 31.03.2021 г.

Разработаны два метода изучения вековой (апсидальной и нодальной) прецессии орбит в циркумбинарных системах, состоящих из двойной звезды и экзопланеты. Первый метод основан на модели из трех R-тороидов и предназначен для исследования прецессии пробных орбит. Для экзосистем Kepler-413 и Kepler-453 найдены взаимная ориентация угловых моментов звездной пары  $L_{12}$  и планеты  $L_p$  относительно плоскости Лапласа, вычислены отношение  $\gamma = \frac{L_{12}}{L_p}$  и зональные гармоники

потенциала R-тороидов. Получены и решены уравнения для частот обоих типов прецессии, установлено доминирующее влияние тороидов звездной пары. Второй метод опирается на модель взаимодействующих колец Гаусса и предназначен для исследования вековой эволюции орбит звезд и планеты самой циркумбинарной системы. Такой подход позволил точно рассчитать периоды нодальной прецессии для звезд и планеты; например, в системе Kepler-413 эти периоды равны, соответственно,  $T_1^0 = 11.63 \pm 0.28$  лет,  $T_2^0 = 11.39 \pm 0.28$  лет,  $T_p^0 = 11.49 \pm 0.28$  лет. Выявлен тонкий эффект влияния планеты на нарушение резонанса 1:1 для периодов нодальной прецессии звезд.

*Ключевые слова:* циркумбинарные системы, вековые возмущения, эллиптические кольца Гаусса, R-тороид, прецессия и эволюция оскулирующих орбит (для английской версии circumbinary systems, secular perturbations, elliptical Gauss rings, R-toroid, precession and evolution of osculating orbits)

DOI: 10.31857/S0004629921080077

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] была разработана модель R-тороида, предназначенная для исследования долгопериодических и вековых возмущений в небесной механике. Эта модель представляет 3D обобщение прецессирующего кольца Гаусса, и метод ее построения сводится к цепочке преобразований: 1D кольцо Гаусса – 2D R-кольцо – 3D R-тороид. В [1] были изучены форма, структура и гравитационный потенциал R-тороида, найдена взаимная энергия  $W_{\text{mut}}$  R-тороида и внешнего кольца Гаусса; с помощью  $W_{\text{mut}}$  получена система из шести дифференциальных уравнений, описывающих вековую эволюцию оскулирующих орбит в гравитационном поле R-тороида.

Было установлено, что в Солнечной системе модель R-тороида можно применять для оценки гравитационного влияния планет-гигантов на вековую эволюцию тел в рассеянном диске и в об-

лаке Оорта. Перспективным является применение новой модели для изучения динамики экзопланет, о которых к настоящему времени накопилась огромная наблюдательная информация. В частности, с помощью модели R-тороида в [1] рассчитан профиль частот прецессии пробной орбиты в поле прецессирующей центральной звезды и планеты PTFO 8-8695b (об этой системе см. [2, 3]).

В обширной экзопланетной тематике наиболее актуальным является применение модели R-тороида к изучению эволюции орбит горячих юпитеров с коротким временем нодальной прецессии и циркумбинарных систем. Циркумбинарные системы состоят из тесной пары звезд и двигающейся вокруг них экзопланеты. Изучению движения таких тройных систем (планет с кратными орбитами) посвящено немало работ, см., например, [4–6]. Их важно изучать потому, что

встречающиеся здесь орбитальные конфигурации и трехчастичные гравитационные взаимодействия позволяют проводить прямые и точные измерения масс и радиусов тел.

Данная работа посвящена решению двух задач. В первой исследуется апсидальная и нодальная прецессия пробных орбит в гравитационном поле трех R-тороидов. Во второй задаче методом взаимодействующих колец Гаусса изучается вековая эволюция орбит тел (двух звезд и экзопланеты) самой циркумбинарной системы. Здесь выявлен тонкий эффект нарушения синхронности в вековом движении центральной пары звезд под влиянием планеты.

План статьи следующий. В разделах 2, 3 дана постановка задачи, вводится плоскость Лапласа и находятся углы ориентации и угловые моменты в циркумбинарных системах Kepler-413 и Kepler-453. В подразделах 4.1–4.3 изучается прецессия пробных орбит в суммарном гравитационном поле трех R-тороидов. Применение метода к системе Kepler-413 излагается в подразделе 4.4, а в 4.5 дана сводка результатов для двух систем экзопланет. В разделе 5 через взаимную энергию колец Гаусса изучается эволюция орбит тел самой циркумбинарной системы. Получены уравнения для частоты прецессии линии узлов кольца Гаусса и изучается влияние планеты на нарушение резонанса в вековом движении узлов звездных орбит. Результаты работы обсуждаются в разделе 6.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ПЛОСКОСТЬ ЛАПЛАСА И УГЛЫ ОРИЕНТАЦИИ

Рассмотрим циркумбинарную систему, в которой одна экзопланета движется по внешней (отдаленной) орбите вокруг тесной пары звезд. Для описания движения тел в такой системе следует знать массы и орбитальные параметры двух звезд ( $M_1, M_2, a_1, a_2, e_{12}, i_{12}$ ) и планеты ( $m, a_p, e_p, i_p$ ). Здесь углы наклонов орбит звезд  $i_{12}$  и планеты  $i_p$  будем отсчитывать от общей для системы плоскости Лапласа (рис. 1).

Угловой момент орбитального эллиптического движения тела (на единицу массы) в заданной тройной системе запишем в виде

$$L = \sqrt{\mu a(1 - e^2)}, \quad (1)$$

где  $a$  и  $e$  — большая полуось и эксцентриситет орбиты,  $\mu = GM$  — аналог гравитационного параметра тела. Если начало координат находится в центре масс двойной звезды (принимается усло-

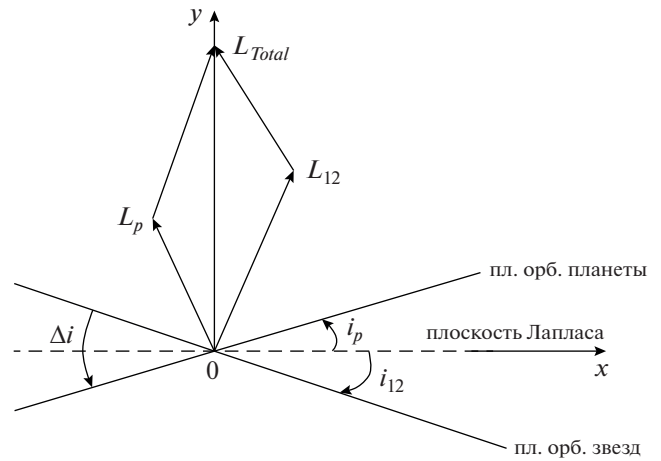


Рис. 1. Схема векторов угловых орбитальных моментов в циркумбинарной системе. Штрихами показана плоскость Лапласа.

вие  $m \ll M_1 + M_2$ ), то отмеченные верхней чертой величины  $\bar{M}$  равны:

$$\begin{aligned} \bar{M}_1 &= \frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2}; \\ \bar{M}_2 &= \frac{M_1^3}{(M_1 + M_2)^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Через величины  $\bar{M}$  из (2) орбитальный угловой момент звездной пары равен

$$L_{12} = M_1 \sqrt{G \bar{M}_1 a_1 (1 - e_{12}^2)} + M_2 \sqrt{G \bar{M}_2 a_2 (1 - e_{12}^2)}, \quad (3)$$

где полуоси орбит каждой звезды (с фокусом в общем центре масс) связаны очевидными соотношениями

$$\begin{aligned} a_1 + a_2 &= a_{12}, \\ a_1 M_1 &= a_2 M_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Тогда угловой орбитальный момент планеты массой  $m$  будет равен

$$L_p = m \sqrt{G(M_1 + M_2) a_p (1 - e_p^2)}. \quad (5)$$

Рассмотрим в данной системе плоскость Лапласа. По определению, эта плоскость должна быть нормальна вектору полного орбитального углового момента системы  $\mathbf{L}_{Total} = \mathbf{L}_{12} + \mathbf{L}_p$ . В заданных декартовых координатах (рис. 1) проекции векторов угловых моментов на оси  $Oxy$  будут равны (см. также [7]):

$$\begin{aligned} L_{12}^{(x)} &= L_{12} \cos\left(\frac{\pi}{2} - i_{12}\right) = L_{12} \sin i_{12}, \\ L_{12}^{(y)} &= L_{12} \sin\left(\frac{\pi}{2} - i_{12}\right) = L_{12} \cos i_{12}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} L_p^{(x)} &= L_p \cos\left(\frac{\pi}{2} + i_p\right) = -L_p \sin i_p, \\ L_p^{(y)} &= L_p \sin\left(\frac{\pi}{2} + i_p\right) = L_p \cos i_p, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $i_p$  и  $i_{12}$  – вспомогательные углы наклона плоскостей орбит планеты и звезд к плоскости Лапласа. Указанное выше условие перпендикулярности плоскости Лапласа вектору  $L_{\text{Total}}$  выполняется, если

$$L_p \sin i_p = L_{12} \sin i_{12}. \quad (8)$$

Таким образом, для вспомогательных углов  $i_p$  и  $i_{12}$  получим систему двух уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\sin i_p}{\sin i_{12}} &= \frac{L_{12}}{L_p} = \gamma, \\ i_p + i_{12} &= \Delta i. \end{aligned} \quad (9)$$

Две формулы (9) можно объединить в одну и выразить наклон плоскости орбит двойной звезды  $i_{12}$  к плоскости Лапласа через  $\Delta i$

$$i_{12} = \arctan \frac{\sin \Delta i}{\gamma + \cos \Delta i}. \quad (10)$$

В итоге, согласно формулам (3) и (5), отношение угловых орбитальных моментов двойной звезды и планеты в циркумбинарной системе будет равно

$$\gamma = \frac{L_{12}}{L_p} = \sqrt{\frac{1 - e_{12}^2}{1 - e_p^2}} \left[ \frac{M_1 \sqrt{M_1 a_1} + M_2 \sqrt{M_2 a_2}}{m \sqrt{(M_1 + M_2) a_p}} \right]. \quad (11)$$

### 3. ПРИМЕРЫ: СИСТЕМЫ KEPLER-413 И KEPLER-453

Согласно [8], для системы Kepler-413 известно следующее: массы двух звезд и планеты равны  $M_1 = 0.820 \pm 0.015 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.542 \pm 0.008 M_\odot$ ,  $m = (67 \pm 21) M_{\text{Earth}}$  (как видим, масса планеты известна весьма приближенно); полуоси орбит  $a_{12} = 0.10148 \pm 0.00057$  а.е.,  $a_p = 0.355 \pm 0.002$  а.е.; эксцентриситеты  $e_{12} = 0.0365 \pm 0.0023$  (орбиты звезд почти круговые),  $e_p = 0.1181 \pm 0.0018$ ; угол между плоскостью орбиты планеты и плоскостью орбит звезд  $\Delta i = 4^\circ 073 \pm 0^\circ 113$ .

По формуле (11), с учетом данных наблюдений для Kepler-413 находим отношение суммарного орбитального углового момента пары звезд к орбитальному угловому моменту планеты

$$\gamma = \frac{L_{12}}{L_p} \approx 873. \quad (12)$$

**Таблица 1.** Параметры для циркумбинарных систем Kepler-413 из [8] и Kepler-453 из [9]

Система	Kepler-413	Kepler-453
$M_1 [M_\odot]$	$0.820 \pm 0.015$	$0.944 \pm 0.010$
$M_2 [M_\odot]$	$0.542 \pm 0.008$	$0.1951 \pm 0.0020$
$a_{12}$ [a.e.]	$0.10148 \pm 0.00057$	$0.18539 \pm 0.00066$
$e_{12}$	$0.0365 \pm 0.0023$	$0.0524 \pm 0.0037$
$i_{12}' [^\circ]$	$87.332 \pm 0.050$	$90.266 \pm 0.052$
$\omega_{12} [^\circ]$	$279.74 \pm 0.62$	$263.05 \pm 0.48$
$M_p [M_{\text{Earth}}]$	$67 \pm 21$	$0.2 \pm 16.0$
$a_p$ [a.e.]	$0.355 \pm 0.002$	$0.7903 \pm 0.0028$
$e_p$	$0.1181 \pm 0.0018$	$0.0359 \pm 0.0088$
$i_p' [^\circ]$	$89.929 \pm 0.024$	$89.4429 \pm 0.0091$
$\omega_p [^\circ]$	$94.6 \pm 2.2$	$185.1 \pm 3.7$
$\Delta\Omega_p [^\circ]$	$3.139 \pm 0.080$	$2.103 \pm 0.055$
$\Delta i [^\circ]$	$4.073 \pm 0.113$	$2.258 \pm 0.039$

Поэтому для Kepler-413 по формуле (10) находим показанные на рис. 1 углы наклонов

$$\begin{aligned} i_{12} &= 0^\circ 0047 \pm 0.0015, \\ i_p &= 4^\circ 07 \pm 0.11. \end{aligned} \quad (13)$$

Довольно большое значение  $\gamma = L_{12}/L_p$  из (12) объясняется тем, что в числителе стоит величина орбитального (а не спинового) углового момента звезд. Доминирующий характер углового момента звездной пары в системе Kepler-413 виден и в малом значении угла  $i_{12} \approx 0^\circ 005$  из (13).

Данные о второй циркумбинарной системе Kepler-453 были взяты из работы Welsh et al. [9] и приводятся в табл. 1. Здесь мы сталкиваемся с одной особенностью: массы звезд известны с хорошей точностью  $M_1 = 0.944 \pm 0.010 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.1951 \pm 0.0020 M_\odot$ , однако масса планеты Kepler-453b известна очень плохо. Полуоси орбит звезд и планеты равны  $a_{12} = 0.18539 \pm 0.00066$  а.е.,  $a_p = 0.7903 \pm 0.0028$  а.е., причем эти орбиты почти круговые  $e_{12} = 0.0524 \pm 0.0037$ ,  $e_p = 0.0359 \pm 0.0088$ . Угол взаимного наклона плоскости орбиты планеты и орбит звезд составляет  $\Delta i = 2^\circ 258 \pm 0^\circ 039$ . Минимальное значение полуоси круговой орбиты в Kepler-453  $a_{\text{cr}} \approx 24$  а.е.

По формулам (10) и (11) для системы Kepler-453 находим

$$\begin{aligned} \gamma &\approx 1628.9; \\ i_{12} &= 0^\circ 00002 \pm 0.00139, \\ i_p &= 2^\circ 26 \pm 0.04. \end{aligned} \quad (14)$$

Заметим, что в силу указанной выше некомпланарности орбит звезд и планеты относительно плоскости Лапласа, орбиты всех трех тел будут взаимно прецессировать. Эту прецессию мы рассматриваем в разделе 4. Появляющийся при этом тонкий эффект нарушения резонанса в периодах прецессии звезд обсуждается в разделах 5 и 6.

#### 4. УРАВНЕНИЯ ВЕКОВОЙ ПРЕЦЕССИИ ПРОБНОЙ ОРБИТЫ

##### 4.1. Зональные гармоники потенциала

Как показано в [1], зональные гармоники внешнего потенциала R-тороида равны

$$C_{20}^R = -\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{3}{2} e_R^2 \right) \frac{3 \cos^2 i_R - 1}{2}; \quad (15)$$

$$C_{40}^R = \frac{3}{8} \left( 1 + 5e_R^2 + \frac{15}{8} e_R^4 \right) \frac{35 \cos^4 i_R - 30 \cos^2 i_R + 3}{8}.$$

Здесь  $e_R$ ,  $i_R$ , соответственно, — эксцентриситет и наклон орбиты к плоскости Лапласа того тела, для которого создается модель R-тороида.

Для Kepler-413 расчет по формулам (15) с учетом найденных углов (13) и известных эксцентриситетов орбит дает следующие значения коэффициентов зональных гармоник потенциала

$$C_{20}^{(1)} = C_{20}^{(2)} = -0.5010 \pm 0.0001;$$

$$C_{40}^{(1)} = C_{40}^{(2)} = 0.3775 \pm 0.0003;$$

$$C_{20}^p = -0.5066 \pm 0.0003;$$

$$C_{40}^p = 0.3912 \pm 0.0010. \quad (16)$$

Для другой циркумбинарной системы Kepler-453, коэффициенты потенциалы были также рассчитаны и приводятся в табл. 2.

##### 4.2. Прецессия пробных орбит в гравитационном поле R-тороида

Согласно [1], скорость прецессии линии узлов и линии апсид пробной орбиты под влиянием R-тороида описывается дифференциальными уравнениями

$$\left( \frac{d\Omega}{dt} \right)_R = \dot{\Omega}_R^0 \left( \frac{a_R}{a} \right)^{7/2} \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}; \quad (17)$$

$$\left( \frac{d\omega}{dt} \right)_R = \dot{\omega}_R^0 \left( \frac{a_R}{a} \right)^{7/2} \frac{5 \cos^2 i - 1}{4(1-e^2)^2}, \quad (18)$$

где используются коэффициенты

$$\dot{\Omega}_R^0 = \frac{3}{2} C_{20}^R \frac{m_R}{M_R} \sqrt{\frac{GM_R}{a_R^3}}, \quad \dot{\omega}_R^0 = -2\dot{\Omega}_R^0, \quad (19)$$

**Таблица 2.** Рассчитанные по формулам (10), (11) и (15) коэффициенты 2-й и 4-й зональных гармоник R-тороидов звезд  $C_{20}^1, C_{20}^2, C_{40}^1, C_{40}^2$  и планеты  $C_{20}^p, C_{40}^p$ . Далее представлены величины  $\dot{\Omega}_R^0$  пробной планеты от отдельного тороида, где индекс  $R = \{1, 2, p\}$ ; скорости прецессии линии узлов и линии апсид пробной планеты от всех тороидов  $\dot{\Omega}_{12p}^0, \dot{\omega}_{12p}^0$ ; соответствующие периоды прецессии  $(T_\Omega^{12p})_0$  и  $(T_\omega^{12p})_0$ . Все расчеты сделаны для вырожденного случая нулевых эксцентриситетов и наклона орбиты. Даны также наклоны орбитальных моментов звездной пары и планеты к суммарному угловому моменту  $i_{12}$  и  $i_p$

Система	Kepler-413	Kepler-453
$C_{20}^1, C_{20}^2$	$-0.5010 \pm 0.0001$	$-0.5021 \pm 0.0003$
$C_{40}^1, C_{40}^2$	$0.3775 \pm 0.0003$	$0.3802 \pm 0.0007$
$C_{20}^p$	$-0.5066 \pm 0.0003$	$-0.4998 \pm 0.0005$
$C_{40}^p$	$0.3912 \pm 0.0010$	$0.3745 \pm 0.0012$
$\dot{\Omega}_1^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-6.83 \pm 0.09$	$-18.86 \pm 0.15$
$\dot{\Omega}_2^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-5.55 \pm 0.08$	$-8.58 \pm 0.10$
$\dot{\Omega}_p^0 [10^{-10} \text{ c}^{-1}]$	$-0.03 \pm 0.01$	$-0.0005 \pm 0.0420$
$\dot{\Omega}_{12p}^0 [10^{-9} \text{ c}^{-1}]$	$-1.24 \pm 0.02$	$-2.74 \pm 0.02$
$\dot{\omega}_{12p}^0 [10^{-9} \text{ c}^{-1}]$	$2.48 \pm 0.03$	$5.49 \pm 0.05$
$(T_\Omega^{12p})_0$ [лет]	$160 \pm 2$	$72.6 \pm 0.6$
$(T_\omega^{12p})_0$ [лет]	$80 \pm 1$	$36.3 \pm 0.3$
$i_{12} [^\circ]$	$0.0047 \pm 0.0015$	$0.00002 \pm 0.00139$
$i_p [^\circ]$	$4.07 \pm 0.11$	$2.26 \pm 0.04$

равные частотам прецессии линии узлов и линии апсид пробной планеты под влиянием каждого из трех тороидов в вырожденном случае ( $a = 1$  а.е.,  $e = 0$ ,  $i = 0^\circ$ ).

##### 4.3. Прецессия пробных орбит в гравитационном поле трех R-тороидов

Напомним, что в данной работе для циркумбинарной системы рассматривается совокупность трех моделей R-тороида (для двух звезд и для планеты). Рассмотрим суммарное влияние силовых полей этих трех тороидов на прецессию пробных орбит. Прежде всего, для введенных выше коэффициентов можно написать уравнения

$$\dot{\Omega}_{12p}^0 = \dot{\Omega}_1^0 + \dot{\Omega}_2^0 + \dot{\Omega}_p^0; \quad \dot{\omega}_{12p}^0 = -2\dot{\Omega}_{12p}^0; \quad (20)$$

$$(T_\Omega^{12p})_0 = \frac{2\pi}{\left| \left( \frac{d\Omega}{dt} \right)_{12p}^0 \right|}; \quad (T_\omega^{12p})_0 = \frac{1}{2} T_\Omega^{12p}. \quad (21)$$

Следовательно, периоды узловой и апсидальной прецессии пробной планеты под влиянием трех тороидов будут равны

$$T_{\Omega}^{12p} = (T_{\Omega}^{12p})_0 \left( \frac{a}{1 \text{ а.е.}} \right)^{7/2} \frac{(1-e^2)^2}{\cos i}; \quad (22)$$

$$T_{\omega}^{12p} = (T_{\omega}^{12p})_0 \left( \frac{a}{1 \text{ а.е.}} \right)^{7/2} \frac{4(1-e^2)^2}{5\cos^2 i - 1}. \quad (23)$$

Из формул (22) и (23) находим отношение периодов нодальной и апсидальной прецессии для пробной орбиты (или же представляющего ее оскулирующего кольца Гаусса)

$$\frac{T_{\Omega}^{12p}}{T_{\omega}^{12p}} = -\frac{5\cos^2 i - 1}{2\cos i} \approx -2 \left( 1 - \frac{3}{4}i^2 + O(i^6) \right). \quad (24)$$

Из (24) следует, что модуль отношения периодов нодальной и апсидальной прецессии для внешнего кольца Гаусса, имеющего малый наклон  $i$  и находящегося в гравитационном поле R-тороида, оказывается чуть меньше 2:

$$\left| \frac{T_{\Omega}^*}{T_{\omega}^*} \right| \leq 2. \quad (25)$$

Результат (25) подтвержден при моделировании экзопланеты KOI 120.01 [10].

Прецессия при больших углах наклона пробных орбит здесь не рассматривается.

#### 4.4. Расчет прецессии орбиты пробной планеты в системе Kepler-413

В системе Kepler-413 значения больших полуосей пробных орбит в поле R-тороидов двойной звезды ограничены снизу  $a > a_{cr} \approx 5.48$  а.е., а на таких расстояниях вкладом 4-й зональной гармоники из (16) можно пренебречь. Учитывая это, вклады в прецессию линии узлов пробной орбиты от обеих звезд и планеты Kepler-413b с учетом погрешностей входных величин представим уравнениями:

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\Omega}{dt} \right)_1 &= - \left[ (6.83 \pm 0.09) \times 10^{-10} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \right] \times \\ &\quad \times \left( \frac{1 \text{ а.е.}}{a} \right)^{7/2} \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}; \\ \left( \frac{d\Omega}{dt} \right)_2 &= - \left[ (5.55 \pm 0.08) \times 10^{-10} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \right] \times \\ &\quad \times \left( \frac{1 \text{ а.е.}}{a} \right)^{7/2} \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}; \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\Omega}{dt} \right)_p &= - \left[ (0.03 \pm 0.01) \times 10^{-10} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \right] \times \\ &\quad \times \left( \frac{1 \text{ а.е.}}{a} \right)^{7/2} \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}. \end{aligned}$$

Из (26) видно, что вклад в прецессию узла от R-тороида планеты Kepler-413b составляет только  $\approx 0.3\%$  от вклада тороидов звездной пары. Фактически, вклад планеты теряется на уровне погрешности вкладов от тороидов звезд.

Складывая первое и второе выражения в (26), находим суммарное влияние R-тороидов звездной пары на прецессии линии узлов и линии апсид пробной орбиты:

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\Omega}{dt} \right)_{12p} &= - \left[ (1.242 \pm 0.016) \times 10^{-9} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \right] \times \\ &\quad \times \left( \frac{1 \text{ а.е.}}{a} \right)^{7/2} \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}; \\ \left( \frac{d\omega}{dt} \right)_{12p} &= \left[ (2.484 \pm 0.032) \times 10^{-9} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \right] \times \\ &\quad \times \left( \frac{1 \text{ а.е.}}{a} \right)^{7/2} \frac{5\cos^2 i - 1}{4(1-e^2)^2}. \end{aligned} \quad (27)$$

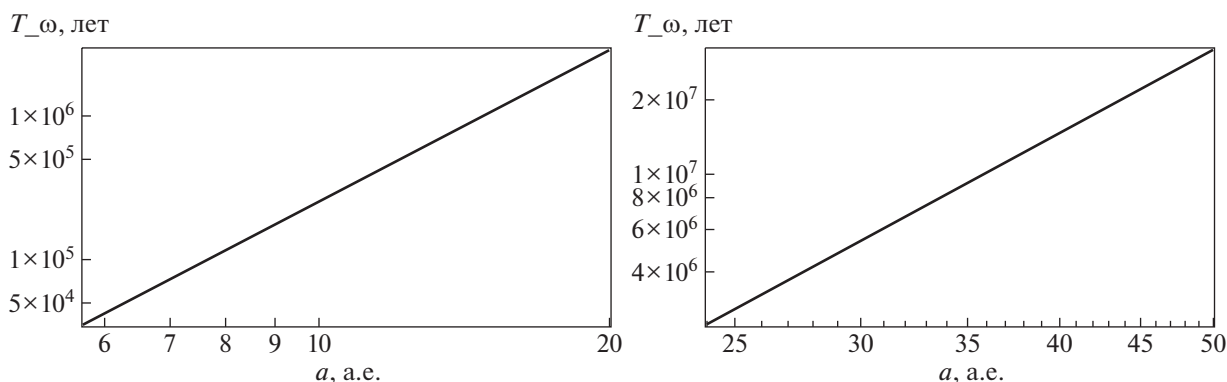
Соответственно, периоды нодальной и апсидальной прецессии для пробной орбиты в системе Kepler-413 будут равны

$$\begin{aligned} T_{\Omega}^{12p} &= [(160 \pm 2) \text{ лет}] \left( \frac{a}{1 \text{ а.е.}} \right)^{7/2} \frac{(1-e^2)^2}{\cos i}; \\ T_{\omega}^{12p} &= [(80 \pm 1) \text{ лет}] \left( \frac{a}{1 \text{ а.е.}} \right)^{7/2} \frac{4(1-e^2)^2}{5\cos^2 i - 1}. \end{aligned} \quad (28)$$

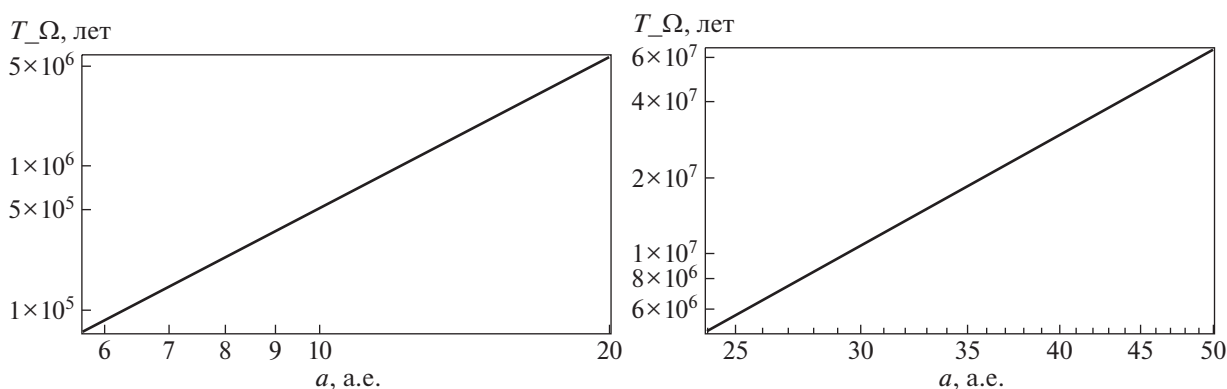
На рис. 2 (левая панель) показан график зависимости периода прецессии аргумента перицентра пробной орбиты от значения полуоси этой орбиты для системы Kepler-413. Минимальное значение большой полуоси пробной планеты (при котором модель R-тороида еще применима) находится по формуле

$$a_{cr} = \left( \frac{\mu}{4\pi^2} \right)^{1/3} T_{\Omega}^{2/3}. \quad (29)$$

В частности, для данной в [8] величины  $T_{\Omega} = 11$  лет ниже значение полуоси круговой орбиты равно  $a_{cr} = 5.48$  а.е., причем период прецессии аргумента перицентра будет равен  $T_{\omega}|_{e=0} = (30.8 \pm 0.4) \times 10^3$  лет. Для системы Kepler-413 на рис. 3 (левая панель) построен график для периода нодальной прецессии от полуоси орбиты пробной планеты. При  $a_{cr} = 5.48$  а.е. период прецессии вос-



**Рис. 2.** Графики зависимости периода прецессии аргумента перицентра орбиты пробной планеты  $T_{\omega}^{12p}(a)|_{e=0, i=0}$ , измеряемого в годах, от ее полуоси в астрономических единицах, в вырожденном случае  $e = 0$  и  $i = 0$ . График слева – для системы Керлер-413, справа – для системы Керлер-453. Для наглядности графики представлены в логарифмической шкале по обеим осям. В системе Керлер-413 для крайнего значения полуоси круговой орбиты  $a_{cr} = 5.48$  а.е. период апсидальной прецессии равен  $T_{\omega}|_{e=0, i=0} = (30.8 \pm 0.4) \times 10^3$  лет.



**Рис. 3.** Графики зависимости периода прецессии долготы восходящего узла орбиты пробной планеты  $T_{\Omega}^{12p}(a)|_{e=0, i=0}$ , измеряемого в годах, от ее полуоси, измеряемой в астрономических единицах, в вырожденном случае  $e = 0$  и  $i = 0$ . График (в логарифмической шкале по обеим осям) слева – для системы Керлер-413, справа – для системы Керлер-453.

ходящего узла равен  $T_{\Omega}|_{e=0, i=0} = (61.6 \pm 0.8) \times 10^3$  лет, т.е. в два раза больше, как и должно быть (см. равенство (21)), чем  $T_{\omega}|_{e=0, i=0}$ .

#### 4.5. Сводка результатов для двух экзосистем

Все необходимые данные для циркумбинарных систем Kepler-413 из [8] и Kepler-453 (Welsh et al. 2015) из [9] представлены в табл. 1. Все необходимые величины, рассчитанные указанным выше методом по формулам (10), (11), (15) и (20–23), даны в табл. 2.

Рассчитаем теперь по формулам (27) и (28) периоды прецессии пробной планеты в зависимости от большой полуоси орбиты в случае нулевых эксцентриситета и наклона орбиты к главной плоскости ( $a = a_{cr}$ ,  $e = 0$ ,  $i = 0^\circ$ ).

Графики на рис. 2 и 3 построены от критического (наименьшего возможного в модели) значения полуоси пробной планеты  $a_{cr}$ . Для системы Kepler-413 имеем оценку периода апсидальной прецессии  $T_{\omega}^{12p} = (35.4 \pm 0.4) \times 10^3$  лет, а для периода прецессии долготы восходящего узла  $T_{\Omega}^{12p} = (70.7 \pm 0.8) \times 10^3$  лет. Для системы Kepler-



453, соответственно, находим  $T_{\omega}^{12p} = (2.2 \pm 0.2) \times 10^6$  лет и  $T_{\Omega}^{12p} = (4.4 \pm 0.4) \times 10^6$  лет.

**5. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ ВЕКОВОЙ ПРЕЦЕССИИ ОРБИТ ТРЕХ ТЕЛ В ЦИРКУМБИНАРНОЙ СИСТЕМЕ МЕТОДОМ КОЛЕЦ ГАУССА**

Выше рассматривалась вековая эволюция пробных орбит, теперь рассмотрим эволюцию орбит звезд центральной пары и экзопланеты самой циркумбинарной системы. Для этого циркумбинарную систему представим совокупностью трех взаимодействующих колец Гаусса.

*5.1. Уравнения для частот прецессии колец Гаусса*

Метод взаимодействующих колец Гаусса был разработан в статье [11]. Здесь мы используем формулы этого метода и ограничимся точностью до квадратов малых наклонов и эксцентриситетов. Вначале запишем уравнение для частоты прецессии линии узлов второго кольца Гаусса в системе координат, где главной плоскостью является плоскость первого кольца (индекс 1 относится к орбите звезды, а индекс 2 – к орбите планеты):

$$\frac{d\Omega_2}{dt} = -\frac{Gm_1}{8\pi a_1^3 n_2 n^3 (1+n)(1-n^2)^2} \times [\Omega_{000}^{(2)} + \Omega_{002}^{(2)} \Delta i^2 + \Omega_{200}^{(2)} e_1^2 + \Omega_{020}^{(2)} e_2^2 + \Omega_{110}^{(2)} e_1 e_2], \quad (30)$$

где коэффициенты

$$\Omega_{002}^{(2)} = \left( \frac{(1+n^2)(1-4n+n^2)(1+4n+n^2)}{(1-n)^2} \times E(k) - (1-5n^2+n^4)K(k) \right) n; \quad (30.1)$$

$$\Omega_{200}^{(2)} = \left( \frac{1+21n^2+47n^4+3n^6}{(1-n)^2} E(k) - (1+5n^2+3n^4)K(k) \right) n - \left( \frac{1-3n^2+23n^4+3n^6}{(1-n)^2} E(k) - (1-n^2+3n^4)K(k) \right) 2n \cos^2 \omega_1; \quad (30.2)$$

$$\Omega_{110}^{(2)} = \left( \frac{4-15n^2-26n^4-15n^6+4n^8}{(1-n)^2} E(k) -$$

$$- (4-11n^2+4n^4)(1+n^2)K(k) \right) \cos \omega_1 \cos \omega_2 + \left( \frac{4-21n^2-110n^4-21n^6+4n^8}{(1-n)^2} E(k) -$$

$$- (4-n^2)(1-4n^2)(1+n^2)K(k) \right) \sin \omega_1 \sin \omega_2; \quad (30.3)$$

$$\Omega_{020}^{(2)} = \left( \frac{5+45n^2+19n^4+3n^6}{(1-n)^2} E(k) - (5+n^2+3n^4)K(k) \right) n - \left( \frac{3+23n^2-3n^4+n^6}{(1-n)^2} E(k) - (3-n^2+n^4)K(k) \right) 2n \cos^2 \omega_2; \quad (30.4)$$

$$\Omega_{000}^{(2)} = \left( \frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right) 4n(1-n^2)^2. \quad (30.5)$$

Здесь:  $m_1$  – масса,  $a_1$  – большая полуось,  $e_1$  – эксцентриситет,  $\omega_1$  – аргумент перицентра первого (возмущающего) кольца Гаусса; индекс 2 относится ко второму кольцу Гаусса со средним движением  $n_2$ ;  $\Delta i$  – угол взаимного наклона колец Гаусса;  $K(k)$  и  $E(k)$  – полные эллиптические интегралы Лежандра первого и второго рода; кроме того,

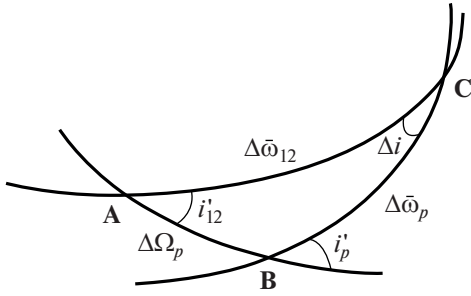
$$k = \frac{2\sqrt{a_1 a_2}}{a_1 + a_2} = \frac{2\sqrt{n}}{1+n} \leq 1, \quad n = \frac{a_2}{a_1}. \quad (30.6)$$

На втором этапе следует учесть поправки к аргументам перицентров при переходе от картинной плоскости к плоскости первого кольца. Тогда из сферического треугольника  $ABC$ , показанного на рис. 4, находим требуемые величины  $\Delta \bar{\omega}_{12}$  и  $\Delta \bar{\omega}_p$ :

$$\sin(\Delta \bar{\omega}_{12}) = \frac{\sin i'_p \sin(\Delta \Omega_p)}{\sin(\Delta i)}; \quad \cos(\Delta \bar{\omega}_{12}) = \frac{-\sin i'_{i_2} \cos i'_p + \cos i'_{i_2} \sin i'_p \cos(\Delta \Omega_p)}{\sin(\Delta i)}; \quad (31.1)$$

$$\sin(\Delta \bar{\omega}_p) = \frac{\sin i'_{i_2} \sin(\Delta \Omega_p)}{\sin(\Delta i)}; \quad \cos(\Delta \bar{\omega}_p) = \frac{\sin i'_p \cos i'_{i_2} - \cos i'_p \sin i'_{i_2} \cos(\Delta \Omega_p)}{\sin(\Delta i)}. \quad (31.2)$$

Наконец, на третьем этапе преобразований мы пренебрегаем малым влиянием планеты и переходим к плоскости Лапласа звездных колец Гаусса. Из геометрических соображений ясно, что



**Рис. 4.** Сферический треугольник при переходе от системы координат, связанных с картинной плоскостью  $AB$ . Здесь  $\Delta i$  – угол между плоскостью колец Гаусса звездной пары  $AC$  и плоскостью кольца планеты  $BC$ ;  $\Delta\Omega_p$  – разность долгот восходящих узлов колец Гаусса в картинной плоскости;  $i'_{12}$  и  $i'_p$  – наклонения, соответственно, звездного и планетного колец Гаусса к картинной плоскости;  $\Delta\bar{\omega}_{12}$  ( $\Delta\bar{\omega}_p$ ) – угол между линией узлов звездного (планетного) кольца в картинной плоскости и общей линией узлов двух колец. Плоскость Лапласа проходит через точку  $C$ .

плоскость Лапласа двух колец Гаусса проходит через их общую линию узлов (на рис. 4 плоскость Лапласа проходит через точку  $C$ ). Для упрощения очень сложных расчетов в выбранной модели за начальный момент времени берется тот, с которого начинает действовать возмущение от планеты. Другими словами, до этого начального момента орбиты звезд мы считаем лежащими в одной плоскости (на рис. 4 эта плоскость проходит через дугу  $AC$ ), не прецессирующими и с одинаковыми периодами движения звезд по ним.

Скорость узловой прецессии второго кольца (отметим ее верхним индексом  $L$ ) относительно неподвижной плоскости Лапласа будет выражаться через прежнюю  $\frac{d\Omega_2}{dt}$  формулой (30) (см. [10])

$$\frac{d\Omega_2^L}{dt} = \frac{\sin \Delta i}{\sin i_2^L} \frac{d\Omega_2}{dt}. \quad (32)$$

Учитывая, что в системах Kepler-413 и Kepler-453 орбиты звезд полагаются лежащими в одной плоскости, уравнение (32) для орбиты планеты и двух звезд на начальный момент времени можно представить в виде (индекс  $L$  можно опустить)

$$\begin{aligned} & \left( \frac{d\Omega_p}{dt} \right)_0 = \frac{\sin \Delta i}{\sin i_p} \times \\ & \times \left( \frac{d\Omega_2}{dt} \left( a_1 = a_1, e_1 = e_{12}, \omega_1 = \omega_{12} - \Delta\bar{\omega}_{12}, \right. \right. \\ & \left. \left. a_2 = a_p, e_2 = e_p, \omega_2 = \omega_p - \Delta\bar{\omega}_p \right) + \right. \\ & \left. + \frac{d\Omega_2}{dt} \left( a_1 = a_2, e_1 = e_{12}, \omega_1 = \omega_{12} - \Delta\bar{\omega}_{12} - \pi, \right. \right. \\ & \left. \left. a_2 = a_p, e_2 = e_p, \omega_2 = \omega_p - \Delta\bar{\omega}_p \right) \right); \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} & \left( \frac{d\Omega_1}{dt} \right)_0 = \frac{\sin \Delta i}{\sin i_{12}} \times \\ & \times \frac{d\Omega_2}{dt} \left( a_1 = a_p, e_1 = e_p, \omega_1 = \omega_p - \Delta\bar{\omega}_p, \right. \\ & \left. a_2 = a_1, e_2 = e_{12}, \omega_2 = \omega_{12} - \Delta\bar{\omega}_{12} \right); \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} & \left( \frac{d\Omega_2}{dt} \right)_0 = \frac{\sin \Delta i}{\sin i_{12}} \times \\ & \times \frac{d\Omega_2}{dt} \left( a_1 = a_p, e_1 = e_p, \omega_1 = \omega_p - \Delta\bar{\omega}_p, \right. \\ & \left. a_2 = a_2, e_2 = e_{12}, \omega_2 = \omega_{12} - \Delta\bar{\omega}_{12} - \pi \right); \end{aligned} \quad (35)$$

где учтено, что аргументы перицентров отсчитываются от общей линии узлов для орбит звезд, а не от линий узлов, расположенных в картинной плоскости, с помощью формул (31.1), (31.2), а также учтено, что аргументы перицентров орбит звезд отстоят друг от друга на  $\pi$  радиан.

Подчеркнем, что формулы (33)–(35) выражают принятые выше условия: на кольцо Гаусса внешней планеты действует гравитация обоих звездных колец Гаусса, а на кольцо Гаусса каждой из звезд возмущающее влияние оказывает только кольцо планеты. Другими словами, в данном подходе кольца Гаусса каждой звезды не оказывают возмущающего влияния друг на друга, так как в данной задаче трех тел орбиты звезд на начальный момент времени представлены орбитами синхронной пары, а такие орбиты (кольца) не должны возмущать друг друга.

#### 5.2. Периоды прецессии орбит звезд и планеты в циркумбинарной системе. Эффект малого отклонения от резонанса

Прежде всего периоды нодальной прецессии колец Гаусса циркумбинарной системы в начальный момент времени, соответственно, равны

$$T_p^0 = \frac{2\pi}{\left| \left( \frac{d\Omega_p}{dt} \right)_0 \right|}; \quad T_1^0 = \frac{2\pi}{\left| \left( \frac{d\Omega_1}{dt} \right)_0 \right|}; \quad T_2^0 = \frac{2\pi}{\left| \left( \frac{d\Omega_2}{dt} \right)_0 \right|}. \quad (36)$$

Минимальное значение большой полуоси планеты (при котором модель R-тороида еще применима) находится по формуле (29) при подстановке уточненных значений  $T_1^0$  и  $T_2^0$ .

Рассчитаем теперь начальные периоды прецессии линий узлов орбит двух звезд и планеты, а также минимальные значения больших полуосей орбиты пробной планеты по формуле (36) и по уточненной формуле (30) (табл. 3.)

Подставляя в формулы (36) известные нам значения величин, получим периоды нодальной прецессии для планет в системах Kepler-413 и Kepler-453, а также отношения этих периодов, см.

**Таблица 3.** Оценки начальных периодов прецессии линий узлов орбит звезд и планеты в плоскости Лапласа, отношений этих периодов и минимальной большой полуоси для орбиты пробной планеты

Система	Kepler-413	Kepler-453
$T_p^0$ [лет]	$11.49 \pm 0.28$ ( $11.47 \pm 0.28$ )	$105 \pm 2$ ( $106 \pm 2$ )
$T_1^0$ [лет]	$11.63 \pm 0.28$ ( $11.76 \pm 0.28$ )	$112 \pm 2$ ( $112 \pm 2$ )
$T_2^0$ [лет]	$11.39 \pm 0.28$ ( $11.28 \pm 0.28$ )	$104 \pm 2$ ( $104 \pm 2$ )
$T_p^0/T_1^0$	$0.988 \pm 0.001$ ( $0.975 \pm 0.001$ )	$0.942 \pm 0.002$ ( $0.945 \pm 0.001$ )
$T_p^0/T_2^0$	$1.008 \pm 0.001$ ( $1.017 \pm 0.001$ )	$1.0120 \pm 0.0002$ ( $1.0114 \pm 0.0001$ )
$T_1^0/T_2^0$	$1.021 \pm 0.002$ ( $1.043 \pm 0.002$ )	$1.074 \pm 0.001$ ( $1.070 \pm 0.001$ )
$a_{cr}$ [a.e.]	5.7	24

В круглых скобках указан вариант оценок, соответствующий преобразованию  $\omega_{12} \rightarrow \omega_{12} - \pi$ .

табл. 3. Обратим внимание на то, что для обеих экзосистем выполняются строгие неравенства

$$T_1^0 > T_p^0 > T_2^0. \quad (37)$$

Для пояснения неравенств (37) заметим следующее. Если при построении плоскости Лапласа пренебречь малым влиянием кольца Гаусса от планеты, то вместо (37) выполнялись бы строгие равенства  $T_1^0 = T_2^0 = 0$  (прецессии узлов вообще бы не было). Действительно, без влияния планеты орбиты звезд всегда лежали бы строго в одной плоскости, а движение по этим орбитам происходило бы синхронно с резонансом 1:1. Но под влиянием в начальный момент времени притяжения планеты центр масс звездной пары и направления двух линий апсид немного сместятся относительно прежних положений; при этом орбиты звезд станут некомпланарными и появится вековая прецессия узлов этих орбит с периодами, немного различающимися между собой. Очевидно, что смещенный (относительно барицентра системы трех тел) центр масс пары звезд будет двигаться синхронно в противофазе с планетой. И хотя отклонения орбит звезд от их синхронных аналогов малы (что видно из табл. 3 по пересекающимся областям оценок начальных периодов уже в пределах  $1\sigma$ ), эффект квазисинхронности орбит звезд все же проявляет себя и отражен в непересекающихся оценках (даже в пределах  $3\sigma$ ) отношений периодов в табл. 2.

Таким образом, для возмущенных орбит звезд появятся вековые движения узлов, причем периоды движения не будут одинаковыми (синхронными). Но одновременно вековую прецессию узла получит и орбита самой планеты, причем направления движения узлов у звезд и планеты будут совпадать.

Чтобы разобраться в том, почему период прецессии узла планеты  $T_p^0$  находится в середине неравенств (37), введем понятие среднего кольца

Гаусса, которое составляется для колец звездной пары в синхронной конфигурации (напомним: речь идет о модели, в которой возмущаемые планетой орбиты звезд рассматриваются на начальный момент времени в состоянии синхронного орбитального движения). Тогда появившуюся из-за возмущений прецессию плоскости орбиты планеты можно представить как следствие взаимодействия кольца Гаусса планеты с указанным средним кольцом Гаусса, созданного двумя кольцами звезд в синхронной конфигурации. Взаимодействие кольца планеты со средним кольцом Гаусса звезд и приводит к тому, что период прецессии узла орбиты планеты  $T_p^0$  будет больше наименьшего  $T_2^0$ , и меньше наибольшего  $T_1^0$  периодов прецессии колец звезд, как это имеет место в неравенствах (37).

## 6. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В первой части этой работы изучается прецессия пробных орбит в циркумбинарных системах, состоящих из двойной звезды и внешней экзопланеты. Следует подчеркнуть актуальность задач по исследованию пробных орбит в экзосистемах. Действительно, на современном этапе уверенных прямых наблюдений планетных систем у других звезд пока нет, и в этой ситуации исследование пробных орбит помогает лучше понять динамику экзосистем. О важности такой постановки задачи говорит и статья [6], где исследовалась устойчивость пробных орбит спутников экзопланет в циркумбинарных системах (причем сами спутники пока не обнаружены).

Для изучения прецессии пробных орбит был разработан новый метод, опирающийся на модель из трех R-тороидов. Этот метод применяется к экзосистемам Kepler-413 и Kepler-453. Для них была найдена ориентация угловых моментов звездной пары  $L_{12}$  и экзопланеты  $L_p$  относительно плоскости Лапласа, вычислены отношение

$\gamma = L_{12}/L_p$  и зональные гармоники внешних гравитационных потенциала трех R-тороидов. Используя найденное в [1] выражение взаимной энергии тороида и кольца Гаусса, мы вывели уравнения для частот апсидальной и нодальной прецессии пробных орбит. Анализ решений этих уравнений показал, что в рассматриваемых системах основной вклад в прецессию орбит вносят R-тороиды звездной пары.

Во второй части работы изучается эволюция орбит звезд и планеты самой циркумбинарной системы. Для решения этой задачи применяется разработанный в [11] метод взаимодействующих колец Гаусса. Важное значение здесь имеет вывод формулы для взаимной энергии колец в системе координат, где главной является плоскость Лапласа. С помощью взаимной энергии колец было получено уравнение для частоты прецессии линии узлов каждого кольца Гаусса. Решение этого уравнения позволило получить новую информацию об экзосистемах. Например, для системы Kepler-413 мы не только уточнили данный в [8] период нодальной прецессии орбиты планеты  $T_p = 11$  лет (у нас  $T_p^0 = 11.49 \pm 0.28$  лет), но и нашли неизвестные ранее периоды нодальной прецессии орбит центральной пары звезд  $T_1^0 = 11.63 \pm 0.28$  лет,  $T_2^0 = 11.39 \pm 0.28$  лет. Для экзосистемы Kepler-453 впервые были найдены все три периода прецессии узла:  $T_1^0 = 112 \pm 2$  ( $112 \pm 2$ ) лет,  $T_2^0 = 104 \pm 2$  ( $104 \pm 2$ ) лет,  $T_p^0 = 105 \pm 2$  ( $106 \pm 2$ ) лет.

В данной работе мы обратили внимание на тонкий эффект влияния планеты на нарушение резонанса 1 : 1 периодов нодальной прецессии у пары звезд. Если при построении плоскости Лапласа пренебречь малым влиянием кольца Гаусса планеты, то вместо (37) выполнялись бы строгие равенства  $T_1^0 = T_2^0 = 0$  и прецессия узлов отсутствовала. Это и понятно: без возмущений от планеты обе орбиты звезд лежали бы строго в одной плоскости, и движение по ним происходило синхронно с резонансом 1 : 1. Но с учетом гравитационного влияния циркумбинарной планеты картина изменится: центр масс пары звезд немного сместится относительно барицентра системы трех тел и будет двигаться синхронно в противофазе с планетой. При этом появятся малые по-

правки к элементам невозмущенных орбит звезд, причем эти элементы будут зависеть от времени. Одновременно вековую прецессию узла получит и орбита самой планеты, причем направления движения узлов у звезд и планеты будут совпадать.

Для прояснения ситуации с влиянием планеты на движение звезд полезно ввести понятие среднего кольца Гаусса для звездной пары; это среднее кольцо создается из пары звездных колец Гаусса в синхронной конфигурации и позволяет выявить тонкий эффект влияния планеты на нарушение резонанса 1 : 1 в периодах нодальной прецессии звезд. Таким образом, прецессию плоскости орбиты планеты можно рассматривать как результат взаимодействия кольца Гаусса этой планеты с указанным средним кольцом для пары звезд. Именно взаимодействие кольца планеты со средним кольцом Гаусса звезд позволяет объяснить неравенства (37).

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Междисциплинарной научно-образовательной школе МГУ “Фундаментальные и прикладные космические исследования”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов*, Астрон. журн. **98**, 434 (2021).
2. *St. Raetz, T. O. B. Schmidt, S. Czesla, T. Klocová, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **460**, 2834 (2016).
3. *J. W. Barnes, J. C. van Eyken, B. K. Jackson, D. R. Ciardi, J. J. Fortney*, Astrophys. J. **774**, id. 53 (2013).
4. *Ch. Chen, A. Franchini, S. H. Lubow, R. G. Martin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **490**, 5634 (2019).
5. *B. C. Bromley, S. J. Kenyon*, Astron. J. **161**, id. 25 (2021).
6. *A. S. Hamers, M. X. Cai, J. Roa, N. Leigh*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **480**, 3800 (2018).
7. *B. P. Kondratyev*, Solar System Research **46**, 352 (2012).
8. *V. B. Kostov, P. R. McCullough, J. A. Carter, M. Deleuil, et al.*, Astrophys. J. **784**, 14 (2014).
9. *Y. Judkovsky, A. Ofir, O. Aharonson*, Astron. J. **160**, id. 195 (2020).
10. *W. F. Welsh, J. A. Orosz, D. R. Short, W. D. Cochran, et al.*, Astrophys. J. **809**, id. 26 (2015).
11. *Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов*, Астрон. журн. **97**, 408 (2020).

УДК 537.876+551.51

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН НА РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ ПОЛИГОНАХ РОССИИ И УЗБЕКИСТАНА

© 2021 г. И. Т. Бубукин<sup>1,\*</sup>, И. В. Ракуть<sup>1,2</sup>, М. И. Агафонов<sup>1,2</sup>, А. А. Яблоков<sup>2,3</sup>,  
А. Л. Панкратов<sup>1,2,3</sup>, Т. Ю. Горбунова<sup>4</sup>, Р. В. Горбунов<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексева, Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>4</sup> ФИЦ Институт биологии южных морей им. А.О. Ковалевского РАН, Севастополь, Россия

\*E-mail: bubn@nirfi.unn.ru

Поступила в редакцию 16.02.2021 г.

После доработки 30.03.2021 г.

Принята к публикации 30.04.2021 г.

На основе сравнительного анализа данных интегрального влагосодержания атмосферы в период 08.2019–01.2020 для полигона ННГУ НИРФИ Карадаг, трех полигонов ИПА РАН (Зеленчукская, Светлое, Бадары) и строительной площадки 70-м радиотелескопа на плато Суффа (Узбекистан) (средние значения за 1981–1991 гг.) показана целесообразность расширения параметров оценки при выборе площадки Карадаг для установки антенн миллиметрового диапазона. Это связано с отсутствием на территории Российской Федерации мест с устойчиво хорошей прозрачностью атмосферы в миллиметровом диапазоне, сравнимых с плато Чахнантор в Чили. Наряду с использованием среднемесячных значений интегрального влагосодержания в качестве основного критерия к выбору площадки следует учитывать как характеристику розы ветров на полигоне Карадаг, так и более детальное ежесуточное и внутрисуточное распределение влагосодержания. На площадке Карадаг даже в летнее время периодически возникает высокая прозрачность атмосферы. Интегральное влагосодержание уменьшается до уровней, сопоставимых с этим параметром на горной площадке Суффа. Полученные результаты позволяют скорректировать существующие принципы размещения астрономических инструментов и систем космической связи миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов на территории РФ.

*Ключевые слова:* миллиметровые волны, распространение, атмосфера, поглощение, влагосодержание

DOI: 10.31857/S0004629921080016

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Существенное развитие в последнее время технологий приема и усиления слабых сигналов в миллиметровом диапазоне длин волн позволяет ставить задачу создания систем связи, радиоастрономических систем, а также многоканальных систем дистанционного зондирования миллиметрового диапазона с целью как экологического мониторинга, так и учета поглощения атмосферы в прикладных задачах.

К преимуществам применения миллиметровых волн (ММВ) в системах связи следует отнести, прежде всего, такие факторы, как увеличение объема и скорости передачи информации, высокое усиление антенн при их малой апертуре, а также повышенную помехозащищенность каналов связи. В системах космической связи узкие диаграммы направленности антенн на ММВ спо-

собствуют повышению скрытности связи и подавлению интерференционных помех, а большой коэффициент усиления позволяет уменьшать мощность передатчика и улучшать массогабаритные характеристики аппаратуры спутника. Применение узконаправленных многолучевых бортовых антенн позволяет осуществлять коммутацию линий спутниковой связи.

Наиболее приоритетные спутниковые линии связи, работающие на частотах свыше 20 ГГц, уже находятся сегодня в эксплуатации [1]:

- Спутник L-SAT/OLYMPUS (Западная Европа) имеет общую ширину полос рабочих частот в диапазонах 14/11 и 30/20 ГГц около 6.8 ГГц. Полоса пропускания ствола составляет 240 МГц, что обеспечивает передачу информации со скоростью 360 Мбит/с.

- Спутник MILSTART (США) с широкополосным ретранслятором работает в диапазоне частот 44/20 ГГц. На борту ИСЗ предусмотрено использование шумоподобных сигналов и псевдослучайная перестройка частот в полосе 2 ГГц, а также коммутация сигналов.

- Спутники ECS-2 и ACTS-E (Япония) функционируют в диапазонах частот 30/20 и 50/40 ГГц при полосе пропускания стволов 250 МГц со скоростью передачи данных не ниже 400 Мбит/с.

В конце 1990-х годов, после того как Федеральная комиссия по связи США (FCC) опубликовала доклад с подробным описанием возможностей систем, работающих на частотах ММВ, полосы частот E-диапазона активно осваиваются для построения систем связи со сверхбольшой пропускной способностью (до 10 Гбит/с).

Основным фактором, определяющим возможности использования ММВ для радиосвязи (наземной, спутниковой, а также для связи с летательными аппаратами), является эффект затухания радиоизлучения в этом диапазоне в атмосферных газах и гидрометеорах.

Идеальным критерием для выбора места радионаблюдения обсерватории или пункта космической связи, работающих в диапазоне ММВ, должно быть устойчиво хорошая и хорошо предсказуемая прозрачность атмосферы в диапазоне ММВ. К сожалению, условия, близкие к плато Чахнантор в Чили, встречаются редко. На территории СССР, по-видимому, только Горно-Бадахшанская автономная область в Таджикистане (плато Шорбулак [2, 3]) и в меньшей степени плато Суффа в Узбекистане могут быть аналогами по атмосферному поглощению. К сожалению, после 1991 г. они оказались за пределами Российской Федерации (РФ). Антенны миллиметрового диапазона являются дорогостоящими инструментами, а их нахождение за пределами РФ еще более удорожает их строительство, эксплуатацию и существенно ухудшает транспортную доступность. Необходимо отметить, что вложение значительных средств за пределами РФ имеет существенные политические риски. Причем это относится не только к республикам Средней Азии, но также и к участию РФ в Южной Европейской обсерватории (ESO), что связано не только с высокой стоимостью оплаты членства в ESO, но и с санкциями. К сожалению, авторам неизвестны на территории РФ площадки с устойчиво хорошей и хорошо предсказуемой прозрачностью атмосферы, поэтому в статье рассматриваются места, возможно, и не соответствующие идеальным критериям, но где периодически возникающая прозрачность атмосферы делает возможным регулярные измерения в миллиметровом диапазоне, хотя и не со 100% по времени.

Для реализации в Российской Федерации спутниковых систем связи в диапазоне ММВ необходимо создание наземной инфраструктуры, обеспечивающей прием и передачу спутниковой информации в диапазоне ММВ. Для Евпаторийского пункта космической связи, расположенного на западе Крыма, сравнение влагосодержания в приземной атмосфере на основе имеющихся географических и метеоданных (см. ниже) показывает, что там условия хуже, чем для Карадага. Однако, поскольку сравнение проводилось по приземным условиям, то требуются дальнейшие исследования интегрального влагосодержания во всей толще атмосферы, которое определяет поглощение ММВ. Другие существующие на территории РФ пункты космической связи не могут быть использованы в диапазоне ММВ из-за значительного атмосферного поглощения.

Полигон Карадаг создавался в 60-е годы XX века как научная станция для абсолютных измерений потоков космических радиоисточников в широком диапазоне длин волн от метров до 8 мм. С учетом основной тенденции развития систем связи и радиоастрономии в освоении миллиметровых и более коротких длин волн в последние годы в НИРФИ ННГУ проведены измерения атмосферного поглощения в окнах прозрачности ММВ. В результате в [4] была показана возможность использования этого пункта для измерений космических источников в диапазоне ММВ. Существующие атмосферные особенности (наложение местного ветра бора, горно-долинная и бризовая циркуляция), а также расположение горного массива Карадаг в циркуляционной тени от Главной гряды Крымских гор, в результате чего этот район является одним из самых засушливых на территории РФ, создают на полигоне Карадаг благоприятные условия для ночных наблюдений в миллиметровом диапазоне длин волн.

Целью данной работы является сравнительный анализ условий распространения ММВ на полигоне Карадаг и на трех полигонах Института прикладной астрономии РАН (ИПА РАН), находящихся в разных климатических зонах РФ. В работе используются результаты измерений авторами атмосферного поглощения на полигоне Карадаг в полосе 93–96 ГГц (соответствующая длина волны 3 мм) в августе-январе 2019–2020 гг. и имеющиеся в свободном доступе<sup>1</sup> результаты измерений тропосферной задержки сигнала за тот же промежуток времени в системе точного позиционирования ГЛОНАСС для полигонов ИПА РАН: Светлое (Ленинградская область), Зеленчукская (Карачаево-Черкесская Республика) и Бадары (Республика Бурятия). Аналогичные работы проводились для выбора места размещения радиоте-

<sup>1</sup> Для получения данных требуется бесплатная регистрация на сайте [5].

лескопа миллиметрового диапазона с 70-м основным рефлектором РТ-70 проекта П-2500 в 1981–1991 гг. в СССР. По результатам исследований такой инструмент было решено разместить в обсерватории на плато Суффа (высота 2335 м над уровнем моря), в настоящее время находящейся за пределами РФ (Республика Узбекистан) [6]. Размещение инструментов коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн высоко в горах и использование мест с холодным климатом является наиболее распространенным подходом в настоящее время, к нему можно отнести и выбор плато Суффа.

В этой связи за методологическую основу сравнения на первом этапе был взят подход, использованный при выборе плато Суффа. В разделе 2 рассмотрены погодные условия для всех пяти полигонов. В разделе 3 представлены полученные результаты измерений атмосферного поглощения в окне прозрачности атмосферы 3 мм и интегральные влагосодержания атмосферы за период 08.2019–01.2020 гг. на полигоне Карадаг. Результаты измерений интегрального влагосодержания атмосферы на полигоне ИПА РАН приведены в разделе 4. Они получены с использованием тропосферной задержки сигнала в системах точного позиционирования. Как будет показано далее, последовательное применение подхода, использованного для выбора плато Суффа, приводит к размещению инструментов в местах с холодным климатом (радиотелескоп миллиметрового диапазона был размещен даже на Южном полюсе), что существенно удорожает строительство и эксплуатацию установок. Если для целей радиоастрономии, при наличии достаточного финансирования, такой подход можно реализовать на практике, то для систем связи это неприемлемо, так как они должны быть размещены ближе к потребителю и быть в транспортной доступности на территории РФ. Поэтому в разделе 5 статьи мы представляем альтернативный подход к размещению пунктов космической связи и радиотелескопов ММВ на территории РФ.

## 2. СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПОГОДНЫХ УСЛОВИЙ ПО МЕТЕОДАНЫМ ДЛЯ ПОЛИГОНА КАРАДАГ, ПЛАТО СУФФА И ТРЕХ ПОЛИГОНОВ ИПА РАН

Основными факторами, влияющими на распространение ММВ в атмосфере, являются поглощение в атмосферных газах – кислороде и водяном паре, а также капельной фракции облаков. Поэтому, как правило, минимальное атмосферное поглощение ММВ наблюдается в ясную безоблачную погоду. Рассмотрим в этом разделе два важных параметра для полигонов: Параметр 1 – количество ясных дней и ночей, Параметр 2 – приземная температура, от которой зависят фазо-

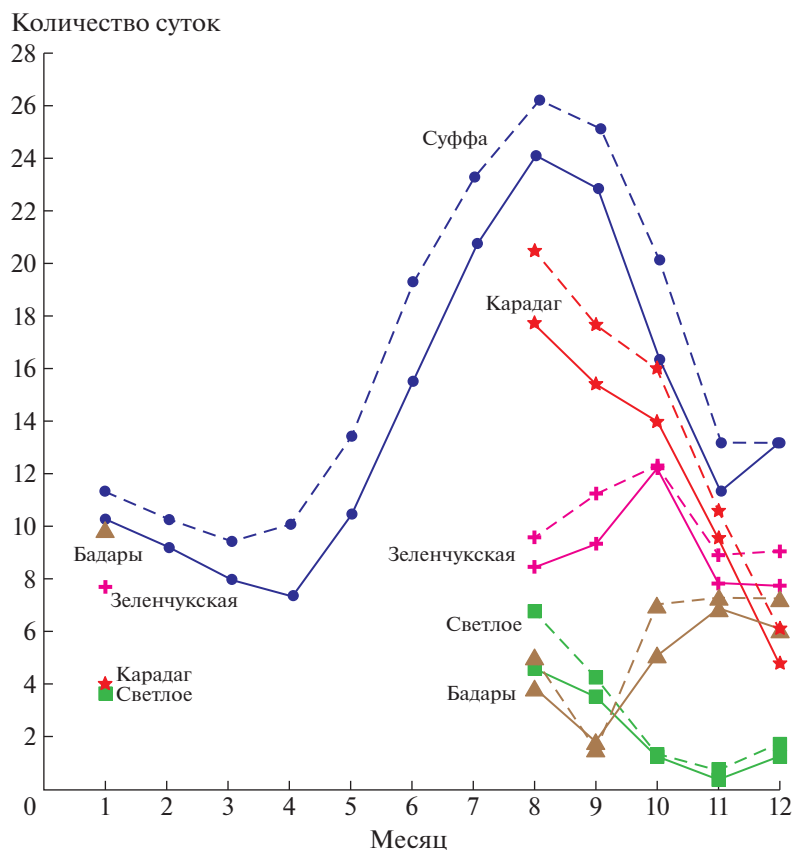
вые состояния атмосферной влаги. Параметр 3 – интегральная влажность атмосферы, будет подробно рассмотрен ниже в разделах 3 и 4.

### 2.1. Параметр 1. Ясные сутки и ясные ночи

Количество ясных дней в году было одним из основных факторов при выборе плато Суффа [6]. Погодные условия считались благоприятными для радиоастрономических измерений в миллиметровом диапазоне при облачности менее 2.5 балла (т.е. процент покрытия неба облаками менее 25%). Автоматические метеостанции на полигонах Карадаг и ИПА РАН не регистрируют состояние облачности, поэтому были использованы данные ближайших метеостанций Росгидромета, имеющие архивы погоды на своем сайте<sup>2</sup>. Для полигона Карадаг – это метеостанция в п. Курортное (№ 33957), расположенная на расстоянии 3 км от полигона. Для полигона Светлое – метеостанция в д. Сосново (№ 22891) на расстоянии 25 км от плато, для полигона Зеленчукская – метеостанция в ст. Зеленчукская (№ 37112), на расстоянии 5 км, и для полигона Бадары – метеостанция в п. Кырен (№ 30806), на расстоянии 10 км. На рис. 1 приведены средние данные о промежутках времени в сутках, когда это условие выполняется. Они показаны сплошными линиями, соединяющими соответствующие значения каждого месяца, в том числе для Суффы по месяцам [6] (ясные сутки) в 1981–1991 гг. – значения нанесены синими точками, для других рассматриваемых полигонов по месяцам с августа 2019 г. по январь 2020 г. данные показаны красными звездочками (Карадаг), зелеными квадратиками (Светлое), лиловыми крестиками (Зеленчукская), и коричневыми треугольниками (Бадары).

Данные для полигонов приведены для тех интервалов времени, когда имеются измерения атмосферного поглощения для Карадага и тропосферной задержки сигнала для полигонов ИПА. Для Карадага измерения охватывают от 75% до 100% времени в разные месяцы, для полигонов ИПА измерения тропосферной задержки сигнала охватывают в разные месяцы от 50% до 70% времени. Это сделано для того, чтобы было видно, какой доле времени и метеоусловиям соответствуют приводимые далее данные о характеристиках распространения ММВ в разных местах. Из рис. 1 видно, что в летне-осенний период доля ясной погоды для Карадага существенно превышает этот параметр для полигонов ИПА РАН и сравнима с данными для Суффы. Необходимо отметить, что полученное для Карадага меньшее значение доли ясной погоды по сравнению с Суффой может быть характерно только для сезона 2019 г., в то время, как для Суффы использова-

<sup>2</sup> [gr5.ru](http://gr5.ru)



**Рис. 1.** Средние данные о промежутках времени в сутках при облачности менее 2.5 балла представлены сплошными линиями по месяцам за 1981–1991 гг. для плато Суффа (синие точки), а также для других полигонов по месяцам с августа 2019 г. по январь 2020 г. для интервалов времени, когда проводились измерения условий распространения ММВ: Карадаг (красные звездочки), Светлое (зеленые квадратики), Зеленчукская (лиловые крестики), Бадары (коричневые треугольники). Кроме того, штриховыми линиями показаны также средние данные о промежутках времени в ночах, когда наблюдалась облачность менее 2.5 балла за 1981–1991 гг. для плато Суффа [6] — синие точки (ясные ночи), для других полигонов (с 20 ч вечера до 8 ч утра) с августа 2019 г. по январь 2020 г.: Карадаг — красные звездочки, Светлое — зеленые квадратики, Зеленчукская — лиловые крестики, Бадары — коричневые треугольники.

ны данные, усредненные за 10 лет. Очевидно, что измерения тропосферной задержки для полигонов ИПА РАН, старались проводить при ясной погоде, поэтому не охваченное измерениями время не приведет к существенному увеличению количества ясных дней и не изменит качественно картину. В зимний период доля ясной погоды на Карадаге уменьшается и сравнима с полигонами ИПА РАН.

Помимо количества ясных дней в году для плато Суффа в [6] также приведено количество ясных ночей, так как в радиоастрономии ночное время является предпочтительным при приеме слабых сигналов. На рис. 1 приведены также средние данные о промежутках времени в ночах, когда облачность составляет менее 2.5 балла. Они показаны штриховыми линиями, соединяющими соответствующие значения каждого месяца, в том числе для Суффы за 1981–1991 гг. [6] (ясные но-

чи) значения нанесены синими точками, для других полигонов для ночного времени с 20 ч вечера до 8 ч утра с августа 2019 г. по январь 2020 г.: красными звездочками (Карадаг), зелеными квадратами (Светлое), лиловыми крестиками (Зеленчукская) и коричневыми треугольниками (Бадары). Для Суффы и Карадага количество ясных ночей на 10–15% больше количества ясных суток. Для полигонов ИПА разница не столь явно выражена. В [6] не приведена статистика по условиям распространения ММВ в ясные ночи для Суффы, поэтому в дальнейшем будут рассматриваться условия распространения ММВ только для ясных суток.

## 2.2. О метеоусловиях на полигоне Карадаг

Поиск наиболее подходящего места для установки оптического телескопа проводился и ранее, в предвоенные годы. В 1930-х годах исследо-



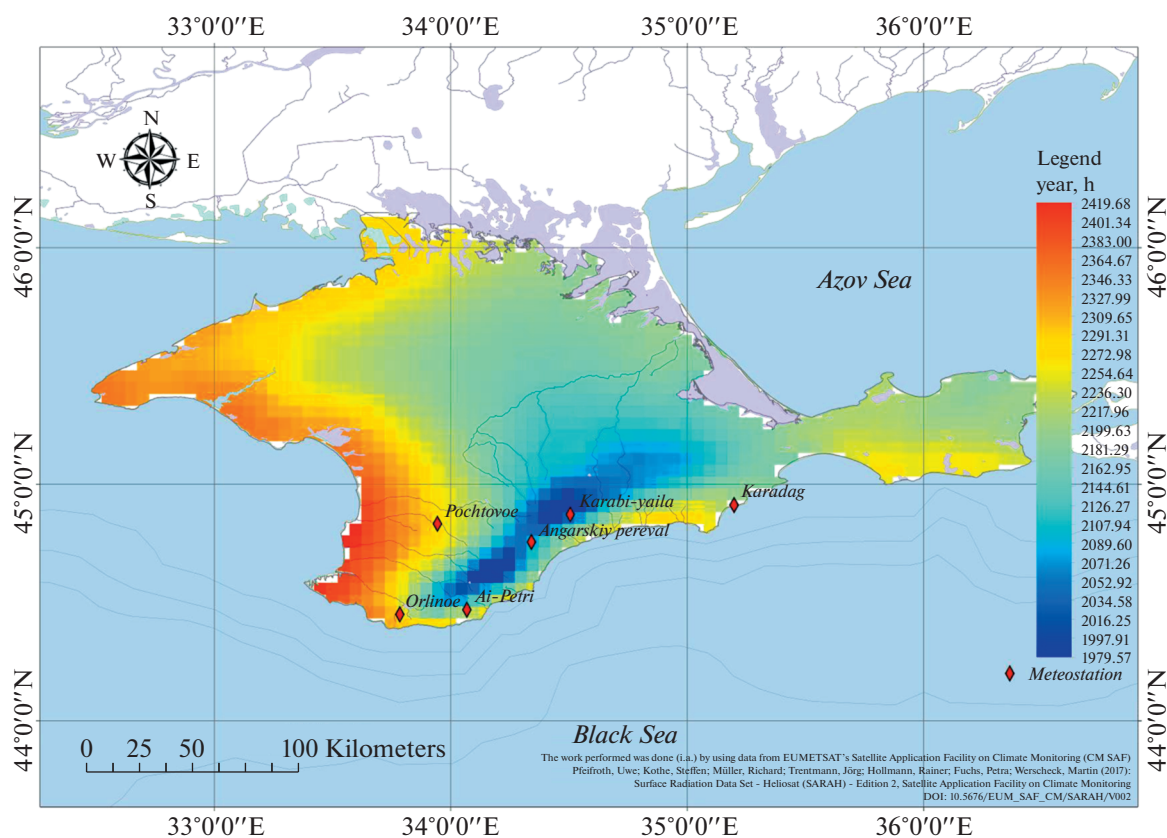


Рис. 2. Продолжительность солнечного сияния на территории Крымского полуострова, ч. Карта построена на основе данных реанализа, выполненного по материалам Европейской организации спутниковой метеорологии [8].

валось поглощение атмосферы [7] для создания южной обсерватории на территории СССР. В итоге была выбрана местность недалеко от поселка Старый Крым (12 км севернее полигона Карадаг), но строительство обсерватории не состоялось из-за войны.

Большая доля ясной погоды для полигона Карадаг объясняется тем, что Республика Крым относится к числу наиболее солнечных районов европейской части России. Продолжительность солнечного сияния здесь, в основном, составляет 2250–2300 час/год в центральной части полуострова, в районе северного Присивашья и центре Керченского полуострова (рис. 2). Карта продолжительности часов солнечного сияния построена на основе данных реанализа, выполненного по материалам Европейской организации спутниковой метеорологии, EUMETSAT's Satellite Application Facility on Climate Monitoring (CM SAF [8]). На западном и Керченском побережье этот показатель увеличивается до 2300–2350 час/год. Параллельно северо-западному, западному и юго-западному побережью при продвижении к нему происходит постепенное увеличение продолжительности солнечного сияния с 2300 до 2400 ч и

более. Продолжительность солнечного сияния по данным метеостанций в различных районах Крыма в часах приведена в табл. 1. Снижение длительности сияния на юго-восточном берегу обусловлено главным образом затененностью местности горами в вечернее время, что не оказывает, однако, влияния на проведение измерений в диапазоне ММВ. Внимание следует уделить значениям среднегогодового количества ясных и пасмурных дней. Они приведены в табл. 2 по данным ряда метеостанций Гидрометцентра Крыма за период инструментальных наблюдений.

Как видно из рис. 2, наибольшая продолжительность солнечного сияния наблюдается в районе Евпаторийского пункта космической связи, находящегося в западном Крыму. Меньшая длительность солнечного сияния в районе Карадага (примерно на 8%) связана с гористым характером местности в юго-восточном Крыму, которое приводит к меньшей продолжительности солнечного сияния еще не являясь свидетельством малого содержания влаги в атмосфере. Следует отметить, что, в отличие от Евпаторийского пункта космической связи, полигон Карадаг почти со всех сто-

**Таблица 1.** Продолжительность солнечного сияния по метеостанциям Крыма,  $\Delta t$ 

№ п/п	Метеостанция	$\Delta t$ , ч
1	Ай-Петри	2210.49
2	Ангарский перевал	2083.00
3	Караби-яйла	2032.05
4	Карадаг	2194.43
5	Орлиное	2252.41
6	Почтовое	2276.42

рон закрыт горами, препятствующими приходу влажных воздушных масс с моря. На рис. 3 приведена рельефная карта местности с южного направления, где видно, что море в существенной степени закрыто горами. Равнинный характер местности в районе Евпатории способствует свободному распространению влажного морского воздуха в глубь суши. К сожалению, на данный момент нет данных измерений интегрального влагосодержания атмосферы в западном Крыму. Однако приземные значения абсолютной влажности и характер растительности свидетельствуют о меньшем влагосодержании в районе полигона Карадаг, чем в Евпатории. Территории вокруг площадок Евпаторийского пункта космической связи активно используются для выращивания сельскохозяйственных культур, в то время как в районе полигона Карадаг растет только виноград. Для более качественного сравнения условий распространения ММВ в районе Евпатории необходимы локальные измерения интегрального влагосодержания.

В рамках существующего подхода антенны ММВ стараются устанавливать на вершинах гор. Всего в Горном Крыму насчитывается 16 вершин с высотой более 1500 м. Практически все они находятся на Бабуган-яйле на территории Крымского природного заповедника, в ведомстве Управления делами Президента Российской Фе-

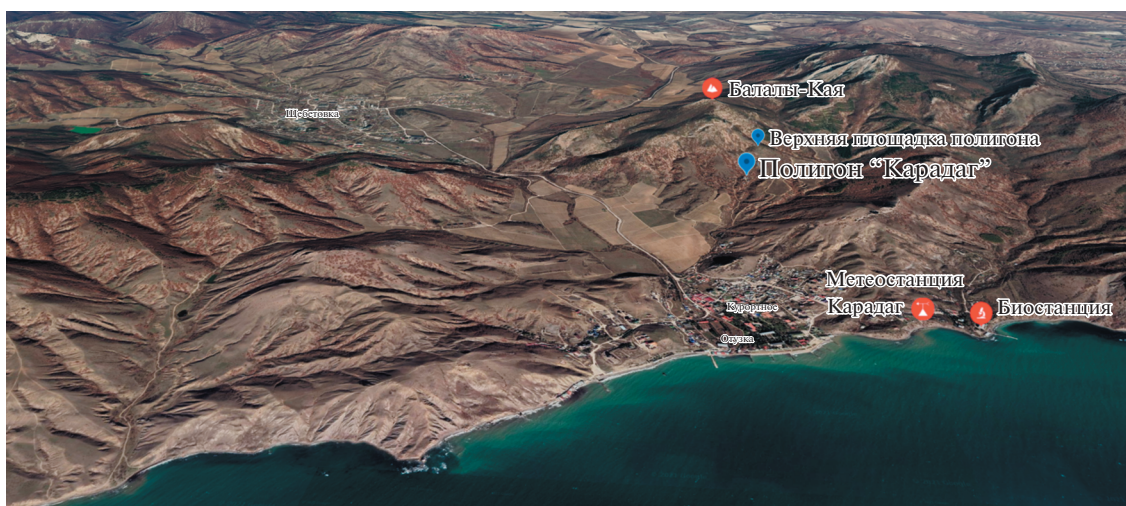
дерации. Согласно ФЗ “Об особо охраняемых природных территориях” от 14.03.1995 № 33-ФЗ ст. 9 (ред. от 28.12.2016) на территории государственного природного заповедника запрещается любая деятельность, противоречащая задачам государственного природного заповедника и режиму особой охраны его территории, установленному в положении о данном государственном природном заповеднике. Это делает невозможным их использование для установки антенн, поэтому далее целесообразно более детально рассмотреть условия на Карадаге.

На метеостанции Карадаг в среднем около 200 малооблачных дней в году, однако на полигоне НИРФИ ННГУ Карадаг, расположенном у подножия горы Балалы-Кая с юго-восточной стороны, солнечных дней должно быть больше, чем на метеостанции Росгидромета, расположенной на морском побережье на расстоянии 3 км от полигона, поскольку обращенный к морю склон Балалы-Кая получает за год наибольшее количество солнечной радиации. Это приводит к нагреву поверхности и возникновению восходящих потоков, препятствующих образованию облаков над данной территорией.

Полигон Карадаг расположен вблизи границы Карадагского природного заповедника, но за его пределами. Климатические условия Карадагского заповедника подробно описаны в [9]. Сочетание особенностей атмосферной циркуляции Карадага, расположенного на границе моря и суши, обуславливает значительные величины солнечной радиации при сравнительно малой облачности. Гористый (и притом чрезвычайно сложно расчлененный) рельеф способствует неравномерному распределению солнечной радиации по склонам. Величина прямой солнечной радиации в сумме за год составляет от 2180 до 3770 МДж/м<sup>2</sup>. На Карадаге преобладают ветры северных румбов, повторяемость которых в течение года превышает 60%. В целом климат заповедника можно определить как переходный от субсредиземноморского, характерного для западной части Юж-

**Таблица 2.** Среднемноголетнее количество ясных и пасмурных дней

Метеостанция	Количество ясных дней			Количество пасмурных дней		
	Сред.	Макс.	Мин.	Сред.	Макс.	Мин.
Ай-Петри	57.6	115	25	81.4	165	2
Ангарский перевал	43.1	70	19	67	135	25
Караби-яйла	57.2	86	25	98.7	134	20
Карадаг	54.5	99	10	124.5	173	73
Орлиное	64.2	98	35	99.5	131	75
Почтовое	60.1	108	17	101.1	143	65



**Рис. 3.** Рельефная карта местности с южного направления на полигон Карадаг. Полигон Карадаг почти со всех сторон закрыт горами, препятствующими приходу влажных воздушных масс с моря (Google Earth, <https://earth.google.com/web/>).

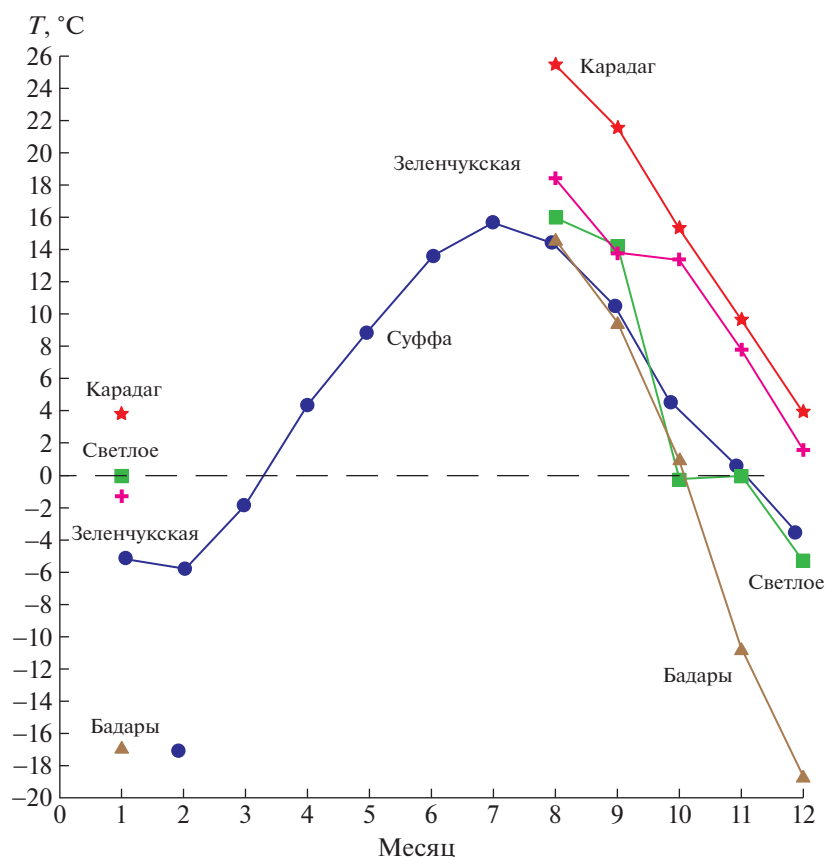
ного берега Крыма (ЮБК), к умеренно континентальному умеренно жаркому сухому, характерному для степной части полуострова.

Осадки в горный Крым во все времена года приходят преимущественно с запада. При этом оказывается, что большую их часть “перехватывает” высокая яйлинская гряда. В результате на юго-восточном побережье Крыма с его невысокими разрозненными вершинами наблюдается выраженный дефицит влаги. Таким образом, заповедник является одним из самых засушливых районов горного Крыма, даже несмотря на то, что в среднем за год здесь бывает около 100 дней с осадками. Это накладывает определенный отпечаток на его растительный покров: здесь отсутствует плющ – обычная даже на ближайшей 7 км горе Эчкидаг лиана, совсем нет бука, плохо произрастает высаженная крымская сосна. Средняя годовая сумма осадков на Карадаге за полувековой период (с 1930 г. по 1980 г.) составила 357 мм (в 1.6 раза меньше, чем в Ялте, и в 1.3 раза меньше, чем в Феодосии). За период с 1920 г. по 2006 г. отмечено возрастание среднегодового количества осадков до 388.5 мм. Среднее количество осадков за 2000–2009 гг. составило 425 мм. Анализ межгодовой динамики количества осадков на Карадаге иллюстрирует их снижение в последнее десятилетие. В работе [10] показано, что количество осадков на Карадаге в период 2012–2018 гг. уменьшилось по сравнению с периодом 2000–2011 гг. на 33.7 мм, что существенно и формирует более засушливые условия среды. Как известно, 2020 год стал очень засушливым в Крыму.

### 2.3. Параметр 2. Приземная температура

Кроме статистики для ясных суток и ясных ночей, важным метеорологическим параметром, представленным в [6] для Суффы, является приземная температура. От нее зависят фазовые состояния атмосферной влаги, которая в основном и определяет условия распространения ММВ. На рис. 4 приведены средние значения приземной температуры в градусах Цельсия при облачности менее 2.5 балла за 1981–1991 гг. для Суффы [6] (синие точки), для полигонов с августа 2019 г. по январь 2020 г.: Карадаг – красные звездочки, Светлое – зеленые квадратики, Зеленчукская – лиловые крестики, Бадары – коричневые треугольники. Горизонтальная штриховая прямая показывает нулевой уровень температур. Температурные данные для полигонов взяты по собственным метеостанциям. Видно, что самые высокие температуры наблюдаются на Карадаге, самые низкие – в Бадарах и Суффе.

В рассматриваемый период все среднемесячные температуры на Карадаге являются положительными. На Суффе и всех полигонах ИПА РАН в осенне-зимний период появляются отрицательные температуры. Самые низкие температуры наблюдаются в Бадарах из-за резко континентального климата в центральной Сибири. Появляются они и на высокогорном плато Суффа (2335 м), несмотря на жаркий климат южного Узбекистана. Даже летом температуры для Суффы не превышают 16°C.



**Рис. 4.** Среднемесячные приземные температуры при облачности менее 2.5 балла за 1981–1991 гг.: для Суффы – синие точки, для других полигонов с августа 2019 г. по январь 2020 г.: Карадаг – красные звездочки, Светлое – зеленые квадратики, Зеленчукская – лиловые крестики, Бадары – коричневые треугольники.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ОКНЕ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ 3 мм И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ В АВГУСТЕ–ЯНВАРЕ 2019– 2020 ГГ. НА ПОЛИГОНЕ КАРАДАГ

В 2019–2020 гг. исследования атмосферного поглощения проводились на территории Крымского полуострова, на полигоне НИРФИ ННГУ Карадаг. Несмотря на небольшую высоту над уровнем моря (105 м – основная площадка, и 140 м – верхняя площадка), подтверждением целесообразности создания в 1966 г. радиоастрономической станции НИРФИ Карадаг (с 2020 г. полигон НИРФИ ННГУ Карадаг) явилось множество проведенных научных работ [11], включающих измерения радиоизлучения космических объектов с поверхности Земли на длинах волн вплоть до 8 мм. В этой связи было высказано предположение, что исследовательская площадка полигона Карадаг может быть использована также и в коротковолновом диапазоне миллиметрового спектра как для наблюдений космических

объектов, так и для установки станции космической связи. Для проверки такой возможности измерения атмосферного поглощения на территории полигона Карадаг начали проводиться с 2017 г. Результаты этих наблюдений опубликованы в [4, 12].

С учетом опыта измерений в 2017 и 2018 г. был создан новый радиометрический комплекс (РК), включающий радиометры на длинах волн 3 и 8 мм, а также профессиональную метеостанцию Davis Vantage Pro 2. С помощью РК на полигоне Карадаг были проведены измерения атмосферного поглощения с августа 2019 г. по январь 2020 г. Для обеспечения автономной круглосуточной работы комплекса в широком интервале температур был создан новый прочный корпус с системой термостабилизации и системой передачи данных через сеть Internet. В указанном выше временном интервале 2019–2020 гг. измерения проводились только одним 3 мм каналом радиометра, приемник 8 мм канала проходил режим апробации. Дальнейшие измерения планируются в двухволновом варианте.

В комплексе использован модуляционный радиометр с рабочей полосой частот от 92.5 до 96.4 ГГц. Амплитудно-частотная характеристика практически симметрична относительно центральной частоты и соответствует ширине полосы 2.3 ГГц [12].

Для измерений использовался метод атмосферных разрезов, который предполагает плоско-слоистую модель атмосферы. В этом случае яркостная температура атмосферы равна

$$T_{\text{я}}(\theta) = T_{\text{ср}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\cos\theta}\right) \right] + 2.73 \exp\left(-\frac{\tau}{\cos\theta}\right), \quad (1)$$

где  $\tau$  – полное вертикальное поглощение в атмосфере,  $T_{\text{ср}}$  – средневзвешенная по коэффициенту поглощения температура атмосферы,  $\theta$  – зенитный угол; второй компонент обусловлен реликтовым космическим излучением. Его вклад в рамках данной задачи незначителен.

Все алгоритмы обработки данных, полученных методом атмосферных разрезов, основаны на использовании безразмерных отношений приращений сигналов на выходе радиометрического приемника. Сигнал на выходе радиометра равен

$$d(\theta) = kT_{\text{я}}(\theta) + A, \quad (2)$$

где  $k$  и  $A$  – калибровочные коэффициенты. Например, для углов  $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3$  в модели плоско-слоистой атмосферы из (1) получим независимое от  $k$  и  $A$  соотношение:

$$Y(\tau) = \frac{d(\theta_2) - d(\theta_1)}{d(\theta_3) - d(\theta_2)} = \frac{T_{\text{я}}(\theta_2) - T_{\text{я}}(\theta_1)}{T_{\text{я}}(\theta_3) - T_{\text{я}}(\theta_2)} = \frac{\exp\left(-\frac{\tau}{\cos\theta_2}\right) - \exp\left(-\frac{\tau}{\cos\theta_1}\right)}{\exp\left(-\frac{\tau}{\cos\theta_3}\right) - \exp\left(-\frac{\tau}{\cos\theta_2}\right)}. \quad (3)$$

Ранее, в [12], были проанализированы два метода получения атмосферного поглощения по атмосферному разрезу. В данном случае использована модификация второго метода с вычислением поглощения по излучению атмосферы для ряда углов от  $0$  до  $80^\circ$  от зенита, где выполняется приближение плоско-слоистой атмосферы, а также опорной области с яркостной температурой, близкой к температуре приземного воздуха. В качестве опорной области было использовано излучение горного склона.

Главное достоинство этой модификации второго метода состоит в том, что в таком варианте он позволяет получить в сочетании с методом наименьших квадратов статистически обоснованное среднее поглощение и ошибку измерений [13].

Преобразуем (1) к виду

$$T_{\text{ср}} - T_{\text{я}}(\theta) = T_{\text{ср}} \exp\left(-\frac{\tau}{\cos\theta}\right). \quad (4)$$

После логарифмирования (4) с использованием в качестве  $T_{\text{ср}}$  излучение опорной области  $d_0$  получим

$$\ln(d_0 - d(\theta)) = -\frac{\tau}{\cos\theta} + \ln(kT_{\text{ср}}). \quad (5)$$

Соотношение (5) по  $\tau$  линейное, что позволяет для его определения применить метод наименьших квадратов с получением статистически обоснованных погрешностей параметров [13]. Другим достоинством этой модификации данного метода является то, что для повышения точности измерений можно использовать любое количество углов в диапазоне  $0^\circ < \theta < 80^\circ$  от зенита. Ошибка измерений, которую дает метод наименьших квадратов, была использована как индикатор попадания отдельных облаков в диаграмму направленности антенны на некоторых углах. Это связано с тем, что, несмотря на отбор погодных ситуаций с облачностью менее 2.5 балла, облака могли попадать в диаграмму направленности антенны на отдельных углах. Введенный таким образом критерий позволил исключить из рассмотрения измерения, в которых полученная ошибка превышала 1% от среднего значения поглощения.

Измерения атмосферного поглощения радиометрическим методом позволяют получать интегральную влажность атмосферы. Основным естественным фактором, воздействующим на климат Земли, является Солнце и его активность. Механизм воздействия солнечной активности разнообразен, однако основное воздействие на земную атмосферу и поверхность осуществляется через интегральный поток электромагнитного излучения Солнца и его спектральные составляющие от ультрафиолета до микроволнового излучения. Основным атмосферным объектом, воспринимающим это излучение и взаимодействующим с ним, является водяной пар, который, в основном, и определяет погодные и климатические характеристики Земли, такие как температура, влажность, облачность, осадки, ветер.

Радиометрические методы зондирования атмосферы позволяют определять интегральное содержание водяного пара  $Q$  в столбе по собственному излучению (поглощению) радиоизлучения атмосферы в линиях поглощения водяного пара. Такие исследования проводятся часто в микроволновой линии поглощения водяного пара  $\nu = 22.23$  ГГц ( $\lambda = 1.35$  см). Однако спектральная линия  $\text{H}_2\text{O}$   $\lambda = 1.35$  см является достаточно слабой для измерения малых содержаний водяного пара  $Q$  в атмосфере. В этом случае предпочтительно использовать сильную линию поглощения

$\text{H}_2\text{O v} = 183 \text{ ГГц}$  ( $\lambda = 1.64 \text{ мм}$ ), а точнее, ее длинноволновый склон в диапазоне  $70\text{--}110 \text{ ГГц}$  ( $\lambda \approx 3 \text{ мм}$ ) в окне прозрачности между сильными линиями поглощения атмосферного кислорода  $60$  и  $120 \text{ ГГц}$ . В силу указанных обстоятельств чувствительность к изменению содержания водяного пара  $Q$  в линии  $1.64 \text{ мм}$  существенно выше, чем в традиционном диапазоне исследования  $\text{H}_2\text{O}$  в линии  $1.35 \text{ см}$ .

По определению, интегральное содержание водяного пара есть

$$Q = \int_0^{\infty} \rho_{\text{H}_2\text{O}}(h) dh, \quad (6)$$

где  $\rho_{\text{H}_2\text{O}}(h)$  – вертикальный профиль абсолютной влажности. Согласно [14], коэффициент поглощения водяного пара  $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}(h)$  пропорционален абсолютной влажности

$$\alpha_{\text{H}_2\text{O}}(h) = \phi_{\text{H}_2\text{O}}(h) \rho_{\text{H}_2\text{O}}(h), \quad (7)$$

где  $\phi_{\text{H}_2\text{O}}(h)$  – удельный коэффициент поглощения водяного пара. Интегрируя (7) и применяя теорему о среднем, имеем

$$\begin{aligned} \tau_{\text{H}_2\text{O}} &= \int_0^{\infty} \alpha_{\text{H}_2\text{O}}(h) dh = \\ &= \int_0^{\infty} \phi_{\text{H}_2\text{O}}(h) \rho_{\text{H}_2\text{O}}(h) dh \approx \bar{\phi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) Q, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\bar{\phi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda)$  – эффективное значение удельного коэффициента поглощения водяного пара.

На практике для обращения задачи используется регрессионное соотношение, связывающее полное поглощение с интегральным содержанием водяного пара  $Q$  и интегральным водосодержанием облаков  $W$ :

$$\tau_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) = \tau_{\text{O}_2}(\lambda) + \bar{\phi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) Q + \gamma(\lambda) W. \quad (9)$$

В (9) поглощение в кислороде  $\tau_{\text{O}_2}(\lambda)$  и эффективные значения удельного коэффициента поглощения в водяном паре  $\bar{\phi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda)$  рассчитываются заранее по квантово-механической теории поглощения в кислороде [15] и в водяном паре [14]. Для ясной атмосферы  $W = 0$ . В этом случае для определения вертикального поглощения  $\tau(\lambda)$  полностью применим метод атмосферных разрезов, изложенный выше.

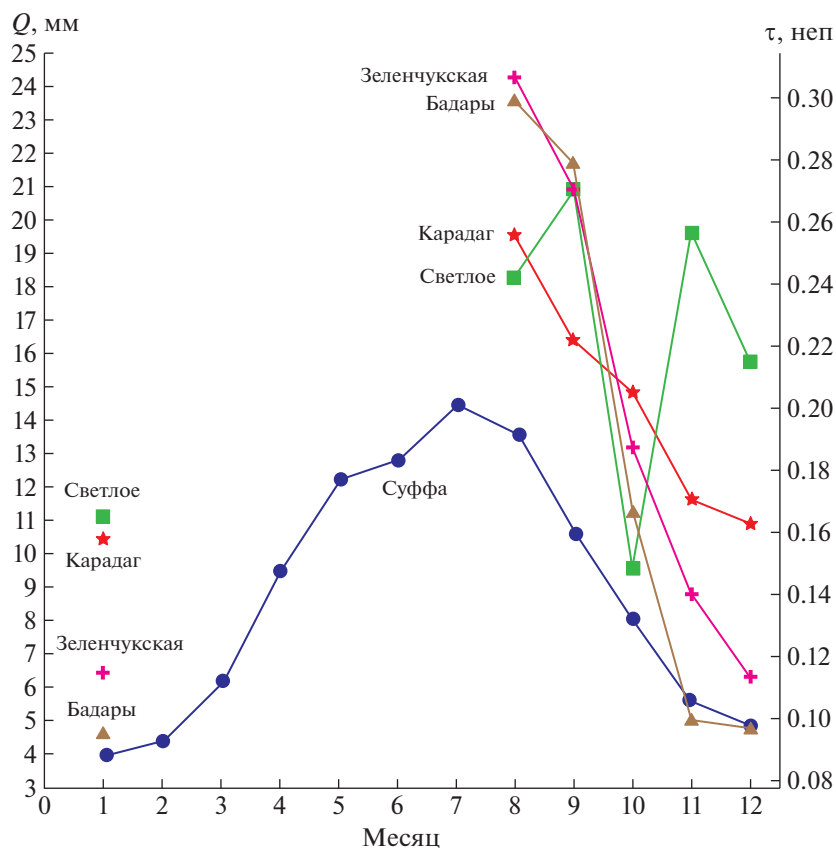
Для рабочей частоты радиометра  $\nu = 94 \text{ ГГц}$  значение  $\tau_{\text{O}_2}(\lambda) = 0.045$  и  $\bar{\phi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) \approx 0.1076 \text{ см}^2/\text{г}$  и  $Q$  выражена в  $\text{г}/\text{см}^2$ . В радиоастрономии интегральное содержание водяного пара  $Q$  принято измерять в миллиметрах осажденной влаги, которая связана с  $Q$  в  $\text{г}/\text{см}^2$ , принятой в метеорологии, соотношением  $Q (\text{мм}) = 10Q (\text{г}/\text{см}^2)$ . В дальней-

шем интегральное содержание водяного пара будет приводиться в миллиметрах осажденной влаги.

На рис. 5 приведены результаты измерений интегрального содержания водяного пара (левая вертикальная ось) для плато Суффа (синие точки) согласно [6]. Правая вертикальная ось на рис. 5 показывает атмосферное поглощение в зените в диапазоне частот от  $92.5$  до  $96.4 \text{ ГГц}$ , использованном для измерений атмосферного поглощения на полигоне Карадаг, соответствующее интегральным влагосодержаниям на левой оси. Необходимо отметить, что для Суффы интегральное содержание водяного пара получено не радиометрическим методом, а по данным аэрологического зондирования за  $1981\text{--}1991$  гг.

Радиометрические измерения на длине волны  $8 \text{ мм}$  на плато Суффа были использованы для построения корреляционной зависимости между приземным значением влажности и интегральным влагосодержанием. Зависимость была использована далее для получения интегральных влагосодержаний по приземной влажности в промежутках времени, где не было аэрологических данных [6]. По этой причине правая шкала на рис. 5 с поглощениями для длины волны  $3 \text{ мм}$  для Суффы носит не экспериментальный, а иллюстративный характер – она дает представление о том, какие поглощения на длине волны  $3 \text{ мм}$  имели бы место для плато Суффа в случае измерений. Мы не используем данные измерений атмосферного поглощения на плато Суффа на длинах волн  $3$  и  $2 \text{ мм}$ , приводимые в [16], так как в них не проведена селекция по облачности, а при обработке измерений использованы измерения на углах, больших  $80^\circ$  от зенита, где условия применимости плоско-слоистой модели не выполняются.

Данные измерений атмосферного поглощения на длине волны  $3 \text{ мм}$  на полигоне Карадаг и полученные по ним интегральные влагосодержания для периода с августа 2019 г. по январь 2020 г. показаны на рис. 5 красными звездочками. Из графиков видно, что среднемесячные содержания водяного пара для полигона Карадаг на  $5\text{--}7 \text{ мм}$  осажденной влаги больше, чем для Суффы. При выборе Суффы в качестве критерия использовались два параметра, показанные на рис. 1 и рис. 5. Сравнение этих параметров позволяет сделать вывод, что количество ясных суток на полигонах Суффа и Карадаг отличается несущественно, а содержание водяного пара на Карадаге на  $20\text{--}30\%$  больше, чем на Суффе. Однако необходимо отметить, что высота Карадага над уровнем моря  $100 \text{ м}$ , что в  $25$  раз меньше, чем у Суффы ( $2335 \text{ м}$ ). Таким образом, использование в данном случае высокогорья, в рамках стандартного подхода для выбора мест установки антенн ММВ диапазона, дает слабый эффект. В то же время сравнение данных по приземному значению температуры и



**Рис. 5.** Графики измерений интегрального влагосодержания при облачности менее 2.5 балла (левая шкала) за 1981–1991 гг. для Суффы – синие точки, для других полигонов с августа 2019 г. по январь 2020 г.: Карадаг – красные звездочки, Светлое – зеленые квадратики, Зеленчукская – лиловые крестики, Бадары – коричневые треугольники. Правая шкала показывает измерения атмосферного поглощения в диапазоне 3 мм для полигона Карадаг и иллюстрирует величины атмосферного поглощения, соответствующие интегральному влагосодержанию (левая шкала) для Суффы и полигонов ИПА РАН, если бы такие измерения там проводились в диапазоне 3 мм. Спад интегральных влагосодержаний в зимний период для Суффы и полигонов ИПА РАН связан с переходом к отрицательным температурам (см. рис. 4).

интегральному влагосодержанию на рис. 4 и 5 для Суффы и Карадага показывает, что при одинаковых температурах примерно равны и интегральные влагосодержания. Например, на рис. 4 приземные температуры в августе для Суффы примерно равны температуре октября для Карадага, а на рис. 5 интегральные влагосодержания для Суффы в августе примерно равны интегральному влагосодержанию для Карадага в октябре. Таким образом, данный пример показывает, что приземная температура является одним из основных факторов влияния на интегральное влагосодержание, в том числе в высокогорье. Средние летние температуры на плато Суффа из-за высокогорья равны 14–16°C, хотя рядом находится Ферганская долина с высокими летними температурами. В зимний период приземные температуры для Суффы становятся отрицательными в отличие от Карадага, и основным фактором, который приводит к уменьшению инте-

грального влагосодержания зимой для Суффы, является вымораживание. При отрицательных температурах водяной пар в атмосфере кристаллизуется, а поглощение в ледяных кристаллах существенно меньше, чем в водяном паре. Это также подтверждает тот факт, что основным фактором, который определяет выбор места в рамках стандартного подхода, являются низкие приземные температуры.

Таким образом, последовательное применение обычного подхода к выбору мест установки антенн ММВ приводит к местам с холодным климатом. Установка радиотелескопа ММВ на Южном полюсе является результатом последовательного выполнения этого принципа. Для территории РФ это места с холодным климатом и длинной зимой. Для проверки достаточности этого условия в следующем разделе мы рассмотрим условия распространения ММВ для трех по-

лигонов ИПА РАН, расположенных в различных климатических зонах РФ.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ИНТЕГРАЛЬНОГО ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ НА ПОЛИГОНАХ ИПА РАН ПО ТРОПОСФЕРНОЙ ЗАДЕРЖКЕ СИГНАЛА В СИСТЕМАХ ТОЧНОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ

Для сравнительного анализа условий распространения ММВ в различных местах желательно иметь для них результаты одновременных измерений интегрального влагосодержания атмосферы. Целесообразно также проводить измерения однотипной аппаратурой, по единой методике. В ИПА РАН был разработан специальный прибор “Радиометр водяного пара” для измерения интегрального влагосодержания атмосферы в линии поглощения водяного пара 1.35 см [17, 18]. Основная цель создания прибора – повышение точности измерений координат в системе точного позиционирования ГЛОНАСС [19]. К сожалению, результаты измерений атмосферного поглощения этим прибором для полигонов ИПА РАН не опубликованы. Поэтому для сравнительного анализа условий распространения ММВ были использованы имеющиеся в открытом доступе данные измерений тропосферной задержки сигнала для полигонов ИПА РАН [5].

Система точного позиционирования ГЛОНАСС работает в дециметровом диапазоне. Для длин волн  $\lambda \geq 1$  мм тропосферная задержка сигнала  $\Delta l$  описывается соотношением [19]:

$$\Delta l [\text{см}] = \int_0^{H_A} (n - 1) dl = \sec \theta (0.2279 P_0 [\text{гПа}] + 0.109 Q [\text{г/см}^2] + \frac{1730}{T_Q [\text{К}]} Q [\text{г/см}^2] + 0.145 W [\text{кг/м}^2]). \quad (10)$$

Здесь  $n$  – коэффициент преломления воздуха,  $H_A$  – высота атмосферы,  $P_0$  – приземное давление,  $T_Q$  – средневзвешенная по абсолютной влажности температура атмосферы,  $W$  – интегральное водосодержание облаков. Первый компонент в (10) описывает гидростатический компонент, который иногда неверно называют “сухим” и который определяется не только сухим компонентом коэффициента преломления атмосферного воздуха, но и недипольным компонентом коэффициента преломления водяных паров. По этой причине он зависит от приземного давления атмосферы, включая и парциальное давление водяных паров. Процедура определения интегрального влагосодержания по тропосферной задержке сигнала систем точного позициониро-

вания описана в [20]. Из (10) на основе данных о полной тропосферной задержке в зените  $\Delta l_{ZPD}$  (tropospheric zenith path delay, см) из [5] и гидростатическом компоненте  $\Delta l_{DPD}$  (dry troposphere path delay, см), описываемом первым компонентом в (10), в условиях ясной погоды  $W \approx 0$  интегральное влагосодержание определяется соотношением

$$Q [\text{г/см}^2] = \frac{\Delta l_{ZPD} - \Delta l_{DPD}}{0.109 + \frac{1730}{T_Q [\text{К}]}}, \quad (11)$$

Температуру  $T_Q$  можно получить, например, из регрессионного соотношения  $T_Q = CT_0 + B$ , где  $T_0$  – приземная температура, а  $C$  и  $B$  рассчитываются по массиву данных аэрологического зондирования [19]. Но в рамках данной задачи по сравнению интегрального влагосодержания в разных климатических зонах РФ с приемлемой точностью можно заменить  $T_Q$  на  $T_0$ .

Как уже упоминалось, данные о тропосферной задержке в [5] представлены не для всех дней месяца, однако для некоторых дат приводится несколько записей. По-видимому, представлены данные для дней с лучшими погодными условиями. При наличии нескольких записей в день рассматривалась запись, которая была размещена последней на сайте [5]. Остальные записи в этот промежуток времени исключались из рассмотрения, чтобы не исказить статистику повторяемости интегрального влагосодержания. В некоторых записях при отрицательных поверхностных температурах были получены отрицательные интегральные влагосодержания. Очевидно, что этого не может быть, и эффект связан с тем, что измеренная тропосферная задержка  $\Delta l_{ZPD}$  оказывается меньше гидростатической  $\Delta l_{DPD}$ . Такие записи исключались из рассмотрения. Возможной причиной может быть неправильно указанная дата наблюдений на сайте [5].

Полученные из (11) интегральные влагосодержания для полигонов ИПА РАН с августа 2019 г. по январь 2020 г. показаны на рис. 5 в единицах “мм осажденной влаги” (левая вертикальная ось): Светлое – зеленые квадратики, Зеленчукская – лиловые крестики, Бадары – коричневые треугольники. Правая ось носит иллюстративный характер и соответствует поглощению в зените на 94 ГГц для полигонов ИПА РАН, а также для Суффы. Она характеризует ожидаемые значения поглощений при измерениях на этой частоте в соответствующем месте в указанный промежуток времени. Как видно из графика, интегральные влагосодержания в летне-осенний период для полигонов ИПА превышают соответствующие значения для Суффы и Карадага. Резкие колебания интегрального влагосодержания по месяцам для



Светлого очевидно связаны с неустойчивыми погодными условиями в северной части европейской части РФ в 2019 г. В зимний период, при наступлении отрицательных температур (рис. 4), интегральные влагосодержания на полигонах ИПА РАН уменьшаются из-за вымораживания. Особенно это характерно для Бадар, где температуры падают до  $-20^{\circ}\text{C}$  (резко континентальный климат центральной Сибири). Однако эффект наблюдается в ограниченный промежуток времени из-за небольшого количества ясных суток в этот период (рис. 1).

В рамках подхода, использованного при выборе плато Суффа для установки антенны ММВ, анализ полученных результатов натурных измерений в августе–январе 2019–2020 гг. свидетельствует, что полигон Карадаг (юго-восточный Крым) является предпочтительным местом для установки антенны ММВ на территории РФ по сравнению со всеми тремя полигонами ИПА РАН, расположенными в различных климатических зонах РФ. Их местоположение было указано во введении. В рамках данного подхода полигон Карадаг имеет сравнимое количество ясных суток с плато Суффа, но уступает по средним значениям интегрального влагосодержания. Необходимо отметить, что важным преимуществом полигона Карадаг является транспортная доступность. Этот фактор, а также положительные средние температуры удешевляют строительство и эксплуатацию антенн ММВ.

Как было указано в [4], подход, обычно используемый при выборе мест для установки антенн ММВ – высокогорные плато, низкие температуры, не является единственным. Среднемесячные значения интегрального влагосодержания являются довольно грубой характеристикой условий распространения ММВ. В следующем разделе рассмотрим альтернативный подход к выбору мест установки антенн ММВ.

## 5. АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ ПОДХОД К ВЫБОРУ МЕСТ УСТАНОВКИ АНТЕНН ММВ

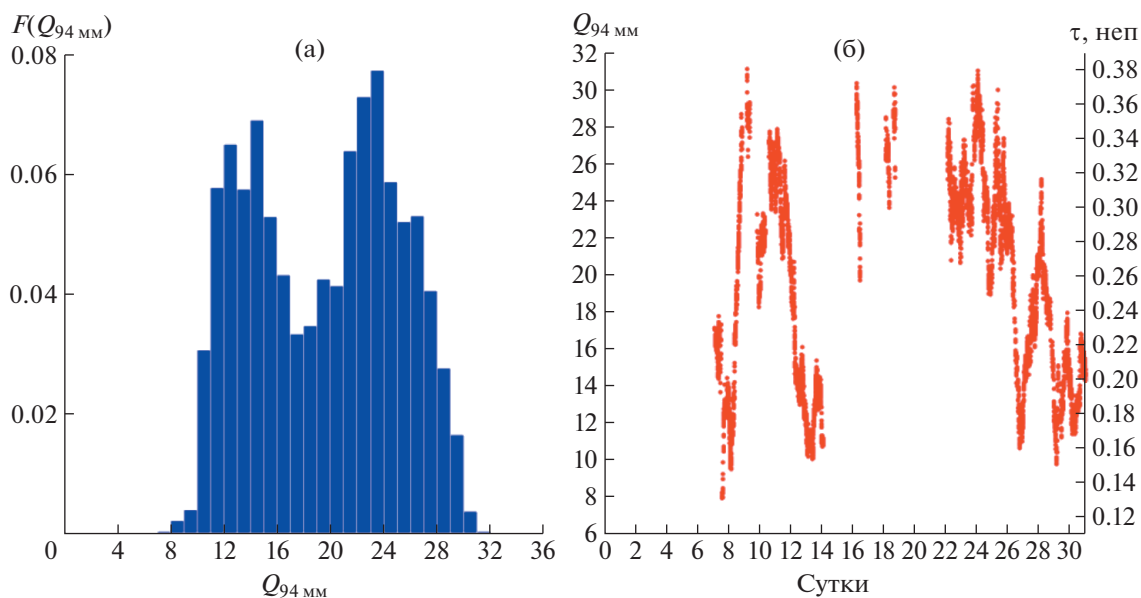
Поскольку основное содержание влаги в атмосфере приходится на пограничный слой  $\Delta h \approx 2.5$  км, определяющим условием к выбору пунктов установки антенн ММВ является локальный климат конкретной территории, который в значительной степени может минимизировать влияние атмосферного поглощения. Поэтому альтернативная концепция может заключаться в выборе места со специфической розой ветров, доставляющей сухой воздух к пункту установки инструмента. Подобный подход был применен при строительстве 64-метрового радиотелескопа на о. Сардиния (Италия), расположенного на высоте всего 600 м над уровнем моря и предназначенного для работы до длины волн 3 мм. При

выборе места установки был учтен засушливый климат острова.

Как уже упоминалось ранее, на основе проведенных в начале XX века исследований поглощения атмосферы [7] в середине 1960-х годов в 13 км от Старого Крыма у подножия горы Балалы-Кая Карадагского горного массива была создана радиоастрономическая станция (РАС) Карадаг Научно-исследовательского радиофизического института [11] (с 2020 г. полигон Карадаг). Для проверки оптимального размещения станции здесь уже проводились циклы измерений атмосферного поглощения в 2017 и 2018 г. [4, 12]. На основе анализа результатов предыдущих исследований можем сказать, что преобладание именно на Карадаге северного ветра вообще и в ночное время, в частности [9, 21], даже если днем ветер дует с юга, создает на территории РАС Карадаг благоприятные условия для ночных астрономических наблюдений.

Статистической характеристикой повторяемости измеренных значений поглощения атмосферы в диапазоне 3 мм являются гистограммы. Исходя из описанных выше особенностей расположения полигона в горном массиве Карадаг и розой ветров на Крымском полуострове в [4] был проведен более детальный анализ связи гистограмм атмосферного поглощения на полигоне Карадаг с метеоусловиями. Анализ показал, что при северных ветрах и ясном небе характер гистограмм может существенно отличаться от типичных унимодальных. На рис. 6а показана гистограмма измерений в диапазоне 3 мм интегрального влагосодержания  $Q_{94\text{ мм}}$  (в мм осажденной влаги) на полигоне Карадаг за август 2019 г.

Гистограмма  $F(Q_{94\text{ мм}})$  на рис. 6а построена по 5655 измерениям с усреднением по  $Q_{94\text{ мм}} = 1$  мм. Видно, что гистограмма имеет два максимума. Причину иллюстрирует временная зависимость интегрального влагосодержания за август 2019 г., представленная на рис. 6б (по горизонтальной оси отложено время в долях суток с начала месяца). Правая часть гистограммы с большими влагосодержаниями на рис. 6б формируется участками записи, для которых характерно нарушение местной воздушной циркуляции циклоном (разрывы в записи соответствуют сильной облачности). Левая часть гистограммы с малыми влагосодержаниями на рис. 6б формируется участками записи, характерными для местной атмосферной циркуляции на полигоне Карадаг. В соответствии с анализом [4] на этих участках наблюдаются суточные вариации атмосферного поглощения. Низкие значения поглощения соответствуют ночному времени суток. Сравнение величин интегрального влагосодержания в левом максимуме на рис. 6а со средними значениями в августе ме-



**Рис. 6.** а) Гистограмма измеренных значений интегрального влагосодержания в атмосфере в миллиметрах осажденной влаги для длины волны 3 мм на полигоне Карадаг с двумя максимумами за август 2019 г. Гистограмма  $F(Q_{94 \text{ мм}})$  построена по 5655 измерениям, с усреднением по  $Q_{94 \text{ мм}} = 1 \text{ мм}$ ; б) временная зависимость (горизонтальная ось в долях суток с начала месяца) значений интегрального влагосодержания в атмосфере в миллиметрах осажденной влаги на полигоне Карадаг за август 2019 г.

сяце на плато Суффа, представленные на рис. 5, показывает, что условия наблюдений при северных ветрах и ясном небе для полигона Карадаг сравнимы с плато Суффа, расположенным на высоте 2335 м над уровнем моря.

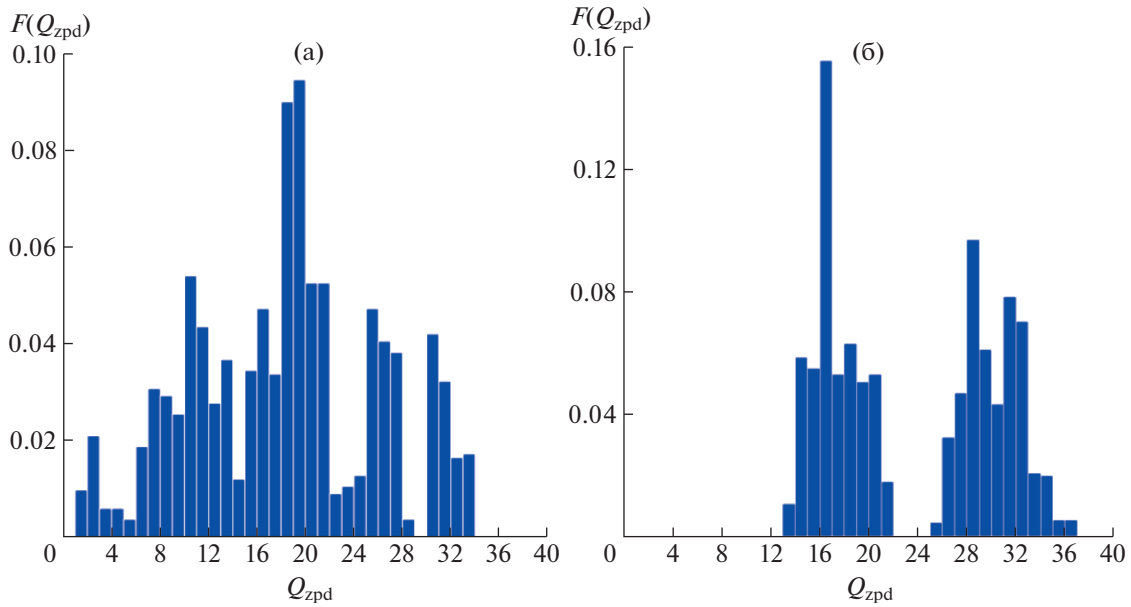
Ранее [4] уже отмечалось, что измерения на полигоне Карадаг летом 2017 г. и измерения 2019 г. проводились в условиях погодной аномалии, при циклонической активности. Однако для стандартных погодных условий Крымского лета — низкая влажность и отсутствие дождей, ситуации, описываемые рис. 6а, будут наблюдаться в большем проценте случаев. Аномально дождливое лето 2017 г. и циклон 2019 г. не являются свидетельствами изменения климатических условий. Такие погодные аномалии наблюдались на Карадаге и ранее, хотя и являются довольно редким явлением. По данным [9], в XX столетии самым влажным был 1968 год. Кроме того, в числе наиболее дождливых называют 1935, 1973, 1976, 2002, 2005 гг. Однако, как уже отмечалось в разделе 2, количество осадков на Карадаге уменьшилось в период 2012–2018 гг., по сравнению с периодом 2000–2011 гг. [10] на 33.7 мм, что существенно и формирует в целом более засушливые условия среды.

Как видно из рис. 6б, в некоторых ситуациях интегральное влагосодержание падает до 7–9 мм осажденной влаги, что является хорошим показателем, сравнимым со средними зимними значе-

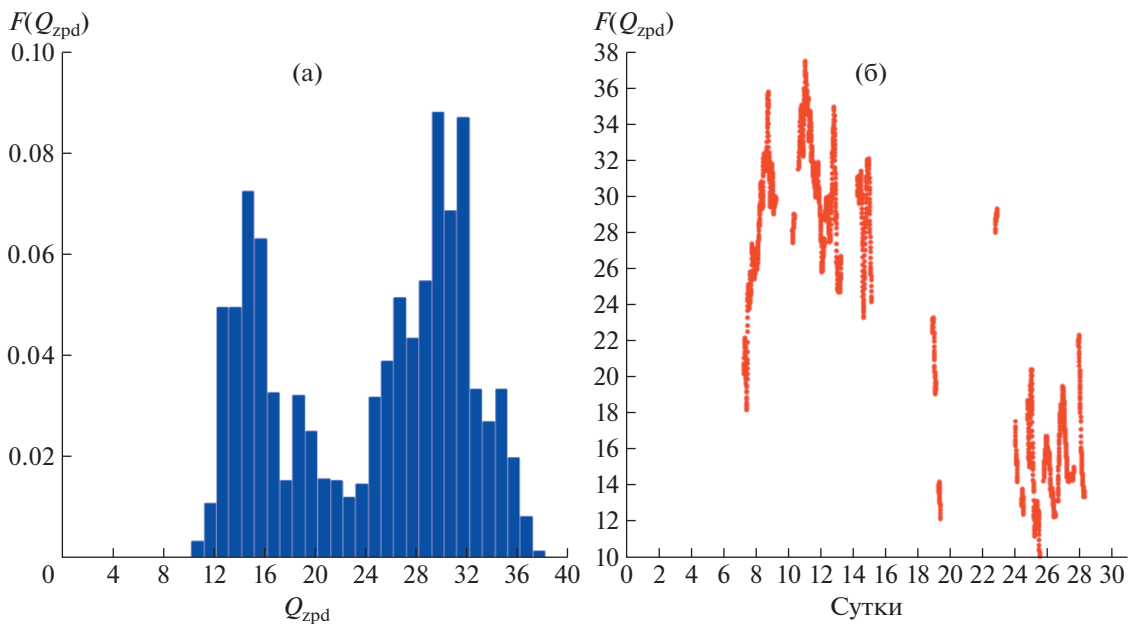
ниями для высокогорных телескопов [22]. Необходимо отметить, что это достигается в летний период при положительных температурах, что существенно упрощает создание и эксплуатацию такого сложного и дорогостоящего оборудования, как приемники и антенны ММВ. Таким образом, среднемесячные значения интегрального влагосодержания, использовавшиеся при выборе плато Суффа [6], не всегда адекватно описывают ситуацию с условиями распространения ММВ.

Следует отметить также, что изрезанность гистограмм может быть вызвана различными причинами. На рис. 7 показаны гистограммы интегрального влагосодержания в августе 2019 г. для полигонов Светлое (рис. 7а) и Бадары (рис. 7б). Эффект изрезанности связан здесь со значительным количеством облачных ситуаций в этих климатических зонах РФ в августе 2019 г. В данном случае среднемесячные значения интегрального влагосодержания на рис. 5 для этих полигонов являются единственным способом адекватно описать имевшуюся погодную ситуацию. Для уточнения средних значений необходима большая статистика, включающая несколько лет.

На рис. 8а показана гистограмма интегрального влагосодержания для полигона Зеленчукская, а на рис. 8б — соответствующая временная зависимость. В данном случае резкое изменение интегрального влагосодержания в середине месяца может быть вызвано как прохождением погодно-



**Рис. 7.** Гистограммы измеренных значений интегрального влагосодержания в атмосфере в миллиметрах осажденной влаги для полигонов Светлое (а) и Бадары (б).



**Рис. 8.** а) Гистограмма измеренных значений интегрального влагосодержания в атмосфере в миллиметрах осажденной влаги на полигоне Зеленчукская с двумя максимумами за август 2019 г. Гистограмма  $F(Q_{zpd})$  построена по 2665 измерениям, с усреднением по  $Q_{zpd} = 1$  мм; б) временная зависимость (горизонтальная ось в долях суток с начала месяца) значений интегрального влагосодержания в атмосфере в миллиметрах осажденной влаги на полигоне Зеленчукская за август 2019 г.

го фронта с наносом сухого воздуха, имеющего случайный характер, так и особенностями местной атмосферной циркуляции, связанной с гор-

ным рельефом вблизи полигона. Для ответа на эти вопросы по полигонам ИПА РАН нужны дальнейшие исследования.

Представленные в разделе результаты показали целесообразность внимательного отношения к дополнительным факторам при выборе места для расположения антенн миллиметрового диапазона. Учет среднемесячных значений интегрального влагосодержания атмосферы является необходимой, но не всегда достаточной характеристикой. Альтернативная концепция может заключаться в выборе места со специфической розой ветров, при которой обеспечивается доставка сухого воздуха к пункту установки инструмента. Кроме того, предложенный измерительный комплекс [12] способен поддержать альтернативный подход по сравнению с размещением инструментов в холодных зонах или подъему их в горы. В радиоастрономических обсерваториях повсеместно используется модуляционный метод калибровки посредством переключения входного тракта приемника с антенны на нагрузку с известной температурой (метод *chopper-wheel* [23]). Он состоит в том, что перед первым усилителем в тракт включается так называемый *chopper* — это переключатель (возможно, механический), который поочередно подключает к приемнику выход антенны и чернотельную нагрузку комнатной температуры. Исторически на миллиметровых волнах он стал применяться ввиду отсутствия в данном диапазоне соответствующих диодных шумовых генераторов, сигналы которых используются для калибровок. Величина ступеньки подмешанного во входной тракт сигнала генератора шума определяется по двум нагрузкам: горячей (при комнатной температуре) и холодной (жидкий азот) и при его стабильности затем используется в процессе измерений. Генератор шума не перекрывает входной тракт и излучение атмосферы не влияет на величину калибровочной ступеньки. Но *chopper*, который на миллиметрах используют вместо генератора шума, перекрывает входной тракт, и калибровочная ступенька равна разности сигналов от черного тела и сигнала от атмосферы. При этом формулу для обработки калибровочного сигнала почему-то оставили без изменений (см. [23]). По этой причине при усилении излучения атмосферы калибровочная ступенька уменьшается и это частично компенсирует увеличение антенной температуры из-за роста излучения атмосферы. Поскольку яркостная температура атмосферы при этом не измеряется, рассуждения носят качественный характер, и определить вклад атмосферы в температуру антенны на источнике невозможно. В этом случае вклад атмосферы является частью ошибки калибровки. В [23] отмечено, что точность такой калибровки составляет 5–10%. Между тем, реализация двухтемпературной калибровки позволяет разделить шумы приемника и атмосферы, измерить параметры атмосферы и повысить точность калибровки до 1%. В этом случае параметры атмосферы измеряются штат-

ным радиоастрономическим приемником, но атмосфера изменчива, увеличение количества двухтемпературных калибровок для следования за переменами будет существенно усложнять процесс. Наличие атмосферного измерительного комплекса позволяет определять параметры атмосферы в реальном масштабе времени без использования двухтемпературной калибровки и повысить точность калибровки на порядок.

На Карадаге при наблюдениях на длине волны 8 мм применялся, по нашему мнению, более совершенный вариант метода *chopper-wheel*. Переключение производилось между двумя облучателями в фокусе антенны. Диаграмма одного облучателя была направлена на источник, другая на опорную область. При измерении разности сигналов между наведением на источник и на опорную область излучение атмосферы присутствует в обоих случаях и вычитается. Переключение должно выполняться быстро, чтобы атмосфера не успела измениться. Однако, вероятно, что на больших антеннах могут возникать сложности с реализацией этой процедуры. Заметим, что в *chopper-wheel* переключение происходит после антенны, поэтому антенна не калибруется. В [23] приведены потоки излучения от планет для реализации внешней калибровки, которая позволяет учитывать параметры антенны. Однако остается вопрос о стабильности излучения планет.

В процессе дальнейшего совершенствования радиометрического комплекса дистанционного зондирования атмосферы, который сейчас работает на полигоне Карадаг, нами добавлен второй частотный канал на длину волны 8 мм. Реализованное при этом трехкратное разнесение частот каналов позволяет одновременно измерять как интегральное влагосодержание  $Q$ , так и капельную фракцию облаков  $W$ , используя разницу в частотной зависимости поглощения в водяном паре и капельной фракции облаков в (9).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты исследования интегрального влагосодержания, полученного по измерениям атмосферного поглощения в диапазоне длин волн 3 мм на полигоне Карадаг (Республика Крым) с августа 2019 г. по январь 2020 г. Проведен сравнительный анализ условий распространения ММВ на основе характеристик, использованных в 80-х годах XX века для выбора места расположения 70-м антенны миллиметрового диапазона для плато Суффа, полигона Карадаг и трех полигонов ИПА РАН.

1. Показано, что по количеству ясных дней и ночей Карадаг и Суффа сопоставимы и превосходят полигоны ИПА РАН, расположенные на Северном Кавказе (Зеленчукская), севере европей-

ской части РФ (Светлое) и Центральной Сибири (Бадары).

2. Проведен сравнительный анализ значений интегрального влагосодержания, определяющих условия распространения ММВ: для Карадага (август-январь 2019–2020 гг. по измерениям атмосферного поглощения в диапазоне 3 мм), для Суффы (средние за 1981–1991 гг. по аэрологическим данным), для трех полигонов ИПА РАН (Светлого, Зеленчукской и Бадары, август-январь 2019–2020 гг. по измерениям тропосферной задержки в системах точного позиционирования). Сравнение данных для Карадага и Суффы показывает, что одним из основных факторов, связанных с интегральным влагосодержанием, является приземная температура. На этих двух площадках при близких температурах наблюдаются сравнимые интегральные влагосодержания. Показано, что подъем антенны на гору (плато Суффа) влияет на интегральное влагосодержание, однако не слишком значительно, через уменьшение поверхностной температуры. В летне-осенний период среднемесячные интегральные влагосодержания на Карадаге на 5–7 мм осажденной влаги больше, чем для Суффы, что связано с низкими летними температурами на плато (высота 2335 м). Показано также, что в летне-осенний период по этому критерию Карадаг уступает Суффе, но превосходит полигоны ИПА РАН. Низкие интегральные влагосодержания для Суффы и полигонов ИПА РАН наблюдаются в зимний период при отрицательных температурах. В итоге следует вывод, что последовательное применение принципов сравнительного анализа, использованных при выборе плато Суффа, для выбора места расположения антенн миллиметрового диапазона приводит к местам с холодным климатом и длинной зимой с отрицательными температурами. Однако на практике необходимо принимать во внимание два сопутствующих негативных фактора: (1) наличие в большинстве климатических зон РФ значительной вероятности числа облачных ситуаций; (2) затруднение эксплуатации прецизионной техники миллиметрового диапазона при отрицательных температурах, а также значительное повышение из-за этого расходов на строительство инструментов.

3. Показано также, что использование среднемесячных значений интегрального влагосодержания на полигонах является слишком грубой характеристикой. В частности, из-за специфической розы ветров на полигоне Карадаг периодически возникает высокая прозрачность воздуха. В результате даже в летнее время интегральное влагосодержание падает до уровней, сопоставимых с Суффой и другими высокогорными телескопами. В этой связи следует учитывать более детальное ежесуточное и внутрисуточное рас-

пределение результатов измерений влагосодержания.

4. Кроме того, альтернативой выбору площадок для размещения инструментов в холодных зонах и подъему их в горы может способствовать реализация предложенного в [12] измерительного комплекса для коррекции в реальном времени наблюдательных данных на атмосферное поглощение и более точные калибровки радиотелескопов мм диапазона длин волн.

Полученные результаты позволяют скорректировать существующие принципы размещения систем космической связи и астрономических инструментов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, проводя поиск новых площадок в местах с подходящей розой ветров. Представляется также целесообразным провести реализацию систематических атмосферных измерений на полигоне Карадаг предложенной двухчастотной системой в диапазоне ММВ (3 и 8 мм).

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проекты в рамках базовой части Государственного задания ННГУ 0729-2020-0057, и ИФМ РАН 0035-2014-0206, а также ФИЦ ИнБЮМ 0556-2019-0006).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Р. П. Быстров, А. В. Петров, А. В. Соколов*, Журн. радиоэлектроники № 5, 3 (2000).
2. *G. B. Sholomitskii, I. A. Maslov, and V. M. Grozdilov*, *Soviet Astron.* **26**, 358 (1982).
3. *A. V. Lapinov, S. A. Lapinova, L. Yu. Petrov, and D. Ferrusca*, in *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy X* **11453**, 114532 (2020).
4. *И. Т. Бубукин, И. В. Ракуть, М. И. Агафонов, А. Л. Панкратов, и др.*, *ЖЭТФ* **156**, 43 (2019).
5. [https://cddis.nasa.gov/Data\\_and\\_Derived\\_Products/CDDIS\\_Archive\\_Access.html](https://cddis.nasa.gov/Data_and_Derived_Products/CDDIS_Archive_Access.html)
6. <http://asc-lebedev.ru/index.php?dep=16&suffa=3>
7. *В. Е. Панчук, В. Л. Афанасьев*, *Астрофиз. бюлл.* **66**(2), 253 (2011).
8. <https://wui.cmsaf.eu/safira/action/viewHome>
9. *М. М. Бескаравайный, Н. С. Костенко, Л. П. Миронина, Л. Я. Партыка, В. Н. Голубев, В. М. Зубаровский, А. М. Пекло, Природа Карадага* (Киев: Наукова думка, 1989).
10. *А. В. Зуев, В. Ю. Летухова, Е. А. Зуева*, Тр. Карадагской научной станции им. Т. И. Вяземского – природного заповедника РАН **13**, 77 (2020).
11. *С. Д. Снегирев, В. М. Фридман, О. А. Шейнер, Первый в стране Радиофизический институт (от создания до наших дней)* (Нижний Новгород: ФГБНУ НИРФИ, 2016).

12. *И. Т. Бубукин, М. И. Агафонов, И. В. Ракуть, А. Л. Панкратов, А. А. Яблоков, А. В. Троицкий, А. С. Приймак, Р. В. Горбунов*, Изв. ВУЗов. Радиофизика **62**(7–8), 630 (2019).
13. *В. М. Иванова, В. Н. Калинина, Л. А. Нешумова, И. О. Решетникова*, Математическая статистика (М.: Высшая школа, 1981).
14. *В. Ю. Катков*, Радиотехника и электроника **42**(12), 1441 (1997).
15. *P. W. Rosenkranz*, J. Quant. Spectroscop. Radiative Transfer **39**(4), 287 (1988).
16. *Г. М. Бубнов, Ю. Н. Артеменко, В. Ф. Вдовин, Д. Б. Данилевский, и др.*, Изв. ВУЗов. Радиофизика **59**(8–9), 852 (2016).
17. <http://iaaras.ru/quasar/wvr/>
18. *Г. Н. Ильин, А. В. Троицкий*, Изв. ВУЗов. Радиофизика **60**(4), 326 (2017).
19. *M. Bevis, S. Businger, T. A. Herring, C. Rocken, R. A. Anthes, and R. H. Ware*, J. Geophys. Res. Atmospheres **97**(D14), 15787 (1992).
20. *J. L. Davis, T. A. Herring, I. I. Shapiro, A. E. E. Rogers, and G. Elgered*, Radio Science **20**(6), 1593 (1985).
21. *Г. С. Курбасова, А. Е. Вольвач*, Наука вчера, сегодня, завтра № 4, 79 (2016).
22. <https://www.iram-institute.org/>
23. *P. R. Jewell*, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **278**, 313 (2002).

УДК 524.3

## НАБЛЮДАЕМОСТЬ ОДИНОЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД НА СРГ/eROSITA

© 2021 г. А. Д. Хохрякова<sup>1, 2, \*</sup>, А. В. Бирюков<sup>2, 3</sup>, С. Б. Попов<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

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

<sup>3</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, Казань, Россия

\*E-mail: alenahohryakova@gmail.com

Поступила в редакцию 05.10.2020 г.

После доработки 11.02.2021 г.

Принята к публикации 31.03.2021 г.

Четырехлетний обзор неба с использованием телескопа eROSITA на борту обсерватории Спектр-РГ с фокусирующей оптикой позволит получить наилучший обзор в мягком (0.5–2 кэВ) и стандартном (2–10 кэВ) рентгеновских диапазонах, как с точки зрения чувствительности, так и с точки зрения углового разрешения. Мы провели исследование возможности обнаружения различных типов одиночных нейтронных звезд с помощью eROSITA. Среди уже известных объектов eROSITA сможет зарегистрировать более 160 пульсаров, 21 магнитар, 7 центральных компактных объектов, все семь источников Великолепной семерки и две другие рентгеновские одиночные нейтронные звезды в течение четырехлетней миссии. Кроме того, ожидается, что eROSITA сможет обнаружить аккрецирующие одиночные нейтронные звезды, а также открывать новые остывающие нейтронные звезды и магнитары.

*Ключевые слова:* нейтронные звезды, пульсары, рентгеновские наблюдения, рентгеновская астрономия

DOI: 10.31857/S0004629921080065

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования большинства астрофизических объектов можно в первом приближении разделить на изучение отдельных источников, по которым имеется большое количество данных, и на изучение достаточно больших и по возможности однородных выборок. Первый подход позволяет, как правило, в деталях проверить применимость тех или иных физических механизмов (например, генерации излучения) к исследуемым объектам. Тогда как второй дает возможность определять общие характеристики источников (температура рождения, основные пути эволюции и т.п.). С инструментальной точки зрения для первой задачи больше подходят инструменты с небольшим полем зрения, позволяющие достигать очень слабых потоков и высокого углового разрешения. В современной рентгеновской астрономии это, в первую очередь, космические обсерватории XMM-Newton и Chandра. Вторая задача обычно требует обзорных наблюдений. На настоящий момент в рентгеновском диапазоне наиболее полный обзор неба был проведен с помощью немецкой космической обсерватории ROSAT [1].

В данной работе мы изучаем наблюдаемость различных типов одиночных нейтронных звезд с помощью телескопа eROSITA на борту спутника Спектр-Рентген-Гамма (СРГ). Четырехлетний обзор с помощью этого инструмента с фокусирующей оптикой позволит получить наилучший обзор неба в мягком (0.5–2 кэВ) и стандартном (2–10 кэВ) рентгеновском диапазоне как с точки зрения чувствительности, так и с точки зрения углового разрешения. Кроме того, на борту СРГ установлен российский телескоп ART-XC, который также проведет полный обзор неба в стандартном рентгеновском диапазоне. Это будет чрезвычайно важно для изучения различных субпопуляций нейтронных звезд.

Вскоре после открытия в 1932 г. Джеймсом Чедвиком нейтрона [2] Бааде и Цвикке предсказали [3] существование звезд, в основном состоящих из этих частиц. Долгое время считалось, что на практике зарегистрировать их будет очень трудно из-за малого размера (порядка десяти км), так как в то время предсказывалось лишь тепловое излучение компактных объектов, а наблюдения были возможны лишь в оптическом диапазоне. Тепло-

вое рентгеновское излучение для значительного количества одиночных нейтронных звезд удалось обнаружить только в 1990-х годах с помощью спутника ROSAT.

Как известно, нейтронные звезды были открыты в 1967 г. Дж. Белл и соавт. в виде импульсных источников радиоизлучения — пульсаров [4]. Так был обнаружен второй механизм излучения нейтронных звезд — радиоизлучение магнитосферы. Последующие наблюдения показали, что магнитосферный механизм может обеспечивать испускание электромагнитных волн во всех спектральных диапазонах, включая рентгеновский [5].

В этой статье мы рассматриваем возможность регистрации как теплового, так и магнитосферного рентгеновского излучения нейтронных звезд разных типов.

Сейчас известно около 2800 нейтронных звезд, большинство из которых радиопульсары (см. каталог ATNF<sup>1</sup> [6]). Тепловое рентгеновское излучение зарегистрировано от нескольких десятков таких объектов [7].

Статистика радиопульсаров и взрывов сверхновых, а также данные по звездной эволюции говорят о том, что в нашей Галактике должно быть порядка  $\sim 10^9$  нейтронных звезд [8]. В рентгеновском диапазоне наиболее заметны молодые одиночные нейтронные звезды, у которых еще сохраняется высокая температура поверхности ( $\sim 10^6$  К) и/или присутствует мощное магнитосферное излучение, связанное, в конечном итоге, с потерями вращательной энергии.

Среди одиночных нейтронных звезд, наблюдающихся в рентгеновском диапазоне, на сегодняшний день доминируют источники с нетепловым магнитосферным излучением (радиопульсары, вращающиеся радиотранзиенты).

К объектам, которые наблюдаются вследствие диссипации тепловой энергии, относятся объекты Великолепной семерки (возраст порядка нескольких сотен тысяч лет), так называемые центральные компактные объекты в остатках сверхновых (CCO, возраст от сотен лет до десятков тысяч). Также тепловое излучение наблюдается у некоторых радиопульсаров и магнитаров. Остаточное тепловое излучение одиночных нейтронных звезд доступно для обнаружения лишь при возрастах менее миллиона лет [9]. В данном случае возраст обычно удается оценить в результате сравнения с теоретическими кривыми остывания, а также, в некоторых случаях, по кинематическим данным. Тепловое излучение радиопульсаров может быть связано не только с остаточным

теплом, но и с прогревом полярных шапок потоками частиц. В этом случае его можно наблюдать и у старых объектов (например, миллисекундных пульсаров). Такое излучение также рассматривается нами в данной работе.

Старые одиночные звезды являются слишком холодными, чтобы обнаружить их тепловое излучение, а кроме того они или уже значительно замедлили свое вращение или/и их магнитное поле уменьшилось, что делает магнитосферный механизм излучения неэффективным. Однако теоретически их можно обнаружить, если они аккрецируют достаточно вещества из межзвездной среды [10, 11]. Подобные объекты пока не найдены. Возможность их идентификации с помощью eROSITA кратко обсуждается в разделе 8.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 рассказано о телескопе eROSITA и его свойствах. Раздел 3 посвящен рассмотрению предела детектирования точечных объектов в ходе обзора. В разделах 4–7 последовательно рассматривается возможность наблюдения таких типов нейтронных звезд, как радиопульсары, магнитары, центральные компактные объекты, радиотихие одиночные нейтронные звезды. В разделе 8 обсуждаются критерии поиска новых одиночных нейтронных звезд. Наконец, в заключительном девятом разделе представлены основные выводы.

## 2. eROSITA

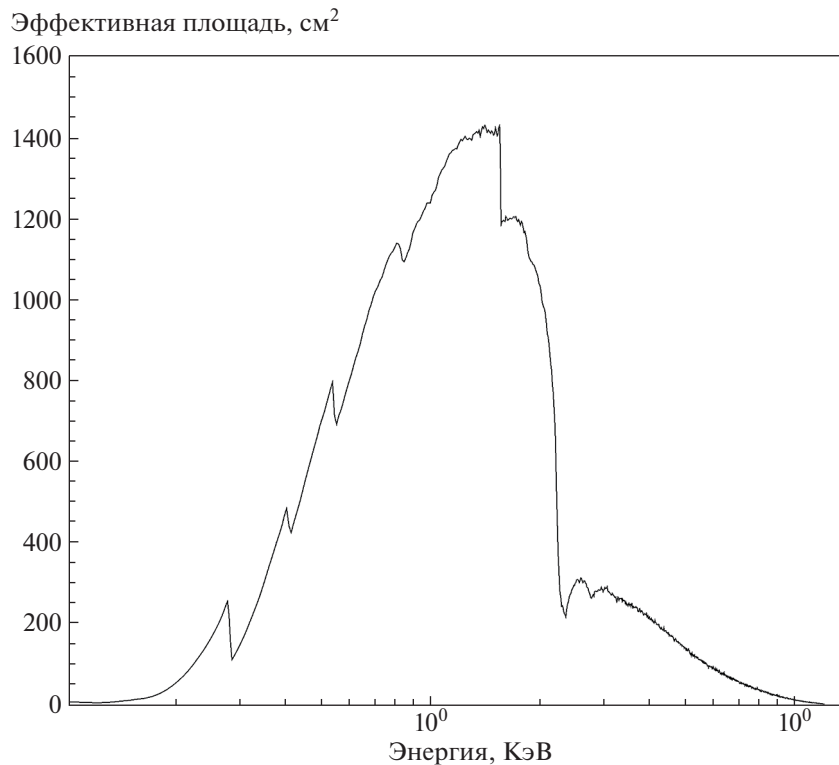
Телескоп eROSITA (extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array) является основным инструментом обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (СРГ), выведенной на орбиту в июле 2019 г. С помощью этого прибора будет выполнено исследование всего неба в рентгеновском диапазоне: за 4 года работы eROSITA сделает 8 полных обзоров неба в диапазоне энергий от нескольких десятых кэВ до 10 кэВ. Подробное описание eROSITA представлено в работе [12].

Предшественником eROSITA был спутник ROSAT, который проводил обзор всего неба в мягком диапазоне энергий от 0.1 до 2.4 кэВ с 1990 по 1999 г. Подробнее об этом инструменте см. в [13]. Важной характеристикой любого обзора является величина “охват” (англ. grasp), произведение эффективной собирающей площади на поле зрения. По этой характеристике eROSITA превосходит ROSAT более, чем в 20 раз. Данное преимущество позволит сделать качественно новые открытия, как касающиеся отдельных источников, так и их популяций. В более жестком диапазоне (до 10 кэВ) это будет первый обзор всего неба, к тому же проведенный с использованием фокусирующей оптики.

Другие рентгеновские телескопы, например, Chandra и XMM-Newton, больше подходят для

<sup>1</sup> Онлайн каталог пульсаров ATNF см. <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>





**Рис. 1.** Зависимость эффективной площади телескопа eROSITA от энергии фотонов. Данные представлены в предположении, что 5 из 7 телескопов закрыты фильтрами, отсекающими мягкую часть спектра.

точечных наблюдений из-за их ограниченного поля зрения. При этом с помощью XMM-Newton за 20 лет наблюдений покрыта значительная часть неба в рамках так называемого “скользящего обзора” (slew survey) [14]. Однако по всем параметрам скользящий обзор XMM-Newton уступает обзору eROSITA.

Зеркальная система eROSITA состоит из семи идентичных модулей. Пять из семи детекторов закрыты фильтрами, отсекающими мягкую часть спектра. Соответствующая зависимость эффективной площади от энергии фотона приведена на рис. 1 (данные взяты с сайта eROSITA<sup>2</sup>). Для разных участков неба суммарное время экспозиции за 4 года обзора будет несколько различаться, составляя в среднем около 2000 с. Минимальная экспозиция составит 1627 с.

Данные, которые будет получать eROSITA, будут разделены между российским и немецким консорциумами в соответствии с положением источников на небе. Объекты, расположенные на северной половине (галактическая долгота  $0 < l < 180^\circ$ , северный полюс неба попадает в эту область), будут принадлежать российской сторо-

не. Эту часть неба и объекты на ней ниже мы будем условно называть “российскими”.

### 3. ОЦЕНКА УРОВНЯ ТЕМНОВОГО СИГНАЛА EROSITA И МИНИМАЛЬНЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ ПОТОКОВ

Семь ПЗС-матриц eROSITA работают в покадровом режиме. В каждой из них раз в 50 мс кадр размером  $384 \times 384$  пиксела быстро переносится из области накопления в область хранения, откуда считывается за  $\sim 10$  мс. Если наблюдается известный объект, то обладая телеметрической информацией об ориентации телескопа, можно рассчитать координаты изображения источника в кадре. А следовательно, и измерить число отсчетов детектора внутри диафрагмы выбранного размера и центрированной на источник. Складывая эти числа, полученные на разных кадрах, и вычитая из них накопленный темновой сигнал, мы тем самым можем получить оценку рентгеновского потока от источника, т.е. провести его фотометрию. Если общее число отсчетов в диафрагме за некоторое время накопления будет статистически превышать ожидаемое количество фотонов от темнового сигнала ПЗС-матриц, то тогда можно будет говорить об уверенном обнаружении источника. Точность же фотометрии будет опреде-

<sup>2</sup> <https://wiki.mpe.mpg.de/eROSITA>

ляться количеством накопленных фотонов, т.е. яркостью источника и эффективным временем экспозиции.

При этом определенная сложность фотометрии на eROSITA заключается в том, что форма изображения точечного источника на фокальной плоскости каждого из 7 телескопов сильно зависит от расположения относительно оптической оси, так как площадь функции рассеяния точки (точнее Half Energy Width, HEW) ухудшается при внеосевых наблюдениях. Так, если в центральной области кадра диаметром около  $10'$  вокруг оптической оси HEW  $\approx 15''$ , то на краю поля зрения величина HEW достигает уже  $\approx 80''$ . И даже более того, сама форма изображения становится очень сложной [15].

Для определения предельного потока от источника, регистрируемого eROSITA, в работе [12] предполагалось, что фотометрия всегда производится в круглой апертуре диаметром  $60''$  независимо от положения источника в кадре. При этом учитывается, что в эту апертуру попадает, в среднем, только 80% всех зарегистрированных фотонов. Используя методику из этой работы, можно показать, что за суммарное время экспозиции  $t_{\text{exp}} = 1627$  с на eROSITA можно будет обнаруживать объекты с аппаратной яркостью  $F_{X,\text{min}} = 8.7 \times 10^{-3}$  отсчетов за секунду в интервале энергий 0.5–10 кэВ на уровне значимости  $2.87 \times 10^{-7}$ . Что соответствует уровню  $5\sigma$  для нормального распределения.

Однако в [12] считалось, что уровень темнового сигнала eROSITA равен  $f_{\text{bkg}} \approx 3 \times 10^{-3}$  отсчетов в секунду с квадратной минуты поля зрения. Тогда как реальные полетные испытания 2019–2020 гг. показали, что уровень фона на детекторах телескопа в интервале 0.2–8 кэВ почти в 2 раза больше и составляет  $f_{\text{bkg, fly}} = 5.8 \times 10^{-3}$  отсчетов за секунду с квадратной минуты [16]<sup>3</sup>.

Поэтому, следуя [12] и предполагая Пуассоновское распределение темновых отсчетов на телескопе, мы получили уточненную оценку минимального потока. А именно, для того, чтобы говорить о статистически значимом детектировании источника, количество зарегистрированных отсчетов внутри апертуры должно быть больше такого минимального целого  $N$ , что

$$\sum_{n=0}^N \frac{\mu_{\text{bkg}}^n}{n!} \exp(-\mu_{\text{bkg}}) \geq 1 - \alpha, \quad (1)$$

<sup>3</sup> Отметим, что в интервале 8–10 кэВ темновой сигнал детекторов eROSITA очень мал, поэтому приведенная оценка видится применимой и к интервалу 0.2–10 кэВ.

где  $\alpha = 2.87 \times 10^{-7}$  – уровень значимости обнаружения, а

$$\mu_{\text{bkg}} = \frac{5\pi}{16} f_{\text{bkg, fly}} t_{\text{exp}}. \quad (2)$$

В предыдущей формуле время экспозиции  $t_{\text{exp}} = 1627$  с, а коэффициент  $5\pi/16 = \pi/4/0.8$  отражает тот факт, что область интегрирования мы считаем кругом и что 20% всех фотонов от источника оказываются за ее пределами.

При этом минимальный обнаружимый поток будет выражаться как

$$F_{X,\text{min}} = \frac{N - \mu_{\text{bkg}}}{t_{\text{exp}}}, \quad (3)$$

где  $t_{\text{exp}}$  – время экспозиции. В результате было получено

$$F_{X,\text{min}} \approx 11.5 \times 10^{-3} \text{ отс./с}, \quad (4)$$

что ненамного больше оценки, полученной в [12].

Однако стоит отметить, что возможность обнаружения (известных) точечных источников определяется не только аппаратными характеристиками телескопа и детектора. В немалой степени на это влияет и алгоритм обработки данных. Так, например, достаточно изменить размер апертуры интегрирования или сделать ее динамической (коль скоро размер изображения меняется по мере продвижения в поле зрения телескопа), и оценка (4) также изменится.

Вероятно, что конкретный алгоритм работы с данными не будет оставаться неизменным в течение всего времени функционирования аппарата и последующей обработки. Однако простая оценка чувствительности, приведенная выше, вполне может рассматриваться как разумное консервативное приближение и вряд ли будет существенно отличаться от того, что будет получено при окончательной работе с данными. В частности, сами авторы проекта использовали ее при планировании наблюдений [12].

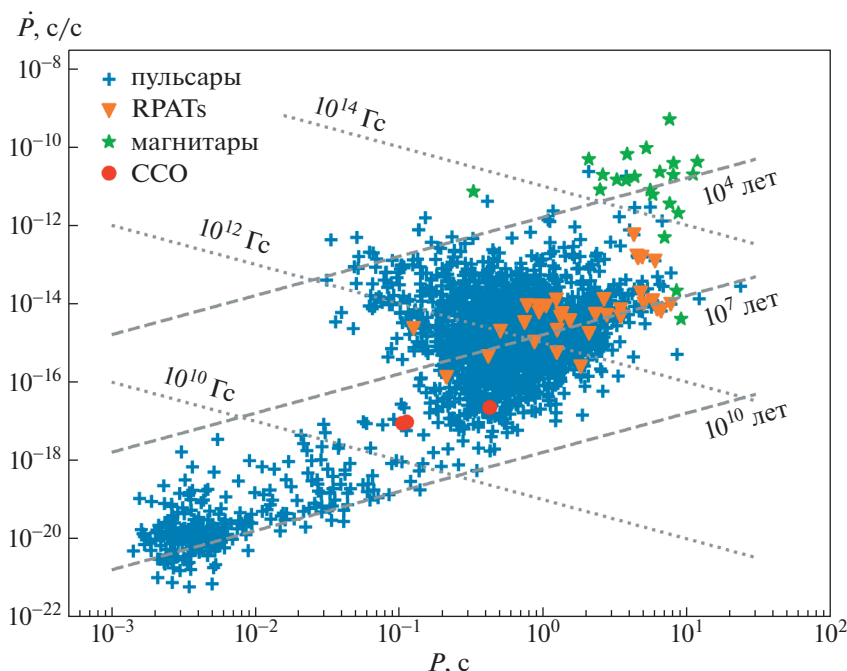
С учетом всего сказанного выше для дальнейших оценок в нашей работе мы используем нижнюю оценку потока по порядку величины, а именно  $F_{X,\text{min}} = 0.01$  отсчета за секунду.

## 4. ПУЛЬСАРЫ

### 4.1. Радиопульсары

В этом разделе мы исследуем возможность регистрации рентгеновского излучения от пульсаров. Для этого мы строим спектральную модель такого излучения. Мы предполагаем, что спектр является суммой теплового и степенного.

Пульсары (классические и миллисекундные) и вращающиеся радиотранзиенты (Rotating Radio



**Рис. 2.** Диаграмма “ $P-\dot{P}$ ” для пульсаров, вращающихся радиотранзистентов (RRATs), магнитаров и центральных компактных объектов (ССО). Штриховые линии соответствуют постоянным характеристическим возрастам (см. ф-лу (7)), пунктирные – постоянным магнитным полям (см. ф-лу (6) в разделе 4).

Transients, RRATs) составляют основную часть популяции известных нейтронных звезд. Всего в каталоге ATNF [6] на момент написания этой работы содержится >2720 радиопульсаров (включая RRATs).

Для начала рассмотрим основные характеристики нейтронных звезд вообще и пульсаров в частности. Это энергетические потери, магнитное поле и характеристический возраст (см. ниже). В первом приближении для нейтронных звезд справедливо следующее выражение для энергетических потерь:

$$\dot{E}_{\text{rot}} = -I\dot{\Omega}\dot{\Omega} \sim \frac{B^2\Omega^4 R^6}{c^3}, \quad (5)$$

где  $I$  – момент инерции нейтронной звезды, примерно равный  $10^{45}$  г см<sup>2</sup>,  $\Omega$  – угловая скорость ее вращения,  $\dot{\Omega}$  – темп замедления вращения,  $B$  – магнитное поле на экваторе,  $c$  – скорость света. Это выражение близко к результату, полученному в результате численного моделирования [17].

Для типичной нейтронной звезды магнитное поле на экваторе часто оценивается по магнито-дипольной формуле для ортогонального ротатора:

$$B \approx 3.2 \times 10^{19} (P\dot{P})^{1/2} \text{ Гс}, \quad (6)$$

следующей из выражения (5). Здесь  $P = 2\pi/\Omega$  – период вращения звезды в секундах,  $\dot{P}$  – темп замедления в секундах за секунду.

Типичное время жизни нормального радиопульсара составляет  $\sim 10^7$  лет [9, 18]. Если известен период вращения нейтронной звезды ( $P$ ) и темп его изменения ( $\dot{P}$ , см. рис. 2), то ее возраст можно оценить по так называемому характеристическому возрасту:

$$\tau_{\text{ch}} = \frac{P}{2\dot{P}}. \quad (7)$$

Эта величина может сильно отличаться от реального возраста, поскольку здесь сделано несколько предположений: замедление вращения происходит в соответствии с магнито-дипольной формулой при постоянном магнитном поле и угле между осью диполя и осью вращения, а начальный период пренебрежимо мал по сравнению с современным значением (см. дискуссию в [18]). Однако в среднем такая оценка неплохо отражает реальное положение дел.

Точное значение возраста можно установить только для пульсаров, связанных с так называемыми историческими сверхновыми, т.е. речь идет о единичных и достаточно молодых (обычно лишь сотни лет) объектах. Однако существует ряд подходов, позволяющих получать неплохие оцен-

ки возраста для большого числа более старых нейтронных звезд: кинематический возраст, возраст по остаткам сверхновых и т.д. (см., напр., [19, 20] и ссылки там).

Перейдем к оценке теплового излучения. Для оценки температуры в недрах (рассчитанной с учетом красного смещения) мы использовали выражение из [21], являющееся аналитическим приближением результатов моделирования из работы [22] для звезды массой  $1.32 M_{\odot}$ :

$$T_{\text{in}} = b \left( \frac{t}{1 \text{ yr}} \right)^a \exp(-t/\tau_c), \quad (8)$$

где параметры  $b = 6.56 \times 10^8 \text{ K}$ ,  $a = -0.185$ ,  $\tau_c = 8.58 \times 10^5 \text{ лет}$ . Здесь в качестве возраста  $t$  мы брали характеристический (см. формулу 7).

Далее температуру поверхности (соответственно, уже с учетом красного смещения) мы оценивали как

$$T_{\text{surf}} = 83.67 \text{ K} \left( \frac{T_{\text{in}}}{1 \text{ K}} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Это примерная оценка, которая тем не менее неплохо фиксирует более точные расчетные данные [23]. Связь  $T_{\text{surf}}$  с  $T_{\text{in}}$  также зависит от химического состава внешних слоев нейтронной звезды и величины магнитного поля [24]. Заметим, что использованные параметры фита в уравнении (8) соответствуют некоторому конкретному уравнению состояния вещества недр нейтронной звезды и умеренной массе, при которой основные теплотери связаны с модифицированными УРКА-процессами. Таким образом, мы по сути используем верхнюю оценку температуры для радиопульсаров. С другой стороны, здесь мы пренебрегаем возможным дополнительным нагревом, например за счет затухания магнитного поля. Так что для некоторых НЗ с большими магнитными полями наша оценка может быть занижена.

Для нормировки степенной части спектра, связанной с нетепловым магнитосферным излучением, зависящим от  $\dot{E}_{\text{rot}}$ , мы использовали рентгеновскую светимость, являющуюся суммой двух слагаемых. В жестком диапазоне (2–10 кэВ) мы рассчитывали светимость, следуя работе [25]:

$$L_{\text{X}}[2-10] = 3.8 \times 10^{35} \text{ эрг с}^{-1} \left( \frac{\dot{E}_{\text{rot}}}{10^{38} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{1.34}, \quad (10)$$

и в мягком диапазоне (0.1–2 кэВ), согласно [9]:

$$\begin{aligned} L_{\text{X}}[0.1-2] &= \\ &= 4.4 \times 10^{34} \text{ эрг с}^{-1} \left( \frac{\dot{E}_{\text{rot}}}{10^{38} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{0.997}. \end{aligned} \quad (11)$$

Полная светимость в диапазоне 0.1–10 кэВ равна их сумме.

Эмпирическое соотношение (10) получено в работе [25] для 39 пульсаров по данным ASCA, RXTE, BeppoSAX, Chandra и XMM-Newton. При этом в [25] рассчитывали светимости, экстраполируя в некоторых случаях спектры, полученные в мягком рентгеновском диапазоне ROSAT, на более жесткий диапазон. В работе [9] используются светимости из различных независимых источников.

Приведенная выше светимость складывается из теплового и степенного спектров. Для степенной части мы приняли фотонный индекс  $\Gamma = 1.7$  [9].

Важно отметить: мы считали, что указанные выше формулы применимы и для обычных, и для миллисекундных пульсаров, поскольку в работах [25] и [9] одновременно использовали данные по обоим группам источников.

Для расчета темпа регистрации фотонов на eROSITA мы используем методику, подробно описанную в [26]. Количество регистрируемых фотонов в секунду:

$$\begin{aligned} \dot{N}_{\text{detected}} &= \\ &= \int_{E_1}^{E_2} \frac{(4\pi R^2 \pi B_E(T, E) E^{-1} + C E^{-\Gamma}) e^{-\sigma N_{\text{H}}} S_{\text{eff}}(E) dE}{4\pi d^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

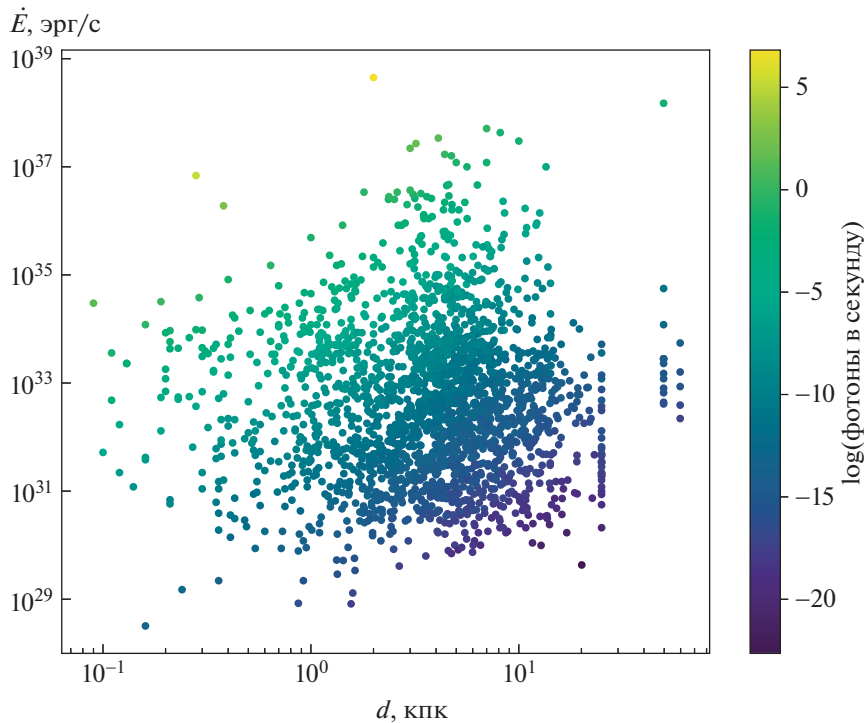
где  $E$  – энергия фотона (кэВ),  $E_1, E_2$  – границы чувствительности телескопа,  $S_{\text{eff}}(E)$  – зависимость эффективной площади eROSITA от энергии фотона (см. рис. 1),  $C$  – константа нормировки,  $B_E(T, E)$  – функция Планка,  $d$  – расстояние до источника,  $N_{\text{H}}$  – колонковая плотность атомов водорода, при которой поток ослабевает в  $e^{-\sigma N_{\text{H}}}$  раз. Для расчета величины  $\sigma$  мы использовали данные из статьи [27]:

$$\sigma = \frac{1}{E} C_2 + \frac{1}{E^2} C_1 + \frac{1}{E^3} C_0, \quad (13)$$

где  $E$  – энергия фотона, коэффициенты  $C_0, C_1, C_2$  приведены в [27].

Количество пульсаров с ожидаемым темпом счета фотонов больше порогового значения  $F_{\text{X}} = 0.01 \text{ с}^{-1}$  оказалось 162 (см. рис. 3). В это число входят как классические, так и миллисекундные пульсары (см. рис. 4).

На данный момент у некоторых пульсаров уже обнаружено рентгеновское излучение [7]. Мы использовали данные об их рентгеновских спектрах из литературы для того, чтобы протестировать нашу модель рентгеновского излучения пульсаров, а также для того, чтобы узнать, какие из них смогут наблюдаться на eROSITA. В табл. 1 мы приводим спектральные параметры этих пульсаров (однокомпонентный/двухкомпонентный планков-



**Рис. 3.** Диаграмма “ $\dot{E}-d$ ” для пульсаров из ATNF с известными мерами дисперсии. Логарифм темпа счета фотонов показан цветом. Количество пульсаров с потоком больше порогового значения  $F_X = 0.01 \text{ c}^{-1}$  равно 162.

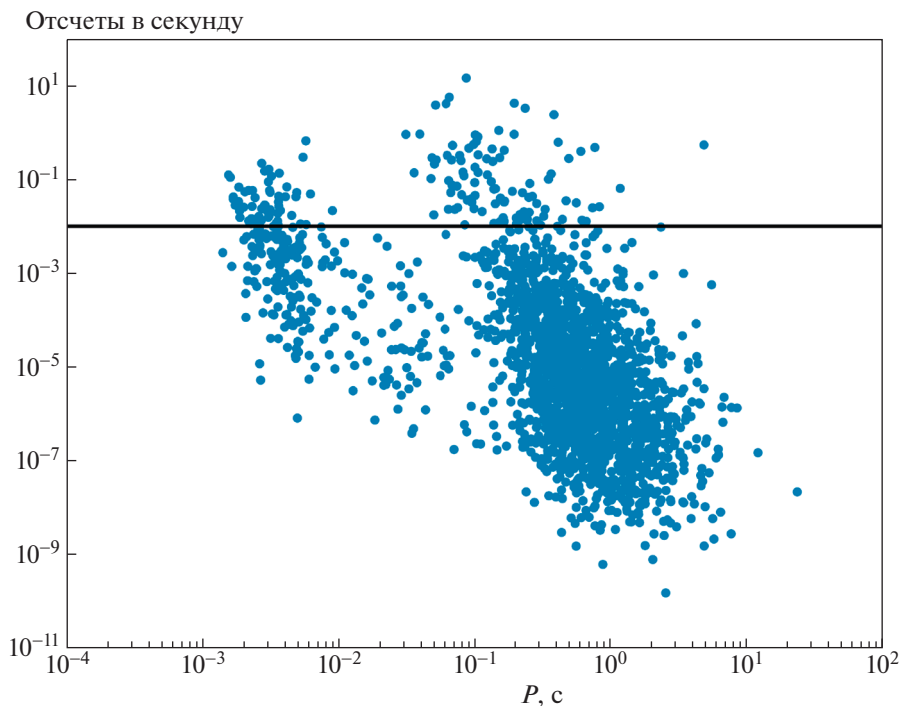
ский спектр с температурой, выраженной в энергетических единицах, указанной во второй и четвертой колонках; также для некоторых пульсаров спектр включает степенной компонент с фотонным индексом  $\Gamma$ , указанным при наличии в четвертом столбце; в третьем и пятом столбцах приведены отношение радиуса излучающей области к расстоянию до источника). Результат расчета количества отсчетов в секунду для eROSITA, проведенного нами по данным спектральным моделям, приведен в седьмом столбце. В нем же для сравнения в скобках указано количество отсчетов в секунду, рассчитанное на основе описанной выше нашей модели рентгеновского излучения пульсаров. При этом прочерк означает, что у пульсара в каталоге ATNF не приведена мера дисперсии и расстояние, т.е. мы не могли получить для таких источников значение в рамках нашей модели.

Видно, что в основном наша модель дает хорошее представление об уровне сигнала для eROSITA. Отличия в предсказываемом потоке связаны в первую очередь с тем, что для наших оценок тепловой светимости мы используем лишь одну конкретную кривую остывания из работы [22]. Это приводит к тому, что для части объектов, приведенных в таблице, мы несколько недооцениваем тепловую светимость для данного возраста (масса НЗ в наших расчетах меньше мас-

сы конкретного объекта), а для каких-то, наоборот, переоцениваем (поскольку используем меньшую массу). В случаях некоторых индивидуальных объектов это хорошо видно из данных, приведенных в [22, рис. 2]. Статистически более точные оценки могут быть получены путем более детального популяционного синтеза. Однако здесь необходимо учесть, что распределение НЗ по массам известно плохо, а кроме того, остается много неясностей с тепловыми свойствами нейтронных звезд (в дополнение к неопределенностям в собственно модели остывания недр надо учесть возможность дополнительного нагрева, детали состава внешней термоизолирующей оболочки, свойства атмосферы и т.д.). Учитывая оценочный характер нашей работы, мы пренебрегаем этим. Погружение в детали привело бы лишь к сильной модельной зависимости результатов расчетов.

#### 4.2. RRATs

Вращающиеся радиотранзиенты (RRATs) — относительно новый класс нейтронных звезд, открытый в 2006 г. [43]. В отличие от пульсаров, они являются источниками спорадических коротких радиопульсов на определенной фазе собственного вращения. Их периоды в среднем немного больше, чем у обычных радиопульсаров. Соответ-



**Рис. 4.** Темп счета фотонов в зависимости от периода пульсара  $P$ . Горизонтальная линия отделяет пульсары, поток фотонов от которых больше необходимого для регистрации значения  $F_{\chi} = 0.01 \text{ с}^{-1}$ .

ственно, предположительно, некоторые из них обладают сильным магнитным полем. На момент написания работы всего в каталоге ATNF имеется 105 объектов, отнесенных к этому классу.

Для оценки наблюдаемости на eROSITA мы использовали тот же подход, что и для радиопульсаров (см. ф-лы (10)–(12)). То есть, для тех RRATs, для которых известна величина  $\dot{E}_{\text{rot}}$ , мы рассчитывали светимость в рентгеновском диапазоне. К сожалению, у большинства объектов этого класса нет данных о темпе потери вращательной энергии. С известным  $\dot{E}_{\text{rot}}$  в каталоге приведено всего 34 источника (из них 20 на российской половине).

Наши расчеты показывают, что темп счета фотонов у всех объектов, кроме двух на южной половине, составляет менее  $10^{-4}$  за секунду. Впрочем, и от оставшихся двух самых ярких источников (J0736–6304 и J1554–5209) можно ожидать лишь несколько фотонов за 4 года обзора, что может быть недостаточно для надежной регистрации. Таким образом, маловероятно, что они будут надежно зарегистрированы.

До сих пор в рентгеновском диапазоне удалось обнаружить излучение лишь от одного вращающегося радиотранзиента – J1819–1458 (наблюдения проводились на телескопе Chandra). Рентгеновское излучение от этого RRAT, обладающего

сильным магнитным полем, описано в работе [44]. Важно отметить, что это тепловое излучение, а согласно нашим расчетам, у всех RRAT тепловое излучение пренебрежимо мало по сравнению с излучением со степенным спектром. Объект J1819–1458 обладает наименьшим характеристическим возрастом среди всех RRATs, у которых его удалось определить. Новых наблюдений RRATs в рентгеновском диапазоне нет, поэтому обзор eROSITA может представлять интерес.

## 5. МАГНИТАРЫ

Магнитары – это молодые нейтронные звезды с сильным магнитным полем ( $\sim 10^{14}$ – $10^{15}$  Гс), причем их наблюдательные проявления связаны с диссипацией энергии магнитного поля. С точки зрения феноменологии они разделяются на SGR (Soft Gamma-ray Repeaters, источники мягких повторяющихся гамма-всплесков) и AXP (Anomalous X-ray Pulsars, аномальные рентгеновские пульсары).

Магнитары имеют типичные периоды около 5–10 с и типичные магнитные поля  $\geq 10^{14}$  Гс. Более полную информацию о магнитарах см. в обзоре [45].

**Таблица 1.** Пульсары с обнаруженным тепловым рентгеновским излучением

Имя	$kT_1$ , эВ	$R_1/d$ , км/кпк	$kT_2$ , эВ или Г	$R_2/d$ , км/кпк	$N_H$ , $10^{20}$ см $^{-2}$	Отсчеты в секунду	Ссылки
PSR J0357+3205	93	1	2.2		14	0.02 (–)	[28]
PSR J0538+2817	181.8	1.5	–		24.7	0.6 (0.03)	[29]
CXOU J061705.3+222127	132	1.1	2		61	0.02 (–)	[30]
PSR J0633+0632	120	1	1.9		15	0.05 (–)	[31]
PSR J0633+1746	43	54.8	164 + 1.7	0.25	1.07	1.1 (3.3)	[32]
PSR B0656+14	56	73	108 + 2.1	6.25	4.3	6.3 (2.4)	[32]
PSR B0833–45	128	8.4	2.7		2.2	32 (195)	[33]
PSR B1055–52	68	16.4	154 + 1.7	0.6	2.7	1.3 (4.2)	[32]
PSR J1357–6429	146	1	1.3		49	0.04 (0.4)	[34]
PSR B1706–44	173	0.79	1.49		45	0.5 (0.9)	[35]
PSR J1740+1000	71	5.4	148 + 1.6	0.46	9.7	0.1 (0.3)	[36]
PSR J1741–2054	60	17	2.66		13.8	0.2 (0.6)	[37]
PSR B1822–09	83	2.039	187	0.098	24	0.01 (0.5)	[38]
PSR J1836+5925	45	7.9	2.1		4	0.01 (–)	[39]
PSR B1951+32	130	1.1	1.63		30	0.4 (0.9)	[40]
PSR J2021+3651	155	0.7	1.8		58	0.02 (0.6)	[41]
PSR B2334+61	140	0.5	–		0.26	0.02 (0.3)	[42]

Примечание. Спектральные параметры  $kT_1$ ,  $kT_2$ , Г и  $N_H$  взяты из литературы, указанной в столбце “Ссылки”.

В списке McGill Online Magnetar Catalog<sup>4</sup> имеется информация о 30 магнитарах и кандидатах [46]. На российской половине неба находится 19 источников.

Светимость и спектр магнитара зависят от фазы активности. В каталоге приведены спектральные характеристики, относящиеся к спокойному состоянию. Для всех них темпы счета оказались достаточно высоки, от  $\sim 10^{-3}$  до  $\sim 30$  отсчетов в секунду. То есть, можно ожидать, что даже в спокойном состоянии источники eROSITA сможет зарегистрировать 21 известный магнитар согласно нашему критерию регистрируемости  $F_X > 0.01$  с $^{-1}$ .

В табл. 2 мы приводим спектральные модели из литературы и темп счета фотонов, соответствующий этим моделям. Нижние 3 объекта в таблице являются кандидатами согласно McGill Online Magnetar Catalog.

### 6. ЦЕНТРАЛЬНЫЕ КОМПАКТНЫЕ ОБЪЕКТЫ

Центральные компактные объекты (Central Compact Objects, CCO) – это источники мягкого теплового рентгеновского излучения, располо-

женные близко к геометрическому центру молодых (0.3–7 тысяч лет) остатков сверхновых [47].

Мы исследовали возможность наблюдения CCO на eROSITA, используя метод, описанный выше. К большинству объектов мы применили чернотельную (BB) модель спектра с поглощением. Для двух CCO (1E 0102.2–7219 и 1WGA J1713.4–3949) использовалась модель BB + BB, а для XMMU J172054.5–372652 – сумма чернотельного и степенного (BB + PL). Для последнего в табл. 3 в столбце “ $kT$ ” приведен также фотонный индекс Г. Параметры спектров и результаты расчетов см. в табл. 3. Согласно нашему критерию регистрируемости  $F_X > 0.01$  с $^{-1}$ , eROSITA сможет зарегистрировать семь из числа известных центральных компактных объектов.

### 7. ВЕЛИКОЛЕПНАЯ СЕМЕРКА

Великолепная семерка – это близкие одиночные нейтронные звезды с тепловым излучением.

Их возраст примерно  $10^5$ – $10^6$  лет. Температуры поверхности, ответственной за наблюдаемое рентгеновское излучение, составляют от  $\sim 40$  до  $\sim 100$  эВ. Все эти объекты были открыты спутником ROSAT.

<sup>4</sup> См. онлайн-каталог <http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>

Таблица 2. Магнитары

Имя	$kT$ , кэВ	$\Gamma$	$N_H$ , $10^{22}$ см $^{-2}$	Отсчеты в секунду
CXOU J010043.1–721134	0.30 + 0.68	–	0.063	0.21
4U 0142+61	0.41	3.88	1	27.7
SGR 0418+5729	0.32		0.115	0.0071
SGR 0501+4516	0.5	3.84	0.88	2.0
SGR 0526–66	0.44	2.5	0.604	0.14
1E 1048.1–5937	0.7	2.3	0.97	5.7
1E 1547.0–5408	0.54	1.9	3.46	1.38
PSR J1622–4950	0.5		5.4	0.0015
SGR 1627–41		2.9	10	0.0025
CXOU J164710.2–455216	0.59	3.86	2.39	0.035
1RXS J170849.0–400910	0.456	2.792	1.36	4.8
CXOU J171405.7–381031		3.45	3.95	0.15
SGR J1745–2900	0.64		18.7	0.0039
SGR 1806–20	0.55	1.6	6.9	0.27
XTE J1810–197	0.18		0.63	0.51
Swift J1822.3–1606	0.12		0.453	0.086
SGR 1833–0832	1.2		10.4	0.057
Swift J1834.9–0846	0.96		12.9	0.022
1E 1841–045	0.45	1.9	2.2	1.6
3XMM J185246.6+003317	0.65		1.36	0.055
SGR 1900+14	0.47	1.9	2.12	0.42
SGR 1935+2154	0.48	2.1	1.6	0.18
1E 2259+586	0.37	3.75	1.012	10.8
AX J1818.8–1559		1.53	6.3	0.021
AX J1845.0–0258		1	7.8	0.0031
PSR J1846–0258		1.1	4	0.074

Примечание. Спектральные параметры  $kT$ ,  $N_H$ ,  $\Gamma$  взяты из каталога McGill Online Magnetar Catalog. Магнитары, для которых в каталоге не приведены спектральные параметры, не приведены. Объекты под чертой являются кандидатами в магнитары согласно каталогу McGill.

Как и для других типов нейтронных звезд, мы исследовали наблюдаемость этих объектов, используя спектральные параметры из литературы.

Для всех объектов этого типа мы использовали тепловые спектры с поглощением с параметрами, приведенными в табл. 4. В этой же таблице приведены результаты моделирования, из которых следует, что все звезды Великолепной семерки смогут наблюдаться на eROSITA.

Помимо Великолепной семерки, популяция известных рентгеновских радиотихих одиночных нейтронных звезд (XDINS) включают в себя еще два источника: J141256.0+792204 (Calvera) [60] и 2XMM J104608.7–594306 (одиночная нейтронная звезда, предположительно находящаяся в туманности Киля) [61]. Параметры их спектров и темп счета фотонов мы приводим в табл. 5.

Важно отметить, что в этом разделе мы сделали упрощения, считая спектры всех объектов чисто тепловыми. Некоторые объекты обладают разными спектральными особенностями. Однако такое приближение оправдано, поскольку наши расчеты носят оценочный характер.

В недавней работе [62] с помощью популяционного синтеза остывающих нейтронных звезд был сделан прогноз наблюдаемости таких источников в рамках четырехлетнего обзора eROSITA. В зависимости от конфигурации фильтров, моделирование дает от 85 до 95 одиночных нейтронных звезд с тепловым излучением. Таким образом, можно ожидать, что eROSITA обнаружит десятки новых объектов данного типа.

Отбор одиночных нейтронных звезд среди множества кандидатов может быть затруднительным и потребует дополнительных наблюдений в



**Таблица 3.** Центральные компактные объекты (ССО)

Имя	$kT$ , эВ	$R/d$ , км/кпк	$N_H$ , $10^{20}$ см $^{-2}$	Отсчеты в секунду	Ссылки
1E 0102.2–7219	155 + 517	0.24 + 0.005	100	0.001	[48]
RX J0822.0–4300	155	3.8	10	3.1	[49]
1E 1207.4–5209	110	4.6	3	1.3	[49]
CXOU J160103.1–513353	483	0.09	246	0.02	[50]
1WGA J1713.4–3949	570 + 320	0.59 + 0.32	47	7.15	[51]
XMMU J172054.5–372652	420 и 3*	0.6	410	0.3	[52]
CXOU J181852.0–150213	474	0.06	3.4	0.005	[53]
CXOU J185238.6+004020	220	0.5	20	0.2	[49]
CXO J232327.9+584842	219	1.1	40	0.5	[49]

Примечание. \* Фотонный индекс.

**Таблица 4.** Великолепная семерка

Имя	$kT$ , эВ	$R/d$ , км/кпк	$N_H$ , $10^{20}$ см $^{-2}$	Отсчеты в секунду	Ссылки
J1856–3754	63	36.7	0	6.6	[54]
J0720–3125	85.2	19.3	1.38	7.1	[55]
J1605+3249	98	9.1	0	4.1	[56]
J1308+2127	95.1	12.35	7.1	2.8	[57]
J2143+0654	101.4	7.42	3.65	2	[58]
J0806–4123	95.6	6.29	0.4	1.6	[59]
J0420–5022	44.8	20	1.01	0.16	[59]

Примечание. Спектральные параметры  $kT$ ,  $N_H$ ,  $R/d$  взяты из источников, указанных в столбце “Ссылки”.

**Таблица 5.** Другие XDINSa

Имя	$kT_1$ , эВ	$R_1$ , км	$kT_2$ , эВ или Г	$R_2$ , км	$N_H$ , $10^{20}$ см $^{-2}$	Отсчеты в секунду
2XMM J1046	28.6	1739	117.8	2.96	53	0.05
Calvera	215	0.72			3	0.7

других диапазонах. В работе [62] предполагается, что для нейтронных звезд отношение потоков в рентгеновском и оптическом диапазонах должно быть  $>10^{3.5}$ , чтобы исключить поляры и активные ядра галактик. Это соответствует в среднем звездной величине в полосе  $V$   $m_V = 27.4$  с учетом межзвездного поглощения. Таким образом, для выявления самых слабых кандидатов в нейтронные звезды придется ждать следующего поколения чрезвычайно больших телескопов. Исходя из этого, авторы [62] предсказывают, что в первые годы обзора будет сделано до 25 идентификаций новых объектов, относящихся к остывающим нейтронным звездам.

## 8. ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе мы обсуждаем два вопроса, связанных с возможностью обнаружения с помощью

eROSITA новых одиночных нейтронных звезд (преимущественно с тепловым спектром). Во-первых, мы приводим краткий обзор ожиданий, касающихся одиночных аккрецирующих нейтронных звезд, а во-вторых, рассматриваем ряд проблем, связанных с отождествлением ранее неизвестных нейтронных звезд среди множества других объектов, в первую очередь – активных ядер галактик (ожидается, что eROSITA зарегистрирует 3 миллиона таких источников [63, 64]).

### 8.1. Аккрецирующие нейтронные звезды

Выше мы обсуждали перспективы регистрации уже известных нейтронных звезд (радиопульсары, магнитары и т.д.), или, по крайней мере, объектов, принадлежащих к наблюдаемым типам источников. Однако потенциал eROSITA позво-

ляет надеяться на обнаружение новых классов объектов.

Идея аккреции на компактные объекты как источника энергии начала развиваться в 1960-е годы. В первую очередь, речь идет об аккреции в тесных двойных системах, где источником вещества является звезда-компаньон. В самом начале 1970-х годов началось обсуждение аккреции на нейтронные звезды и черные дыры вещества межзвездной среды. В работах [10, 11] сделаны первые оценки и предсказания относительно аккрецирующих одиночных нейтронных звезд.

Молодая нейтронная звезда, как правило, обладает сильным магнитным полем и быстрым вращением, что препятствует аккреции. С возрастом вращение замедляется, а магнитное поле затухает, и звезда может перейти на стадию аккретора [65]. Если исходить из того, что большинство старых нейтронных звезд начинает аккрецировать вещество межзвездной среды, то в нашей Галактике число таких источников должно превосходить количество активных пульсаров. В связи с созданием спутника ROSAT были сделаны оценки количества таких объектов, которые он мог бы открыть [66]. В этой работе предсказали, что ROSAT должен задетектировать около ~5000 одиночных аккреторов! Однако до сих пор, ни с помощью ROSAT, ни с помощью других аппаратов, надежные кандидаты в одиночные аккрецирующие нейтронные звезды не обнаружены.

Столь сильное несоответствие теоретических предсказаний и наблюдений нуждалось в интерпретации. В середине 90-х в работе [67] было показано, что ранее скорости нейтронных звезд сильно недооценивались. Возникло предположение о том, что это связано с очень высокой пространственной скоростью нейтронных звезд, поскольку согласно формуле Бонди аккреционная светимость получается очень низкой при скоростях  $\geq 100 \text{ км с}^{-1}$  [8]. Однако дальнейшие более детальные исследования продемонстрировали, что основная причина отсутствия наблюдений аккрецирующих нейтронных звезд заключается не в низкой светимости, а в том, что при высокой скорости нейтронные звезды вообще не успевают выйти на стадию аккреции за время жизни Галактики [68]. С другой стороны, учет более реалистичного распределения магнитного поля нейтронных звезд в популяционных расчетах аккреторов показал, что, например, магнитары и объекты Великолепной семерки в процессе дальнейшей эволюции успевают выйти на стадию аккретора, и были сделаны оптимистичные предсказания для будущих наблюдений на eROSITA [69].

В работе [70] была исследована наблюдаемость нейтронных звезд с учетом нового режима аккреции (settling accretion). Эти расчеты показывают,

что при реалистичных параметрах одиночные аккрецирующие нейтронные звезды могут наблюдаться как транзиентные источники, доступные для регистрации с помощью eROSITA.

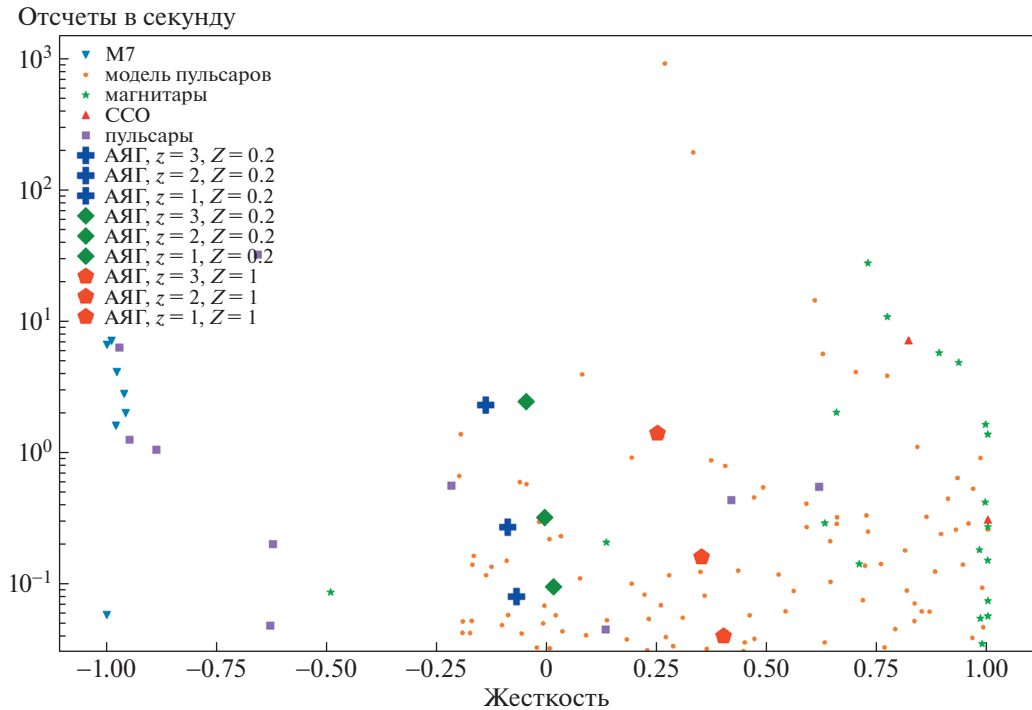
Суммируя цитированные выше исследования, можно сказать, что существует большая вероятность, что обзор eROSITA позволит зарегистрировать излучение одиночных аккрецирующих нейтронных звезд. Однако технически сложной задачей будет их идентификация среди множества слабых источников, поскольку ожидаемые сигналы будут слишком слабы для получения хороших спектров или исследования временных вариаций.

## 8.2. Критерии поиска новых источников

В этом разделе мы кратко обсуждаем критерии поиска ранее ненаблюдавшихся одиночных остывающих нейтронных звезд, пульсаров и аккрецирующих нейтронных звезд с помощью телескопа eROSITA. Основная задача состоит в том, чтобы отличить одиночные нейтронные звезды от других похожих рентгеновских источников, в частности, активных ядер галактик (АЯГ), М-карликов и, возможно, белых карликов. Здесь мы в первую очередь рассматриваем компактные объекты с тепловым спектром (остывающие и, возможно, аккрецирующие одиночные нейтронные звезды), поскольку практически невероятно, что рентгеновские наблюдения позволят обнаружить новый источник с магнитосферным происхождением рентгеновского излучения.

Можно выделить два основных подхода к выявлению новых одиночных нейтронных звезд. Первый подразумевает кросс-корреляцию, т.е. использование данных различных инструментов в разных диапазонах спектра. В частности, нейтронные звезды отличает высокое отношение потоков в мягком рентгеновском и в оптическом диапазонах,  $f_X/f_{\text{opt}}$ . Второй, в целом менее эффективный подход, основан исключительно на рентгеновских данных.

С аналогичными проблемами идентификации новых одиночных нейтронных звезд уже сталкивались при работе с данными ROSAT [71]. В статье [72] авторы приводят данные источников яркого обзора ROSAT (ROSAT Bright Survey, RBS) на плоскости  $f_X/f_{\text{opt}}$  – жесткость [72, рис. 3]. Из этого рисунка видно, что хорошим критерием отделения одиночных остывающих нейтронных звезд с тепловым спектром (типа Великолепной семерки) от объектов типа BL Lac является отношение  $\log(f_X/f_{\text{opt}})$ . Для объектов Семерки оно больше 3, в то время как для лацертид  $-1 < \log(f_X/f_{\text{opt}}) < 2$ . В видимом диапазоне объекты Великолепной семерки имеют оптические



**Рис. 5.** Диаграмма “Жесткость—Отсчеты в секунду” для различных типов нейтронных звезд, которые может зарегистрировать eROSITA. Оранжевые точки — пульсары из каталога ATNF, рентгеновское излучение которых было смоделировано с помощью модели, описанной в разделе 1. Фиолетовыми квадратами обозначены пульсары с известным тепловым рентгеновским излучением. Зеленые ромбы обозначают АЯГ с фотонным индексом  $\Gamma = 1.7$ , а синие плюсы и красные пятиугольники — АЯГ с  $\Gamma = 1.9$ .

звездные величины  $\geq 25$  [73]. Можно ожидать, что новые объекты будут слабее как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах.

Другим критерием является жесткость. Авторы [72] используют величину жесткости HR2 для ROSAT. Она рассчитывается как отношение разности и суммы потоков в мягкой и жесткой частях рентгеновского спектра:

$$HR2 = \frac{(0.9-2 \text{ кэВ}) - (0.5-0.9 \text{ кэВ})}{(0.9-2 \text{ кэВ}) + (0.5-0.9 \text{ кэВ})}. \quad (14)$$

Здесь скобками обозначены потоки в соответствующих диапазонах энергий. У остывающих нейтронных звезд эта величина  $< -0.5$ , а для лацертид типичны значения  $> -0.4$ . Таким образом, двумерная классификация “ $\log(f_X/f_{opt})$  — жесткость” позволяет достаточно эффективно разделить остывающие нейтронные звезды и АЯГ.

Нормальные звезды обычно имеют отношение  $f_X/f_{bol} \leq 10^{-3}$  [74], где  $f_{bol}$  — болометрический поток. В некоторых случаях для красных карликов отношение  $f_X/f_{opt}$  может быть несколько выше, вплоть до 0.1 [75], тем не менее рентгеновская светимость всегда существенно меньше оптической [76]. Таким образом, кросс-корреляция рентгеновских данных с оптическими каталогами

должна позволить с легкостью отделить красные карлики от кандидатов в одиночные нейтронные звезды. Молодые одиночные белые карлики также легко могут быть отсеяны кросс-корреляцией с оптическими каталогами (например, SDSS и Gaia).

Однако не всегда возможно быстро провести кросс-корреляцию. Поэтому далее мы сосредотачиваемся только на данных eROSITA, соответственно, рассматривается второй подход. Его применимость связана с тем, что обсуждаемые нейтронные звезды имеют тепловые спектры с максимумом на нескольких сотнях эВ, а АЯГ в рентгеновской области имеют степенные спектры с типичным показателем фотонного спектра  $\Gamma \sim 1.9$  [63].

По аналогии с HR2 мы ввели жесткость для eROSITA:

$$HR_{eR} = \frac{(1-10 \text{ кэВ}) - (0.1-1 \text{ кэВ})}{(1-10 \text{ кэВ}) + (0.1-1 \text{ кэВ})}. \quad (15)$$

Эту величину можно достаточно просто получить из наблюдений. При этом она позволяет отделить различные классы объектов. На рис. 5 сравниваем  $HR_{eR}$  для разных типов одиночных нейтронных звезд и АЯГ.

Для основного класса объектов, с которыми можно перепутать одиночные нейтронные звезды (АЯГ), мы провели оценки жесткости для различных значений красного смещения  $z$  в предположении, что спектр является степенным с показателями фотонного спектра  $\Gamma = 1.9$  и  $1.7$ . Это является значительным упрощением, однако оно оправдано тем, что нас не интересует детальный спектр, а лишь примерное положение на диаграмме “Жесткость – Отсчеты в секунду”.

Светимость АЯГ не является параметром, влияющим на оценки жесткости. Важны лишь спектр и поглощение, т.е. колонковая плотность  $N_H$ . Заметим, что при степенном спектре, продолжаясь за пределы диапазона наблюдений, красное смещение само по себе не приводит к изменению жесткости. Но ситуация меняется с учетом взаимодействия излучения со средой.

Расчет влияния вещества на луче зрения на вид спектра и поток в случае космологических источников имеют свои особенности, поскольку, во-первых, вещество может быть распределено неравномерно (и вообще, его плотность меняется с красным смещением за счет расширения), а во-вторых, зависимость сечения от энергии фотонов приводит к сложной зависимости оптической толщи от красного смещения источника (см., напр., [77, 78]). Кроме того, химический состав вещества не только отличается от галактического, но также может быть различным в разных частях на луче зрения.

Тем не менее начнем с расчетов колонковой плотности, чтобы сравнить наши предположения с данными других работ. Выражение для колонковой плотности в случае внегалактических источников несложно вывести (итоговые выражения можно найти, например, в [79]). По определению колонковая плотность равна:

$$N_H = \int n dl,$$

где  $n$  – плотность частиц, а  $dl$  – элемент длины вдоль луча зрения. Перейдем к интегрированию по времени от момента испускания сигнала ( $t_{\text{em}}$ ) до приема ( $t_{\text{obs}}$ ):

$$N_H = \int_{t_{\text{em}}}^{t_{\text{obs}}} n(t) c dt. \quad (16)$$

Отметим, что  $dt$  – это интервал времени по часам локального наблюдателя, в точке, где находится распространяющийся сигнал. Теперь нам необходимо перейти к интегрированию по красному смещению. Вывод итогового выражения приведен в Приложении. В итоге получаем:

$$N_H = -\frac{n_0 c}{H_0} \int_z^0 \frac{(1+z)^2}{[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{0.5}} dz. \quad (17)$$

Значение  $n_0$  принимается равным  $1.7 \times 10^{-7} \text{ см}^{-3}$  [77]. Мы используем космологическую модель  $\Lambda$ CDM с параметрами Planck2018 [80]:  $H_0 = 67.4 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.315$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.685$ . Для значений  $z = 1$  и  $z = 2$  мы получили  $N_H$  соответственно  $0.38 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  и  $0.98 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ , что находится в соответствии с другими данными (см., напр., [78] и ссылки там).

Для вычисления полного поглощения необходимо еще учесть вклад нашей Галактики. Мы принимаем соответствующую колонковую плотность равной  $9 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$  пк, следуя результатам работы [81]. Эта величина гораздо меньше  $N_H$  в межгалактической среде. Вкладом среды материнской галактики активного ядра (включая среду непосредственно вокруг источника) мы пренебрегаем, что, конечно, является сильным упрощением, но в наших иллюстративных оценках этим трудно учитываемым вкладом можно пренебречь.

Теперь перейдем собственно к расчетам темпа регистрации фотонов разной энергии для реалистичной ситуации. Темп регистрации фотонов (аналогично уравнению (12)) будет равен:

$$\dot{N}_{\text{detected}} = \int_{E_1}^{E_2} \int_z^0 \frac{CE^{-\Gamma} e^{-\sigma(E)N_H(z)} S_{\text{eff}}(E)}{4\pi D_L^2} dz dE, \quad (18)$$

где  $D_L$  – фотометрическое расстояние,  $\sigma(E) = Z\sigma_0$ ,  $Z$  – химический состав (значение параметра, равное единице, соответствует солнечной металличности).

Численное интегрирование проводилось следующим образом. В фиксированном интервале энергий фотона рассчитывалась энергия, излучаемая в единицу времени в данном интервале:

$$L_0 = CE_0^{1-\Gamma} dE_0.$$

Эта удельная светимость относится к красному смещению  $z$ . Далее рассчитывалось, как меняется эта удельная светимость при прохождении света от  $z$  до 0 с шагом  $dz$ . На каждом шаге светимость ослабевает по двум причинам: поглощение и уменьшение энергии фотонов из-за красного смещения. Поэтому на каждом шаге проводились следующие операции:

$$z[i+1] = z[i] - dz,$$

$$E[i+1] = E[i] \frac{1 + z[i]}{1 + z[i] + dz},$$

$$L[i+1] = L[i] e^{-\sigma(E[i]) \left( \frac{dN_H(z[i])}{dz} \right) dz} \frac{1 + z[i]}{1 + z[i] + dz}.$$

Когда значение  $z$  достигало нуля, мы рассматривали следующий интервал энергий фотона и про-

**Таблица 6.** Ожидаемое число известных нейтронных звезд разных типов по результатам 4 лет обзора eROSITA

Тип	Количество
Пульсары	162
Вращающиеся радиотранзиенты	0
Магнитары	21
Центральные компактные объекты	7
Великолепная семерка	7
Другие XDINS	2

водили с ним те же операции. В конце мы суммировали поток энергии, попадающий на детектор,

$$F(E) = \frac{L(E)S_{\text{eff}}(E)e^{-\sigma_0 N_{\text{HGal}}}}{4\pi D_L^2},$$

а также количество регистрируемых фотонов в секунду,

$$\dot{N}_{\text{detected}}(E) = \frac{F(E)}{E},$$

по всем энергиям фотонов в диапазоне eROSITA.

Для расчета жесткости используется эта же формула, но потоки фотонов отдельно рассчитываются в диапазонах 0.1–1 и 1–10 кэВ. Нормировочный параметр  $C$  выбирался таким образом, чтобы светимость АЯГ была равна  $10^{47}$  эрг/с.

Для проверки нашего подхода мы провели расчеты оптической толщи источников на разных красных смещениях. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами, приведенными в работе [78, рис. 4].

Для характерных значений красных смещений  $z = 1, 2$  и  $3$  мы рассчитали жесткости и количество отсчетов в секунду для двух вариантов спектров АЯГ ( $\Gamma = 1.9$  и  $1.7$ ), а также для различных химических составов  $Z = 0.2 Z_{\odot}$  и  $Z = 1 Z_{\odot}$ , которые приведены на рис. 5.

Из рисунка видно, что в соответствии с выводами [72] НЗ с тепловым излучением хорошо отделяются от фоновых АЯГ (в пренебрежении заметным поглощением непосредственно вблизи АЯГ). В то время как обычные радиопульсары и магнитары, имеющие степенные спектры, оказываются “перемешанными” с АЯГ, и здесь для выделения источников необходимы дополнительные критерии.

### 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение нейтронных звезд — бурно развивающаяся область астрофизики. Однако сейчас известно не так уж много одиночных нейтронных звезд, излучающих в рентгеновском диапазоне.

Поэтому их изучение и обнаружение новых объектов такого типа очень важны.

Мы провели исследование наблюдаемости различных типов одиночных нейтронных звезд на инструменте eROSITA на борту спутника Спектр-РГ. Было проведено моделирование и расчет спектров радиопульсаров, вращающихся радиотранзиентов, магнитаров, центральных компактных объектов, Великолепной семерки. Основные результаты: среди уже известных объектов eROSITA сможет зарегистрировать за четырехлетнюю миссию ~162 пульсара, 21 магнитар, 7 компактных центральных объектов, Великолепную семерку и 2 другие рентгеновские одиночные нейтронные звезды. Результаты суммированы в табл. 6.

Кроме того, мы ожидаем, что eROSITA сможет зарегистрировать аккрецирующие нейтронные звезды, а также открыть новые остывающие нейтронные звезды и магнитары.

### Приложение

Для перехода от уравнения (16) к (17) используем связь между красным смещением  $z$  и масштабным фактором  $a$ :

$$a = 1/(1 + z).$$

Дифференцируя масштабный фактор по времени, получим:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{1}{(1 + z)^2} \frac{dz}{dt}.$$

Отсюда:

$$\frac{dz}{dt} = -(1 + z)^2 \frac{da}{dt}.$$

По определению постоянная Хаббла  $H$  равна:

$$H = \dot{a}/a.$$

Подставим это выражение в формулу для  $\dot{z}$ :

$$\frac{dz}{dt} = -(1 + z)^2 \frac{da}{dt} = -(1 + z)^2 H(z)a = -H(z)(1 + z).$$

Постоянная Хаббла зависит от времени, и ее можно записать с помощью известного выражения:

$$H(z) = H_0[\Omega_r(1 + z)^4 + \Omega_m(1 + z)^3 + \Omega_c(1 + z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}.$$

Здесь  $H_0$  — постоянная Хаббла в настоящий момент времени, а в квадратных скобках стоят слабые, связанные с вкладом в полную плотность различных составляющих: излучения ( $\Omega_r$ ), веще-

ства ( $\Omega_m$ ), кривизны ( $\Omega_c$ ) и космологической постоянной ( $\Omega_\Lambda$ ).

$$\frac{dz}{dt} = -H(z)(1+z) - H_0(1+z)[\Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_c(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}.$$

Теперь получаем:

$$\frac{dz}{dt} = -H_0(1+z)[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2},$$

где принято  $\Omega_r = \Omega_c = 0$ . Теперь выразим интервал локального времени через интервал красного смещения:

$$dt = -dz \frac{1}{H_0(1+z)[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}}.$$

Подставив это в формулу для колонковой плотности, получим:

$$N_H = -\int_z^0 n_0 a^{-3} \frac{c}{H_0} [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} (1+z)^{-1} dz.$$

Здесь  $n_0$  — средняя плотность межгалактической среды в настоящее время. Отметим, что поглощающее вещество распределено неравномерно (см. обзоры [82, 83]). Теперь заменим в уравнении масштабный фактор на  $a = 1/(1+z)$  и получим итоговую формулу зависимости колонковой плотности в межгалактической среде от красного смещения  $z$ :

$$N_H = -\frac{n_0 c}{H_0} \int_z^0 \frac{(1+z)^2}{[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}} dz. \quad (19)$$

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа А.Д.Х. выполнена при поддержке гранта Программы развития МГУ “Ведущая научная школа”. Работа А.В.Б. выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа С.Б.П. поддержана Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука”, грант номер 13.1902.21.0005. Работа была поддержана фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 20-2-1-77-1).

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Е.В. Филипповой за полезные комментарии, а также анонимному рецензенту, чьи замечания существенно способствовали улучшению качества статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. Truemper*, *Science* **260**, 1769 (1993).
2. *J. Chadwick*, *Nature* **129**, 312 (1932).
3. *W. Baade and F. Zwicky*, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **20**, 259 (1934).
4. *A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins*, *Nature* **217**, 709 (1968).
5. *A. K. Harding*, in *Astrophysics of Compact Objects*, Intern. Conference on Astrophysics of Compact Objects, edited by Y.-F. Yuan, X.-D. Li, and D. Lai, AIP Conf. Proc. **968**, 104 (2008).
6. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005), arXiv:astro-ph/0412641.
7. *A. Y. Potekhin, D. A. Zyuzin, D. G. Yakovlev, M. V. Beznogov, and Y. A. Shibano*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **496**, 5052 (2020), arXiv:2006.15004 [astro-ph.HE].
8. *A. Treves, R. Turolla, S. Zane, and M. Colpi*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **112**, 297 (2000), arXiv:astro-ph/9911430.
9. *W. Becker*, *Astrophys. Space Sci. Library* **357**, 91 (2009).
10. *J. P. Ostriker, M. J. Rees, and J. Silk*, *Astrophys. Lett.* **6**, 179 (1970).
11. *V. G. Shvartsman*, *Soviet Astron.* **14**, 662 (1971).
12. *A. Merloni, P. Predehl, W. Becker, H. Böhringer, et al.*, arXiv:1209.3114 [astro-ph.HE] (2012).
13. *J. Trümper*, *Adv. Space Research* **2**, 241 (1982).
14. *R. D. Saxton, A. M. Read, P. Esquej, M. J. Freyberg, B. Altieri, and D. Bermejo*, *Astron. and Astrophys.* **480**, 611 (2008), arXiv:0801.3732 [astro-ph].
15. *N. Clerc, M. E. Ramos-Ceja, J. Ridl, G. Lamer, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **617**, id. A92 (2018), arXiv:1806.08652 [astro-ph.CO].
16. *P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babushkin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **647**, id. A1 (2021), arXiv:2010.03477 [astro-ph.HE].
17. *A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J. G. Li*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **441**, 1879 (2014), arXiv:1311.1513 [astro-ph.HE].
18. *V. S. Beskin*, *Physics Uspekhi* **61**, 353 (2018), arXiv:1807.08528 [astro-ph.HE].
19. *S. B. Popov and R. Turolla*, *Astrophys. Space Sci.* **341**, 457 (2012), arXiv:1204.0632 [astro-ph.HE].
20. *A. Noutsos, D. H. F. M. Schnitzeler, E. F. Keane, M. Kramer, and S. Johnston*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **430**, 2281 (2013), arXiv:1301.1265 [astro-ph.GA].
21. *A. P. Igoshev and S. B. Popov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 3204 (2018), arXiv:1709.10385 [astro-ph.HE].
22. *P. S. Shternin, D. G. Yakovlev, C. O. Heinke, W. C. G. Ho, and D. J. Patnaude*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **412**, L108 (2011), arXiv:1012.0045 [astro-ph.SR].
23. *A. Y. Potekhin, G. Chabrier, and D. G. Yakovlev*, *Astron. and Astrophys.* **323**, 415 (1997), arXiv:astro-ph/9706148 [astro-ph].
24. *A. Y. Potekhin, V. Urpin, and G. Chabrier*, *Astron. and Astrophys.* **443**, 1025 (2005), arXiv:astro-ph/0508415 [astro-ph].

25. *A. Possenti, R. Cerutti, M. Colpi, and S. Mereghetti*, *Astron. and Astrophys.* **387**, 993 (2002), arXiv:astro-ph/0109452 [astro-ph].
26. *A. D. Khokhryakova, D. A. Lyapina, and S. B. Popov*, *Astron. Letters* **45**, 120 (2019).
27. *R. Morrison and D. McCammon*, *Astrophys. J.* **270**, 119 (1983).
28. *M. Marelli, A. De Luca, D. Salvetti, N. Sartore, et al.*, *Astrophys. J.* **765**, id. 36 (2013), arXiv:1212.6664 [astro-ph.HE].
29. *C.-Y. Ng, R. W. Romani, W. F. Brisken, S. Chatterjee, and M. Kramer*, *Astrophys. J.* **654**, 487 (2007), arXiv:astro-ph/0611068 [astro-ph].
30. *D. A. Swartz, G. G. Pavlov, T. Clarke, G. Castelletti, et al.*, *Astrophys. J.* **808**, id. 84 (2015), arXiv:1506.05507 [astro-ph.HE].
31. *A. Danilenko, A. Karpova, D. Ofengeim, Y. Shibano, and D. Zyuzin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 1874 (2020), arXiv:2001.10968 [astro-ph.HE].
32. *A. De Luca, P. A. Caraveo, S. Mereghetti, M. Negroni, and G. F. Bignami*, *Astrophys. J.* **623**, 1051 (2005), arXiv:astro-ph/0412662 [astro-ph].
33. *G. G. Pavlov, V. E. Zavlin, D. Sanwal, V. Burwitz, and G. P. Garmire*, *Astrophys. J.* **552**, L129 (2001).
34. *V. E. Zavlin*, *Astrophys. J.* **665**, L143 (2007), arXiv:astro-ph/0703802 [astro-ph].
35. *K. E. McGowan, S. Zane, M. Cropper, J. A. Kennea, F. A. Crordova, C. Ho, T. Sasseen, and W. T. Vestrand*, *Astrophys. J.* **600**, 343 (2004), arXiv:astro-ph/0309445 [astro-ph].
36. *O. Kargaltsev, M. Durant, Z. Misanovic, and G. G. Pavlov*, *Science* **337**, 946 (2012), arXiv:1208.5400 [astro-ph.HE].
37. *A. Karpova, A. Danilenko, Y. Shibano, P. Shternin, and D. Zyuzin*, *Astrophys. J.* **789**, id. 97 (2014), arXiv:1405.5041 [astro-ph.SR].
38. *W. Hermsen, L. Kuiper, J. W. T. Hessels, D. Mitra, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **466**, 1688 (2017), arXiv:1612.04392 [astro-ph.HE].
39. *L. C. C. Lin, C. Y. Hui, K. T. Li, J. Takata, C. P. Hu, A. K. H. Kong, D. C. C. Yen, and Y. Chou*, *Astrophys. J. Letters* **793**, id. L8 (2014), arXiv:1408.4741 [astro-ph.HE].
40. *X. H. Li, F. J. Lu, and T. P. Li*, *Astrophys. J.* **628**, 931 (2005), arXiv:astro-ph/0504293 [astro-ph].
41. *A. Kirichenko, A. Danilenko, P. Shternin, Y. Shibano, et al.*, *Astrophys. J.* **802**, 17 (2015), arXiv:1501.04594 [astro-ph.SR].
42. *K. E. McGowan, S. Zane, M. Cropper, W. T. Vestrand, and C. Ho*, *Astrophys. J.* **639**, 377 (2006), arXiv:astro-ph/0508439 [astro-ph].
43. *M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, M. Kramer, et al.*, *Nature* **439**, 817 (2006), arXiv:astro-ph/0511587 [astro-ph].
44. *N. Rea, M. A. McLaughlin, B. M. Gaensler, P. O. Slane, et al.*, *Astrophys. J.* **703**, L41 (2009), arXiv:0906.1394 [astro-ph.HE].
45. *R. Turolla, S. Zane, and A. L. Watts*, *Rep. Prog. Phys.* **78**, 116901 (2015), arXiv:1507.02924 [astro-ph.HE].
46. *S. A. Olausen and V. M. Kaspi*, *Astrophys. J. Suppl.* **212**, id. 6 (2014), arXiv:1309.4167 [astro-ph.HE].
47. *A. De Luca*, *J. Physics: Conference Series*, **932**, 012006 (2017), arXiv:1711.07210 [astro-ph.HE].
48. *P. R. Hebbar, C. O. Heinke, and W. C. G. Ho*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 1585 (2020), arXiv:1909.04744 [astro-ph.HE].
49. *D. Vigan'ò, N. Rea, J. A. Pons, R. Perna, D. N. Aguilera, and J. A. Miralles*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **434**, 123 (2013), arXiv:1306.2156 [astro-ph.SR].
50. *S. Park, O. Kargaltsev, G. G. Pavlov, K. Mori, P. O. Slane, J. P. Hughes, D. N. Burrows, and G. P. Garmire*, *Astrophys. J.* **695**, 431 (2009), arXiv:0809.4281 [astro-ph].
51. *G. Cassam-Chenaï, A. Decourchelle, J. Ballet, J. L. Sauvageot, G. Dubner, and E. Giacani*, *Astron. and Astrophys.* **427**, 199 (2004), arXiv:astro-ph/0407333 [astro-ph].
52. *I. Lovchinsky, P. Slane, B. M. Gaensler, J. P. Hughes, C.-Y. Ng, J. S. Lazendic, J. D. Gelfand, and C. L. Brogan*, *Astrophys. J.* **731**, id. 70 (2011), arXiv:1102.5333 [astro-ph.HE].
53. *D. Klochkov, V. Suleimanov, M. Sasaki, and A. Santangelo*, *Astron. and Astrophys.* **592**, id. L12 (2016), arXiv:1607.08021 [astro-ph.HE].
54. *V. Burwitz, F. Haberl, R. Neuhäuser, P. Predehl, J. Trümper, and V. E. Zavlin*, *Astron. and Astrophys.* **399**, 1109 (2003), arXiv:astro-ph/0211536 [astro-ph].
55. *F. Haberl, V. E. Zavlin, J. Trümper, and V. Burwitz*, *Astron. and Astrophys.* **419**, 1077 (2004), arXiv:astro-ph/0312413 [astro-ph].
56. *M. H. van Kerkwijk, D. L. Kaplan, M. Durant, S. R. Kul-karni, and F. Paerels*, *Astrophys. J.* **608**, 432 (2004), arXiv:astro-ph/0402418 [astro-ph].
57. *F. Haberl, A. D. Schwöpe, V. Hambaryan, G. Hasinger, and C. Motch*, *Astron. and Astrophys.* **403**, L19 (2003), arXiv:astro-ph/0304088 [astro-ph].
58. *S. Zane, M. Cropper, R. Turolla, L. Zampieri, M. Chierigato, J. J. Drake, and A. Treves*, *Astrophys. J.* **627**, 397 (2005), arXiv:astro-ph/0503239 [astro-ph].
59. *F. Haberl, C. Motch, V. E. Zavlin, K. Reinsch, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **424**, 635 (2004), arXiv:astro-ph/0405485 [astro-ph].
60. *R. E. Rutledge, D. B. Fox, and A. H. Shevchuk*, *Astrophys. J.* **672**, 1137 (2008), arXiv:0705.1011 [astro-ph].
61. *A. M. Pires, C. Motch, R. Turolla, S. B. Popov, A. D. Schwöpe, and A. Treves*, *Astron. and Astrophys.* **583**, id. A117 (2015), arXiv:1508.05246 [astro-ph.HE].
62. *A. M. Pires, A. D. Schwöpe, and C. Motch*, *Astron. Nachricht.* **338**, 213 (2017), arXiv:1611.07723 [astro-ph.HE].
63. *A. Kolodzig, M. Gilfanov, R. Sunyaev, S. Sazonov, and M. Brusa*, *Astron. and Astrophys.* **558**, id. A89 (2013), arXiv:1212.2151 [astro-ph.CO].
64. *J. Comparat, A. Merloni, M. Salvato, K. Nandra, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 2005 (2019), arXiv:1901.10866 [astro-ph.GA].
65. *V. M. Lipunov*, *Astrophysics of Neutron Stars* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992).
66. *A. Treves and M. Colpi*, *Astron. and Astrophys.* **241**, 107 (1991).
67. *A. G. Lyne and D. R. Lorimer*, *Nature* **369**, 127 (1994).

68. *S. B. Popov, M. Colpi, A. Treves, R. Turolla, V. M. Lipunov, and M. E. Prokhorov*, *Astrophys. J.* **530**, 896 (2000), arXiv:astro-ph/9910114 [astro-ph].
69. *P. A. Boldin and S. B. Popov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **407**, 1090 (2010), arXiv:1004.4805 [astro-ph.HE].
70. *S. B. Popov, K. A. Postnov, and N. I. Shakura*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **447**, 2817 (2015), arXiv:1412.4066 [astro-ph.HE].
71. *M. A. Agueros, S. F. Anderson, B. Margon, B. Posselt, et al.*, *Astron. J.* **131**, 1740 (2006), arXiv:astro-ph/0511659 [astro-ph].
72. *A. D. Schwope, G. Hasinger, R. Schwarz, F. Haberl, and M. Schmidt*, *Astron. and Astrophys.* **341**, L51 (1999), arXiv:astro-ph/9811326 [astro-ph].
73. *D. L. Kaplan*, in *Astrophysics of Compact Objects*, Intern. Conference on Astrophysics of Compact Objects, edited by Y.-F. Yuan, X.-D. Li, and D. Lai, *AIP Conf. Proc.* **968**, 129 (2008), arXiv:0801.1143 [astro-ph].
74. *J. Robrade and J. H. M. M. Schmitt*, *Astron. and Astrophys.* **435**, 1073 (2005), arXiv:astro-ph/0504145 [astro-ph].
75. *M. A. Agueros, S. F. Anderson, K. R. Covey, S. L. Hawley, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **181**, 444 (2009), arXiv:0903.4202 [astro-ph.SR].
76. *J. H. M. M. Schmitt and C. Liefke*, *Astron. and Astrophys.* **417**, 651 (2004), arXiv:astro-ph/0308510 [astro-ph].
77. *E. Behar, S. Dado, A. Dar, and A. Laor*, *Astrophys. J.* **734**, id. 26 (2011), arXiv:1101.4662 [astro-ph.CO].
78. *R. L. C. Starling, R. Willingale, N. R. Tanvir, A. E. Scott, K. Wiersema, P. T. O'Brien, A. J. Levan, and G. C. Stewart*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **431**, 3159 (2013), arXiv:1303.0844 [astro-ph.HE].
79. *W. Deng and B. Zhang*, *Astrophys. J. Letters* **783**, id. L35 (2014), arXiv:1401.0059 [astro-ph.HE].
80. *N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **641**, id. A6 (2020), arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].
81. *R. Willingale, R. L. C. Starling, A. P. Beardmore, N. R. Tanvir, and P. T. O'Brien*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **431**, 394 (2013), arXiv:1303.0843 [astro-ph.HE].
82. *A. A. Meiksin*, *Rev. Modern Physics* **81**, 1405 (2009), arXiv:0711.3358 [astro-ph].
83. *M. McQuinn*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 313 (2016), arXiv:1512.00086 [astro-ph.CO].