

ISSN 0004-6299

Том 100, Номер 11

Ноябрь 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 100, номер 11, 2023

Современная звездная астрономия — 2022

О. Ю. Малков, А. О. Жуков, О. Б. Длужневская 929

Эволюция рентгеновской двойной системы Sco X-1

А. В. Федорова, А. В. Тутуков 939

Взаимодействие экзопланеты НАТ–Р–11В со звездным ветром

Е. С. Бельнская 958

Возможность оценки эксцентриситета орбиты двойной системы с экзопланетой по транзитной кривой блеска

Е. В. Бекесов, М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук 964

NO биомаркер: трансмиссионный и эмиссионный методы его потенциального обнаружения в атмосферах экзопланет с помощью Спектр-УФ

Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало 987

Фотометрическая активность звезды V517 Cyg в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах

Н. В. Ефимова, В. П. Гринин, А. А. Архаров, И. С. Потрафнов, С. Ю. Мельников, В. М. Ларионов, С. А. Климанов, Д. Л. Горшанов 1005

Масштабно-инвариантная мода в бесстолкновительных сферических звездных системах

Е. В. Поляченко, И. Г. Шухман 1023

Гравитационные миссии следующего поколения: исследование возможностей мультипарных конфигураций

А. И. Филеткин, А. С. Жамков, С. В. Аюков, В. К. Милоков 1033

Параметры радиопульсаров на разных расстояниях от “линии смерти”

З. В. Кенько, И. Ф. Малов 1046

Планета или первичная черная дыра во внешней области Солнечной системы и поток пыли вблизи орбиты Земли

Ю. Н. Ерошенко, Е. А. Попова 1056

К вопросу о локализации мест рождения КВМ на Солнце

С. А. Язев, В. М. Томозов 1069

Статистика параметров тепловой плазмы и нетепловых рентгеновских спектров солнечных вспышек с гелиосейсмическим откликом

И. Н. Шарыкин, И. В. Зимовец, А. Г. Косовичев 1081

Гравитационный захват как возможный сценарий происхождения Луны

А. В. Тутуков, Г. Н. Дремова, В. В. Дремов 1103

СОВРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДНАЯ АСТРОНОМИЯ – 2022

© 2023 г. О. Ю. Малков^{1,*}, А. О. Жуков^{1,2}, О. Б. Длужневская^{1,**}

¹Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

²ФГБНУ “Аналитический центр”, Москва, Россия

*E-mail: malkov@inasan.ru

**E-mail: olgad@inasan.ru

Поступила в редакцию 11.07.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

Представлен аналитический обзор современного состояния проблем звездной астрономии. Он преимущественно базируется на докладах, сделанных на конференции “Современная звездная астрономия” (КГО ГАИШ МГУ, ноябрь 2022).

Ключевые слова: звезды, звездные скопления и ассоциации, звездообразование, галактики, динамика гравитирующих систем

DOI: 10.31857/S0004629923100079, **EDN:** ZTADZU

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе представлен аналитический обзор современного состояния проблем звездной астрономии. Он создан, преимущественно, по материалам докладов, представленных на двенадцатой конференции¹ из цикла “Современная звездная астрономия”. Она была проведена 8–10 ноября 2022 г. в КГО ГАИШ МГУ. Помимо ГАИШ МГУ организаторами конференции выступили ИНАСАН и Астрономическое общество.

Обзор разбит по следующим разделам: Звезды, Звездные скопления и ассоциации, Звездообразование, Галактики, Динамика гравитирующих систем. В последнем разделе приведены заключительные замечания.

2. ЗВЕЗДЫ

М.Л. Гожа (ЮФУ) обсуждала в своем докладе богатые металлами переменные звезды типа RR Лиры поля Галактики, особенности их кинематики и содержаний некоторых химических элементов. Был проведен анализ особенностей относительных содержаний ряда химических элементов в атмосферах высокометаллических переменных звезд типа RR Лиры галактического поля. Ранее было показано, что содержания титана, иттрия и скандия в таких звездах ниже, чем в звездах других типов аналогичной металличности. В данной работе были обнаружены металлические лириды с

низкими обилиями натрия, алюминия и никеля. Кинематические и орбитальные параметры всех исследуемых в работе богатых металлами переменных характерны для объектов тонкого или толстого дисков Галактики, однако химический состав свидетельствует о возможном внегалактическом происхождении некоторых из них.

Доклад А.С. Авдеевой (ИНАСАН, НИУ ВШЭ) был посвящен поиску коричневых карликов в больших фотометрических обзорах. Однородные и полные выборки коричневых карликов необходимы для разного рода исследований: кинематических исследований Галактики, исследований двойных звезд с коричневыми карликами, уточнение маломассивного конца начальной функции масс и др. По разным оценкам коричневые карлики могут составлять до 25% населения Галактики, тем не менее, открытие коричневых карликов спектроскопическими методами крайне трудоемко. Были предприняты многочисленные попытки поиска и создания набора коричневых карликов, используя их фотометрические параметры в качестве правила для выделения коричневых карликов в больших фотометрических обзорах. Большинство работ имеет дело с относительно далекими коричневыми карликами или ограничивается одним обзором. В докладе были представлены результаты кроссатчинга известных близких коричневых карликов с оптическим обзором DES и создание на основе полученных результатов фотометрических правил для обнаружения коричневых карликов в трех обзорах: WISE, 2MASS и DES [1]. Кроме того впер-

¹ http://www.inasan.ru/scientific_activities/conferences/msa/modern_stellar_astronomy_2022/

вые были представлены различные фотометрические правила для каждого из трех семейств коричневых карликов: яркие, транзитные и слабые [2].

Н.Н. Самусь (ИНАСАН, ГАИШ МГУ) доложил о Списках обозначений переменных звезд. В течение 2022 г. продолжалась подготовка материалов для новых Списков обозначений переменных звезд, через которые осуществляется включение новых объектов в Общий каталог переменных звезд (ОКПЗ). Опубликована итоговая статья по итогам перевода в ОКПЗ уверенно идентифицированных и дополнительно исследованных объектов из Нового каталога звезд, заподозренных в переменности блеска (каталога NSV), однако эту работу в 2022 г. удалось продолжить. Отобрано для обозначения около 1000 переменных звезд в нескольких шаровых скоплениях созвездия Стрельца, самого богатого такими скоплениями. В одном из этих шаровых скоплений для включения в ОКПЗ отобрано значительное количество звезд из недавних публикаций, по формальным причинам оставшихся не включенными в последнюю электронную версию канадского каталога переменных звезд в шаровых скоплениях.

Результаты исследования быстрой переменности Т Северной Короны обсуждались в докладе Н.А. Масленниковой (ГАИШ МГУ). Были представлены результаты спектрального мониторинга известной повторной симбиотической новой Т CrB, проведенного в 2020 г. на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ. С помощью спектрографа TDS в течение 2 ч было получено почти 50 спектров в области 3600–5500 Å и одновременно около 140 спектров в полосе 5500–7400 Å. Для учета влияния атмосферы Земли на потоки в линиях использована оригинальная методика редукции данных. Анализ показал наличие переменности потоков в эмиссионных линиях с различной амплитудой и характерным временем переменности. В линиях излучения водорода H_α и H_β амплитуда переменности составила около 3–4% при высокой корреляции с изменением потока в полосе B , мониторинг в которой проводился одновременно на телескопе RC600 КГО ГАИШ. Получены оценки параметров компонента, демонстрирующего быструю переменность (аккреционный диск), и туманности.

Доклад О.Ю. Малкова (ИНАСАН) был посвящен Базе данных двойных звезд BDB [3]. *Binary star DataBase (BDB)*² — это база данных двойных/кратных систем различных наблюдательных типов. BDB содержит данные о физических и позиционных параметрах 260 000 компонентов 120 000 звездных систем кратностью от 2 до более

20, взятые из большого количества опубликованных каталогов и баз данных. На регулярной основе в BDB добавляются новые каталоги, и этот процесс сопровождается перекрестной идентификацией объектов. Кроме того, в базу данных BDB добавляются новые наблюдательные типы двойных звезд.

П.В. Пахомова (ИНАСАН) представила Каталог разрешенных спектроскопических двойных. Разрешенные спектроскопические двойные являются уникальными объектами среди других типов двойных. Они предоставляют единственную (кроме тригонометрических параллаксов) возможность определять с высокой точностью расстояния до объектов — важнейшую характеристику в астрономии. Двойные системы этого типа достаточно малочисленны, однако исчерпывающего каталога на данный момент не существует, несмотря на попытки его создания. Авторами разработана пилотная версия нового каталога разрешенных спектроскопических двойных. В нем собрана информация об элементах орбит, массах компонентов, орбитальных параллаксах и других параметрах для 110 звезд. При наличии приводится и спектральная классификация. Недавно опубликованные в *Gaia* DR3 блески и параллаксы также включены в каталог. Таким образом, каталог представляет собой наиболее обширный список разрешенных спектроскопических двойных систем, известных на данный момент. Проведен предварительный анализ распределений звездных параметров объектов каталога, а также сравнение параллаксов и блесков *Gaia* с известными из более ранних источников [4].

Доклад Д.А. Чулкова (ИНАСАН) был посвящен визуальным двойным звездам с известными орбитами в каталоге *Gaia* EDR3. 3350 объектов шестого каталога орбит визуальных двойных звезд (ORB6) исследовались с привлечением данных *Gaia* EDR3. Показано, что две трети двойных с угловым расстоянием между компонентами 0.2"–0.5" не имеют опубликованного параллакса в EDR3. Особое внимание уделяется 521 разрешенным системам, для которых параллаксы измерены для обоих компонентов. Среди них 16 определены как оптические пары. Вместе с тем демонстрируются примеры надежно известных физических двойных с формально значительным отличием параллаксов EDR3. Показано, что заявленные ошибки параллаксов EDR3 недооценены по меньшей мере в три раза для источников с большим значением параметра RUWE. Всего около 30% двойных ORB6 не имеют опубликованного параллакса в EDR3. Для обогащения каталога ORB6 параллаксами используются далекие компоненты в кратных системах, выявленные благодаря анализу собственных движений и па-

² <https://bdb.inasan.ru>

раллаксам Hipparcos. Показано, что в ряде случаев измеренные параллаксы EDR3 непосредственных компонентов двойной являются менее достоверными, чем параллаксы далеких компонентов. Дополнительно привлечены астрометрические данные Gaia DR2, TGAS и Hipparcos. Получено синтетическое соотношение “масса—светимость” в полосе G для звезд главной последовательности. Проведены расчеты масс звездных систем каталога ORB6 с помощью соотношения “масса—светимость” и третьего закона Кеплера [5].

А.С. Позаненко (ИКИ РАН) поднял вопрос о том, нужен ли пересмотр классификации гамма-всплесков (сверхновая или килоновая)? Известно, что космические гамма-всплески могут иметь два типа прародителей: сверхновые с коллапсирующим ядром и слияния нейтронных звезд. Оба типа имеют как прямые наблюдаемые доказательства происхождения, так и феноменологические различия. Близкие к Земле гамма-всплески сопровождаются появлением сверхновой; для двух слияний нейтронных звезд GW 170817 и GW 190425 были обнаружены короткие гамма-всплески, а для GW 170817 — килоновая. Явным различием двух типов прародителей является длительность гамма-всплесков. Считается, что короткие гамма-всплески имеют прародителями сливающиеся нейтронные звезды, а длинные связаны со сверхновыми типа Ic. Недавние гамма-всплески GRB 200826A и GRB 211211A на первый взгляд ломают сложившуюся классификацию. Для короткого гамма-всплеска GRB 200826A был найден признак сверхновой в ИК-диапазоне, а для GRB 211211A, источник которого предположительно расположен на красном смещении $z = 0.076$, ожидалась сверхновая, которая не была найдена при последующем мониторинге. Авторы привели результаты наблюдений GRB 200826A и GRB 211211A и обсудили, необходимо ли пересматривать принципы феноменологической классификации, или же свойства этих двух гамма-всплесков можно уложить в известные рамки.

М.Е. Прохоров (ГАИШ МГУ) в своем докладе обсуждал массовые вычисления блеска звезд в произвольной спектральной полосе. Фундаментальная фотометрия астрономических объектов проводится в определенных фотометрических системах (наборах фотометрических полос). Самыми популярными системами сегодня являются $UBVR$ Джонсона и $ugriz$. В обеих системах получен большой наблюдательный материал, объем которого продолжает расти. Время от времени возникает задача вычисления блеска звезд (звезды) в какой-то другой полосе по измерениям в этих фотометрических системах. Один из примеров — объединение массивов наблюдений в системах Джонсона и $ugriz$, т.е. вычисление звезд-

ных величин в полосах Джонсона по $ugriz$ или наоборот. Другой пример из прикладной области — вычисление блеска звезд в широкой панхроматической полосе кремниевого приемника излучения, сенсibilизированного в красную или синюю области спектра. Такие приемники используются в оптико-электронных приборах для ориентации и навигации в космосе. Рассматриваемый в докладе метод ориентирован на максимально точный перевод блеска звезд в заданную полосу, но не для каждой отдельной звезды, а для основной массы звезд. Для небольшой доли “пеккулярных” объектов будут наблюдаться “выбросы” — отклонения от истинных значений их звездных величин [6].

А.И. Захаров (ГАИШ МГУ) доложил о новой версии каталога WBVR. В 1991 г. был опубликован фотометрический каталог средних блесков и колор-индексов в системе WBVR 13 876 ярких объектов (звезд и кратных звездных систем) северного неба. В новом веке появились космические каталоги, которые позволили сравнить каталог WBVR величин с высокоточными космическими наблюдениями. Эти сравнения выявили промахи в отождествлениях и систематические отклонения в каталоге WBVR величин. Это, в свою очередь, вызвало необходимость в переработке сохраненных данных наблюдений, полученных в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории. Доклад был посвящен рассмотрению эффектов, могущих привести к систематическим ошибкам WBVR каталога.

В докладе А.В. Самохвалова (КГО ГАИШ МГУ) обсуждались первые результаты работы малого фотометрического телескопа, установленного в Кавказской Горной Обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ и начавшего первые наблюдения в августе 2020 г., а также описывались решаемые на нем задачи. С начала работы и до настоящего времени проводятся исследования переменных звезд различных типов, в том числе: V354 Cam — переменной типа RRAB с эффектом Блажко, V3702 Oph — возможного фуора, показывающего большой инфракрасный избыток, пульсирующих переменных в шаровом звездном скоплении NGC 5466 и ряда других звезд, включая мультипериодические переменные типа DSCT. Были приведены кривые блеска указанных звезд в нескольких светочувствительных и рассматривались перспективы углубленного исследования открытых ранее переменных звезд.

3. ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ И АССОЦИАЦИИ

В докладе А.С. Расторгуева (МГУ) обсуждалось изучение “погруженного” рассеянного скопления vdB 130. На основе данных Gaia DR3 проведена новая ревизия звездного состава в поле

радиусом $20'$ вокруг центра молодого рассеянного скопления vdB 130, входящего в звездную ассоциацию Суг OB1. Выделено 97 звезд и 39 протозвезд классов I/II/III с вероятностью членства в скоплении $P > 0.98$ по критерию близости собственных движений. Полное число возможных членов скопления с вероятностью принадлежности $P > 0.50$ составляет примерно 300, а возраст, оцениваемый методом наложения теоретических изохрон, не превышает 10 млн. лет. Тригонометрическое расстояние до скопления составляет $D \approx 1670 \pm 60$ пк, а избыток цвета $E(BP - RP) \approx 0.85 \pm 0.02^m$. Отмечено наличие значительного дифференциального поглощения [7].

Доклад М.Е. Сачкова (ИНАСАН) был посвящен цефеидам в рассеянных звездных скоплениях с Gaia DR3. Опубликованный в июне 2022 г. каталог цефеид Gaia DR3 содержит около 15000 звезд. Используя этот список, позиционную и кинематическую информацию Gaia и характеристики известных (в том числе недавно открытых) рассеянных звездных скоплений, авторы пересмотрели вероятности принадлежности к скоплениям для ранее известных и открытых Стгаia цефеид. Также были представлены оценки пульсационных радиусов рассматриваемых цефеид.

Е.С. Постникова (ИНАСАН) обсуждала звездную структуру скоплений в области Меча Ориона. Было рассмотрено строение группы рассеянных звездных скоплений (РЗС) в области Меча Ориона. Сделана выборка звезд из каталога Gaia EDR3 в области Меча Ориона. В этой области находятся РЗС NGC 1981, NGC 1977, NGC 1976, NGC 1980 и другие новые звездные группы. Взяты звезды Gaia DR3, расположенные на расстояниях от Солнца от 408 до 377 пк (рассчитаны по параллаксам, приведенным в каталоге Gaia). Прослежена связь скоплений Меча Ориона с молекулярными облаками по данным космического аппарата Гершель. В области меча Ориона также много молодых скоплений и молодых звезд с формирующимися экзопланетами.

И.И. Романюк (САО РАН) в своем докладе обсуждал магнитные поля в ассоциации молодых звезд в Орионе. Были представлены результаты измерений магнитного поля 55 химически пекулярных звезд в ассоциации Орион OB1. Найдено 14 новых магнитных звезд. Доказано, что магнитные поля более молодых звезд (с возрастом около 2–3 млн. лет) в 3 раза больше, чем у звезд с возрастом 10–10⁷ лет. Обсуждались различные механизмы образования таких особенностей. Наблюдения выполнены на 6-м телескопе.

Двойные и кратные звезды в рассеянных скоплениях обсуждались в докладе А.Ф. Селезнева (УрФУ). Данная работа является продолжением

исследования населения двойных и кратных звезд в рассеянных скоплениях, основанного на фотометрической диаграмме (H–W2)–W1–W2–(BP–K). Были получены оценки доли двойных и кратных звезд и параметры распределения отношения масс компонент q в скоплениях Альфа Персея, Ясли и NGC 1039. Процедура, предложенная ранее, была модифицирована: подсчеты звезд на диаграмме проводились автоматически, оценка ошибок получалась методом бутстраппинга. В связи с этим было повторно проведено исследование скопления Плеяды и исправлена неточность, допущенная ранее при определении распределения q . Получено, что доля двойных звезд в рассмотренных скоплениях составляет от 0.47 ± 0.03 до 0.73 ± 0.03 . Доля систем с кратностью больше 2 – от 0.11 ± 0.01 до 0.20 ± 0.02 . Распределение q хорошо аппроксимируется Гауссианой с модой от 0.22 ± 0.04 до 0.48 ± 0.01 и дисперсией от 0.10 ± 0.02 до 0.35 ± 0.07 . Все скопления показывают большую долю двойных систем с вторичными компонентами очень малой массы в двойных системах с массой первичных компонент меньше $0.5 M_{\odot}$ [8].

В докладе Д.А. Ковалевой (ИНАСАН) были представлены результаты исследования звезд с экзопланетами в рассеянных звездных скоплениях и движущихся группах. Были использованы астрометрические данные Gaia для поиска групп звезд, имеющих общее пространственное движение с известными звездами с экзопланетами (в том числе с кандидатами в звезды с экзопланетами, опубликованными в рамках Gaia DR3). Для выделенных кинематических групп предложены оценки возрастов с использованием теоретических изохрон.

И.У. Таджикибаев (НУУз) доложил о проблемах определения степени концентрации звезд к центру шаровых скоплений. Ранее авторами были найдены значения степени концентрации звезд к центру для 26 шаровых скоплений (ШС) двумя методами, введением трех неизвестных параметров минимизации. Удалось впервые решить проблему Шепли-Сойер классификации ШС. В данной работе авторы подробно обсуждают и сравнивают данные наблюдений видимой плотности ШС, полученные на телескопах HST и Gaia. Необходимо отметить, что построенные графики видимой плотности по программе Gaia во многих случаях имеют явно нерегулярный или колебательный характер. Нерегулярный характер видимой плотности ШС в более ранних работах, скорее всего, связан с тем, что в выборки были добавлены также и имеющиеся результаты наземных и HST наблюдений. К этим данным авторами был применен симплексный метод минимизации по трем параметрам. Полученные таким образом результаты оказались явно хуже, чем для случая из

26 ШС. В принципе, исключив отдельные ШС, имеющие нереальные и своеобразные графики плотности, можно составить, например, выборку из 34 ШС, которая удовлетворяет минимальным требованиям по значению корреляции с физическими характеристиками этих скоплений. Для разработки классификации ШС весьма важно именно наличие корреляции степени концентрации с их физическими характеристиками. В настоящее время авторы проводят расчеты в случае, когда теоретическая модель видимой плотности имеет четыре свободных параметра.

Темой доклада М.Э. Поповой (АО УрФУ) было исследование кинематики диска Галактики по данным о рассеянных звездных скоплениях разного возраста. Была исследована зависимость кинематических свойств подсистем рассеянных скоплений Галактики от их возрастов. По кривым вращения Галактики для разных возрастных интервалов на галактоцентрическом расстоянии от 6.5 до 12.5 кпк получено, что самые старые скопления (старше 1 млрд. лет) вращаются медленнее, чем молодые и скопления среднего возраста. Показано, что даже для околосолнечных окрестностей нельзя уверенно использовать модель чисто кругового вращения Боттлингера-Оорта для описания наблюдаемых движений объектов.

4. ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ

К.В. Плаkitина (ИНАСАН) представила результаты исследования химического состава и кинематики газа в области образования массивных звезд RCW 120. RCW 120 представляет собой область ионизированного водорода (HII) и является одной из наиболее интересных для изучения областей образования массивных звезд, вследствие ее близости (≈ 1.3 кпк) и относительно простой морфологии. На периферии RCW 120 наблюдаются плотные молекулярные сгустки с погруженными в них протозвездами, в т.ч. массивными. Несмотря на то что RCW 120 является одной из наиболее изученных областей звездообразования, работ по исследованию химического разнообразия в области образования протозвезд до сих пор не проводилось. Используя телескоп АРЕХ, авторы провели наблюдения радиолиний молекул в направлении этих протозвезд в диапазоне частот от 200 до 260 ГГц. Были получены карты интегральной интенсивности для различных молекул: от двухатомных (SO, CS) до сложных органических молекул (CH₃OH, CH₃CSN). Методом вращательных диаграмм по переходам CH₃CSN и CH₃CN были определены температуры и лучевые концентрации молекул. Анализ кинематики был проведен по изучению профилей молекулярных линий и диаграммам “пози-

ция–скорость молекул SiO и CH₃OH”, которые известны как трассеры истечений.

Е.О. Васильев (АКЦ ФИАН, ЮФУ) обсуждал проявления звездообразования и сверхмассивных черных дыр в спектрах запыленных активных ядер галактик на больших красных смещениях. Обнаружение с помощью ALMA квазаров на красных смещениях $z > 6$ привело к заключению об отличном (большем) значении отношения между массой сверхмассивной черной дыры (СМЧД) и звездного балджа от этой величины для галактик в локальной Вселенной. Возможными причинами этого могут быть как разная динамика роста СМЧД и эффективность звездообразования в ранней Вселенной, так и селекционные эффекты в наблюдениях. Пространственное разрешение современных телескопов не позволяет исследовать межзвездную среду и области звездообразования вокруг СМЧД в таких далеких галактиках. О соотношениях между этими структурными единицами можно судить только по суммарному спектру. В работе рассчитаны кумулятивные спектры запыленных галактик с активным галактическим ядром. Исследованы соотношения между потоками в разных спектральных диапазонах (от рентгеновского до миллиметрового). Обсуждаются возможности определения свойств звездного населения, газа и СМЧД в квазарах на больших красных смещениях [9].

Доклад А.С. Гусева (ГАИШ МГУ) посвящался регулярным цепочкам областей звездообразования в спиральных рукавах и кольцах дисковых галактик. Регулярность в распределении молодых звездных группировок вдоль спиральных рукавов галактик, впервые открытая в 1983 г. Брюсом и Деброй Элмегринами, считалась достаточно редким явлением. Исследования последних лет пространственной закономерности в распределении молодого звездного населения вдоль рукавов спиральных галактик NGC 628, NGC 895, NGC 5474, NGC 6946, M100 и вдоль колец спиральной галактики NGC 6217 и линзовидной галактики NGC 4324 показали, что пространственная (квази)регулярность в распределении молодого звездного населения или/и наличие регулярных цепочек областей звездообразования является достаточно распространенным явлением. Характерная шкала регулярности во всех галактиках равна 350–500 пк или кратна ей. Необходимо отметить, что теоретические модели предсказывают шкалу неустойчивости звездно-газового диска порядка нескольких кпк, что в несколько раз больше наблюдаемого [10].

И.В. Петрашкевич (УрФУ) обсуждал в своем докладе фракционирование дейтерия в области маломассивного звездообразования L1688. Авторы изучали фракционирование дейтерия в холод-

ных плотных (дозвездных) ядрах в области мало-массивного звездообразования L1688 в молекулярном облаке Змееносца. Изучение дозвездных ядер, первой стадии образования звезд, важно для понимания начальных условий этого процесса. Для дозвездных ядер характерны высокая плотность ($>10^5 \text{ см}^{-3}$), низкая температура газа и пыли ($<10 \text{ K}$), дозвуковая дисперсия скорости частиц газа и, благодаря таким физическим условиям, фракционирование дейтерия. Для исследования авторы построили наблюдательные карты четырех дозвездных ядер в линиях трассеров газа разной плотности: HCO^+ и DCO^+ (трассеры оболочки ядра) и N_2D^+ и N_2H^+ , NH_2D и NH_3 (трассеры центральных областей ядер). Авторы построили карты лучевых концентраций и доли дейтерия для пар этих соединений. И согласно пространственному распределению, и согласно значению доли дейтерия разных трассеров видно, что доля дейтерия увеличивается с плотностью ядра, от оболочки к центру.

К.И. Смирнова (УрФУ) представила результаты исследования молекулярного и атомарного газа в комплексах звездообразования галактик. Звездообразование (ЗО) является одним из основных процессов во Вселенной. Звезды формируются в областях, имеющих большую плотность межзвездного вещества, поэтому ЗО протекает по-разному в галактиках различного морфологического типа. Исследования процесса ЗО в галактиках основаны на наблюдениях различных индикаторов плотного газа и УФ-излучения, связанных с молодыми звездами. Особое место в этих исследованиях занимает соотношение между атомарным и молекулярным газом, которое считается мерой эффективности звездообразования. В данной работе авторы использовали наблюдения эмиссии CO и H I в комплексах звездообразования (КЗО) в галактиках различных морфологических типов и сравнили с излучением пыли в различных диапазонах. Из анализа полученных отношений был сделан вывод, что рассматриваемые КЗО делятся на две группы, различающиеся по своему пространственному распределению: КЗО из первой группы, в основном, расположены в центре галактики, а КЗО из второй группы — во внешнем диске [11].

Темой доклада Т.Ю. Магакяна (БАО НАН РА) являлись новые потоки и объекты Хербига-Аро вблизи ИК-источников в темных облаках. В ходе проводимого в БАО на 1-м телескопе Шмидта узкополосного обзора темных облаков для поиска новых объектов Хербига-Аро (BNBIS) обнаружено большое количество ранее неизвестных НН-объектов и коллимированных истечений. В данном докладе представлены новые оптические потоки, обнаруженные вблизи молодых ИК-источников, часть из которых не наблюдается в опти-

ческом диапазоне. Размеры потоков — от сотых долей пк до 1 пк, болометрическая светимость от 0.6 до $16 L_\odot$. Оценены расстояния до источников, составившие от 240 до 1200 пк. Поскольку потоки Хербига-Аро являются индикаторами активного звездообразования, эти данные позволили выявить ранее неизвестные, в том числе изолированные, области звездообразования.

Доклад Т.А. Мовсисяна (БАО НАН РА) был посвящен детальному кинематическому исследованию коллимированного истечения от PV Сер. Были приведены результаты наблюдений молодой эруптивной звезды PV Сер, полученных на 6-м телескопе CAO РАН, с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо. Наблюдения были проведены в две эпохи, что позволило измерить собственные движения кинематически выделенных структур в истечении и получить пространственную скорость сгустков, а также угол потока относительно луча зрения. При сравнении изображений, полученных с интервалом в 17 лет, был обнаружен новый НН сгусток на расстоянии около $4''$ к северу от источника. Был оценен кинематический возраст этого сгустка, который в точности совпадает со временем вспышки PV Сер 2002–2004 гг., что является практически первым наблюдательным подтверждением гипотезы образования узлов при эпизодических эрупциях. Угол коллимации истечения оказался очень широким, особенно нужно отметить огромный дугообразный ударный фронт на расстоянии около одной угловой минуты от источника.

5. ГАЛАКТИКИ

Доклад Ю.А. Абдурасулова (АИ АН РУз) был посвящен анализу данных наблюдений cD-галактик. С целью изучения физики cD-галактик, наблюдаемых в центрах богатых скоплений галактик, авторами были собраны данные их наблюдений и создан каталог, состоящий из 660 объектов. Проведен статистический анализ данного каталога. В частности, построены необходимые гистограммы физических параметров cD-галактик и графики взаимосвязи их характеристик. Анализ полученных результатов показывает, что cD-галактики, в основном, являются эллиптическими, но также они могут быть линзовидными и спиральными галактиками. Найдены эмпирические зависимости, в частности, зависимость их возраста от соответствующего значения красного смещения, а также построены необходимые гистограммы.

Темой доклада А.В. Моисеева (CAO РАН) был ионизованный газ вокруг активных галактик в наблюдениях 2.5-м и 6-м телескопов (к 75-летию В.Л. Афанасьева). Наряду с релятивистскими джетами, ионизационные конусы являются од-

ним из наиболее крупномасштабных примеров воздействия активных галактических ядер на окружающую газовую среду как в самих галактиках, так и за их пределами. Исследование конусов ионизации позволяет не только тестировать предсказания унифицированной схемы активности галактического ядра и вносить ограничения на его параметры, но и изучить газовое окружение галактики и проследить как светимость ядра менялась со временем. Изучение кинематики и ионизационного состояния газа в дисках активных галактик было начато на 6-м телескопе САО РАН В.Л. Афанасьевым, одним из первых в мире он начал использовать для этого методы 3D-спектроскопии. В докладе был представлен обзор как ранних работ по данной теме, так и новых результатов, полученных на 6-м телескопе с приборами SCORPIO/SCORPIO-2 и на 2.5-м телескопе ГАИШ МГУ с прибором MaNGaL.

Ф.У. Ботиров (НУУЗ) обсуждал зависимости характеристик балджей от массы центральной черной дыры и теоретические аспекты их происхождения. Изучение зависимости между массой сверхмассивных черных дыр в центре спиральных галактик и характеристиками их балджей может помочь в проблемах происхождения и эволюции этих галактик. С этой точки зрения данное исследование является одним из наиболее важных и актуальных вопросов галактической астрономии и космогонии со времени открытия сверхмассивных черных дыр. С другой стороны, изучение этих зависимостей также может быть полезным инструментом для определения массы центральной черной дыры в других спиральных галактиках. Авторы пересматривают и исследуют эмпирические отношения между массами центральной черной дыры и звездными массами балджа, дисперсией скоростей и светимостью балджа. Для этого авторы создали выборку из спиральных галактик с классическими, дискообразными, арахисоподобными и ячикообразными типами балджей [12].

Доклад И.С. Герасимова (ГАИШ МГУ) посвящался кинематике ионизованного газа в карликовой галактике Sextans A. Ветер массивных звезд и сверхновые оказывают существенное влияние на структуру, кинематику межзвездной среды и распространение звездообразования в галактиках. Этот процесс (так называемый “фидбэк”) является важным ингредиентом в космологических симуляциях, однако понимание его механизмов в условиях низкой металличности все еще ограничено. Авторы исследовали области звездообразования в близкой ($D \approx 1.3$ Мпк) экстремально низкометаллической ($Z \approx 0.07 Z_{\odot}$) галактике Sextans A с целью выявить и проанализировать признаки влияния фидбэка от массивных звезд на кинематику ионизованного газа. Анализ ос-

нован на наблюдениях с интерферометром Фабри-Перо с высоким спектральным разрешением ($R \approx 16000$), длиннощелевой спектроскопии и изображениях в эмиссионных линиях, полученных на 6-м телескопе БТА САО РАН и 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Авторы обнаружили 10 молодых (≈ 1 млн. лет) газовых оболочек, расширяющихся под действием фидбэка от массивных звезд. В двух регионах идентифицированы явные признаки истечения ионизованного газа из H II областей. В целом кинематика ионизованного газа в Sextans A сильно возмущена фидбэком от нескольких поколений массивных звезд и существенно отклоняется от кругового вращения, наблюдающегося в атомарном газе.

Д.А. Грачев (НИУ ВШЭ) представил результаты численного моделирования статистических моментов и корреляторов магнитного поля в некоторых задачах галактического динамо со случайными коэффициентами. Как правило, эволюция крупномасштабных магнитных полей в галактиках описывается при помощи уравнений динамо с детерминированными параметрами, характеризующими усредненные свойства межзвездной среды. Подобный подход представляется вполне разумным в случае “спокойных” галактик, однако он вряд ли оправдан по отношению к объектам, в которых происходят бурные процессы, связанные с массовым появлением горячих областей ионизованного водорода (звездообразование, взрывы сверхновых и т.д.). В работе авторы представили результаты численного моделирования основных статистических характеристик магнитных полей, полученных для некоторых стохастических моделей галактического динамо. В частности, впервые рассмотрен случай, когда и коэффициент турбулентной диффузии, и коэффициент, отвечающий за альфа-эффект, являются случайными параметрами.

К.Т. Миртаджиева (АИ АН РУз) посвятила доклад сравнению неустойчивостей кольцеобразных возмущений на фоне пульсирующих 2-х и 3-х-мерных самогравитирующих моделей. Легко представить себе формирование кольцеобразных структур в дискообразных системах. Интересно выяснить, могут ли формироваться кольцеобразные галактики при неустойчивости сферического коллапса? По этой причине авторы изучают проблему гравитационной неустойчивости кольцеобразных мод возмущений на фоне 2-х и 3-х-мерных нелинейно нестационарных самогравитирующих моделей. Авторами получены нестационарные аналоги дисперсионных уравнений для рассматриваемых мод возмущений в рамках двух моделей. Построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения моделей для каждого случая. Выполнен также сравнительный

анализ инкрементов гравитационной неустойчивости кольцеобразных мод возмущений на фоне исследуемых сферической и дисковой моделей. Анализ полученных результатов показывает, что кольцеобразные моды возмущений являются более неустойчивыми преимущественно в нестационарном диске Маклорена по сравнению с неустойчивостями в сферической неравновесной модели независимо от значений параметров вращения и начального вириального отношения систем [13].

Галактические циррусы в SDSS Stripe 82 обсуждались в докладе А.А. Смирнова (ГАО РАН). Галактические циррусы часто затрудняют исследование слабых объектов как в нашей Галактике, так и структур низкой поверхностной яркости за ее пределами. В представленной работе проводилось исследование цветов отдельных циррусных филаментов, наблюдаемых в полосе SDSS Stripe 82. Сами филаменты идентифицировались и вручную, и методами машинного обучения по всем полям Stripe 82. Важным результатом работы является то, что методы машинного обучения позволяют находить циррусы с точностью, сопоставимой с точностью выделения облаков вручную. Фотометрический анализ отдельных волокон показывает, что, как правило, для ярких филаментов с поверхностной яркостью меньше 26^m с квадратной секунды в полосе r ошибка определения цветов в среднем меньше 0.05^m . При этом большинство филаментов имеют следующие цвета: $0.55 < g - r < 0.73$ и $0.01 < r - i < 0.33$. Данная работа обеспечивает полезную основу для будущих исследований объектов низкой поверхностной яркости (циррусов, приливных хвостов, звездных потоков и т. д.) в глубоких обзорах.

Доклад Д.А. Грачева (Физический факультет МГУ) был посвящен магнитным полям со случайными начальными условиями в дисках с кеплеровской кривой вращения. Магнитные поля большого количества объектов описываются с помощью механизма динамо. Соответствующие уравнения теории динамо в трехмерном случае оказываются достаточно сложными для решения, поэтому получили широкое распространение двумерные модели. В случае галактических и аккреционных дисков удобно использовать планарное приближение. Отдельного внимания заслуживают начальные условия для магнитного поля. В работе был изучен вопрос о генерации магнитного поля в случае кеплеровской кривой вращения, в наибольшей степени соответствующей аккреционным дискам. В рамках простых модельных предположений изучен процесс эволюции поля в тонком диске при довольно резком изменении скорости вращения [14].

6. ДИНАМИКА ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Г.Н. Дремова (РФЯЦ ВНИИТФ) обсуждала в своем докладе частоту приливных разрушений звезд в поле сверхмассивной черной дыры. Сегодня хорошо известно, что в ядре каждой галактики есть сверхмассивная черная дыра (СМЧД), активно контролирующая свою окрестность. Это подтверждают наблюдательные корреляции скорости звездообразования и темпа газовой аккреции. Одной из причин их общей активизации являются приливные разрывы звезд. Оценка их частоты осложнена эффектами наблюдательной селекции, большим разбросом в энергетике разрушений звезд и рядом неопределенностей, требующих знания плотности звездного окружения СМЧД и распределения их орбит по угловым моментам. Представляет интерес оценить частоту приливного разрушения звезд в двух режимах взаимодействия СМЧД: стационарном (со звездами балджа) и хаотическом (при столкновении звезд сливающихся галактик). Делается акцент на побочный продукт приливного разрушения звезд — сверхскоростные свободные планеты, воспроизводимые в модельных экспериментах.

Ж.М. Ганиев (НУУз) в своем докладе провел анализ спиралевидных возмущений на фоне пульсирующей модели самогравитирующего диска. Хорошо известно, что теория спиральной структуры галактик в исходном состоянии рассматривает равновесную дискообразную модель. Однако в реальности спиральное возмущение должно развиваться на фоне нестационарной модели. Поэтому в данной работе выполнено исследование спиралевидных возмущений на фоне нелинейно пульсирующей модели. Авторами получено соответствующее нестационарное дисперсионное уравнение (НДУ) для случая $m = 2$ и произвольного радиального волнового числа N . Однако трудно найти асимптотику данного НДУ в случае, когда N стремится к бесконечности. Поэтому авторы поэтапно увеличивали значение N , рассматривая физику конкретных случаев. Были построены критические диаграммы зависимости “вириальный параметр—степень вращения” для случаев $N = 10, 20$ и 30 . Неустойчивость для моды колебания $m = 2$; $N = 10$ начинается со значения вириального параметра $(2T/|U|)_0 \approx 0.217$ и доходит до 0.413 . Между значениями $(2T/|U|)_0 \approx 0.2174$ – 0.2178 имеется очень узкая область устойчивости, а между значениями $(2T/|U|)_0 \approx 0.2379$ – 0.2312 и $(2T/|U|)_0 \approx 0.375$ – 0.397 наблюдается заметный остров устойчивости. С ростом значения параметра вращения область неустойчивости явно растет. Неустойчивость для моды колебания $m = 2$; N начинается со значения вириального параметра $(2T/|U|)_0 \approx 0.128$ и дохо-

дит до 0.146, и в этом случае не наблюдается остров неустойчивости.

Доклад С.Н. Нуритдинова (НУУз) посвящался неустойчивости лопсайдального возмущения на фоне пульсирующего самогравитирующего диска с анизотропной диаграммой скоростей. Наземные и космические наблюдения показывают, что ядра многих дискообразных галактик являются явно смещенными от их геометрического центра. Этот факт подтверждают также изофоты плотности и кривые вращения на двух противоположных сторонах галактик. Данное лопсайдальное явление связано, в частности, с неустойчивостью моды возмущения с азимутальным волновым числом $m = 1$, а при этом радиальное волновое число $N = 3$. Ранее данная неустойчивость рассматривалась многими авторами на примере отдельных равновесных моделей. Однако в реальности формирование самого явления может происходить только на фоне нестационарных глобальных процессов. Поэтому в данной работе авторами построена пульсирующая самогравитирующая дискообразная модель с анизотропной диаграммой скоростей. На фоне этой нелинейной модели авторами изучены отдельные моды возмущения с $m = 1$. Построены соответствующие критические диаграммы зависимости вириального отношения от параметра вращения, а также графики для инкремента неустойчивости в зависимости от этих двух параметров нестационарной модели.

К.А. Маннапова (НУУз) доложила о результатах исследования эффекта гало в эволюции нестационарного диска спиральных галактик. Авторы рассматривали проблему эволюции дисковой подсистемы галактик с учетом гало. Глобальная структура диска галактик сильно зависит от массы и формы гало. С этой целью авторами была изучена численными методами эволюция нерадиальных колебаний нестационарного диска, который окружен пассивным эллипсоидальным гало с однородной плотностью. Получена система уравнений эволюции самогравитирующего диска с учетом гало в виде матричных дифференциальных уравнений и разработан метод их численного анализа. Численные расчеты проводились для различных значений параметров системы, такие как начальное возмущение, круговая скорость вращения диска и отношение массы гало к массе диска, были найдены временные зависимости большой и малой полуосей диска. Определены критические значения параметров системы, при которых гало стабилизирует нелинейно нерадиальные колебания дисковой подсистемы галактик на ранней стадии их эволюции [15].

В докладе Ф.Т. Шамшиева (НУУз) обсуждались случаи дальнейшей интегрируемости уравнения движения при наличии локального

интеграла движения в пространственной модели. Локальный интеграл, позволяющий сразу определять поле скоростей для некоторых конкретных начальных условий, был изучен авторами ранее. В данной работе авторы рассматривали случаи, когда интегрируемость траектории можно продвинуть дальше. Авторы получили аналитическую связь между x, y, z, t данной траектории, классифицировали возможные случаи и проанализировали один из них.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлен аналитический обзор современного состояния проблем звездной астрономии. Эта статья является очередным аналитическим обзором современных задач, стоящих перед звездной астрономией (предыдущие обзоры были опубликованы в [16–23]). Настоящий обзор создан, преимущественно, по материалам докладов, представленных на конференции “Современная звездная астрономия – 2022”, которая проводилась 8–10 ноября 2022 г. в КГО ГАИШ МГУ и была двенадцатой конференцией этого цикла. Предыдущие конференции проводились в ГАИШ МГУ (Москва), ГАО РАН (Санкт-Петербург), ЮФУ (Ростов), КГО ГАИШ МГУ (Кисловодск), УрФУ (Екатеринбург), ИНАСАН (Москва), САО РАН (Нижний Архыз).

Результаты, представленные на конференции, отличались новизной, оригинальностью и актуальностью, а доклады вызвали большой интерес у аудитории, что нашло отражение в большом количестве вопросов, заданных докладчикам, и в бурных дискуссиях в кулуарах. Очевидно, линейка конференций “Современная звездная астрономия” будет продолжена.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках гранта № 075-15-2022-1228 (13.2251.21.0177).

БЛАГОДАРНОСТИ

Организаторы конференции благодарят руководство Кавказской горной обсерватории Государственного астрономического института имени П.К. Штернберга МГУ за теплый прием и хорошие условия для проведения конференции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Avdeeva, S. V. Karpov, and O. Y. Malkov, *Astrophys. Bull.* **78**, 217 (2023).
2. A. S. Avdeeva, S. V. Karpov, and O. Y. Malkov, *Open Astronomy* **32**, 214 (2023).

3. *P. Kaygorodov, N. Skvortsov, D. Kovaleva, and O. Malkov*, *Open Astronomy* **32**, 215 (2023).
4. *D. B. Zeleke, P. V. Pakhomova, S. B. Tessema, S. H. Negu, and O. Y. Malkov*, *Astron. Rep.* **67**, 576 (2023).
5. *D. Chulkov and O. Malkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **517**, 2925 (2022).
6. *M. E. Prokhorov, A. I. Zakharov, V. G. Moshkalyov, N. L. Krusanova, V. G. Moshkalyov, and M. S. Tuchin*, *Astron. Rep.* **67**, 565 (2023).
7. *A. S. Rastorguev, M. V. Zabolotskikh, T. G. Sitnik, D. S. Wiebe, A. M. Tatarnikov, A. A. Tatarnikova, A. P. Topchieva, and A. A. Tatarnikov*, *Astrophys. Bull.* **78**, 125 (2023).
8. *A. A. Malofeeva, V. O. Mikhnevich, G. Carraro, and A. F. Seleznev*, *Astron. J.* **165**, 45 (2023).
9. *E. O. Vasiliev, Y. A. Shchekinov, and B. B. Nath*, *Open Astronomy* **32**, 218 (2023).
10. *A. S. Gusev*, *Astron. Rep.* **67**, 458 (2023).
11. *K. I. Smirnova and D. S. Wiebe*, *Open Astronomy* **32**, 219 (2023).
12. *F. U. Botirov, S. N. Nuritdinov, and A. E. Ashurov*, *Astron. Rep.* **67**, 448 (2023).
13. *K. T. Mirtadjieva and S. N. Nuritdinov*, *Astron. Rep.* **67**, 502 (2023).
14. *D. A. Grachev, E. A. Mikhailov, and E. N. Zhikhareva*, *Open Astronomy* **32**, 216 (2023).
15. *K. A. Mannapova and K. T. Mirtadjieva*, *Open Astronomy* **32**, 224 (2023).
16. *O. Y. Malkov and A. S. Rastorguev*, *Open Astronomy* **26**, 62 (2017).
17. *O. Y. Malkov, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus'*, in *Modern Star Astronomy. Vol. 1, Astronomy-2018* (XIII Congress of the Intern. Public Organization "Astronomical Society"). Conf. Abstracts (Moscow: IZMIRAN, 2018), p. 8.
18. *O. Y. Malkov, E. V. Polyachenko, A. M. Sobolev, and A. S. Rastorguev*, *Astrophys. Bull.* **74**, 93 (2019).
19. *O. Y. Malkov, E. V. Polyachenko, A. S. Rastorguev, and N. N. Samus'*, *INASAN Sci. Rep.* **5**, 103 (2020).
20. *N. N. Samus', O. Y. Malkov, and E. V. Polyachenko*, *INASAN Sci. Rep.* **5**, 169 (2020).
21. *O. Y. Malkov, E. V. Polyachenko, and N. N. Samus'*, *INASAN Sci. Rep.* **5**, 174 (2020).
22. *E. V. Polyachenko, N. N. Samus', and O. Y. Malkov*, *INASAN Sci. Rep.* **5**, 183 (2020).
23. *O. Y. Malkov and E. V. Polyachenko*, *Astron. Rep.* **66**, 693 (2022).

MODERN STELLAR ASTRONOMY – 2022

O. Yu. Malkov^a, A. O. Zhukov^{a,b}, and O. B. Dluzhnevskaya^a

^a*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

^b*Federal State Budgetary Scientific Institution "Expert and Analytical Center", Moscow, Russia*

We provide an analytic review of problems of the modern stellar astronomy. It mostly based on talks presented at the twelfth annual conference on Modern Stellar Astronomy, held in Caucasian Mountain Observatory of Sternberg Astronomical Institute (Kislovodsk, Russia) in November 2022.

Keywords: stars, stellar clusters and associations, star formation, galaxies, dynamics of gravitating systems

ЭВОЛЮЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ Sco X-1

© 2023 г. А. В. Федорова^{1,*}, А. В. Тутуков^{1,**}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: afed@inasan.ru

**E-mail: atutukov@inasan.ru

Поступила в редакцию 18.06.2023 г.

После доработки 23.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Численно исследуется возможная эволюция яркой маломассивной рентгеновской двойной системы Sco X-1 в рамках модели, предполагающей, что донор системы (спутник нейтронной звезды) заполняет свою полость Роша. В расчетах учитывается наличие у донора сильного индуцированного звездного ветра (ИЗВ), возникающего из-за облучения жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды. При этом на примере Sco X-1 исследуются три гипотезы, в рамках которых для полуразделенных рентгеновских двойных звезд можно получить высокий темп обмена веществом. Первая гипотеза — наличие у донора сильного ИЗВ при стандартном магнитном торможении. Расчеты показали, что в этом случае можно получить высокий темп обмена массой, но при этом донор не может заполнять полость Роша — он “уходит” под нее. Вторая гипотеза — усиление магнитного торможения, т.е. увеличение потери углового момента из системы за счет магнитного звездного ветра донора (МЗВ). Такое усиление может быть связано с интенсивным ИЗВ донора при наличии у него сильного магнитного поля. Численное моделирование показывает, что при усилении МЗВ в ~ 20 раз возможен высокий темп обмена веществом при заполнении донором полости Роша. Третья гипотеза предполагает возможность отмены прямого обмена угловым моментом между орбитальным моментом системы и моментом аккрецированного вещества, переходящего с маломассивного донора на более массивный аккретор. При такой отмене исчезает основной процесс, увеличивающий большую полуось орбиты. Расчеты показывают, что и в этом случае можно получить достаточно высокий темп обмена массой. Однако наиболее вероятной причиной увеличения темпа обмена в маломассивных рентгеновских двойных системах, возможно, является усиление магнитного торможения.

Ключевые слова: тесные двойные системы, Sco X-1, моделирование, индуцированный звездный ветер

DOI: 10.31857/S0004629923100043, **EDN:** STTPRU

1. ВВЕДЕНИЕ

Маломассивная рентгеновская двойная система Sco X-1 = V818 Sco — это первый компактный рентгеновский источник, обнаруженный в 1962 г. за пределами Солнечной системы [1]. Далее, говоря о маломассивных рентгеновских двойных системах, мы также будем использовать общепринятую аббревиатуру LMXB (Low-Mass X-ray Binary). Sco X-1 является самой яркой из известных LMXB [2]. Ее орбитальный период составляет 18.9 часов. Шкловский [3] впервые предположил, что Sco X-1 содержит нейтронную звезду (НЗ). Последующие многочисленные исследования Sco X-1 в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах (см., напр., [4]) показали, что Sco X-1 имеет рентгеновский поток на уровне эддингтоновского предела для нейтронной звезды, что позволяет оценить расстояние до Sco X-1 как

2 ± 0.5 кпк. Спутник НЗ (оптическая звезда) является маломассивной звездой, и возможно, принадлежит к звездам главной последовательности (ГП). НЗ аккрецирует вещество спутника, при этом наблюдаемый рентгеновский поток Sco X-1 предполагает высокий темп обмена массой.

Одно из самых последних детальных исследований этой двойной системы осуществлено А.М. Черепашуком и соавт. [5, 6], которые выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска Sco X-1 в рамках двух моделей. Первая из них [5] предполагает полное заполнение оптической звездой своей полости Роша (т.е. система — полуразделенная). В результате моделирования авторами получены результаты, удовлетворяющие имеющимся наблюдательным данным, и найдены оптимальные значения параметров системы, соответствующие данной гипотезе. Сделан вывод, что в рамках этой модели оп-

тическая звезда (донор) с массой $M_2 \approx 0.4 M_\odot$ обладает значительными избытками радиуса и светимости для своей массы: $R_2 \approx 1.25 R_\odot$, $L_{\text{bol}} = (2.1\text{--}4.6) \times 10^{32}$ эрг/с. Таким образом, в этой модели донор является маломассивным субгигантом. По оценке авторов [5], его начальная масса должна превышать $0.8 M_\odot$. Аккреция вещества донора на НЗ осуществляется в основном через точку Лагранжа L_1 .

Вторая модель [6] предполагает неполное заполнение оптической звездой своей полости Роша (т.е. система — разделенная). В этом случае нейтронная звезда аккрецирует вещество интенсивного звездного ветра донора. Авторы [6] указывают, что этот ветер может быть индуцирован сильным прогревом звезды жестким излучением, возникающим при аккреции. В рамках второй модели авторам [6] также удалось непротиворечиво описать наблюдаемые оптические кривые блеска в нижнем и верхнем состояниях (а также среднюю кривую блеска) и найти оптимальные значения параметров системы. Согласно этой модели, донор системы с массой $M_2 \approx 0.4 M_\odot$ является звездой ГП с радиусом $R_2 \approx 0.4 R_\odot$. При этом степень заполнения донором своей полости Роша составляет $D = 0.38$. D равно отношению радиуса донора к среднему радиусу полости Роша.

Приведем здесь другие полученные в [6] значения параметров Sco X-1 и информацию об этой системе. Нейтронная звезда (аккретор) имеет массу $M_1 = 1.5 \pm 0.1 M_\odot$. Радиус аккреционного диска в системе относительно мал и составляет $\sim 0.35 R_\odot$.

Болометрическая светимость центральных частей диска, близкая к рентгеновской светимости системы, меняется от низкого состояния с $L \approx 6.3 \times 10^{37}$ эрг/с до высокого состояния с $L \approx 3.1 \times 10^{38}$ эрг/с. Средняя кривая соответствует $L \approx 1.9 \times 10^{38}$ эрг/с. Как отмечают авторы [5, 6], второе и третье значения несколько превышают эддингтоновский предел для нейтронной звезды. Имеются признаки наличия у нейтронной звезды джетов [7], таким образом, Sco X-1 может представлять собой микроквазар.

В нашей предыдущей работе [8], посвященной Sco X-1, была численно исследована возможная эволюция этой системы после формирования НЗ с целью определить, при каких параметрах расчетов можно воспроизвести результаты, полученные в работе [6] для модели с неполным заполнением донором полости Роша. Численное моделирование выполнялось в предположении, что облучение донора жестким излучением аккрецирующей нейтронной звезды приводит к появле-

нию у него индуцированного звездного ветра (ИЗВ). Мы использовали модель ИЗВ, которая была разработана А.В. Тутуковым и соавт. [9, 10] и применена к исследованию эволюции двойных систем с черными дырами звездных масс [10, 11] и нейтронными звездами [12]. Магнитное торможение в этих расчетах предполагалось стандартным. Расчеты, выполненные в работе [8], показали, что в рамках принятой нами модели ИЗВ, не выходя за допустимые границы интервала ее параметров, можно получить теоретические треки, имитирующие возможную эволюцию этой системы и воспроизводящие ее параметры, полученные в работе [6]. При этом на фазе эволюции, соответствующей современному состоянию Sco X-1, донор — спутник НЗ с массой $0.4 M_\odot$ не заполняет полость Роша, как и предполагается в [6].

В настоящей работе мы исследуем возможность осуществления второй модели системы Sco X-1, полученной А.М. Черепашуком и соавт. в работе [5], согласно которой донор заполняет свою полость Роша. Как отмечено выше, такой донор должен быть маломассивным субгигантом, т.е. представлять собой ядро проэволюционировавшей звезды, потерявшей часть оболочки. Кроме того, на примере Sco X-1 нами исследуется вопрос о том, какой фактор может увеличить темп потери вещества маломассивными донорами в полуразделенных LMXB по сравнению с катаклизмическими двойными системами, в которых аккретор является белым карликом. Численные исследования показали (см., напр., [13, 14]), что такой высокий темп обмена массой $\dot{M}_{\text{EX}}$, который имеет место для Sco X-1, невозможно получить в рамках стандартной теории эволюции тесных двойных систем (ТДС) с компактными аккреторами, которая хорошо объясняет свойства катаклизмических двойных звезд. То же самое относится к большинству ярких LMXB. Стоит отметить, что яркие LMXB в основном являются короткопериодическими двойными системами: их орбитальные периоды не превышают ~ 20 ч [15–17]. Численное моделирование эволюции LMXB в рамках стандартной теории (в предположении, что донор системы заполняет полость Роша), дает значения $\dot{M}_{\text{EX}}$ приблизительно на 1–2 порядка меньше наблюдаемых в ярких LMXB [15]. Поэтому необходимо включить в стандартную теорию дополнительные факторы, увеличивающие скорость потери массы донором в таких системах.

Кратко перечислим исследуемые в настоящей статье основные гипотезы, предлагающие такие факторы:

1) Гипотеза об ИЗВ, т.е. проверка возможности получить полуразделенную LMXB с высоким $\dot{M}_{\text{EX}}$ в предположении, что у донора имеется

сильный индуцированный звездный ветер, однако магнитное торможение близко к стандартному.

2) Гипотеза о существенном усилении потери углового момента из системы посредством магнитного звездного ветра донора. Эта гипотеза уже детально разрабатывалась в ряде работ (см., напр., [13, 14]). Мы также рассматриваем один из ее вариантов с учетом ИЗВ.

3) Гипотеза об отсутствии прямого обмена между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом вещества, переходящего с менее массивной звезды на более массивную (при учете ИЗВ).

Стоит отметить еще одну, четвертую гипотезу: торможение орбитального движения звезд двойной системы в газопылевом диске, в который погружены обе компоненты (circumbinary disk). Однако у Sco X-1 такой диск не обнаружен [13]. Нет данных о его присутствии и в других подобных LMXB. Поэтому данная гипотеза здесь не рассматривается.

В части 2 данной статьи дано краткое описание эволюционной программы, используемой в расчетах. В части 3 рассмотрены процессы, определяющие изменение A — большой полуоси орбиты двойной системы, и иллюстрируются трудности объяснения большого $\dot{M}_{\text{EX}}$ в рамках стандартной модели эволюции тесных двойных систем с компактными аккреторами. В части 4 приведена формула для потери массы звездой посредством ИЗВ. В части 5 рассмотрена первая из перечисленных выше гипотез, в части 6 — вторая, в части 7 — третья. В части 8 обсужден вопрос о выборе наиболее вероятной гипотезы.

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МЕТОДА РАСЧЕТА ЭВОЛЮЦИИ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

В настоящей работе, как и в наших предыдущих исследованиях, для численного моделирования использовалась программа расчета эволюции тесных двойных систем с компактными аккреторами, ориентированная на исследование эволюции звезд на стадиях горения водорода и гелия. В программе выполняются одновременный расчет эволюции донора и изменения со временем большой полуоси орбиты системы. Эволюция аккректора не рассматривается, за исключением изменения его массы. Орбиты звезд предполагаются круговыми. Если донор заполняет свою полость Роша, то для вычисления темпа потери им массы при заданных радиусе донора и среднем радиусе полости Роша используется метод, предложенный Колбом и Риттером [18]. Используемые в программе физические параметры подробно описаны нами в работе [11].

В расчетах учитываются все процессы, определяющие изменение со временем большой полуоси орбиты двойной системы (они подробно описаны в части 3). Кроме того, в соответствующих эволюционных треках добавляется учет индуцированного звездного ветра донора, возникающего при облучении жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды (формула для темпа потери вещества за счет ИЗВ дана в части 4).

В расчетах предполагается, что вещество, получаемое донором, но не захватываемое аккректором, уносит с собой орбитальный удельный момент донора. Считается, что темп аккреции на релятивистскую звезду ограничен эддингтоновским пределом, а при его превышении неаккрецированное вещество, уходящее из области вблизи этой звезды, уносит с собой орбитальный удельный момент аккректора.

Эволюционные расчеты в настоящей работе выполнены на примере тесной двойной системы, аккректором которой является нейтронная звезда с начальной массой $(1.2-1.4) M_{\odot}$, а донором — проэволюционировавшая звезда с начальной массой $1 M_{\odot}$. Предполагается, что в начальный момент, т.е. после формирования в системе нейтронной звезды, донор заполняет свою полость Роша.

3. ПРОЦЕССЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ЭВОЛЮЦИЮ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД С КОМПАКТНЫМИ АККРЕТОРАМИ

Кратко опишем основные процессы, которыми определяется эволюция ТДС с компактными аккреторами (нейтронными звездами или черными дырами звездных масс):

- 1) обмен массой между компонентами системы;
- 2) потеря вещества и углового момента системой при уходе из нее части звездного ветра донора, а также при уходе вещества, не аккрецированного компактной компонентой, если темп аккреции ограничен эддингтоновским пределом, а темп захвата превышает его;
- 3) потеря момента системой вследствие излучения гравитационных волн (ИГВ);
- 4) магнитное торможение, т.е. потеря момента системой посредством магнитного звездного ветра (МЗВ) донора (если он имеет достаточно массивную конвективную оболочку).

В результате изменение со временем большой полуоси орбиты A представляет собой сумму соответствующих производных, определяемых этими процессами:

$$\dot{A} = \dot{A}_{\text{EX}} + \dot{A}_{\text{SW}} + \dot{A}_{\text{GR}} + \dot{A}_{\text{MSW}}. \quad (1)$$

В дальнейшем будем называть отдельные слагаемые правой части этой формулы первой, второй, третьей и четвертой составляющими производной $\dot{A}$.

Первая составляющая $\dot{A}_{\text{EX}}$ обусловлена обменом массой между компонентами, в данном случае аккрецией вещества донора на компактную звезду. В стандартной теории эволюции ТДС изменение A со временем при консервативном обмене массой описывается классической формулой Пачинского-Хуанга, которая была впервые предложена в работах [19, 20]. Эта формула основана на предположении о сохранении углового момента системы в ходе обмена:

$$\dot{A}_{\text{EX}} = 2A \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} \dot{M}_{\text{EX}}. \quad (2)$$

Здесь M_1 и M_2 — массы аккретора и донора соответственно, $\dot{M}_{\text{EX}}$ — темп обмена массой (эта величина отрицательна). Если $M_2 < M_1$ (типичная для LMXB ситуация), то при переходе с быстро движущейся по орбите звезды на звезду, движущуюся медленнее, вещество должно уменьшить свой угловой момент. В результате при сохранении углового момента системы должен увеличиться орбитальный момент и, следовательно, большая полуось орбиты. Таким образом, обмен массой будет действовать в направлении увеличения A . Однако ниже мы обсуждаем возможность того, что в реальных ТДС формула (2) может оказаться некорректной.

Вторая составляющая $\dot{A}_{\text{SW}}$ обусловлена потерей массы и момента из системы с незахваченным веществом звездного ветра донора, а также с веществом, уходящим из области вблизи аккретора, если скорость аккреции превышает эддингтоновский предел и ограничена им. Если потерянное системой вещество уносит удельный угловой момент соответственно донора и аккретора, то $\dot{A}_{\text{SW}}$ также действует в направлении увеличения A (поскольку одновременно с потерей углового момента уменьшается масса донора). В общем случае, когда имеют место обе указанные потери вещества, $\dot{A}_{\text{SW}}$ дается формулой:

$$\begin{aligned} \dot{A}_{\text{SW}} = & -\frac{A \dot{M}_{\text{LOSS}_1}}{M_1 + M_2} - \\ & - \frac{A \dot{M}_{\text{LOSS}_2} (2(M_1^2 - M_2^2) + M_1 M_2)}{M_1 M_2 (M_1 + M_2)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\dot{M}_{\text{LOSS}_1}$ — темп потери из системы незахваченного аккретором вещества звездного ветра донора, $\dot{M}_{\text{LOSS}_2}$ — темп потери неаккрецированного вещества из области вблизи аккретора.

Необходимо отметить, что аккреционные диски в LMXB имеют собственный звездный ветер, который также может усиливаться из-за облучения диска жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды (см., напр., [21–24]). Наличие такого ветра может увеличить потерю вещества и углового момента из системы и повлиять на ее эволюцию. Однако в настоящей работе мы не включаем в расчеты звездный ветер диска, поскольку эта проблема требует специального исследования.

Влияние $\dot{A}_{\text{EX}}$ и $\dot{A}_{\text{SW}}$ на изменение A хорошо иллюстрируют соответствующие им классические инварианты. Если определяющим процессом эволюции ТДС является консервативный обмен массой, то выполняется консервативный инвариант: $A(M_1^2 M_2^2) = \text{const}$. Если же обмена массой нет, а определяющим процессом является потеря вещества донором за счет звездного ветра, то выполняется джинсовский инвариант: $A(M_1 + M_2) = \text{const}$. В обоих случаях A увеличивается, но при обмене веществом значительно быстрее.

Следующие две составляющие производной $\dot{A}$ действуют в направлении ее уменьшения. Третья составляющая $\dot{A}_{\text{GR}}$ обусловлена потерей момента системой при излучении гравитационных волн. Соответствующее уменьшение A описывается формулой [25]:

$$\dot{A}_{\text{GR}} = -1.65 \times 10^{-9} \frac{M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{A^3}. \quad (4)$$

Ввиду сильной зависимости правой части этой формулы от A значение данного процесса резко возрастает с уменьшением полуоси орбиты. Однако этот процесс важен только при малых орбитальных периодах P менее 10 ч, поэтому, хотя он учитывается в расчетах, в настоящей статье мы не рассматриваем подробно его влияние.

Для ТДС с периодами больше 10 ч более важную роль играет четвертая составляющая ($\dot{A}_{\text{MSW}}$), обусловленная магнитным торможением, т.е. потерей углового момента из системы с магнитным звездным ветром донора. Необходимо отметить, что в настоящее время отсутствует полная теория торможения вращения звезд посредством МЗВ. Предложено несколько полуэмпирических и теоретических формул, описывающих этот процесс (подробнее этот вопрос обсуждался нами в работе [26]).

При исследовании эволюции катаклизмических двойных звезд и LMXB наиболее часто использовалась полуэмпирическая формула Скуманича [27]. Она основана на полученной из

наблюдений скорости торможения вращения маломассивных звезд ГП за счет МЗВ:

$$v_e = \lambda 10^{14} t^{-1/2}, \quad (5)$$

где v_e — экваториальная скорость звезды в см/с, t — ее возраст в секундах, λ — коэффициент, значение которого составляет 0.7–1.8 (оценен из наблюдений).

В эволюционных расчетах используется соответствующая этой формуле зависимость $\dot{\omega}$ от ω (где ω — угловая скорость вращения звезды). Для закона (5) эта зависимость имеет вид:

$$\dot{\omega} = -5 \times 10^{-29} R_2^2 \omega^3 / \lambda^2. \quad (6)$$

Изменение со временем J_2 (углового момента вращения донора) для вращения, близкого к твердотельному, описывается формулой

$$\dot{J}_2 \approx I_2 R_2^2 M_2 \dot{\omega}. \quad (7)$$

Здесь I_2 — безразмерный момент инерции донора в единицах $R_2^2 M_2$. Если имеет место обмен угловым моментом между осевым и орбитальным вращением донора, то изменение A при потере момента за счет МЗВ определяется соотношением:

$$\dot{A}_{\text{MSW}} = 2A\dot{J}_2/J, \quad (8)$$

где J — орбитальный угловой момент системы. В итоге можно получить следующий закон для уменьшения A со временем:

$$\dot{A}_{\text{MSW}} = -C \times 6.06 \times 10^{-7} \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_1} \left(\frac{R_2}{A} \right)^4. \quad (9)$$

Именно эта формула используется в настоящих исследованиях. Здесь C — коэффициент, уточняющий этот закон в соответствии с наблюдательными данными. Он определяется из сравнения наблюдаемой и теоретической ширины пробела в периодах для катаклизмических двойных звезд. В наших расчетах для стандартной модели использовалось значение $C = 3$.

Характерно, что в стандартной модели эволюции ТДС направление изменения орбитального периода P для полуразделенных двойных систем в основном зависит от свойств донора. При $M_2 < M_1$ средний радиус полости Роша для звезды с массой M_2 дается формулой [28]: $R_R \approx 0.46A(M_2/(M_1 + M_2))^{1/3}$. С другой стороны, согласно третьему закону Кеплера $P = 2.78A^{3/2}/(M_1 + M_2)^{1/2}$ часов (A и массы здесь выражены в солнечных единицах). Из этих двух формул получаем соотношение: $P \approx 8.92R_R^{3/2}/M_2^{1/2}$ часов. Если в ходе эволюции система остается полуразделенной, то $R_R = R_2$. Продифференцировав

полученное соотношение для P , получаем условие для уменьшения периода со временем: $\partial(\ln R_2)/\partial(\ln M_2) \gtrsim 1/3$. В противном случае P будет увеличиваться. В частности, увеличение P будет иметь место для вырожденных доноров, для которых радиус увеличивается с уменьшением массы, а также для проэволюционировавших звезд, для которых при уменьшении массы радиус либо уменьшается медленно, либо увеличивается. Кроме того, на значение производной $\partial(\ln R_2)/\partial(\ln M_2)$ может оказать сильное влияние отклонение звезды от равновесия при большом темпе потери массы, когда звезда “стремится” выйти за пределы своей полости Роша. Такое отклонение может сменить направление изменения P .

Рисунок 1 иллюстрирует некоторые типичные теоретические треки для консервативной тесной двойной системы с нейтронной звездой и донором начальной солнечной массы, рассчитанные нами для настоящей статьи в рамках стандартной модели. Начальная масса НЗ в этих треках принята минимальной ($1.2 M_\odot$), чтобы при такой же массе донора, как в Sco X-1, масса НЗ не слишком сильно отличалась от соответствующего параметра Sco X-1. Параметры треков даны в табл. 1. В момент заполнения полости Роша донор либо находится на ГП (трек 1), либо уже имеет небольшое гелиевое ядро с относительной массой 0.013, 0.033, 0.104 (треки 2, 3, 4 соответственно).

Трек 4 демонстрирует влияние эволюционного расширения донора, которое приводит к увеличению периода системы. В треках 1–3, в которых донор находится на более ранних стадиях эволюции, этот эффект не имеет места, и период системы на протяжении большей части трека уменьшается. “Пробел” в треке 1 (“уход” донора под полость Роша) обусловлен полным перемещением донора при $M_2 \approx 0.3 M_\odot$, после которого МЗВ исчезает [12]. Трек 2 характерен для сравнительно узкой области начальных значений массы гелиевого ядра донора, при которых система в ходе эволюции попадает в область очень коротких периодов. Там определяющим процессом является потеря углового момента при излучении гравитационных волн. В результате сильного увеличения $\dot{A}_{GR}$ полюсь орбиты и объем полости Роша быстро уменьшаются, что приводит к увеличению темпа обмена веществом. Но в дальнейшем усиливающееся вырождение вещества звезды при уменьшении массы до $\sim 0.05 M_\odot$ обуславливает существование минимального периода, после которого P начинает увеличиваться. Такова же причина наличия минимального периода в треке 1.

Более непосредственное отношение к теме исследования имеет трек 3, который расположен в

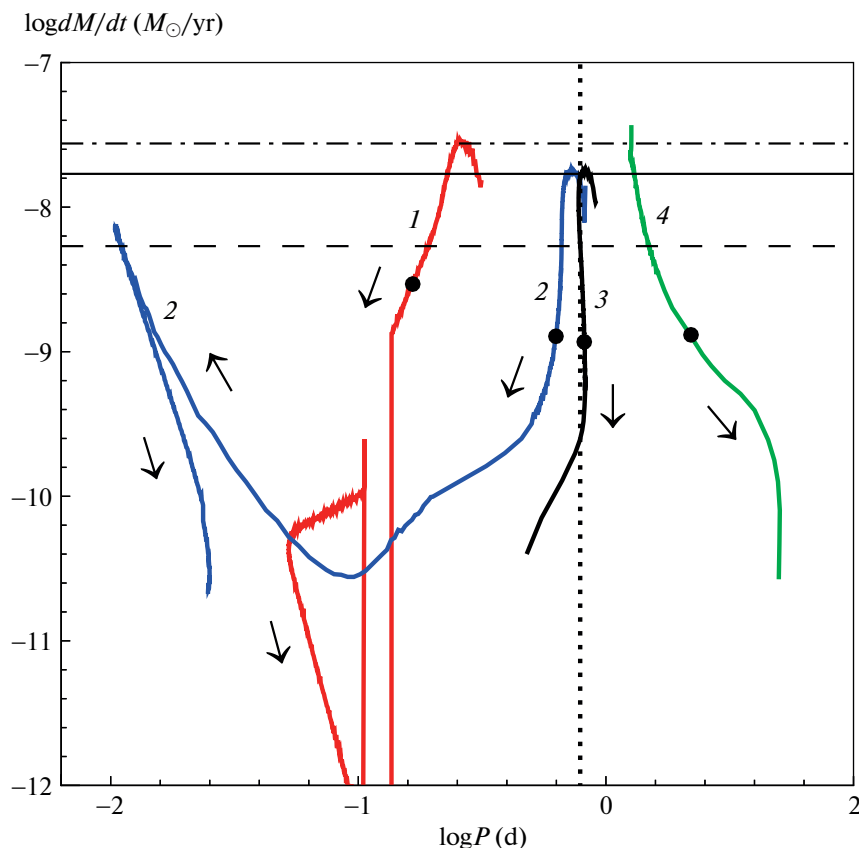


Рис. 1. Некоторые типичные консервативные треки для LMXB, рассчитанные в рамках стандартной модели, на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. В треке 1 донор в момент заполнения полости Роша находится на ГП, в треках 2, 3, 4 он имеет гелиевое ядро с относительной массой 0.013, 0.033, 0.104 соответственно. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии (штриховая, штрихпунктирная и сплошная) показывают значения темпа аккреции на НЗ, соответствующие низкому и высокому состоянию Sco X-1 и средней кривой. Вертикальная пунктирная линия соответствует орбитальному периоду Sco X-1.

области бифуркации, разделяющей треки, идущие в направлении уменьшения P , и треки, в которых P увеличивается. В этом треке орбитальный период при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ близок к периоду Sco X-1. Однако $\dot{M}_{\text{ex}}$ в этот момент составляет только $1.2 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, что в 13 раз меньше эддингтоновского предела для нейтронной звезды $\dot{M}_{\text{Edd}}$, близкого к $1.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$.

Таким образом, чтобы получить в LMXB, подобной Sco X-1, теоретический темп обмена веществом, близкий к эддингтоновскому пределу для НЗ, необходимо включить в стандартную картину эволюции дополнительный фактор. Как отмечено во Введении, мы рассматриваем здесь три гипотезы, позволяющие это сделать. Соответствующие этим гипотезам дополнительные факторы оказывают влияние на процессы, как

увеличивающие, так и уменьшающие большую полуось орбиты.

Численные исследования выполнены на примере системы Sco X-1. При этом мы не ставим задачу точного подбора характеристик этой системы в каждом исследуемом случае. Например, орбитальный период подбирается с точностью ~ 0.5 ч, а темп обмена массой считается подходящим, если он достигает ~ 0.8 эддингтоновского предела. Цель этого исследования — выяснить, в каком случае возможно формирование полуразделенной LMXB, близкой по своим характеристикам к Sco X-1.

4. МОДЕЛЬ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

В системе с релятивистским аккретором донор будет облучаться жестким излучением, возникающим при аккреции. В наших исследованиях

Таблица 1. Параметры треков, показанных на рисунках

N	GYP	$(M_2)_0$, $M_\odot$	$(M_1)_0$, $M_\odot$	M_{He}	f	α_{ISW}	K_C	P , h	$\dot{M}$, $M_\odot/\text{yr}$	$\dot{M}_{\text{EX}}$, $M_\odot/\text{yr}$	D	M_1 , $M_\odot$
1	—	1.0	1.2	0.000	—	—	1	4.0	2.9×10^{-9}	2.9×10^{-9}	1.00	1.7
2	—	1.0	1.2	0.013	—	—	1	15.1	1.3×10^{-9}	1.3×10^{-9}	1.00	1.8
3	—	1.0	1.2	0.033	—	—	1	19.6	1.2×10^{-9}	1.2×10^{-9}	1.00	1.8
4	—	1.0	1.2	0.104	—	—	1	52.9	1.3×10^{-9}	1.3×10^{-9}	1.00	1.7
5	I	1.0	1.4	0.033	1.0	1.0	1	34.4	7.0×10^{-9}	7.3×10^{-10}	0.62	1.6
6	I	1.0	1.4	0.008	1.0	1.0	1	28.4	5.2×10^{-9}	4.4×10^{-10}	0.59	1.4
7	I	1.0	1.4	0.00009	1.0	1.0	1	23.5	3.8×10^{-9}	2.7×10^{-10}	0.55	1.4
8	I	1.0	1.4	0.006	1.0	1.0	1	20.0	2.9×10^{-9}	1.9×10^{-10}	0.51	1.4
9	I	0.5	1.45	0.000	2.5	0.5	1	18.9	2.3×10^{-8}	1.4×10^{-8}	0.38	1.5
10	I	0.4	1.5	0.121	1.5	1.0	1	19.3	7.4×10^{-8}	1.5×10^{-8}	0.97	1.5
11	I	0.4	1.5	0.121	1.0	1.0	1	19.2	4.0×10^{-8}	9.7×10^{-9}	0.97	1.5
12	II	1.0	1.2	0.033	—	—	10	12.8	2.0×10^{-8}	1.5×10^{-8}	1.00	1.4
13	II	1.0	1.4	0.060	1.0	1.0	5	18.9	3.2×10^{-8}	7.0×10^{-9}	0.92	1.5
14	II	1.0	1.4	0.070	1.0	1.0	10	19.2	4.3×10^{-8}	1.1×10^{-8}	0.99	1.5
15	II	1.0	1.4	0.081	1.0	1.0	20	18.8	5.9×10^{-8}	1.5×10^{-8}	1.00	1.5
16	III	1.0	1.4	0.033	—	—	1	16.0	1.3×10^{-8}	1.3×10^{-8}	1.00	1.9
17	III	1.0	1.2	0.041	0.5	0.5	1	18.7	1.2×10^{-8}	1.2×10^{-8}	0.95	1.7
18	III	1.0	1.2	0.003	1.0	0.5	1	19.0	1.3×10^{-8}	1.3×10^{-8}	0.51	1.6
19	III	1.0	1.2	0.041	0.5	1.0	1	19.0	9.6×10^{-9}	2.0×10^{-9}	0.99	1.3

Примечание. N — номер трека, GYP — номер гипотезы, в рамках которой сделаны расчеты (треки 1–4 рассчитаны в рамках стандартной модели), $(M_2)_0$ — начальная масса донора, $(M_1)_0$ — начальная масса аккретора, M_{He} — начальная относительная масса гелиевого ядра донора (для проэволюционировавших, но еще не имеющих гелиевых ядер доноров в треках 7, 8, 18 указано значение X_C), f — коэффициент эффективности ИЗВ, α_{ISW} — отношение скорости звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора, K_C — коэффициент увеличения $\dot{M}_{\text{MSW}}$ при расчетах с усиленным магнитным торможением. Следующие параметры относятся к моменту, когда $M_2 = 0.4 M_\odot$: P — орбитальный период, $\dot{M}$ — темп потери массы донором, $\dot{M}_{\text{EX}}$ — темп аккреции на нейтронную звезду, D — степень заполнения донором полости Роша, M_1 — масса аккретора.

предполагается, что в результате у донора появляется сильный индуцированный звездный ветер, обусловленный этим облучением. Нами используется сравнительно простая самосогласованная аналитическая модель для описания ИЗВ. Эта модель использовалась в наших предыдущих исследованиях [8, 11, 12]. Поскольку она подробно описана в предыдущей статье [8], приведем здесь только окончательную формулу для $\dot{M}_{\text{ISW}}$ — скорости потери вещества посредством ИЗВ:

$$\dot{M}_{\text{ISW}} = 2.47 \times 10^{-10} f \frac{\alpha_{\text{ISW}}^2 M_2^2}{R_2} \times \left[\left(1 + 9.53 \times 10^{13} \frac{R_2^4}{\alpha_{\text{ISW}}^2 M_2^3 A^2} \dot{M}_{\text{acc}} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (10)$$

Здесь $\dot{M}_{\text{acc}}$ — темп аккреции вещества на релятивистскую звезду, α_{ISW} — отношение скорости

звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности. Параметры донора M_2 , R_2 и большая полуось орбиты A выражены в солнечных единицах, $\dot{M}_{\text{ISW}}$ и $\dot{M}_{\text{acc}}$ выражены в $M_\odot/\text{год}$.

Темп аккреции вещества ИЗВ на релятивистскую звезду вычислялся нами с использованием классической формулы Бонди-Хойла:

$$\dot{M}_{\text{acc,ISW}} = \frac{1}{4\alpha_{\text{ISW}}^4} \left(\frac{M_1 R_2}{M_2 A} \right)^2 \dot{M}_{\text{ISW}}. \quad (11)$$

Чем меньше α_{ISW} , тем больше доля звездного ветра донора, захватываемая аккретором, и тем больше темп аккреции. Причем эта зависимость достаточно сильная, поскольку доля захватываемого вещества обратно пропорциональна α_{ISW}^4 .

Если донор заполняет полость Роша, $\dot{M}_{\text{acc}} = \dot{M}_{\text{acc,ISW}} + \dot{M}_{L1}$, где $\dot{M}_{L1}$ — темп обмена массой

через точку Лагранжа L_1 . Если донор не заполняет полость Роша, $\dot{M}_{\text{acc}} = \dot{M}_{\text{acc, ISW}}$. Кроме того, в наших расчетах предполагалось, что темп аккреции ограничен эддингтоновским пределом для аккректора. В случае превышения этого предела в качестве $\dot{M}_{\text{acc}}$ берется предельное значение, а остальное вещество считается потерянным из системы.

В формулу (10) добавлен коэффициент f — параметр порядка единицы, учитывающий неопределенность принятого формализма в нашей аналитической модели ИЗВ. В дальнейшем мы будем называть его коэффициентом эффективности ИЗВ. В результате формула (10) для темпа ИЗВ содержит два основных параметра порядка единицы — f и α_{ISW} , от которых существенно зависят результаты расчетов. При этом индуцированный звездный ветер тем сильнее, чем больше f и чем меньше α_{ISW} .

Как отмечено выше, темп ИЗВ и его доля, захватываемая аккректором, сильно зависят от α_{ISW} . Поэтому приобретает большое значение вопрос о величине этого параметра. Этот вопрос достаточно сложен. В наших исследованиях мы предполагаем, что скорость вещества звездного ветра порядка параболической скорости на поверхности донора, и рассматриваем α_{ISW} в интервале 0.5–1.0. Но значения этого параметра для реальных ТДС могут существенно отличаться от принятых нами. Например, для звездного ветра массивных О, В звезд ГП $1 \lesssim \alpha_{\text{ISW}} \lesssim 3$ с возможной зависимостью от температуры (массы) звезды [29, 30]. Однако, что очень важно для нашей задачи, зона ускорения этого ветра занимает несколько радиусов звезды [31, 32]. Это означает, что для тесных двойных звезд α_{ISW} на уровне орбиты аккректора может быть существенно меньше единицы. Конечно, механизмы ускорения обычных радиативных ветров горячих звезд отличаются от ускорения индуцированного ветра холодных доноров рентгеновских двойных околосолнечной массы. Поэтому для дальнейшего прогресса в направлении изучения роли индуцированного звездного ветра в эволюции LMXB необходимо развитие его численной модели.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ В РАМКАХ ПЕРВОЙ ГИПОТЕЗЫ О НАЛИЧИИ ИЗВ ПРИ СТАНДАРТНОМ МАГНИТНОМ ТОРМОЖЕНИИ

Первая гипотеза представляет собой проверку возможности получить полуразделенную LMXB с высоким $\dot{M}_{\text{ex}}$ в предположении, что у донора имеется сильный индуцированный звездный ветер, однако магнитное торможение близко к стан-

дартному. Рентгеновская двойная система с ИЗВ существенно отличается от “стандартной” ТДС с компактной компонентой. Если система полуразделенная, то к аккреции из точки Лагранжа L_1 добавляется дополнительная аккреция вещества ИЗВ, в результате темп обмена веществом существенно увеличивается. Если система разделенная, то темп аккреции также возрастает по сравнению со стандартным случаем, когда аккрецируется только часть сравнительно слабого звездного ветра донора. Усиление аккреции заметно увеличивает $\dot{A}_{\text{ex}}$ — первую составляющую производной A . К тому же вторая составляющая $\dot{A}_{\text{sw}}$, обусловленная уходом из системы части ИЗВ, также играет большую роль в увеличении A (в отличие от обычных двойных систем со слабым ветром донора). Поэтому при учете ИЗВ сумма $\dot{A}_{\text{ex}} + \dot{A}_{\text{sw}}$, увеличивающая A и объем полости Роша, превосходит соответствующую сумму для стандартной модели. При этом, чем меньше уходящая из системы доля ветра, тем больше эта сумма. В результате, как будет показано ниже, при стандартных предположениях о магнитном торможении возникает проблема “ухода” донора под полость Роша в ходе эволюции системы. При этом LMXB уже не будет “классической” полуразделенной системой.

Целью данных расчетов была попытка выяснить, можно ли избежать такого “ухода” для проэволюционировавшего донора, имеющего значительно больший радиус, чем звезда ГП. Однако, как показывают расчеты, получить с таким донором полуразделенную двойную систему, имитирующую Sco X-1, в рамках первой гипотезы не удастся.

Рисунок 2 иллюстрирует характер эволюции системы при проэволюционировавшем доноре с начальной массой $(M_2)_0 = 1 M_{\odot}$. На этом рисунке изображен ряд треков, рассчитанных для различных начальных стадий эволюции донора. Параметры треков даны в табл. 1. Для треков 5, 6 начальная относительная масса гелиевого ядра равна 0.033 и 0.008, для треков 7, 8 это ядро еще не сформировалось, но концентрация водорода в центре звезды уже мала и составляет 9×10^{-5} и 6×10^{-3} соответственно. Значение f — коэффициента эффективности ИЗВ для треков 5–8 равно 1.0, что соответствует достаточно интенсивному ветру. Характерная черта всех треков: орбитальный период быстро увеличивается, и донор почти сразу “уходит” под полость Роша. К моменту, когда его масса уменьшается до $0.4 M_{\odot}$, степень заполнения им полости Роша D (равная отношению радиуса донора к среднему радиусу полости Роша) уменьшается тем больше, чем менее проэволюционировавшей была звезда в начальный

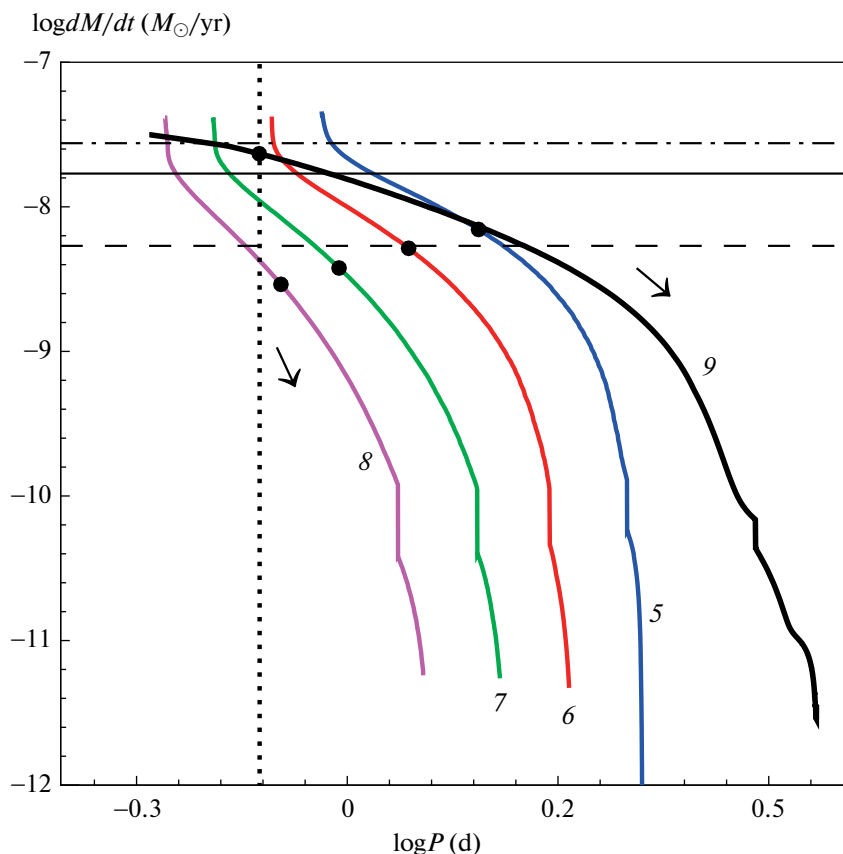


Рис. 2. Треки с ИЗВ и стандартным магнитным торможением для проэволюционировавшего донора с начальной массой $1 M_{\odot}$ на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Для треков 5 и 6 начальная относительная масса гелиевого ядра равна 0.033 и 0.008, для треков 7 и 8 концентрация водорода в центре звезды составляет 9×10^{-5} и 6×10^{-3} . В треке 9 донор находится на ГП. Для треков 5–7 $f = 1.0$, для трека 9 $f = 2.5$. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

момент. Для треков 5, 6, 7, 8 значение D составляет 0.62, 0.59, 0.54, 0.51 соответственно. Как видно на рисунке, темп потери массы донором при этом также падает. Уменьшается и отношение $\dot{M}_{\text{ex}}$ к эддингтоновскому пределу, которое для этих треков равно 0.05, 0.03, 0.02, 0.01 соответственно. Дальнейшее продвижение в сторону еще менее проэволюционировавшего в начальный момент донора приведет как раз к результату, полученному в предыдущей статье [8]: при массе $0.4 M_{\odot}$ донор будет звездой ГП с D около 0.4, и может иметь высокий темп потери массы, если коэффициент эффективности ИЗВ f будет существенно превышать единицу. Соответствующий трек из статьи [8] также изображен на рис. 2 (трек 9), значение f для него равно 2.5. Отметим, что для проэволюционировавших доноров увеличение f только приведет к еще более быстрому увеличению периода. Таким образом, включение ИЗВ в расчет

эволюции системы с проэволюционировавшим донором, начальная масса которого значительно превышает $0.4 M_{\odot}$, при стандартных предположениях о магнитном торможении не дает возможности имитировать Sco X-1 с заполняющим полость Роша донором-субгигантом. Возможна только имитация для разделенной системы, и в этом случае орбитальный период увеличивается.

Однако если предположить, что начальная масса донора в момент формирования НЗ и рассеивания общей оболочки близка к текущему значению $0.4 M_{\odot}$, то имитация полуразделенной системы становится возможной. На рис. 3 изображены два трека, для которых начальная масса донора равна $0.4 M_{\odot}$, и донор представляет собой ядро проэволюционировавшей звезды, заполняющее полость Роша в начальный момент, после образования НЗ. Относительная масса гелиевого ядра донора равна в это время 0.12. Параметры

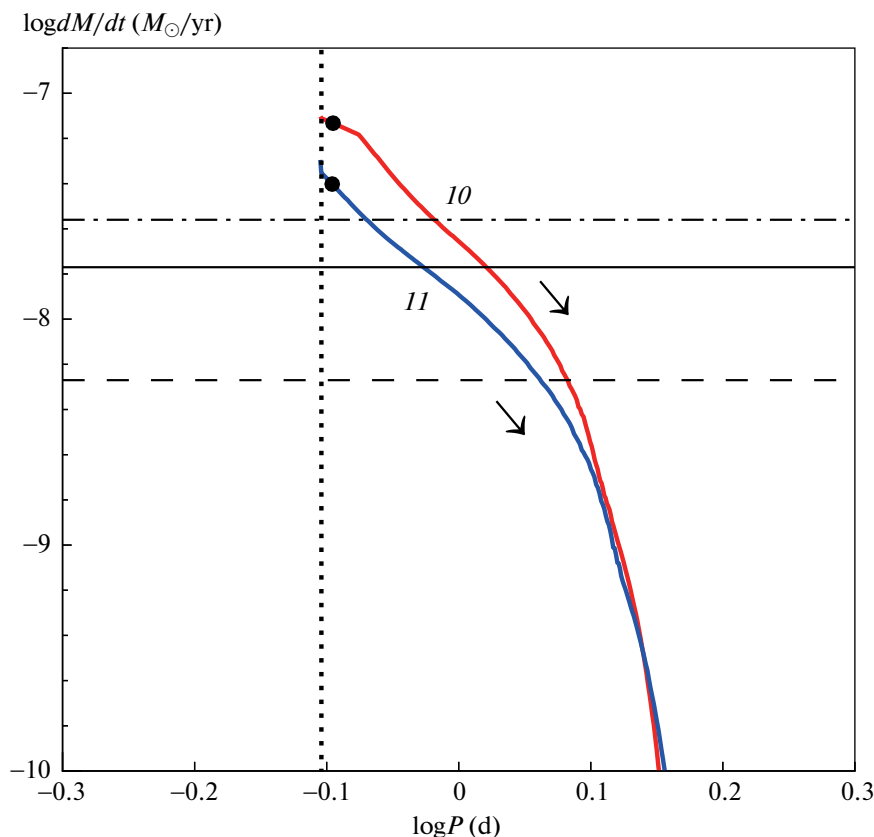


Рис. 3. Треки с проэволюционировавшими донорами с начальной массой $0.4 M_{\odot}$ на диаграмме “логарифм орбитального периода – логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Для трека 10 $f = 1.5$, для трека 11 $f = 1.0$. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия – те же, что на рис. 1.

треков даны в табл. 1. Включение в расчеты ИЗВ позволяет получить достаточно высокий темп обмена массой, превышающий эддингтоновский предел. Коэффициент эффективности f равен 1.5 для трека 10 и 1.0 для трека 11, при этом отношение $\dot{M}_{\text{EX}}$ к эддингтоновскому пределу составляет 1.0 и 0.7 соответственно. Значение D для обоих треков близко к 0.97. Наиболее подходящим для имитации Sco X-1 (по значениям периода и $\dot{M}_{\text{EX}}$) можно считать трек 10. Орбитальный период в этом треке в области $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ увеличивается.

Таким образом, имитация Sco X-1 с заполняющим полость Роша маломассивным субгигантом в этом случае формально возможна. Однако остается нерешенной проблема происхождения такой двойной системы. Возможно, что такой донор мог быть захвачен нейтронной звездой при столкновении. Предположение о таком происхождении Sco X-1 высказывается, например, в работе [33], в которой исследуется орбита Sco X-1 в Га-

лактике. Авторы [33] считают, что галактоцентрическая кинематика Sco X-1 аналогична кинематике самых древних звезд и шаровых скоплений внутреннего галактического гало, и поэтому наиболее вероятно, что эта двойная система образовалась в результате близкого столкновения в шаровом скоплении. Если принять такую точку зрения, становится возможным появление в системе маломассивного субгиганта, лишившегося оболочки на фазах эволюции, предшествующих столкновению с НЗ.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ В РАМКАХ ВТОРОЙ ГИПОТЕЗЫ ОБ УСИЛЕНИИ МАГНИТНОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Вторая возможность увеличить темп потери массы донором LMXB – это усиление процесса, уменьшающего A , т.е. в данном случае увеличение (по абсолютной величине) составляющей $\dot{A}_{\text{MSW}}$, соответствующей магнитному торможению. Это увеличение должно быть достаточно

сильным, чтобы влияние $\dot{A}_{\text{MSW}}$ превзошло влияние $\dot{A}_{\text{EX}}$. В результате быстрое уменьшение A приведет к ускоренному сокращению объема полости Роша, и в итоге к росту теоретического темпа обмена массой до значений $\dot{M}_{\text{EX}}$, близких к наблюдаемым в Sco X-1 и в других подобных системах [13, 14].

Усиление магнитного торможения в ходе эволюции Sco X-1 рассматривалось, в частности, в работах [13, 14]. В них предлагаются детально разработанные конкретные гипотезы. Модель магнитного торможения, предложенная в [13], основана на предположении, что для проэволюционировавших звезд потеря вещества и момента с магнитным звездным ветром существенно больше, чем для звезд ГП. В работе [14] предполагается, что исходно донор Sco X-1 был звездой Ap/Vr промежуточной массы с аномально сильным магнитным полем. В результате потеря вещества такой звездой сопровождается интенсивной потерей углового момента посредством магнитного поля.

Кроме того, предположение о возможности усиления магнитного торможения высказывалось при исследовании скорости уменьшения орбитального периода нескольких других конкретных LMXB. В работе [34] изучается возможная причина быстрого уменьшения периода трех LMXB с черными дырами: KV UMa, A0620–00, Nova Muscae 1991. Сделан вывод, что это уменьшение может быть обусловлено увеличением потери момента из системы с МЗВ донора. В работе [35] исследуется LMXB с нейтронной звездой AX J1745.6–2901, которая обнаружила аномально быстрое уменьшение периода. Скорость этого уменьшения превышает вклад всех процессов потери углового момента двойной системой в стандартной модели. Авторы [35] считают, что усиление магнитного торможения может объяснить эти наблюдения.

В настоящей работе мы предполагаем, что при существенном усилении звездного ветра донора в результате облучения жестким излучением может увеличиться также и связанная с магнитным полем потеря углового момента из системы, если у донора имеется достаточно сильное магнитное поле. Усиление магнитного торможения моделируется в наших расчетах путем увеличения коэффициента C в формуле (9). Цель таких расчетов — оценить, во сколько раз надо увеличить $\dot{A}_{\text{MSW}}$, чтобы имитация Sco X-1 с заполняющим полость Роша донором стала возможной.

На рис. 4 представлено сравнение стандартного консервативного трека в области бифуркации (трек 3) и тестового трека, рассчитанного с целью показать, как влияет на эволюцию двойной системы увеличение $\dot{A}_{\text{MSW}}$ в 10 раз (трек 12). Этот те-

стовый трек рассчитан без учета ИЗВ. В треке 12 темп потери массы донором существенно возрастает, при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ он достигает 2.0×10^{-8} , и таким образом увеличивается в 17 раз (превышая эддингтоновский предел для НЗ).

Добавление в расчеты ИЗВ с коэффициентом эффективности f , равным 1.0, заметно меняет более поздние стадии эволюции системы, поскольку, как отмечено выше, в этом случае существенно возрастает сумма $\dot{A}_{\text{EX}} + \dot{A}_{\text{SW}}$, действующая в направлении увеличения A . В результате происходит “уход” донора под полость Роша. На какой стадии эволюции системы это будет иметь место — зависит от степени увеличения магнитного торможения.

На рис. 5 показаны треки для $\dot{A}_{\text{MSW}}$, увеличенного в 5, 10, 20 раз (треки 13, 14, 15), рассчитанные с учетом ИЗВ. Параметры треков даны в табл. 1. При $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ донор полностью остается в полости Роша только при увеличении $\dot{A}_{\text{MSW}}$ в 20 раз (трек 15), и даже при этом основная часть $\dot{M}_{\text{EX}}$ обусловлена ИЗВ. Общий темп потери массы донором превосходит в этом случае эддингтоновский предел. “Уход” донора под полость Роша в этом треке наступает, когда M_2 уменьшается до $\sim 0.35 M_{\odot}$. При увеличении $\dot{A}_{\text{MSW}}$ в 5 и 10 раз (треки 13 и 14) значение D при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ равно 0.92 и 0.99, и вся потеря массы донором на этой фазе осуществляется за счет ИЗВ. Соответствующие значения $\dot{M}_{\text{EX}}$ составляют 0.5 и 0.7 эддингтоновского предела (поскольку аккрецируется только часть ветра). Отметим, что при D , близких к 0.99, все-таки можно считать, что донор заполняет полость Роша, хотя реальная скорость обмена веществом зависит уже в основном от ИЗВ.

Таким образом, численное моделирование показало, что если увеличить $\dot{A}_{\text{MSW}}$ более чем на порядок, т.е. приблизительно пропорционально увеличению темпа потери массы донором (который в основном определяется ИЗВ), то донор может остаться в полости Роша. В итоге в рамках предположения о том, что в случае появления у донора интенсивного ИЗВ одновременно усиливается и магнитное торможение, можно получить полуразделенную систему, имитирующую Sco X-1. Наиболее подходящим для имитации Sco X-1 (по значениям периода и $\dot{M}_{\text{EX}}$) можно считать трек 15. Орбитальный период в этом треке в области $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ уменьшается.

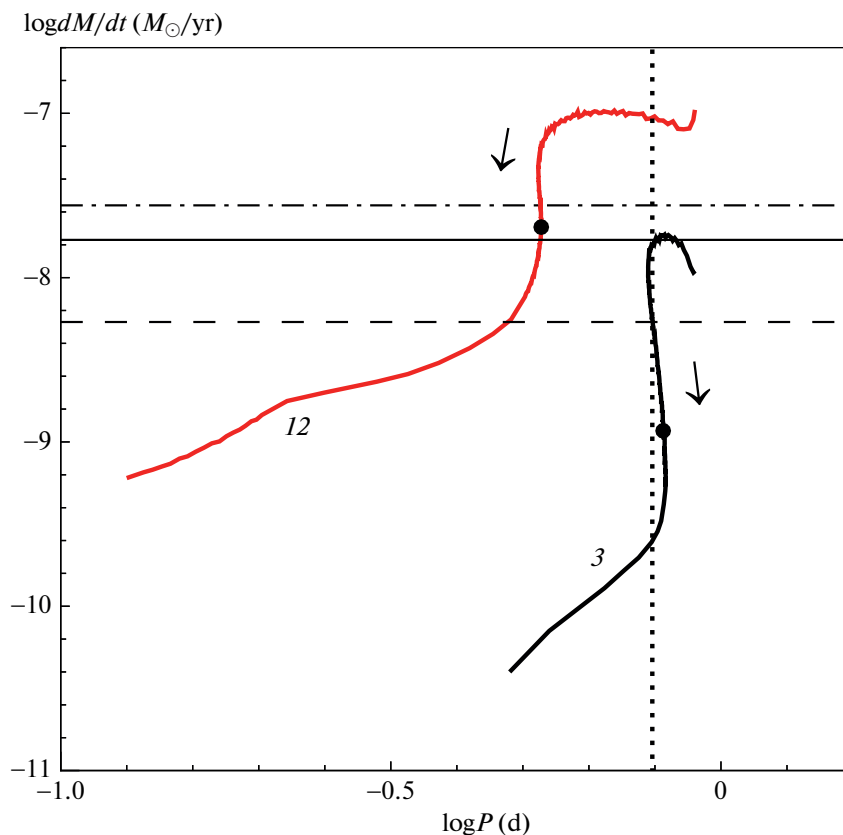


Рис. 4. Сравнение двух треков на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Трек 3 — стандартный консервативный трек в области бифуркации, трек 12 рассчитан с увеличением $\dot{M}_{\text{MSW}}$ в 10 раз, без учета ИЗВ. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ В РАМКАХ ТРЕТЬЕЙ ГИПОТЕЗЫ ОБ ОТМЕНЕ ПРЯМОГО ОБМЕНА УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

В качестве третьей гипотезы мы рассматриваем возможность уменьшения $\dot{A}_{\text{EX}}$ — первой составляющей производной A , которая сильнее всего действует в направлении увеличения A . Как отмечено выше, стандартная модель эволюции двойных систем с компактными аккреторами использует для изменения A со временем классическую формулу Пачинского—Хуанга (2), основанную на предположении о прямом консервативном обмене между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом вещества, переходящего с быстро движущегося мало-массивного донора на медленнее движущийся более массивный аккретор. Тем не менее в вопросе о возможности прямого обмена угловым моментом нет полной ясности, как и в вопросе о механизме этого обмена. Суммарный угловой момент двойной системы включает в себя орби-

тальный угловой момент двух звезд, моменты их осевого вращения, момент аккреционного диска (при его наличии) и момент потоков вещества в системе, в частности, джетов, если они есть. Если аккреция имеет дисковый характер, то перетекающее вещество вначале присоединяется к аккреционному диску, увеличивая его угловой момент. К поверхности компактной компоненты вещество может присоединяться либо в экваториальной области, либо в районе полюсов (если аккретор имеет сильное магнитное поле). Возможно, конкретный механизм передачи момента и степень, в которой осуществляется рассматриваемый обмен моментом, в этих двух случаях различны.

Если в системе есть джеты, то избыток момента аккрецируемого вещества в принципе может передаваться и веществу джетов. Джеты могут иметь прецессионное движение (см., напр., [36]). Кроме того, с 2003 г. исследуется проблема вращения джетов, основанная на модели магнито-центробежного ускорения (см. ссылки на работы, посвященные исследованию этого явления, в [2]).

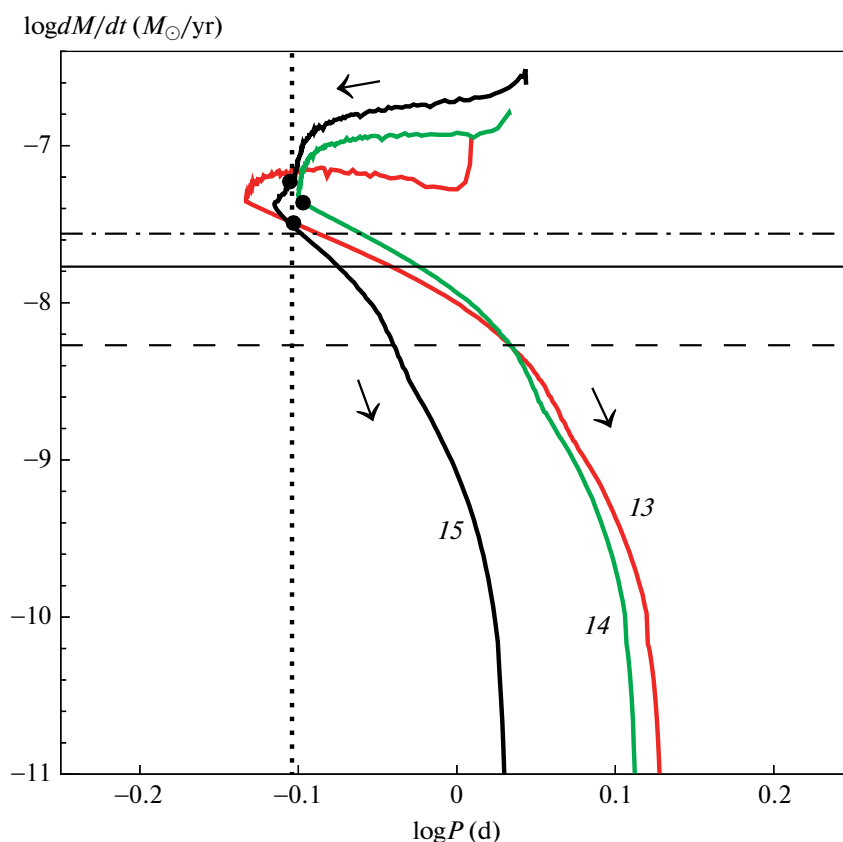


Рис. 5. Треки с различными коэффициентами увеличения $\dot{A}_{\text{MSW}}$, рассчитанные с учетом ИЗВ, на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Для треков 13, 14, 15 $\dot{A}_{\text{MSW}}$ увеличено в 5, 10, 20 раз соответственно. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

В результате гипотетически можно предположить, что избыточный угловой момент аккрецируемого вещества, переходящего на медленнее движущийся более массивный аккретор, не добавляется к орбитальному моменту системы, а переходит в угловой момент находящихся в системе газовых потоков.

Кроме того, имеются исследования, показывающие, что для реальных двойных систем модель Пачинского—Хуанга и соответственно формула (2) могут быть некорректными (см., напр., [37–39]). В указанных работах детально изучается консервативный обмен веществом в тесных двойных звездах с эллиптическими орбитами. При исследовании относительного движения звезд в ТДС принимаются во внимание гравитационное взаимодействие между звездами, реактивные силы, гравитационное воздействие на звезды потоков аккрецируемого вещества, возмущения из-за вращения аккрецирующей звезды. На основе численного интегрирования соответствующих уравнений показано, что в ТДС с эллиптически-

ми орбитами и аккреционным диском модель Пачинского—Хуанга дает неверные результаты, и в реальности обмен веществом может не приводить к изменению большой полуоси орбиты. Этот вывод подтверждает возможность реального осуществления третьей рассматриваемой нами гипотезы.

В итоге при обмене веществом исчезает $\dot{A}_{\text{EX}}$ — составляющая производной A , обусловленная обменом массой между компонентами. Единственной составляющей, приводящей к увеличению A , остается $\dot{A}_{\text{SW}}$, связанная с потерей из системы части звездного ветра донора. Ее величина зависит от того, какая доля ветра аккрецируется компактной компонентой. Для ИЗВ эта доля тем больше, чем меньше α_{ISW} — отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности. Если эта доля мала (т.е. α_{ISW} велико), то несмотря на отмен действия $\dot{A}_{\text{EX}}$,

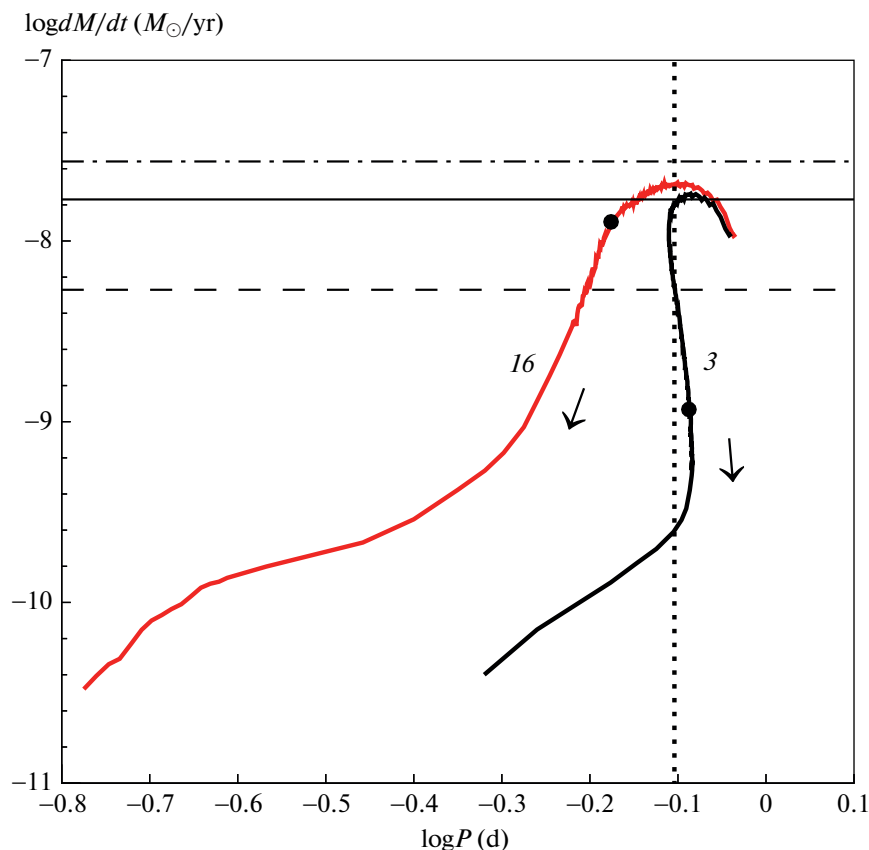


Рис. 6. Сравнение двух треков на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Трек 3 — стандартный консервативный трек в области бифуркации, трек 16 рассчитан с $\dot{A}_{\text{EX}} = 0$, без учета ИЗВ. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

увеличение A все-таки может иметь место в ходе эволюции системы.

На рис. 6 представлено сравнение стандартного консервативного трека в области бифуркации (трек 3) и тестового трека 16, рассчитанного с целью показать, как меняется характер эволюции системы при $\dot{A}_{\text{EX}} = 0$, т.е. при отмене прямого обмена угловым моментом. Этот тестовый трек рассчитан без учета ИЗВ. Параметры треков даны в табл. 1. В отсутствие ИЗВ в треке 16 остаются только процессы, уменьшающие A , в результате орбитальный период уменьшается. Поэтому отмена прямого обмена моментом, как и следовало ожидать, значительно увеличивает темп потери массы донором, при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ он достигает 1.3×10^{-8} , и таким образом увеличивается в 11 раз.

Добавление в такие расчеты ИЗВ позволяет получить достаточно большие $\dot{M}_{\text{EX}}$, однако приводит к определенной степени “ухода” донора под полость Роша, поскольку, как отмечено выше, вследствие потери части ИЗВ из системы

приобретает заметное значение $\dot{A}_{\text{SW}}$ — составляющая производной A , действующая в направлении увеличения A . После “ухода” темп потери массы донором начинает зависеть главным образом от ИЗВ и его параметров — коэффициента эффективности f и α_{ISW} , определяющего долю захватываемого аккретором вещества ветра. Существенно, однако, что если α_{ISW} мало и аккрецируется почти все вещество ветра, то в рамках данной гипотезы влияние ИЗВ на эволюцию системы практически исчезает.

На рис. 7 показаны треки, рассчитанные с $\dot{A}_{\text{EX}} = 0$ и с учетом ИЗВ при различных значениях f и α_{ISW} . Параметры треков даны в табл. 1. Для трека 17 f и α_{ISW} равны 0.5 и 0.5, для трека 18—1.0 и 0.5, для трека 19—0.5 и 1.0. Согласно результатам расчетов, чем больше f , тем меньше D в момент $M_2 = 0.4 M_{\odot}$. При $f = 1.0$ (трек 18) это значение D составляет 0.51, т.е. при сильном ИЗВ модель полуразделенной двойной системы не реализуется.

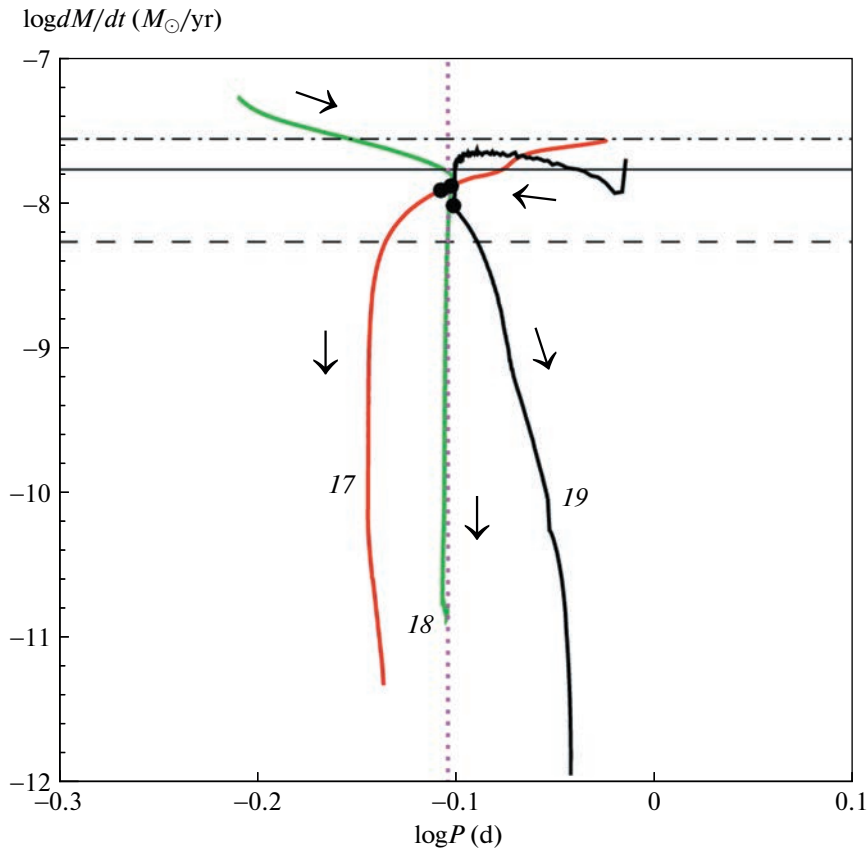


Рис. 7. Треки с $\dot{A}_{\text{EX}} = 0$, рассчитанные с учетом ИЗВ, на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Значения f и α_{ISW} для трека 17 равны 0.5 и 0.5, для трека 18 — 1.0 и 0.5, для трека 19 — 0.5 и 1.0. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

ся. Имеется также сильная зависимость $\dot{M}_{\text{EX}}$ от α_{ISW} : только при малых α_{ISW} , близких к 0.5, можно получить достаточно большой темп потери массы, сравнимый с $\dot{M}_{\text{Edd}}$ (треки 17, 18), поскольку только в этом случае НЗ аккрецирует основную часть звездного ветра, и величина $\dot{A}_{\text{SW}}$, действующая в направлении увеличения A , невелика. Доля вещества, аккрецируемая нейтронной звездой, при $\alpha_{\text{ISW}} = 0.5$ в начале треков составляет 0.76, а при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ достигает единицы. При $\alpha_{\text{ISW}} = 1.0$ эта доля равна соответственно 0.05 и 0.21, и в этом случае $\dot{A}_{\text{SW}}$ существенно возрастает, так что эффект от отмены прямого обмена моментом невелик, и $\dot{M}_{\text{EX}}$ на порядок меньше $\dot{M}_{\text{Edd}}$.

Наиболее подходящим для имитации Sco X-1 (по значениям периода и $\dot{M}_{\text{EX}}$) можно считать трек 17. Орбитальный период в этом треке в обла-

сти $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ уменьшается. Отметим, что при D , близких к 0.99, все-таки можно считать, что донор заполняет полость Роша, хотя реальная скорость обмена веществом зависит уже в основном от ИЗВ.

8. О НАИБОЛЕЕ ВЕРОЯТНОЙ ПРИЧИНЕ ВЫСОКИХ ТЕМПОВ ОБМЕНА МАССОЙ В КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ LMXB

Рассмотрим вопрос о выборе наиболее вероятной из рассмотренных здесь гипотез в предположении, что соответствующий ей фактор должен обеспечивать высокие темпы обмена массой в некоторых LMXB при условии, что их доноры заполняют свои полости Роша. Как отмечено выше, периоды самых ярких маломассивных рентгеновских двойных с нейтронными звездами в основном не превышают ~ 20 ч [15–17]. Возможно, что для наиболее вероятной гипотезы должно выполняться условие: искомый фактор должен действовать только для части LMXB (в основ-

ном короткопериодических), и не действовать (либо действовать слабо) для остальных систем.

1) Гипотеза о влиянии ИЗВ при стандартном магнитном торможении, возможно, не удовлетворяет указанному выше условию: не совсем ясно, почему параметры ИЗВ могут сильно различаться от системы к системе. В принципе это не исключено, например, сила ветра может зависеть от значения $[Fe/H]$, но эта проблема требует дальнейшего исследования. К тому же доноры LMXB, имеющие очень сильные ИЗВ, только частично заполняют свои полости Роша. В вопросе о том, имеет ли место это заполнение для большинства ярких LMXB, нет полной ясности. Однако по крайней мере для Sco X-1 модель с частичным заполнением полости Роша возможна [6, 8].

2) Гипотеза об усилении магнитного торможения возможно удовлетворяет указанным выше условиям. Можно считать вполне вероятным, что магнитное поле доноров LMXB и их нейтронных звезд может достаточно сильно различаться от системы к системе. Если (как предполагается в работе [13, 14]) ИЗВ определяется почти исключительно свойствами донора, то усиление магнитного торможения может иметь место только для части LMXB. При этом короткопериодичность ярких LMXB можно объяснить уменьшением орбитального периода в ходе эволюции систем с сильным магнитным торможением. С другой стороны, предложенный нами вариант этой гипотезы связывает усиление магнитного торможения с увеличением интенсивности звездного ветра донора за счет ИЗВ. Можно предполагать, что и в этом случае степень этого усиления зависит от магнитного поля донора.

3) Гипотеза об отмене прямого обмена угловым моментом между орбитальным моментом системы и моментом аккрецированного вещества может дать высокие темпы потери массы донором, но не совсем ясно, почему эта отмена может иметь место у одних LMXB и отсутствовать у других. Однако возможно, что ненулевой эксцентриситет звездных орбит в некоторых реальных двойных системах может, как отмечалось выше, приводить к такой отмене. С другой стороны, можно предположить, что обмен моментом отключается при определенных свойствах потоков вещества в двойной системе, например, при наличии у аккретора джетов (однако пока затруднительно обосновать это предположение).

Рассмотренные нами гипотезы предполагают разные направления изменения орбитального периода в ходе эволюции LMXB, и в принципе это может быть критерием для выбора. К сожалению, для системы Sco X-1 скорость изменения орбитального периода остается неопределенной, поскольку пока нет надежных оценок этой скорости. Однако наблюдения некоторых рентгенов-

ских двойных систем подтверждают вековое увеличение их орбитальных периодов. Например, система EXO 0748-676 с орбитальным периодом 3.8 ч увеличивает его в короткой ($\sim 10^7$ лет) шкале времени [40]. С другой стороны, как упоминалось выше, имеются и случаи быстрого уменьшения периодов LMXB.

Необходимо отметить, что есть аргумент в пользу существенной неконсервативности эволюции LMXB, которая предполагается в модели индуцированного звездного ветра, поскольку часть вещества ветра теряется из системы и не аккрецируется релятивистской компонентой. Начальное распределение ТДС по массам первичных компонент M_1 , большой полуоси орбиты A и отношению масс $q = M_2/M_1$ имеет вид [41]:

$$d^3N \approx 0.2 \frac{dM_1}{M_1^{2.5}} d(\lg A) dq. \quad (12)$$

Это позволяет оценить частоту формирования в Галактике рентгеновских двойных систем с НЗ и ЧД в качестве аккреторов. При $M_1 \gtrsim 10 M_\odot$, $dq \sim 0.1$, $dA/A \sim 0.1$ получаем $dN/dt \approx 10^{-4}$ год $^{-1}$. Принимая массу донора порядка $1 M_\odot$ найдем, что скорость аккреции в LMXB $\sim 10^{-4} M_\odot/\text{год}$. И считая, что аккреция одного грамма вещества донора релятивистским аккретором ведет к излучению в рентгене $\sim 10^{20}$ эрг, получаем оценку рентгеновской светимости Галактики $\sim 10^{42}$ эрг/с. Но наблюдаемая рентгеновская светимость Галактики составляет $\sim 10^{40}$ эрг/с [42]. Очевидно, что несмотря на остающиеся неопределенности в формуле (12), предположение о консервативной по массе эволюции рентгеновских двойных ведет к существенной переоценке ожидаемой рентгеновской светимости Галактики. Но если доноры таких двойных звезд не заполняют свои полости Роша, и релятивистская компонента аккрецирует только часть вещества их звездного ветра, усиленного жестким облучением, то из системы теряется заметная доля вещества донора. Это одна из возможностей понизить рентгеновскую светимость Галактики.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [5, 6] А.М. Черепашук с соавторами выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска рентгеновской двойной системы Sco X-1 в рамках двух моделей. В первой из них [5] донор (маломассивный субгигант) заполняет свою полость Роша, и аккреция вещества на НЗ осуществляется через точку Лагранжа L_1 . Во второй модели [6] донор (звезда ГП) сравнительно далек от заполнения полости Роша (степень заполнения 0.38), и нейтронная звезда ак-

крецирует индуцированный рентгеновским прогревом звездный ветер донора.

В нашей предыдущей работе [8] с помощью численного моделирования показано, что в рамках принятой нами теории индуцированного звездного ветра, не выходя за допустимые границы интервала ее параметров, можно получить теоретические треки, имитирующие возможную эволюцию Sco X-1 и воспроизводящие ее характеристики для второй модели с неполным заполнением полости Роша [6].

В настоящей работе с помощью численных расчетов с учетом ИЗВ рассмотрена возможность осуществления первой модели с заполнением донором полости Роша [5]. При этом на примере Sco X-1 исследована проблема получения для полуразделенных LMXB высоких теоретических темпов обмена массой $\dot{M}_{\text{EX}}$, которые не удается получить в рамках стандартной теории консервативной эволюции ТДС, хорошо объясняющей свойство катаклизмических двойных систем.

Мы исследовали три гипотезы, которые могут увеличить темп обмена массой в LMXB. Первая гипотеза представляет собой проверку возможности получить полуразделенную LMXB с высоким $\dot{M}_{\text{EX}}$ в предположении, что у донора имеется сильный индуцированный звездный ветер из-за облучения жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды, однако магнитное торможение близко к стандартному. Расчеты показали, что в этом случае можно получить высокий темп обмена, но при этом донор не может заполнять полость Роша — он “уходит” под нее. Причина — усиление процессов, увеличивающих большую полуось системы. Это дополнительная аккреция вещества интенсивного ИЗВ донора и потеря из системы части этого ветра, которая также играет заметную роль в увеличении большой полуоси орбиты A (в отличие от обычных двойных систем со слабым звездным ветром донора). Поэтому данная гипотеза оказывается несовместима с моделью Sco X-1, в которой донор системы заполняет полость Роша. Точно так же и другие короткопериодические LMXB с высокими темпами обмена массой не могут оставаться полуразделенными, если предположить наличие у донора сильного ИЗВ без увеличения магнитного торможения. Эволюция таких разделенных систем идет с увеличением орбитального периода.

Однако в рамках первой гипотезы имитация Sco X-1 с заполняющим полость Роша маломассивным субгигантом все же формально возможна, если предположить, что начальная масса донора только незначительно превышала $0.4 M_{\odot}$, и после формирования НЗ донор уже представлял собой ядро проэволюционировавшей звезды, по-

терявшей оболочку. Учет ИЗВ позволяет получить в этом случае достаточно большие $\dot{M}_{\text{EX}}$. Но остается нерешенной проблема происхождения такой двойной системы. Можно только предположить, что она образовалась в результате близкого столкновения в шаровом скоплении.

Вторая гипотеза предполагает усиление магнитного торможения, т.е. увеличение потери углового момента из системы за счет МЗВ — магнитного звездного ветра донора. При этом увеличивается $\dot{A}_{\text{MSW}}$ — составляющая производной $\dot{A}$, действующая в направлении уменьшения A , что приводит к увеличению темпа потери массы донором. Конкретные гипотезы об усилении магнитного торможения уже не раз предлагались в качестве объяснения высоких темпов обмена массой в некоторых LMXB. В настоящей работе мы предполагаем, что усиление магнитного торможения связано с интенсивным ИЗВ донора, и имеет место при наличии у него сильного магнитного поля. Нами выполнен ряд расчетов эволюции LMXB с усиленным МЗВ с целью оценить, во сколько раз надо увеличить $\dot{A}_{\text{MSW}}$, чтобы имитация Sco X-1 с заполняющим полость Роша донором стала возможной. Результаты расчетов показывают, что если включить в расчеты ИЗВ, то при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ донор полностью остается в полости Роша при увеличении $\dot{A}_{\text{MSW}}$ в ~ 20 раз, хотя даже при этом основная часть $\dot{M}_{\text{EX}}$ обусловлена ИЗВ. При несколько меньшей степени увеличения $\dot{A}_{\text{MSW}}$ можно также найти варианты, когда D близко к 0.99, т.е. донор практически заполняет полость Роша. В треках с усиленным магнитным торможением возможна эволюция с уменьшением орбитального периода.

Третья гипотеза предполагает отмену прямого обмена угловым моментом между орбитальным моментом системы и моментом аккрецированного вещества, переходящего с быстро движущегося маломассивного донора на медленнее движущийся более массивный акретор. При этом исчезает $\dot{A}_{\text{EX}}$ — основная составляющая производной $\dot{A}$, увеличивающая A . Возможность такой отмены подтверждают детальные исследования обмена массой в ТДС с эллиптическими орбитами. Расчеты показывают, что в этом случае в отсутствие ИЗВ можно получить достаточно высокие $\dot{M}_{\text{EX}}$. С учетом ИЗВ это также возможно, однако будет иметь место определенная степень “ухода” донора под полость Роша, после чего темп потери им массы начинает зависеть главным образом от ИЗВ. Однако здесь также возможны варианты, когда донор практически заполняет полость Роша и D близко к 0.99. Возможна эволюция с уменьшением орбитального периода.

При выделении наиболее вероятной из исследованных гипотез надо учитывать следующие условия: исследуемый фактор должен действовать только для части LMXB и не действовать (либо слабо действовать) для остальных, а также присутствовать в основном в короткопериодических LMXB. Не исключено, что эти условия лучше всего выполняются для гипотезы об усилении магнитного торможения, в частности, для предложенного нами варианта этой гипотезы. В этом варианте предполагается, что усиление магнитного торможения связано с интенсивным ИЗВ донора, а степень этого усиления определяется магнитным полем донора, которое может различаться от системы к системе. Существенно, что при сильном магнитном торможении эволюция системы идет с уменьшением орбитального периода. Поэтому LMXB с самыми большими $\dot{M}_{\text{EX}}$ будут в основном короткопериодическими.

В заключение необходимо отметить, что используемая в наших исследованиях модель индуцированного звездного ветра предполагает существенную неконсервативность эволюции LMXB, поскольку заметная часть вещества донора теряется из системы и не аккрецируется релятивистской компонентой. Консервативная по массе эволюция LMXB ведет к существенной переоценке ожидаемой рентгеновской светимости Галактики. Наличие ИЗВ у доноров LMXB, приводящее к потере из системы части массы донора — одна из возможностей понизить эту светимость.

Необходимо специально отметить важную роль физики индуцированного звездного ветра при моделировании эволюции рентгеновских двойных с донорами малой массы. В частности, важен вопрос о скорости ИЗВ на уровне орбиты аккректора. Для дальнейшего прогресса в направлении изучения роли индуцированного звездного ветра в эволюции LMXB необходимо развитие его численной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi*, Phys. Rev. Letters **9**, 439 (1962).
2. *N. Soker, J. Bulbitt, and J. H. Kastner*, Astrophys. J. **928**, id. 159 (2022).
3. *I. S. Shklovskii*, Soviet Astron. **11**, 749 (1968).
4. *A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, and T. S. Khruzina*, in *Highly Evolved Close Binary Stars: Catalogue* (Amsterdam: Gordon and Breach Publ., 1996), p. 96.
5. *A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **508**, 1389 (2021).
6. *A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Astron. Rep. **66**, 348 (2022).
7. *I. F. Mirabel, and I. Rodriguez*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **37**, 409 (1999).
8. *A. V. Fedorova and A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **66**, 925 (2022).
9. *I. J. Iben, A. V. Tutukov, and L. R. Jungelson*, Astrophys. J. Suppl. **100**, 233 (1995).
10. *I. J. Iben, A. V. Tutukov, and A. V. Fedorova*, Astrophys. J. **486**, 955 (1997).
11. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **46**, 765 (2002).
12. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **47**, 600 (2003).
13. *K. Pavlovskii and N. Ivanova*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **456**, 263 (2016).
14. *W.-C. Chen*, Astron. and Astrophys. **606**, 60 (2017).
15. *P. Podsiadlowski, S. Rappaport, and E. D. Pfahl*, Astrophys. J. **565**, 1107 (2002).
16. *K. Asai, T. Mihara, and M. Matsuoka*, Publ. Astron. Soc. Japan **74**, 974 (2022).
17. *A. Bahramian and N. Degenaar*, arXiv:2206.10053 [astro-ph.HE] (2022).
18. *U. Kolb and H. Ritter*, Astron. and Astrophys. **236**, 385 (1990).
19. *S. S. Huang*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **4**, 35 (1966).
20. *B. Paczynski*, Acta Astronomica **16**, 231 (1966).
21. *M. Diaz Trigo and L. Boirin*, Astron. Nachricht. **337**, 368 (2016).
22. *P. Kosec, E. Kara, A. C. Fabian, F. Fürst, et al.*, Nature Astron. **7**, 715 (2023).
23. *P. O. Petrucci, S. Bianchi, G. Ponti, J. Ferreira, et al.*, Astron. and Astrophys. **649**, id. A128 (2021).
24. *S. Fijma, N. Castro Segura, N. Degenaar, C. Knigge, N. Higginbottom, J. V. Hernandez Santisteban, and T. J. MacCarone*, arXiv:2305.10793 [astro-ph.HE] (2023).
25. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля (М.: Физматгиз, 1962).
26. *A. V. Fedorova and A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **38**, 377 (1994).
27. *A. Skumanich*, Astrophys. J. **171**, 565 (1972).
28. *B. Paczynski*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **9**, 183 (1971).
29. *H. Lamers, G. Snow, and D. Lindholm*, Astrophys. J. **455**, 269 (1995).
30. *C. Hawcroft, H. Sana, L. Mahy, J. O. Sundqvist, et al.*, arXiv:2303.12165 [astro-ph.HE] (2023).
31. *I. Stevens*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **265**, 601 (1993).
32. *S. Bogovalov and M. Petrov*, Universe **7**, 353 (2021).
33. *I. F. Mirabel and I. Rodrigues*, Astron. and Astrophys. **398**, L25 (2003).
34. *A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, S. Y. Shugarov, A. M. Tatarnikov, and A. I. Bogomazov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **490**, 3287 (2019).
35. *A. I. Bogomazov, A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. V. Tutukov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **514**, 5375 (2022).
36. *A. C. Raga and J. Canto*, Revista Mexicana Astron. Astrof. **58**, 301 (2022).

37. *L. G. Luk'yanov*, *Astron. Astrophys. Trans.* **27**, 82 (2011).
38. *L. G. Luk'yanov and S. A. Gasanov*, *Astron. Rep.* **55**, 733 (2011).
39. *A. A. Medvedeva and S. A. Gasanov*, *Astron. Rep.* **58**, 554 (2014).
40. *P. Hertz, K. Wood, and L. Cominsky*, *Astrophys. J.* **486**, 1000 (1997).
41. *A. G. Masevich and A. V. Tutukov*, *Evolution of Stars: Theory and Observations* (Moscow: Nauka, 1988) [in Russian].
42. *M. Gilfanov, G. Fabbiano, and B. Lehmer*, *arXiv:2304.14080 [astro-ph.HE]* (2023).

EVOLUTION OF THE X-RAY BINARY SYSTEM Sco X-1

A. V. Fedorova^a and A. V. Tutukov^a

^a*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

The possible evolution of a bright low-mass X-ray binary system Sco X-1 is numerically investigated within the framework of a model assuming that the donor of the system (a satellite of a neutron star) fills its Roche lobe. The calculations take into account a strong induced stellar wind (ISW) of the donor, which occurs due to irradiation by hard radiation of an accreting relativistic star. At the same time, using the example of Sco X-1, three hypotheses are investigated, within the framework of which a high rate of mass exchange can be obtained for semi-separated X-ray binary stars. The first hypothesis is the presence of a strong ISW of the donor with standard magnetic braking. Calculations have shown that in this case it is possible to obtain a high rate of mass exchange, but at the same time the donor cannot fill the Roche lobe – it “goes under it”. The second hypothesis is an increase of magnetic braking, that is, an increase of the loss of angular momentum from the system due to the magnetic stellar wind of the donor (MSW). Such an amplification may be associated with the intense ISW of the donor in the presence of a strong magnetic field. Numerical modeling shows that with an increase of MSW by ~ 20 times, a high rate of mass exchange is possible when the donor fills the Roche lobe. The third hypothesis suggests the possibility of canceling the direct exchange of angular momentum between the orbital moment of the system and the moment of accreted matter passing from a low-mass donor to a more massive accretor. With such cancellation, the main process, increasing the semi-axis of the orbit, disappears. Calculations show that in this case it is possible to obtain a sufficiently high rate of mass exchange. However, the most likely reason for the increase of the rate of mass exchange in low-mass X-ray binary systems is probably the increase of magnetic braking.

Keywords: close binaries, Sco X-1, simulation, induced stellar wind

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКЗОПЛАНЕТЫ НАТ–Р–11b СО ЗВЕЗДНЫМ ВЕТРОМ

© 2023 г. Е. С. Бельская^{1,*}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия

*E-mail: elena.belenkaya.msu@gmail.com

Поступила в редакцию 17.08.2023 г.

После доработки 07.09.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

В статье обсуждается возможность существования магнитодиска вокруг экзопланеты НАТ–Р–11b. Мы использовали имеющиеся данные наблюдений для определения свойств этой экзопланеты и обтекающего ее звездного ветра и получили грубую оценку масштаба магнитосферы планеты. Сравнение нашей оценки с опубликованными результатами расчетов методом частиц в ячейке в трехмерной электромагнитной релятивистской бесстолкновительной модели магнитосферы показало несоответствие масштабов магнитосферы, найденных этими двумя способами. Предложена возможная интерпретация данного несоответствия.

Ключевые слова: магнитосферы, экзопланеты, звездный ветер

DOI: 10.31857/S0004629923110026, **EDN:** AGTVNH

1. ВВЕДЕНИЕ

В этой работе мы рассматриваем систему, возникающую при взаимодействии звезды НАТ–Р–11 с вращающейся вокруг нее экзопланетой НАТ–Р–11b. Экзопланета НАТ–Р–11b размером с Нептун обладает малой массой $M_{pl} \sim 0.08 M_J$, где M_J – масса Юпитера. Температура НАТ–Р–11b ~ 870 К, ее расстояние до родительской звезды $d \sim 0.0465$ а.е., орбита экзопланеты полярная и эксцентрическая [1]. Авторы [1] оценили напряженность экваториального магнитного поля НАТ–Р–11b B_{pl} порядка 1–5 Гс с наиболее вероятным значением 2.4 Гс (магнитное поле Земли на ее экваторе ~ 0.3 Гс), а длина хвоста магнитосферы экзопланеты оценивалась как 1.8–3.1 а.е. В работе [1] делается вывод о том, что наблюдаемое массовое движение частиц в антизвездном направлении связано с истечением из полярной области экзопланеты. Такой вывод был сделан при изучении поглощения в линиях С II 133.45 нм и H I Ly α при транзите планеты. Авторы [1] отмечали, что ионы углерода С II могут иметь только экзопланетное происхождение. Использовались данные космического телескопа Хаббл (HST) в дальнем ультрафиолетовом диапазоне. НАТ–Р–11b – одна из первых экзопланет с оцененным магнитным полем.

Родительская звезда НАТ–Р–11 в созвездии Лебедя имеет спектральный класс K2–4 V. Это оран-

жевый карлик Главной Последовательности (ГП), расположенный на расстоянии ~ 38 пк от Солнца, его масса $M_s \sim 0.8 M_\odot$, а радиус $R_s \sim 0.7 R_\odot$, где $R_\odot \sim 696\,000$ км – радиус Солнца. Возраст звезды ~ 6.5 млрд. лет, эффективная температура ~ 4780 К, металличность (Fe/H) ~ 0.31 (спектральный тип Солнца G2 V, его эффективная температура ~ 5770 – 5780 К [2]). Вокруг НАТ–Р–11 вращаются две планеты: НАТ–Р–11b и НАТ–Р–11c¹. Звездная плотность оценивается как ~ 1.8 от плотности Солнца [3]. Орбитальный период экзопланеты НАТ–Р–11b составляет $\sim 4.9^d$. Период вращения звезды (29.2^d) относится к орбитальному периоду экзопланеты НАТ–Р–11b как $\sim 6 : 1$ [3].

Бен-Яффель и др. [1] утверждали, что пространственная протяженность ионизированного углерода (С II) зависит, в частности, от магнитного поля НАТ–Р–11b. Авторы пришли к выводу, что из их наблюдений следует, что магнитосфера экзопланеты должна иметь плотную плазмосферу и длинный хвост, заполненный плазмой полярного ветра планеты с низкой плотностью. Из сравнения наблюдений во время транзитов НАТ–Р–11b и вне их авторы определили три свободных параметра: металличность атмосферы, магнитное поле экзопланеты и длину хвоста маг-

¹ http://exoplanet.eu/catalog/NAT-P-11_b

нитосферы, которые связаны друг с другом. Они пришли к выводу, что металличность НАТ–Р–11b в несколько раз выше металличности Солнца (менее, чем в 3 раза), а металличность звезды НАТ–Р–11 в два раза выше металличности Солнца [1]. Используя найденное ими значение магнитного поля планеты, мы попытаемся получить больше информации об экзопланетной магнитосфере и ее взаимодействии со звездным ветром.

Магнитное поле НАТ–Р–11 неизвестно, но Моррис и др. [3] изучили активность пятен этой звезды, которая была интерпретирована ими как свидетельство динамо солнечного типа. Оказалось, что активные широты (где в основном появляются звездные пятна) симметричны относительно экваториальной плоскости. Средние значения широт составляют $\sim \pm 16^\circ$ [3], а для Солнца $\sim \pm 15^\circ$. Звездная активность НАТ–Р–11 превышает активность Солнца. В работе [3] предполагается, что альфа-омега динамо действует внутри НАТ–Р–11 подобно Солнцу. Размер звездных пятен НАТ–Р–11 больше, чем у солнечных пятен. Свойства звездных пятен были получены из кеплеровской фотометрии при транзите экзопланеты НАТ–Р–11b. Оказалось, что НАТ–Р–11 активнее Солнца, в частности, количество крупных пятен на ней больше в ~ 100 раз, как и площадь пятен.

Сравнение НАТ–Р–11 с наиболее похожими звездами HD 189733 и Солнцем, для которых было определено магнитное поле, позволило авторам [1] оценить поле НАТ–Р–11 как 1–2 Гс (близко к солнечному значению ~ 1 Гс). Авторы также получили приблизительные значения температуры звездного ветра $(1.3\text{--}1.5) \times 10^6$ К, его скорости, 500–600 км/с, и плотности $\sim 3.3 \times 10^3$ см $^{-3}$ на расстоянии экзопланеты. В этой статье мы рассматриваем взаимодействие звездного ветра родительской звезды с магнитосферой экзопланеты НАТ–Р–11b и сравниваем полученную структуру с результатами работы [1].

2. МАГНИТОСФЕРА ЭКЗОПЛАНЕТЫ НАТ–Р–11b

Бен-Яффель и др. [1] изучили наблюдения системы НАТ–Р–11 в дальнем ультрафиолете (113–146 нм), полученные на космическом телескопе Хаббл (HST). Сравнивались спектры звезды до транзитов НАТ–Р–11b и во время транзитов. В линиях C II (133.45 нм) и H I Ly α во время транзитов наблюдалось сильное поглощение в синем крыле. Из этого был сделан вывод о глобальном движении частиц в антизвездном направлении в ночной магнитосфере экзопланеты. Используя найденное в работе [1] значение магнитного поля планеты, мы попытаемся получить больше ин-

формации об экзопланетной магнитосфере и ее взаимодействии со звездным ветром.

В работе [1], рис. 4d показано, что силовые линии магнитного поля, полученные авторами, образуют каплевидную магнитосферу экзопланеты. Такая магнитосфера возникает, если расстояние от звезды до планеты ($d \approx 0.0465$ а.е. в рассматриваемом случае) превышает альфвеновский радиус в звездном ветре. На альфвеновском радиусе плотность кинетической энергии звездного ветра равна плотности его магнитной энергии, а альфвеновское число Маха равно единице. Если экзопланета находится в пределах альфвеновского радиуса, то она генерирует альфвеновские крылья вместо обычной магнитосферы (см. напр., [4, 5]). Когда экзопланета расположена за пределами альфвеновского радиуса, возникает каплевидная магнитосфера с головной ударной волной перед ней, как в Солнечной системе. Все планеты Солнечной системы находятся в сверхзвуковом и сверхальфвеновском солнечном ветре. Альфвеновские крылья в Солнечной системе наблюдаются в магнитосфере Юпитера при обтекании субальфвеновской магнитосферной плазмой спутников Юпитера: Ио, Европы и Ганимеда (иногда также Каллисто [6, 7]). Обычно считается, что если планета вращается вокруг своей родительской звезды за пределами альфвеновского радиуса, то основной составляющей давления звездного ветра, действующего на дневную магнитопаузу (границу магнитосферы), является динамическое давление по сравнению с тепловым и магнитным давлением.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НАТ–Р–11 С ЭКЗОПЛАНЕТОЙ НАТ–Р–11b

Как упоминалось выше, полученная в работе [1] форма магнитосферы свидетельствует о сверхальфвеновском и сверхзвуковом течении звездного ветра на орбите НАТ–Р–11b. Для сравнения отметим, что согласно [8], звуковой Мах в звездном ветре находится на расстоянии $\approx 5R_s$ (≈ 0.008 а.е.) для карликов M4.0, а для M1.5 на $\sim 8R_s$ (≈ 0.018 а.е.). В работе [8] изучалось влияние магнитного поля M-карликов на их планеты. Авторы [8] отмечали, что магнитное поле звездного ветра может уменьшать размеры экзопланетной магнитосферы по сравнению со случаем, когда оно отсутствует. Они рассматривали только вклад магнитного поля M-карлика в давление звездного ветра, пренебрегая динамическим и тепловым давлением, а также эффектами выброса корональной массы звезды, и получили верхний предел для расстояния от экзопланетного центра до подзвездной магнитосферной точки R_{ss} , так как добавление каждого из этих членов может только увеличить давление, а следовательно, и сжатие магнитосфе-

ры. Они показали, что для близких планет давление магнитного поля может быть значительным.

Рассматриваемая здесь экзопланта НАТ–Р–11b находится близко от родительской звезды К типа, и хотя магнитосфера согласно [1] имеет каплевидную форму и ограничена находящейся перед ней головной ударной волной, тем не менее, магнитное поле звездного ветра может вносить некоторый вклад в общее давление.

В работе [9] получено выражение для расстояния от центра планеты до подзвездной магнитопаузы из баланса давления на передней границе магнитосферы:

$$\frac{R_{ss}}{R_{pl}} = \left\{ \frac{k_m^2 B_{pl}^2}{2\mu_0(k_{sw} p_{dynsw} + B_{sw}^2/2\mu_0 + p_{swth})} \right\}^{1/6}, \quad (1)$$

где $k_m = 2.44$ — коэффициент, увеличивающий магнитосферное поле планеты на дневной магнитопаузе за счет экранирующих токов магнитопаузы [10]; $k_{sw} = 0.88$ получено для одноатомного звездного ветра [11]; p_{dynsw} — динамическое давление звездного ветра; B_{sw} — магнитное поле звездного ветра; p_{swth} — тепловое давление звездного ветра (все три компонента звездного ветра на орбите экзопланеты).

Вычислим основной параметр магнитосферы R_{ss} , определяющий ее размер:

$$k_m^2 B_{pl}^2 = 34.27 \times 10^{-8} \text{ кг}^2 \text{ А}^{-2} \text{ с}^{-4}. \quad (2)$$

Николс и Милан [9] отмечали, что $p_{swth} = n_{swthp} k T_{swthp}$ обычно меньше других компонентов давления (здесь k — постоянная Больцмана, n_{swthp} и T_{swthp} — плотность и температура тепловых протонов звездного ветра). В работе [1], рис. 4с вычислена плотность звездного ветра $\sim 3.3 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ перед дневной магнитопаузой, что в ~ 550 раз больше плотности солнечного ветра на орбите Земли ($\sim 6 \text{ см}^{-3}$).

Грубая оценка теплового давления звездного ветра НАТ–Р–11:

$$p_{swth} = n_{swthp} k T_{swthp} = 0.64 \text{ нПа}. \quad (3)$$

Здесь значение температуры звездного ветра вблизи НАТ–Р–11b принято равным $1.4 \times 10^6 \text{ К}$ (среднее значение от $(1.3-1.5) \times 10^6 \text{ К}$ [1]). Отметим, что Па равен Ньютону, деленному на квадратный метр.

Динамическое давление звездного ветра, $p_{dynsw} = m_p n_{swp} V_{swp}^2$, рассчитано для скорости звездного ветра $\sim 550 \text{ км/с}$ (среднее значение от $500-600 \text{ км/с}$ [1]).

$$k_{sw} p_{dynsw} = 1470 \text{ нПа}. \quad (4)$$

Если предположить, что магнитное поле звезды, в основном, дипольное, то уравнения его компонентов в сферических полярных координатах (r, θ, φ) имеют вид $B_r = 2M_s \cos \theta r^{-3}$, $B_\theta = M_s \sin \theta r^{-3}$, $B_\varphi = 0$, где M_s — дипольный момент звезды, θ — коширота и φ — долгота. $M_s = B_s R_s^3$ (см. сайт²), где B_s — магнитное поле на звездном экваторе, которое, согласно [1], составляет $1-2 \text{ Гс}$ (при расчетах используем среднее значение 1.5 Гс , $\text{Гс} = 0.0001 \text{ Тл}$). Таким образом, магнитное поле на орбите планеты на кошироте звезды θ :

$$B_\theta = B_s R_s^3 \sin \theta d^{-3} = 53 \sin \theta \text{ нТл}, \quad (5)$$

$$B_r = 2 B_s R_s^3 \cos \theta d^{-3} = 106 \cos \theta \text{ нТл}. \quad (6)$$

Для оценки максимального значения B_{sw} возьмем полярную область (малое θ), так как планета НАТ–Р–11b находится на полярной орбите. Тогда $B_\theta = 0$ и $B_r = 106 \text{ нТл}$. Верхний предел магнитного давления звездного ветра

$$B_{sw}^2/2\mu_0 = 4.47 \text{ нПа}. \quad (7)$$

Отсюда следует, что в рассматриваемом случае основной вклад в давление дает динамическое давление $k_{sw} p_{dynsw} = 1470 \text{ нПа}$. Тепловое давление пренебрежимо мало (0.64 нПа), а магнитное давление, равное 4.47 нПа , намного меньше динамического. Таким образом, расстояние до подзвездной точки R_{ss} можно приблизительно вычислить из уравнения (1), где учитывается только динамическое давление звездного ветра (4):

$$\frac{R_{ss}}{R_{pl}} = \left\{ \frac{k_m^2 B_{pl}^2}{2\mu_0(k_{sw} p_{dynsw})} \right\}^{1/6} \sim 7. \quad (8)$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Здесь мы обсудим сравнение результатов [1] и наших оценок. Бен-Яффель и др. [1] из наблюдений HST во время транзитов пришли к выводу, что полярный ветер от планеты НАТ–Р–11b заполняет внутреннюю магнитосферу и ее хвост. В связи со сложностью изучаемой системы авторы отмечают, что результаты не являются однозначными.

Анализируя рис. 4с и 4d из работы [1], где показаны силовые линии магнитного поля, можно заключить, что расстояние от центра экзопланеты до подзвездной точки магнитопаузы, R_{ss} , составляет порядка $20 R_{pl}$, где R_{pl} — радиус планеты $\sim 0.4 R_J$ или $\sim 4.36 R_E$, где $R_E \sim 6378 \text{ км}$ — радиус Земли ($R_{pl} \sim 2.78 \times 10^9 \text{ см}$ [1] или $\sim 2.78 \times 10^4 \text{ км}$).

² <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/static/files/Dipole.pdf>

На этом расстоянии в полдень заканчивается структура дипольного поля магнитосферы. Величина расстояния до подзвездной точки в [1] не упоминается. Вместо него авторы утверждают, что головная ударная волна расположена на $20R_{pl}$.

Наша грубая оценка дает $R_{ss} \sim 7 R_{pl}$, что не соответствует структуре, показанной в [1], рис. 4с,d. Бен-Яффель и др. [1] определили металличность НАТ–Р–11b из оптических/ИК-наблюдений с помощью HST и пришли к выводу, что ее значение соответствует скорее планете, подобной Юпитеру, чем Нептуну. Мы предполагаем, что, вероятно, магнитосфера НАТ–Р–11b может включать в себя кольцевой ток, или магнитодиск, как Юпитер и Сатурн. Магнитное поле магнитодиска вне его может превышать дипольное планетарное поле и значительно увеличивать размер магнитосферы, а следовательно, и величину R_{ss} .

Из структуры магнитосферы, показанной в [1], рис. 4d, следует, что ось диполя экзопланетного магнитного поля параллельна магнитному полю звездного ветра. Только в этом случае пересоединение даст такую магнитосферную структуру. Поскольку направление планетарного магнитного поля не отмечено, мы его не знаем и можем произвольно выбрать южную или северную ориентацию. Соответственно, магнитное поле звездного ветра также должно быть направлено на юг или на север. Бен-Яффель и др. [1], однако, утверждали, что рассчитывали структуру экзопланетной магнитосферы только для нулевого межпланетного магнитного поля (ММП), когда экзопланета находилась в звездном токовом слое. В связи с этим утверждением возникает вопрос: при нулевом ММП не должно быть открытых силовых линий, идущих от планеты в межпланетное пространство, кроме как от дальнего хвостового перпендикулярного сечения. Следовательно, никакие силовые линии магнитного поля не пересекают магнитопаузу в отличие от показанной в [1], рис. 4d схемы.

Кроме того, Бен-Яффель и др. [1] сообщили, что они определяли угловой размер полярной шапки как границу между открытыми и замкнутыми силовыми линиями, однако при нулевом ММП открытых силовых линий быть не должно (только те, которые идут в хвосте и пересекают его дальнее перпендикулярное сечение, но про них в [1] ничего не сказано). С другой стороны, в подписи к рис. 4d в [1] указано, что пересоединение на ночной стороне происходит на расстоянии $50R_{pl}$ в хвосте. Эта особенность также характерна для случая ММП, параллельного оси диполя экзопланеты, но не для замкнутой магнитосферы с ММП, равным 0.

5. ПРОБЛЕМА С РАЗМЕРОМ ЭКЗОПЛАНЕТНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ

Мы видим, что наша оценка дает слишком малое значение расстояния до подзвездной точки магнитосферы $R_{ss} \sim 7R_{pl}$ по сравнению с полученным из наблюдений $\sim 20R_{pl}$ [1]. Ходаченко и др. [12] подробно рассмотрели магнитосферы близких планет-гигантов, обладающих магнитодиском. Для таких планет необходимо учитывать давление плазмы магнитодиска и его магнитного поля, что значительно увеличивает размер магнитосферы. Атмосферы близких планет-гигантов под сильным воздействием рентгеновского и УФ-излучения родительских звезд испытывают нагрев, ионизацию, гидродинамическое расширение и усиленное истечение плазмы. Этот отток может быть очень значительным и вместе с вращением планеты может приводить к созданию магнитодиска, или кольцевого тока, подобно Юпитеру или Сатурну [13, 14]. В случае этих газовых гигантов Солнечной системы источниками их дополнительной магнитосферной плазмы являются спутники, Ио и Энцелад соответственно. Для некоторых близких экзопланет-гигантов влияние их родительских звезд может быть настолько сильным, что отток плазмы из атмосферы может быть более эффективным для создания диска, чем выбросы от вулканических спутников. Поскольку нам неизвестны какие-либо подробности формирования магнитодиска НАТ–Р–11b, мы можем только предполагать его существование на основании указанных выше физических процессов. В работе [12] отмечалось, что формирование магнитодиска изменяет размер магнитосферы на 40–70%. В работах [13, 14] подробно описано магнитное поле магнитодиска Юпитера. Его поле становится доминирующим за пределами альфвеновского радиуса в магнитосфере экзопланеты. На альфвеновском радиусе твердотельное вращение магнитосферной плазмы нарушается за счет радиального разлета плазмы под действием центробежной силы (см. также [15, 16]). Следовательно, возникает униполярный индуктор, он генерирует продольные электрические токи, которые замыкаются ионосферными педерсеновскими токами и перпендикулярными (радиальными) токами в экваториальной магнитосфере внутри магнитодиска. Если в близкой быстро вращающейся экзопланете атмосферное истечение плазмы сильное, то диск может быть достаточно мощным, и его протяженность может быть от магнитосферного альфвеновского радиуса до окрестности подзвездной точки R_{ss} [12], как в случае с Юпитером. Магнитодиск Юпитера увеличивает магнитное поле в подсолнечной точке в 2.6 раза [13]. Если бы в магнитосфере Юпитера отсутствовал дополнительный источник плазмы (Ио), расстояние до подсолнечной точки магни-

топаузы составляло бы $\sim 42R_J$. Наличие этого источника увеличивает R_{ss} до $\sim 100R_J$, т.е. в ~ 2.4 раза. Если у экзопланеты НАТ–P–11b существует подобный вулканический спутник и/или есть сильный отток атмосферной плазмы, то увеличение R_{ss} для нее, необходимое для согласования с результатами измерений (от $\sim 7R_{pl}$ до $\sim 20R_{pl}$), составит ~ 2.9 раза, того же порядка, что и для Юпитера.

Следует отметить, что НАТ–P–11b не единственная экзопланета, магнитное поле которой оценено. В работе [17] приведена оценка магнитного момента экзопланеты HD 209458b по Ly α наблюдениям на HST. Кроме того, в предположении, что альфвеновский Мах в звездном ветре больше единицы, авторами найдено расстояние до точки остановки потока препятствием и характеристики звездного ветра (плотность и скорость). Так что используемый в настоящей статье подход может быть применен и в других случаях.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе анализируется взаимодействие экзопланеты с оцененным магнитным полем НАТ–P–11b с обтекающим ее звездным ветром. Из баланса давлений получено значение расстояния от центра экзопланеты до фронтальной точки магнитопаузы R_{ss} . Для этого по имеющимся в литературе данным были рассчитаны динамическое ($k_{sw} p_{dynsw} = 1470$ нПа), тепловое ($p_{swthp} = n_{swthp} k T_{swthp} = 0.64$ нПа) и магнитное ($B_{sw}^2/2\mu_0 = 4.47$ нПа) давление с межпланетной стороны полуденной магнитопаузы. С магнитосферной стороны дневной магнитопаузы учитывалось только магнитное давление планеты (с магнитным полем на экваторе $B_{pl} = 2.4$ Гс) и поле экранирующих токов магнитопаузы. Найденное таким образом расстояние до подзвездной магнитопаузы равно $R_{ss} \sim 7R_{pl}$, где R_{pl} — радиус планеты. Это значение намного меньше, чем то, которое можно получить из результатов работы [1], рис. 4с,d, $\sim 20R_{pl}$, исходя из наблюдений HST. Из этого расхождения мы предположили, что, вероятно, планета-гигант НАТ–P–11b имеет мощный магнитодиск, формирующий из-за атмосферного истечения плазмы под действием близкой активной звезды К-типа НАТ–P–11. Как отмечено в [12], наличие такого диска значительно увеличивает внутреннее полное давление магнитосферы, что может привести к увеличению ее размера. Если бы в магнитосфере Юпитера отсутствовал дополнительный источник плазмы (Ио), расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы составляло бы $\sim 42R_J$. Наличие этого источника увеличивает R_{ss} до $\sim 100R_J$, т.е. в ~ 2.4 раза. Если у

экзопланеты НАТ–P–11b существует подобный вулканический спутник и/или есть сильный отток атмосферной плазмы, то масштаб увеличения R_{ss} для нее, необходимый для согласования с результатами измерений (от $\sim 7R_{pl}$ до $\sim 20R_{pl}$), составит ~ 2.9 раза, и был бы того же порядка, что и для Юпитера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. Ben-Jaffel, G. E. Ballester, A. G. Muñoz, P. Lavvas, et al.*, *Nature Astron.* **6**, 141 (2022).
2. *D. Fabbian, R. Simoniello, R. Collet, S. Criscuolo, et al.*, *Astron. Nachricht.* **338**, 753 (2017).
3. *B. M. Morris, L. Hebb, J. R. A. Davenport, G. Rohn, and S. L. Hawley*, *Astrophys. J.* **846**, id. 99 (2017).
4. *Y. Vernisse, J. A. Rioussset, U. Motschmann, and K.-H. Glassmeier*, *Planet. Space Sci.* **137**, 40 (2017).
5. *J. S. Pineda and J. Villadsen*, *Nature Astron.* **7**, 569 (2023).
6. *D. Bhattacharyya, J. Clarke, J. Montgomery, B. Bonfond, J.-C. Gérard, and D. Grodent*, *J. Geophys. Res. Space Physics* **123**(1), 364 (2018).
7. *E. Belenkaya*, *Solar System Res.* **54**(2), 85 (2020).
8. *A. A. Vidotto, M. Jardine, J. Morin, J.-F. Donati, P. Lang, and A. J. B. Russell*, *Astron. and Astrophys.* **557**, id. A67 (2013).
9. *J. D. Nichols and S. E. Milan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **461**, 2353 (2016).
10. *I. I. Alexeev*, in: *The Inner Magnetosphere: Physics and Modeling*. Geophysical Monograph **155**, edited by T. I. Pulkkinen, N. A. Tsyganenko, and R. H. W. Friedel (Washington, DC USA: Publ. by the AGU Books Board, AGU, 2005), p. 257.
11. *J. R. Spreiter and A. Y. Alksne*, *Ann. Rev. Fluid Mechanics* **2**, 313 (1970).
12. *M. L. Khodachenko, I. Alexeev, E. Belenkaya, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* **744**(1), id. 70 (2012).
13. *I. I. Alexeev and E. S. Belenkaya*, *Ann. Geophysicae* **23**(3), 809 (2005).
14. *E. Belenkaya*, *Planet. Space Sci.* **52**, 499 (2004).
15. *D. Evensberger, B. D. Carter, S. C. Marsden, L. Brookshaw, and C. P. Folsom*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **506**, 2309 (2021).
16. *D. Evensberger, S. C. Marsden, B. D. Carter, R. Salmeron, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **524**, 2042 (2023).
17. *K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, and M. L. Khodachenko*, *Science* **346**, 981 (2014).

INTERACTION OF THE EXOPLANET HAT–P–11b WITH THE STELLAR WIND

E. S. Belenkaya^a

^aLomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (SINP MSU), Moscow, Russia

This article discusses the possibility of the existence of a magnetodisk around the exoplanet HAT–P–11b. We used the available observational data to determine the properties of this exoplanet and the stellar wind passing by it, and obtained a rough estimate of the planetary magnetospheric scale. Our estimate was compared with the published results of calculations by the Particle-In-Cell method in a three-dimensional electromagnetic relativistic collisionless model of the magnetosphere. The resulting discrepancy between the magnetospheric scales obtained by these two methods is discussed, and its possible interpretation is proposed.

Keywords: magnetospheres, exoplanets, stellar wind

ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ОРБИТЫ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ЭКЗОПЛАНЕТОЙ ПО ТРАНЗИТНОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА

© 2023 г. Е. В. Бекесов¹, М. К. Абубекеров^{1,*}, Н. Ю. Гостев^{1,**}, А. М. Черепашук^{1,***}

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

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

**E-mail: ngostev@mail.ru

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

Поступила в редакцию 20.07.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

В работе, как по модельным, так и по наблюдаемым транзитным кривым блеска выполнено исследование возможности определения эксцентриситета орбиты двойной звездной системы с экзопланетой. Показано, что определение точного значения эксцентриситета на основе транзитных кривых блеска возможно при знании долготы периастра. В случае отсутствия информации о долготе периастра анализ транзитной кривой блеска позволяет наложить ограничения на значения эксцентриситета орбиты. Изучено влияние неопределенности в значении эксцентриситета орбиты на точность определения остальных параметров системы: радиуса звезды, радиуса планеты, наклона орбиты и коэффициента потемнения к краю.

Ключевые слова: транзитные кривые блеска, двойные системы с экзопланетами, эксцентриситет, коэффициенты потемнения к краю, радиус планеты, радиус звезды

DOI: 10.31857/S0004629923110014, **EDN:** YGKUYD

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени открыто свыше 5000 звездных систем с экзопланетами¹. Подавляющее большинство экзопланет открыты фотометрическими методом, т.е. на основе транзитных кривых блеска. Представляет интерес исследование возможности определения из транзитных кривых блеска не только радиусов экзопланет и родительских звезд, но и параметров орбит экзопланет e и ω , где e — эксцентриситет орбиты, а ω — долгота периастра. Эти параметры находятся из кривых лучевых скоростей родительских звезд. Использование транзитных кривых затмения позволит повысить надежность определения e и ω из кривых лучевых скоростей, а в случае, когда спектральные наблюдения отсутствуют, дать предварительные ограничения на значения e и ω .

В фокусе исследований двойных систем с экзопланетами ранее оказывались геометрические параметры двойных систем (радиус звезды, радиус планеты, наклонение орбиты двойной системы), в настоящее время исследуются также

тонкие эффекты (запятненность поверхности звезды, значения коэффициентов потемнения к краю и др.) [1, 2]. Однако не менее важная информация — параметры орбиты двойной системы — зачастую ускользают от внимания исследователей при фотометрических исследованиях, несмотря на то, что мы располагаем огромным банком фотометрических данных, которые также содержат информацию и об элементах орбиты, прежде всего эксцентриситете и долготе периастра.

В то же время даже небольшие значения эксцентриситета при обработке кривых блеска могут оказывать существенное влияние на другие параметры системы, получаемые при помощи аппроксимации кривых блеска. Например, к изменению эксцентриситета оказываются очень чувствительны параметры потемнения к краю материнской звезды [3], что может говорить о том, что имевшее место расхождение в коэффициентах потемнения к краю полученных эмпирически и теоретически из модели звездных атмосфер [4] может быть в значительной мере объяснено расхождениями в оценках эксцентриситета орбит экзопланет.

¹ <https://exoplanets.nasa.gov>

В отдельных случаях (см., напр., [5]) при экстремально точных спутниковых фотометрических наблюдениях удается построить точную орбитальную кривую блеска, включающую как транзитное затмение звезды экзопланетой, так и затмение типа прохождения (occultation), когда экзопланета (горячий юпитер) затмевается звездой. В этих случаях по смещению вторичного затмения относительно середины между главными (транзитными) затмениями определяется величина $e \cos \omega$, где e — эксцентриситет орбиты, ω — долгота периастра орбиты. Из различия ширины главного транзитного затмения и вторичного затмения оценивается величина $e \sin \omega$. Таким образом, если удастся отнаблюдать главное транзитное и вторичное затмения, то из одной кривой блеска независимо от спектральных данных, можно определить элементы орбиты системы e и ω . Поскольку в подавляющем большинстве случаев при фотометрических наблюдениях регистрируется лишь одно транзитное затмение, представляет интерес исследование возможности оценки как значения эксцентриситета орбиты системы, так и степени неопределенности этого значения по одной кривой блеска. Особый интерес представляет исследование такой возможности для транзитных кривых затмения в случае коротких орбитальных периодов ($P < 10^d$). В большинстве случаев орбиты таких систем близки к круговым, а малые значения эксцентриситета орбиты в таких системах из-за сравнительно низкой относительной точности кривых лучевых скоростей определяются со значительными относительными ошибками. В этих случаях дополнительное привлечение фотометрических данных может увеличить надежность определения малого значения эксцентриситета орбиты.

Оценки эксцентриситетов орбиты для короткопериодических экзопланетных систем представляют интерес для проверки теории округления орбиты в двойной системе в результате действия механизма диссипации кинетической энергии орбитального движения в приливах звезд поздних спектральных классов [6]. Поэтому такие исследования представляют значительный интерес.

Мы исследовали эту возможность с использованием как модельных кривых затмения, так и высокоточной наблюдаемой кривой затмения.

2. АЛГОРИТМ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Метод интерпретации наблюдаемых транзитных кривых блеска двойной системы с экзопланетой основан на алгоритме высокоточного вычисления блеска при прохождении планеты по диску звезды. Алгоритм подробно описан в цикле работ [4, 7–13].

Коротко об алгоритме сообщим, что использовалась модель двух сферических звезд в отсутствие эффектов отражения и эллипсоидальности. Обычно относительный радиус полости Роша значительно превосходит радиус планеты [14]. Поэтому наше предположение о сферичности планеты вполне обосновано. То же самое можно сказать и об оптической звезде.

Поскольку работа носит методический характер, при расчете кривой блеска в качестве функции распределения яркости по диску звезды использовался линейный закон потемнения к краю диска с линейным коэффициентом x :

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

Здесь ρ — полярное расстояние от центра диска звезды, I_0 — яркость в центре диска, а R_s — радиус диска звезды. Яркость в центре планеты и, соответственно, яркость в любой точке ее диска, предполагается равной нулю. Планета в орбитальной фазе $\theta = \pi$ затмевает звезду. Единицей длины в наших моделях является расстояние между центрами масс звезды и планеты, $a = 1$. “Третий свет” в модели отсутствует. Радиус планеты обозначен как R_p . Искомыми параметрами модели являются: радиусы звезды и планеты, R_s и R_p , угол наклона орбиты i , коэффициент потемнения к краю x .

Полный блеск системы предполагается известным, в используемой нормировке он равен единице. Наблюдаемые значения блеска предполагаются распределенными по нормальному закону. Также предполагаются известными стандартные отклонения наблюдаемых значений блеска σ . Значения радиусов звезды и планеты задаются в единицах большой полуоси орбиты a .

Интерпретация наблюдательных данных, а именно, поиск геометрических параметров двойной системы выполнен также для линейного закона потемнения материнской звезды к краю.

3. МОДЕЛЬНЫЕ И НАБЛЮДАЕМАЯ КРИВАЯ БЛЕСКА

Как отмечено выше, работа носит методический характер, поэтому для исследования чувствительности задачи к изменению параметров e и ω использовались модельные кривые блеска с параметрами, близкими к реальным наблюдаемым транзитным кривым блеска двойных систем с горячими юпитерами. Параметры модельной двойной системы приняты следующими: $R_s = 0.1$, $R_p = 0.01$, $P_{orb} = 8^d$, $x = 0.45$, $i = 88^\circ$. Радиус звезды $R_s = 0.1$ и радиус планеты $R_p = 0.01$

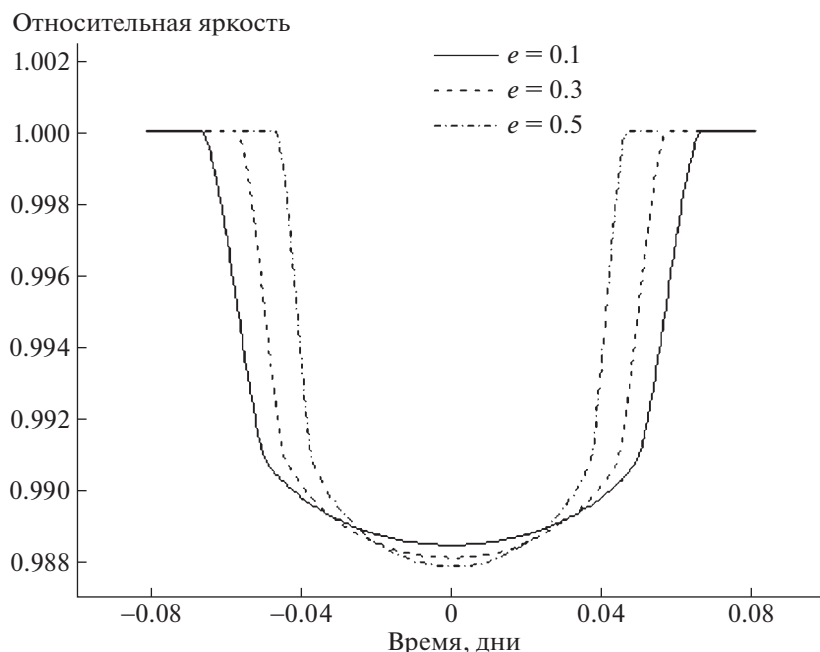


Рис. 1. Синтетические модельные кривые, полученные при значениях эксцентриситета $e = 0.1, 0.3$ и 0.5 для долготы периастра $\omega = 90^\circ$.

заданы в единицах большой полуоси орбиты двойной системы a .

Значение эксцентриситета орбиты модельных двойных систем принято равным $e = 0.1, 0.3$ и 0.5 . Долгота периастра орбиты ω принята равной $0^\circ, 90^\circ$ и 270° . Некоторые модельные кривые блеска приведены на рис. 1–3. Стандартное отклонение индивидуальных значений блеска модельных кривых принято равным 10^{-4} , предполагалось, что дисперсия распределена по Гауссу.

В качестве наблюдаемой кривой блеска использовалась высокоточная кривая блеска двойной системы Kepler-7b [15] (см. рис. 4). Кривая блеска получена на космической обсерватории Kepler с 1 мая по 14 июня 2009 г. Kepler-7b является объектом ~ 13 звездной величины.

Кривые блеска получены в оптическом “белом свете” в диапазоне $4000\text{--}8500 \text{ \AA}$ и в так называемой “длинной моде” (long-cadence mode) с итоговой экспозицией в 30 мин. В этой моде базовая 6-с съемка копилась и складывалась до получения и передачи на Землю одной единственной 30-мин экспозиции, из которой и получались индивидуальные значения блеска. Транзитная кривая блеска включает в себя около 2100 индивидуальных значений блеска системы, большинство которых приходится на внезатменную часть кривой блеска.

Точность индивидуальных значений транзитной кривой блеска системы Kepler-7b в интенсивностях составила $\sigma = 1.0248 \times 10^{-4}$. Относительная ошибка (по отношению к глубине затмения) составляет $\sim 1\%$.

4. МЕТОДИКА ИНТЕРПРЕТАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ И НАБЛЮДАЕМОЙ КРИВЫХ БЛЕСКА

При интерпретации кривой блеска предполагалось, что помимо радиуса звезды R_* и коэффициента потемнения к краю x мы также располагаем значением долготы периастра ω . Искомыми параметрами являлись радиус планеты R_p , наклонение орбиты i , эксцентриситет орбиты e . Другими словами, задачей данного методического исследования являлось выяснение возможности достоверного определения значения эксцентриситета на основе модельной транзитной кривой блеска при фиксированных R_* и ω .

При интерпретации при фиксированных e и ω минимизация выполнялась одновременно по следующим параметрам: линейному коэффициенту потемнения звезды к краю x , радиусу планеты R_p и наклонению орбиты двойной i . Параметр R_* считался известным, а по параметру ω осуществлялся перебор.

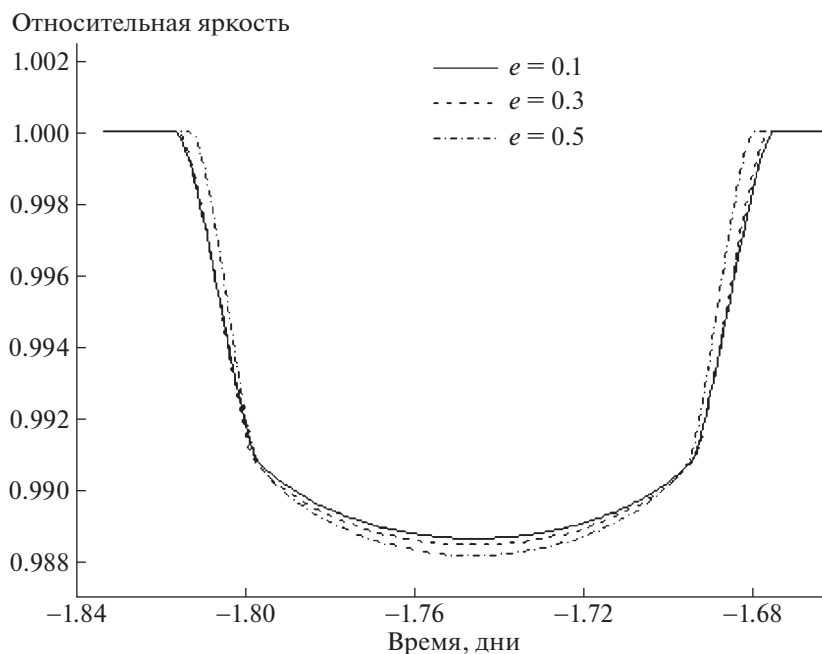


Рис. 2. Синтетические модельные кривые, полученные при значениях эксцентриситета $e = 0.1, 0.3$ и 0.5 для долготы периастра $\omega = 180^\circ$.

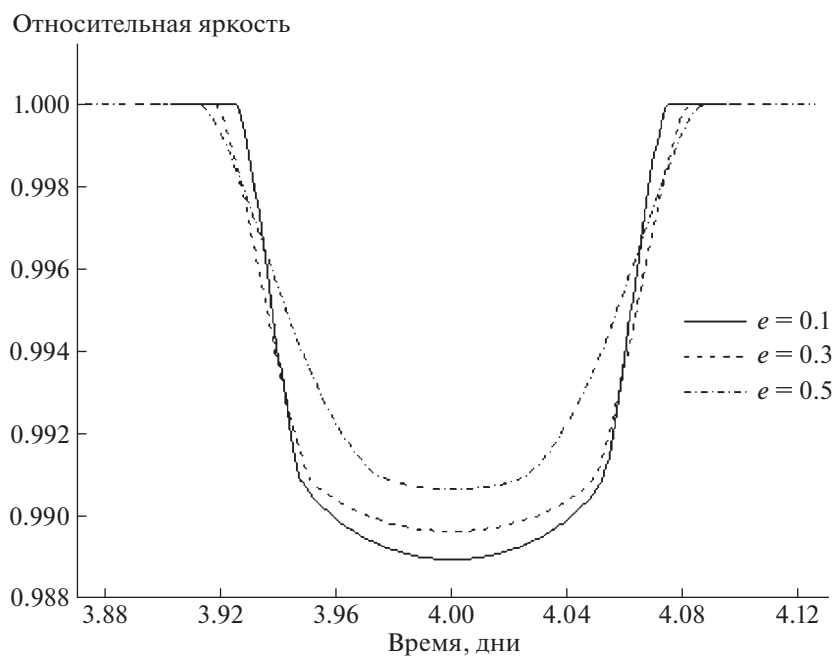


Рис. 3. Синтетические модельные кривые, полученные при значениях эксцентриситета $e = 0.1, 0.3$ и 0.5 для долготы периастра $\omega = 270^\circ$.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА

Интерпретация транзитных модельных кривых блеска выполнена при разных значениях долготы периастра: $\omega = 90^\circ, 180^\circ$ и 270° , результаты соот-

ветственно представлены в табл. 1–6. На рис. 5–10 представлена зависимость невязки χ^2 от эксцентриситета. Видно, что задача при известных R_s и фиксированной ω чувствительна к эксцентриситету и при априорной информации о долго-

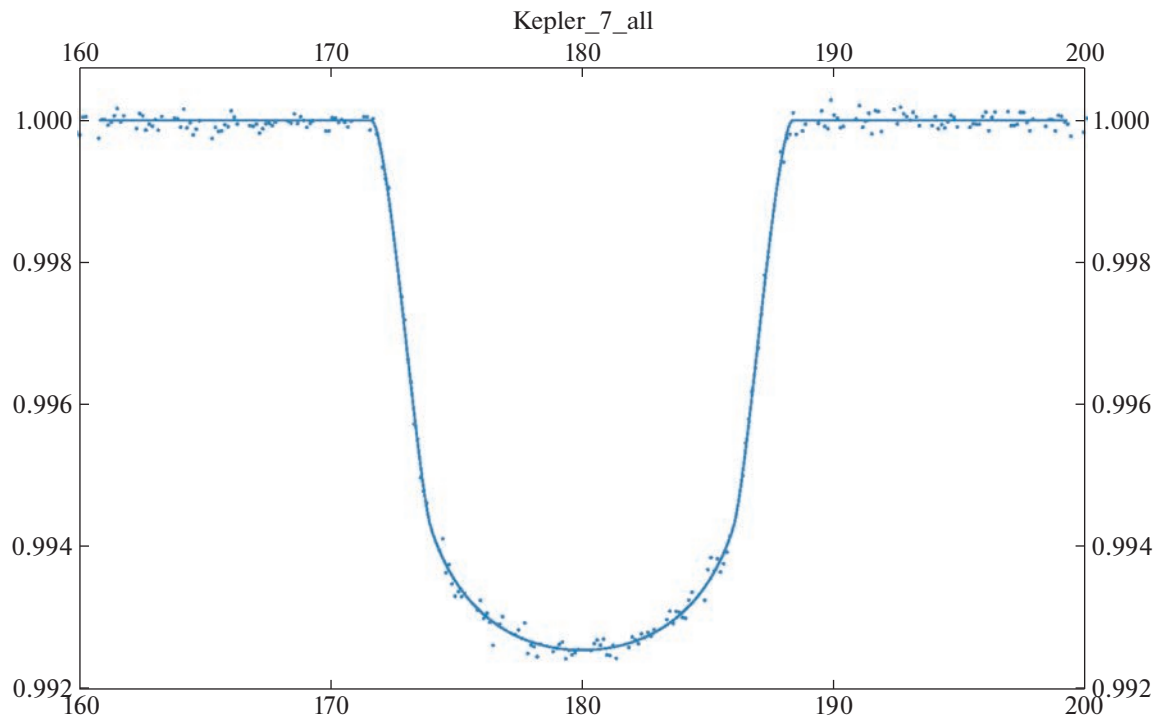


Рис. 4. Наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-7b из работы [15]. Сплошная линия — оптимальная теоретическая кривая, полученная в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.

те периастра ω на основе транзитной кривой блеска можно уверенно определять значение эксцентриситета орбиты, как для сильно, так и для слабо эксцентричных орбит (см. рис. 5–10).

Таблица 1. Результаты интерпретации модельной кривой блеска при значениях эксцентриситета $e = 0.0\text{--}0.17$ и долготы периастра $\omega = 90^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p, a	$i, ^\circ$	χ^2
0.00	0.00	0.014136737	89.6224	4346.73
0.01	0.00	0.013016038	89.6224	2089.12
0.02	0.00	0.011906691	89.6224	755.052
0.03	0.05	0.010806052	89.6224	152.271
0.04	0.53	0.009722229	89.6173	3.15496
0.05	0.52	0.009767897	89.0583	2.54162
0.06	0.51	0.009813052	88.7411	2.01723
0.07	0.49	0.009869988	88.4993	1.58994
0.08	0.48	0.009909168	88.3056	1.26199
0.09	0.47	0.009949117	88.1409	1.06206
0.10	0.45	0.009994871	87.9969	0.987588
0.11	0.44	0.010039856	87.87	1.07118
0.12	0.42	0.010084499	87.7569	1.30427
0.13	0.40	0.01012385	87.6557	1.70566
0.14	0.38	0.0101568	87.5648	2.28178
0.15	0.37	0.010187017	87.4825	3.03932
0.16	0.35	0.010218857	87.4071	3.98245
0.17	0.32	0.010262134	87.3368	5.12027

Примечание. e — эксцентриситет, x — линейный коэффициент, R_p — радиус планеты в единицах большой полуоси a , i — наклонение орбиты.

Таблица 2. Результаты интерпретации модельной кривой блеска при значениях эксцентриситета $e = 0.2-0.4$ и долготы периастра $\omega = 90^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p, a	$i, ^\circ$	χ^2
0.20	0.00	0.011816892	89.6224	891.176
0.21	0.10	0.010671012	89.6224	176.201
0.22	0.58	0.009584542	89.5898	5.95593
0.23	0.56	0.009647624	89.1406	4.96467
0.24	0.55	0.009700974	88.8697	4.03079
0.25	0.53	0.009751422	88.6622	3.19319
0.26	0.52	0.00980298	88.4907	2.4466
0.27	0.50	0.009858806	88.3433	1.8349
0.28	0.48	0.009908998	88.2147	1.377
0.29	0.47	0.009949459	88.1015	1.0745
0.30	0.45	0.009999992	87.9986	0.973023
0.31	0.43	0.010044721	87.906	1.08436
0.32	0.41	0.010083902	87.822	1.42005
0.33	0.39	0.010124363	87.7449	1.98847
0.34	0.37	0.010156287	87.6746	2.80898
0.35	0.35	0.010189749	87.6094	3.88107
0.36	0.32	0.01021954	87.5494	5.20751
0.37	0.29	0.010260427	87.4928	6.79081
0.38	0.26	0.010286035	87.4414	8.65593
0.39	0.23	0.010312156	87.3933	10.7968
0.40	0.19	0.010310875	87.3505	13.1928

Таблица 3. Результаты интерпретации модельной кривой блеска при значениях эксцентриситета $e = 0.4-0.62$ и долготы периастра $\omega = 90^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p, a	$i, ^\circ$	χ^2
0.40	0.47	0.009790603	90.0004	36.89620
0.41	0.63	0.009441393	89.4116	10.23319
0.42	0.61	0.009512583	89.0902	8.97929
0.43	0.60	0.009574896	88.8661	7.51608
0.44	0.58	0.009639941	88.6862	6.09876
0.45	0.56	0.009709254	88.5338	4.77876
0.46	0.54	0.009770287	88.4021	3.57789
0.47	0.52	0.009833966	88.2851	2.54776
0.48	0.50	0.009888767	88.1809	1.72923
0.49	0.48	0.009940923	88.0865	1.19117
0.50	0.45	0.009995212	88.0000	0.95934
0.51	0.42	0.010051465	87.9203	1.12212
0.52	0.39	0.01009773	87.8476	1.69819
0.53	0.36	0.010134777	87.7807	2.70534
0.54	0.33	0.010167214	87.7188	4.18288
0.55	0.29	0.010203919	87.6608	6.13950
0.56	0.25	0.010239172	87.6067	8.60545
0.57	0.21	0.010248648	87.5576	12.77195
0.58	0.15	0.010260171	87.5114	14.94330
0.59	0.10	0.010269902	87.4681	18.78500
0.60	0.03	0.010254025	87.4288	22.023
0.61	0.00	0.010263842	87.3905	27.83990
0.62	0.00	0.010278097	87.3541	34.51120

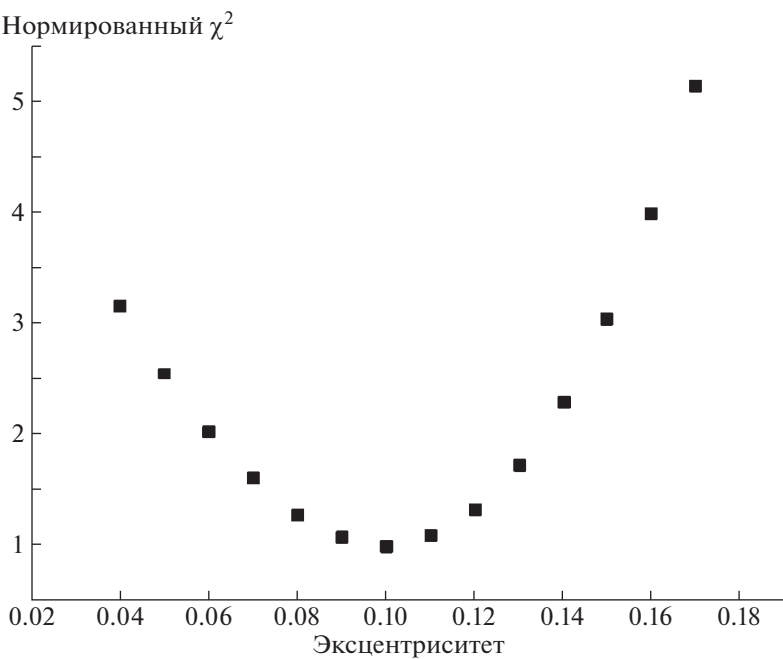


Рис. 5. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета $e = 0.04\text{--}0.17$ при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 90^\circ$.

Таблица 4. Результаты интерпретации модельной кривой блеска при значениях эксцентриситета $e = 0.0\text{--}0.15$ и долготы периастра $\omega = 270^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p, a	$i, ^\circ$	χ^2
0.00	0.27	0.010361409	86.8085	7.60867
0.01	0.30	0.010329313	86.8773	6.35237
0.02	0.32	0.010297132	86.953	5.22887
0.03	0.34	0.010266061	87.0366	4.23469
0.04	0.35	0.010241904	87.128	3.3746
0.05	0.37	0.010199651	87.2322	2.65104
0.06	0.39	0.010166957	87.3472	2.06223
0.07	0.40	0.010130594	87.477	1.60621
0.08	0.42	0.010086548	87.6254	1.27943
0.09	0.43	0.010053001	87.7935	1.08815
0.10	0.45	0.010002638	87.9931	1.01329
0.11	0.46	0.00996397	88.229	1.05901
0.12	0.48	0.009912754	88.5269	1.22085
0.13	0.49	0.009867854	88.9319	1.48079
0.14	0.50	0.00982304	89.8049	1.84133
0.15	0.02	0.010902936	90.0004	126.546

Таблица 5. Результаты интерпретации модельной кривой блеска при значениях эксцентриситета $e = 0.18\text{--}0.35$ и долготы периастра $\omega = 270^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p, a	$i, ^\circ$	χ^2
0.18	0.22	0.010432002	85.9847	9.95654
0.19	0.25	0.010413223	86.0545	8.52385
0.20	0.27	0.01038642	86.1341	7.20911
0.21	0.29	0.010354921	86.2245	6.01863
0.22	0.31	0.010326582	86.3258	4.95312
0.23	0.33	0.010294828	86.4408	4.01497
0.24	0.35	0.010256415	86.5725	3.20178
0.25	0.37	0.010218345	86.723	2.52319
0.26	0.38	0.010183517	86.895	1.97195
0.27	0.40	0.010141349	87.0965	1.53967
0.28	0.42	0.01009423	87.3354	1.23518
0.29	0.43	0.010051806	87.6225	1.0554
0.30	0.45	0.01000298	87.9842	1.00543
0.31	0.46	0.009958678	88.4719	1.07433
0.32	0.48	0.009900718	89.3468	1.26791
0.33	0.06	0.010849159	90.0004	81.9252
0.34	0.00	0.012086888	90.0004	554.275
0.35	0.00	0.013347151	90.0004	1700.45

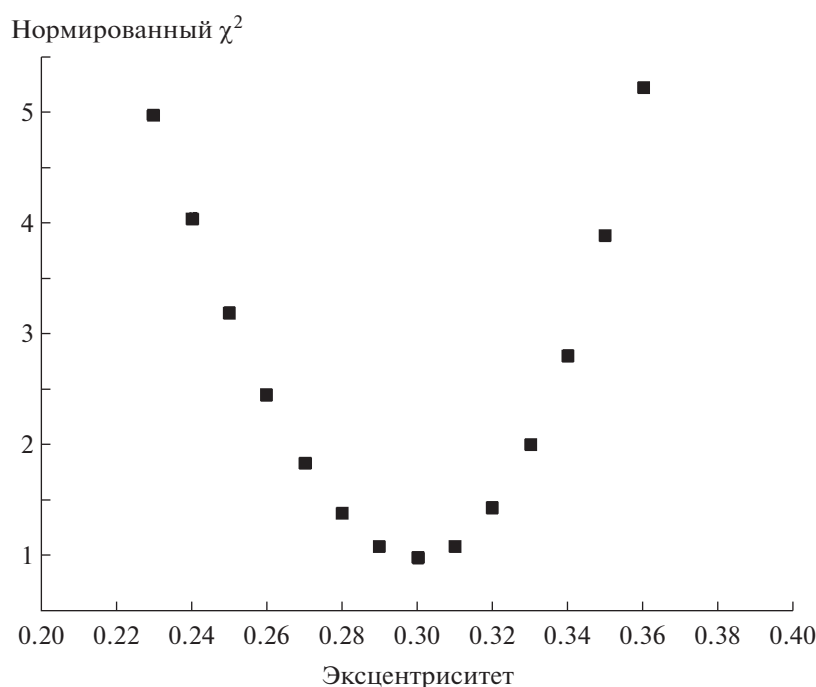


Рис. 6. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета $e = 0.23$ – 0.36 при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 90^\circ$.

Таблица 6. Результаты интерпретации модельной кривой блеска при значениях эксцентриситета $e = 0.4$ – 0.54 и долготы периастра $\omega = 170^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p, a	$i, ^\circ$	χ^2
0.40	0.25	0.010437636	84.742	8.01467
0.41	0.28	0.01040537	84.86	6.72334
0.42	0.30	0.010371652	84.9986	5.54395
0.43	0.32	0.010333837	85.1628	4.49039
0.44	0.34	0.010296193	85.3565	3.56914
0.45	0.36	0.010252233	85.5885	2.77881
0.46	0.38	0.010207418	85.8677	2.13496
0.47	0.40	0.010157995	86.2098	1.635
0.48	0.42	0.010105925	86.6394	1.27752
0.49	0.44	0.010047879	87.2066	1.06554
0.50	0.45	0.009997602	88.0285	0.993937
0.51	0.39	0.010120351	90.0004	3.15305
0.52	0.00	0.011589492	90.0004	223.805
0.53	0.00	0.013097642	90.0004	1100.11
0.54	0.00	0.014644974	90.0004	2958.11

Интерпретация наблюдаемой транзитной кривой блеска Kerlet-7b выполнена при разных значениях долготы периастра: $\omega = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ и 177° , результаты соответственно представлены в табл. 7–10 и на рис. 11–14. Видно, что эксцентриситет значительно зависит от априорного значения долготы периастра. При изменении долготы периастра от $\omega = 45^\circ$ до 177° значение эксцентриситета изменяется от 0.06 до 0.09.

Это указывает на то, что орбита двойной эксцентрична. В то же время существующие оценки эксцентриситета данной системы, полученные как из кривых лучевых скоростей, так и из фотометрических данных разнятся от $e = 0$ до 0.1 [5, 15, 17].

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА НА ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Поскольку барицентр орбиты двойной системы с экзопланетой расположен внутри материнской звезды или близко к ее поверхности, то амплитуда кривой лучевых скоростей, как правило, составляет ~ 10 – 40 км/с при ошибке индивидуальных значений кривой лучевых скоростей ~ 5 – 10 км/с.

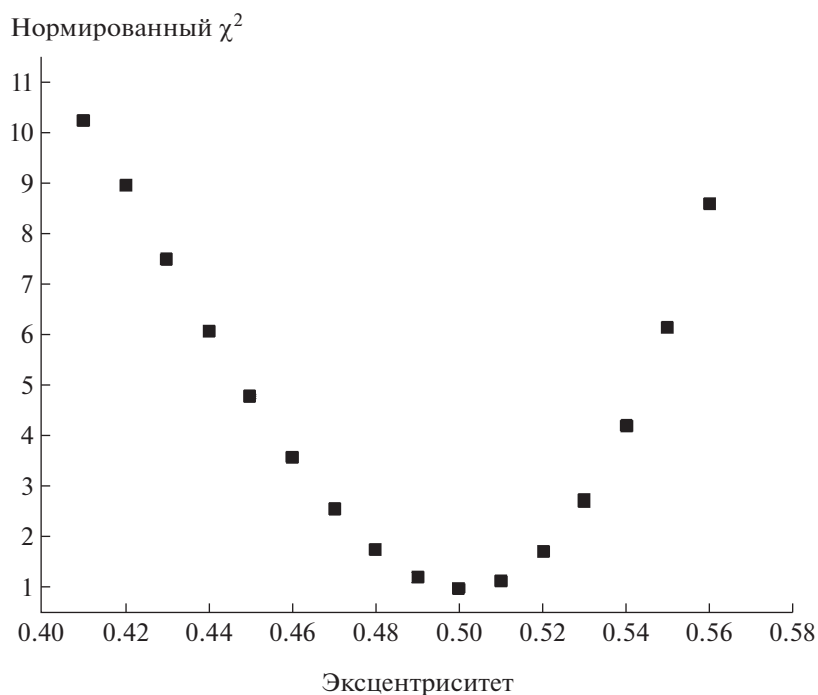


Рис. 7. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета $e = 0.41\text{--}0.56$ при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 90^\circ$.

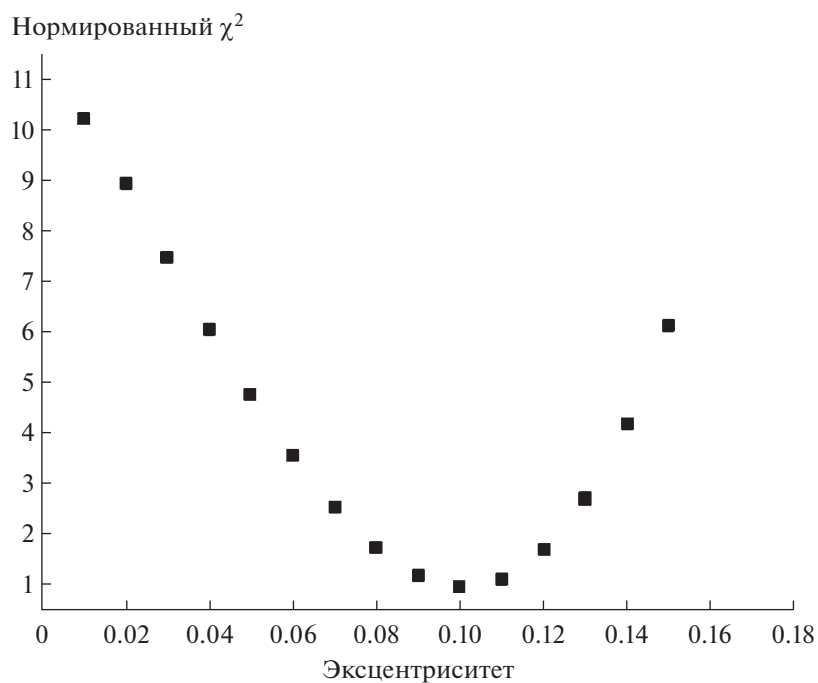


Рис. 8. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета $e = 0.01\text{--}0.15$ при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 270^\circ$.

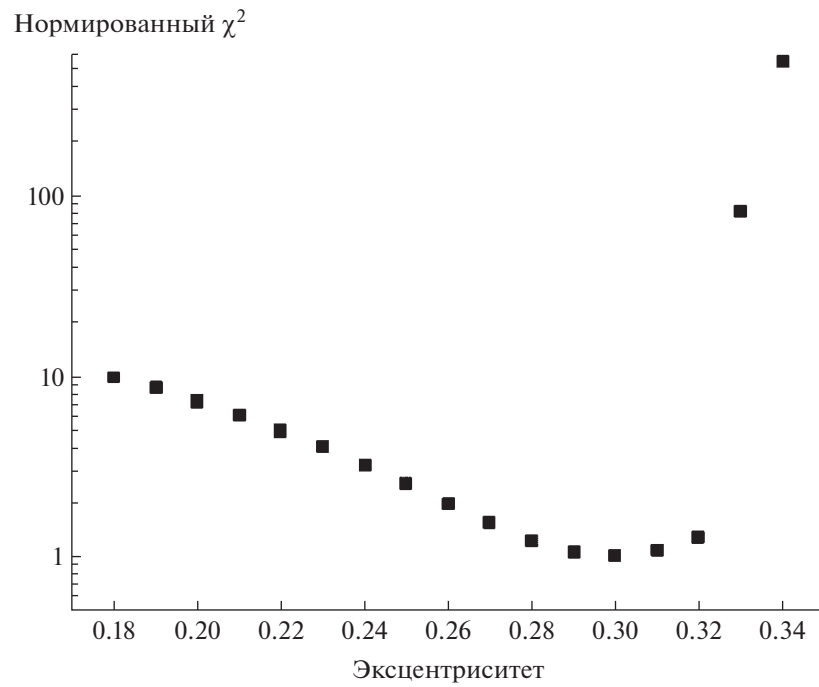


Рис. 9. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета $e = 0.18\text{--}0.34$ при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 270^\circ$.

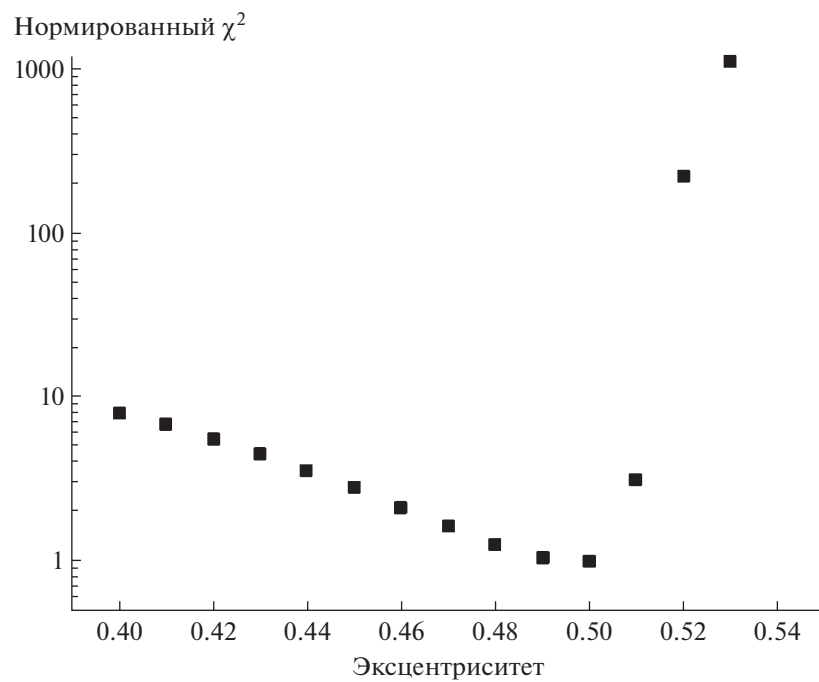


Рис. 10. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета $e = 0.40\text{--}0.53$ при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 270^\circ$.

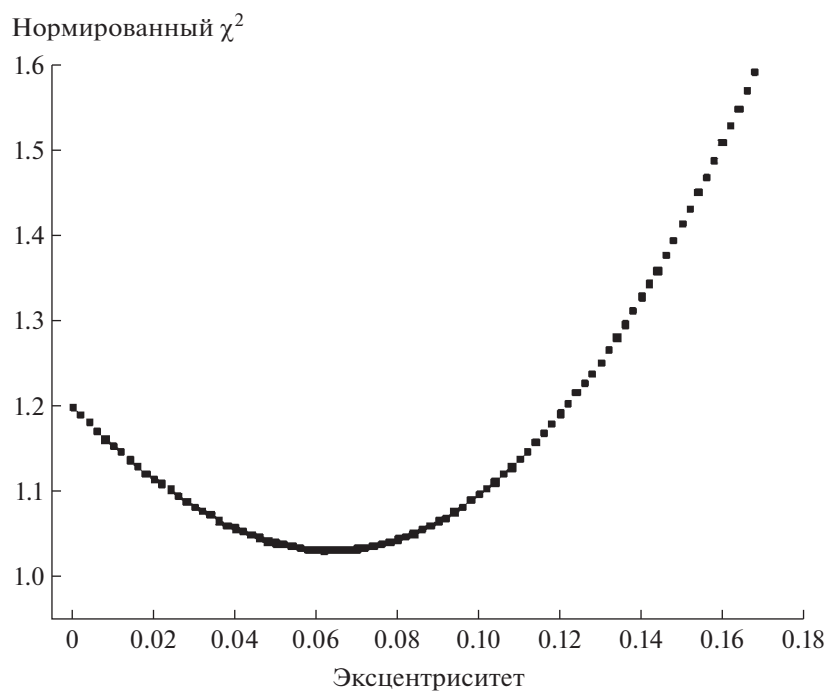


Рис. 11. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета для наблюдаемой кривой блеска Kepler-7b при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 45^\circ$.

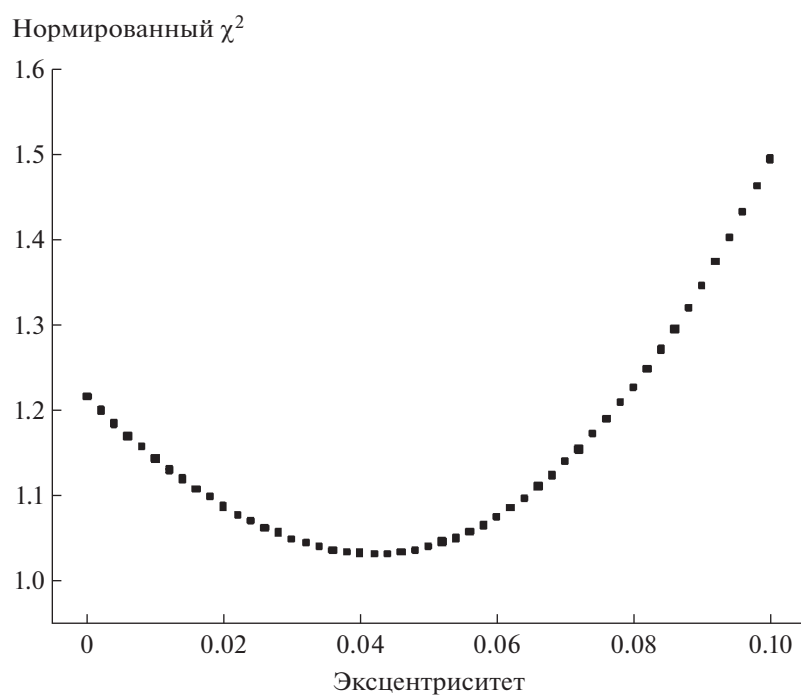


Рис. 12. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета для наблюдаемой кривой блеска Kepler-7b при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 90^\circ$.

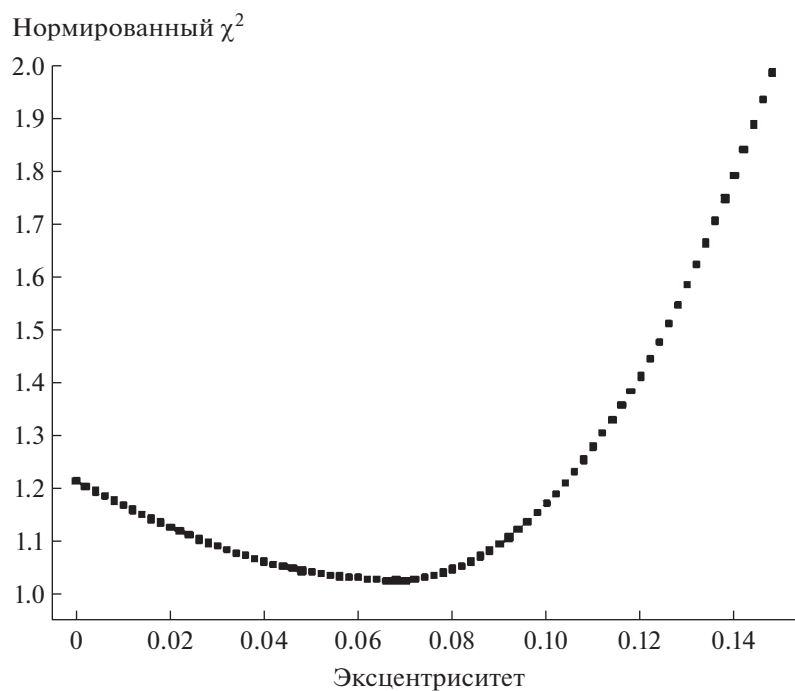


Рис. 13. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета для наблюдаемой кривой блеска Kepler-7b при фиксированном значении долготы периастро $\omega = 135^\circ$.

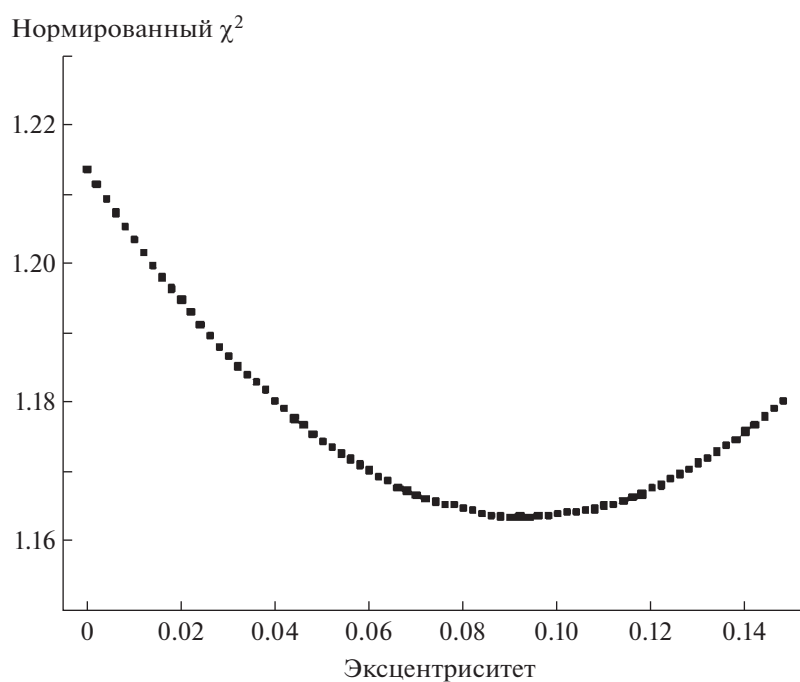


Рис. 14. Зависимость невязки χ^2 от значения эксцентриситета для наблюдаемой кривой блеска Kepler-7b при фиксированном значении долготы периастро $\omega = 177^\circ$.

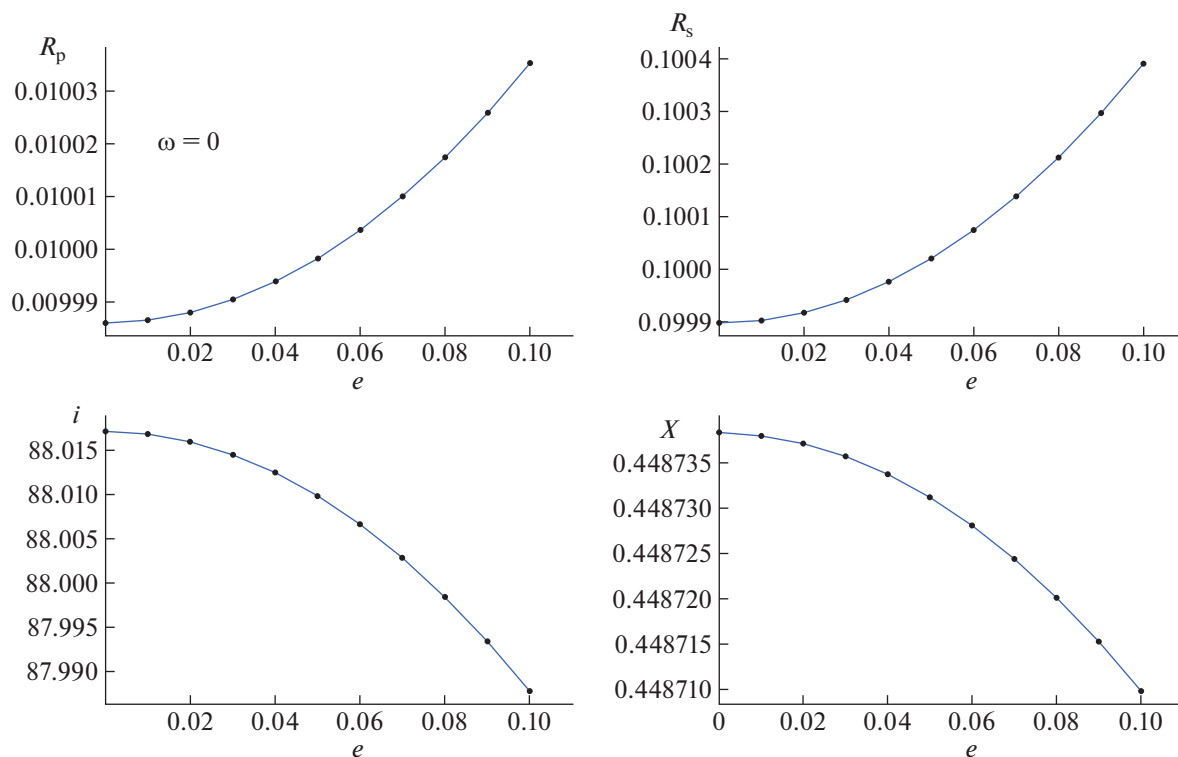


Рис. 15. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 0^\circ$, полученные в результате интерпретации модельной транзитной кривой блеска.

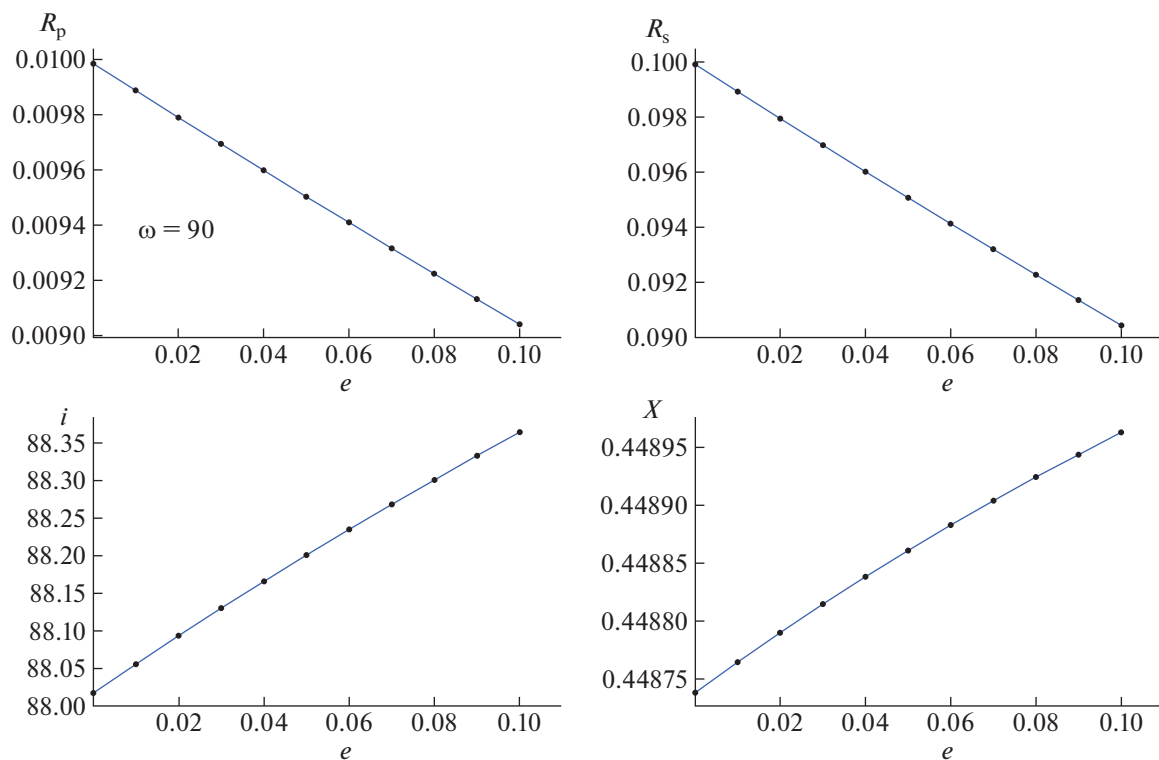


Рис. 16. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 90^\circ$, полученные в результате интерпретации модельной транзитной кривой блеска.

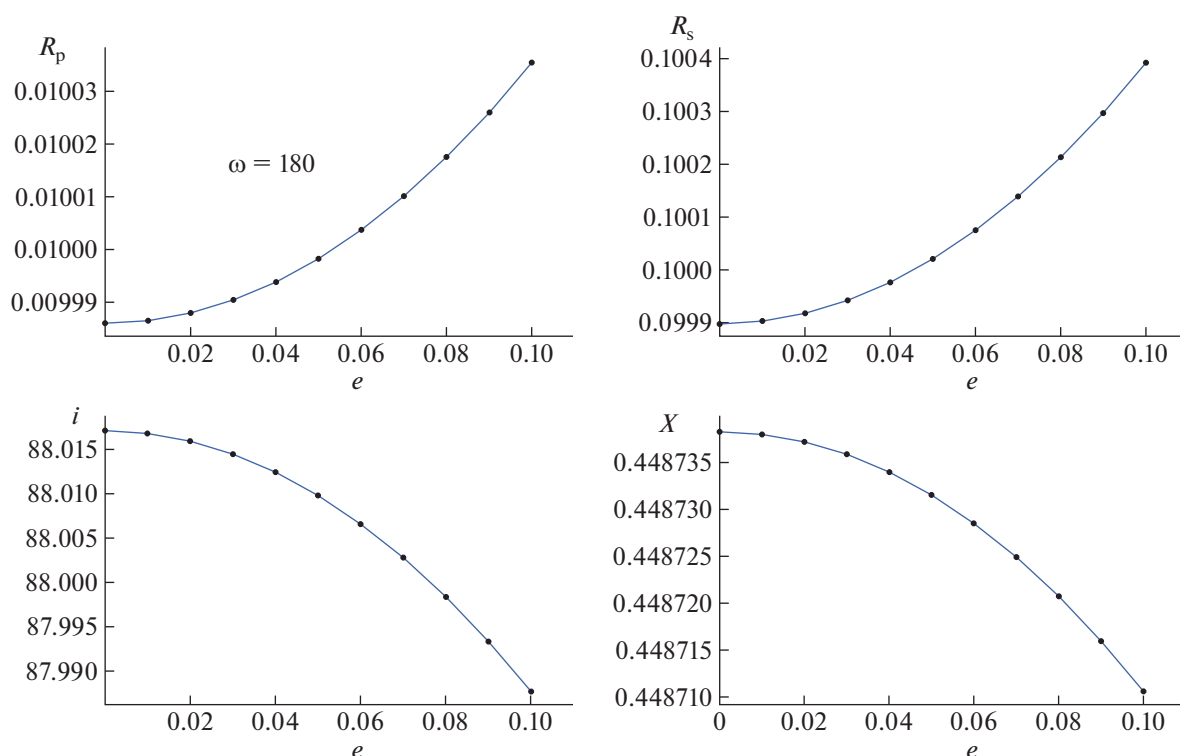


Рис. 17. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастро $\omega = 180^\circ$, полученные в результате интерпретации модельной транзитной кривой блеска.

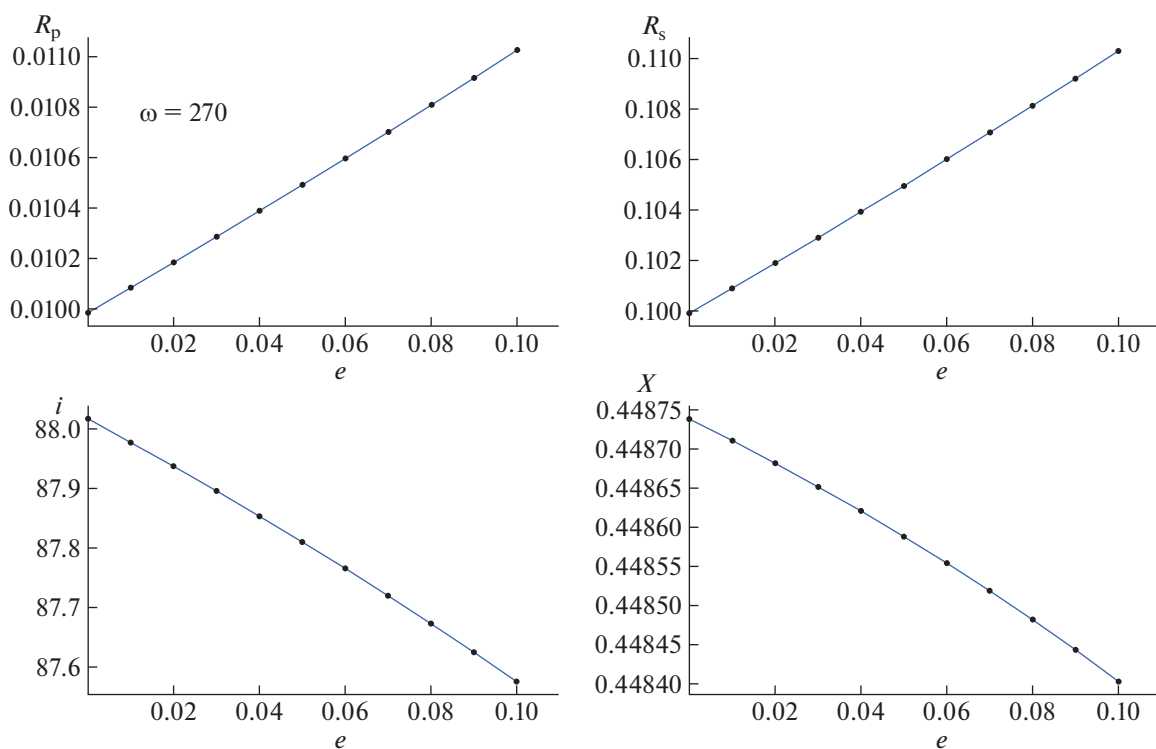


Рис. 18. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастро $\omega = 270^\circ$, полученные в результате интерпретации модельной транзитной кривой блеска.

Таблица 7. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска Керлер-7b при значении долготы периастра $\omega = 177^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p , км	i , °	χ^2	e	x	R_p , км	i , °	χ^2
0.000	0.65	119 125	84.481	1.21353	0.076	0.61	119 622	84.3876	1.17
0.002	0.64	119 214	84.4777	1.21149	0.078	0.61	119 711	84.3842	1.16522
0.004	0.64	119 154	84.476	1.20936	0.080	0.60	119 657	84.3826	1.16465
0.006	0.64	119 241	84.4727	1.2073	0.082	0.60	119 603	84.3809	1.16
0.008	0.64	119 184	84.471	1.20532	0.084	0.60	119 692	84.3776	1.16393
0.010	0.64	119 272	84.4677	1.20339	0.086	0.60	119 638	84.3759	1.16374
0.012	0.64	119 216	84.466	1.20155	0.088	0.60	119 726	84.3726	1.16355
0.014	0.64	119 304	84.4627	1.19978	0.090	0.60	119 672	84.3709	1.16342
0.016	0.64	119 248	84.461	1.19807	0.092	0.60	119 760	84.3676	1.16349
0.018	0.64	119 336	84.4577	1.19647	0.094	0.60	119 706	84.3659	1.16334
0.020	0.63	119 281	84.456	1.19481	0.096	0.60	119 653	84.3642	1.16362
0.022	0.63	119 370	84.4527	1.19305	0.098	0.60	119 741	84.3609	1.16
0.024	0.63	119 315	84.451	1.19135	0.100	0.60	119 687	84.3592	1.16388
0.026	0.63	119 404	84.4477	1.18976	0.102	0.59	119 775	84.3559	1.16414
0.028	0.63	119 350	84.446	1.19	0.104	0.59	119 713	84.3542	1.16422
0.030	0.63	119 439	84.4427	1.18678	0.106	0.59	119 800	84.3509	1.1645
0.032	0.63	119 385	84.441	1.19	0.108	0.59	119 746	84.3492	1.16458
0.034	0.63	119 475	84.4377	1.18414	0.110	0.59	119 692	84.3475	1.1651
0.036	0.63	119 422	84.436	1.18268	0.112	0.59	119 778	84.3442	1.17
0.038	0.62	119 505	84.4326	1.18168	0.114	0.59	119 724	84.3425	1.16578
0.040	0.62	119 450	84.431	1.18007	0.116	0.59	119 810	84.3392	1.16631
0.042	0.62	119 396	84.4293	1.17905	0.118	0.59	119 756	84.3375	1.16673
0.044	0.62	119 485	84.426	1.17758	0.120	0.59	119 842	84.3342	1.1676
0.046	0.62	119 431	84.4243	1.17659	0.122	0.59	119 787	84.3325	1.16803
0.048	0.62	119 520	84.421	1.17529	0.124	0.59	119 733	84.3308	1.16888
0.050	0.62	119 466	84.4193	1.17435	0.126	0.59	119 819	84.3275	1.16966
0.052	0.62	119 555	84.416	1.17342	0.128	0.58	119 765	84.3258	1.17035
0.054	0.62	119 501	84.4143	1.17252	0.130	0.58	119 851	84.3225	1.17125
0.056	0.62	119 591	84.411	1.17177	0.132	0.58	119 797	84.3208	1.17182
0.058	0.62	119 536	84.4093	1.17097	0.134	0.58	119 743	84.3192	1.17278
0.060	0.61	119 626	84.4059	1.17018	0.136	0.58	119 828	84.3158	1.17366
0.062	0.61	119 572	84.4043	1.16919	0.138	0.58	119 774	84.3142	1.17455
0.064	0.61	119 518	84.4026	1.16867	0.140	0.58	119 860	84.3108	1.17574
0.066	0.61	119 607	84.3993	1.16769	0.142	0.58	119 806	84.3091	1.17663
0.068	0.61	119 553	84.3976	1.16721	0.144	0.58	119 753	84.3075	1.17787
0.070	0.61	119 642	84.3943	1.16653	0.146	0.58	119 838	84.3041	1.17907
0.072	0.61	119 588	84.3926	1.1661	0.148	0.58	119 785	84.3025	1.18017
0.074	0.61	119 676	84.3893	1.17					

Таблица 8. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска Kepler-7b при значении долготы периастра $\omega = 90^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p , км	i , °	χ^2	e	x	R_p , км	i , °	χ^2
0.000	0.61	119603	84.4143	1.21353	0.052	0.50	121754	84.1351	1.04449
0.002	0.61	119665	84.4009	1.19791	0.054	0.50	121910	84.1262	1.04923
0.004	0.60	119758	84.3876	1.18258	0.056	0.50	121982	84.1184	1.05702
0.006	0.60	119869	84.3742	1.16780	0.058	0.49	121969	84.1115	1.06431
0.008	0.60	120003	84.3609	1.15580	0.060	0.49	122074	84.1036	1.07351
0.010	0.59	120010	84.3492	1.14195	0.062	0.48	122093	84.0967	1.08422
0.012	0.59	120188	84.3358	1.12911	0.064	0.48	122231	84.0889	1.09574
0.014	0.58	120238	84.3242	1.11782	0.066	0.47	122177	84.0830	1.10931
0.016	0.58	120308	84.3125	1.10634	0.068	0.47	122347	84.0751	1.12254
0.018	0.58	120400	84.3008	1.09714	0.070	0.46	122324	84.0692	1.13806
0.020	0.57	120504	84.2891	1.08574	0.072	0.46	122420	84.0623	1.15265
0.022	0.57	120636	84.2774	1.07647	0.074	0.46	122426	84.0564	1.17029
0.024	0.56	120788	84.2658	1.06984	0.076	0.45	122446	84.0505	1.18802
0.026	0.56	120803	84.2557	1.06025	0.078	0.45	122588	84.0436	1.20702
0.028	0.55	120836	84.2457	1.05554	0.080	0.44	122531	84.0387	1.22748
0.030	0.55	121049	84.2340	1.04851	0.082	0.44	122702	84.0318	1.24878
0.032	0.55	121121	84.2240	1.04333	0.084	0.43	122672	84.0269	1.27125
0.034	0.54	121213	84.2140	1.04001	0.086	0.43	122765	84.0210	1.29488
0.036	0.54	121161	84.2057	1.03582	0.088	0.42	122762	84.0161	1.32039
0.038	0.53	121289	84.1957	1.03333	0.090	0.42	122773	84.0112	1.34600
0.040	0.53	121436	84.1856	1.03157	0.092	0.41	122797	84.0063	1.37377
0.042	0.53	121432	84.1773	1.03146	0.094	0.41	122938	84.0004	1.40191
0.044	0.52	121500	84.1685	1.03101	0.096	0.40	122877	83.9965	1.43156
0.046	0.52	121585	84.1596	1.03284	0.098	0.40	122941	83.9915	1.46135
0.048	0.51	121688	84.1508	1.03563	0.100	0.40	123017	83.9866	1.49344
0.050	0.51	121709	84.1429	1.03885					

Относительно небольшая амплитуда кривой лучевых скоростей при сравнительно большой ошибке не позволяет точно определить значение эксцентриситета орбиты двойной. Как правило, для простоты расчетов эксцентриситет орбиты двойной принимается в большинстве случаев близким к нулю, что может быть не совсем верно. Поэтому авторы для полноты исследования рассмотрели степень влияния неопределенности значения эксцентриситета орбиты двойной на значение радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , коэффициента потемнения к краю x и наклонения орбиты i , определяемых в ходе интерпретации транзитной кривой блеска. Или, другими словами, в какой мере неопределенность в значении эксцентриситета e вносит неопределенность в значение радиуса планеты, радиуса звезды, коэффициента потемнения к краю наклонения орбиты?

Для ответа на этот вопрос авторы выполнили интерпретацию модельной кривой блеска, полученной при следующих значениях параметров: $e = 0.0$, $R_s = 0.1$, $R_p = 0.01$, $P_{orb} = 8^d$, $x = 0.45$, $i = 88^\circ$. Интерпретация выполнена при значениях долготы периастра 0° , 180° , 90° и 270° для каждого значения эксцентриситета $e = 0.0, \dots, 0.1$ с шагом 0.01. Искомые параметрами задачи являлись: радиус планеты R_p , радиус звезды R_s , коэффициент потемнения к краю x и наклонение орбиты i .

Результаты интерпретации для долготы периастра $\omega = 0^\circ$, 90° , 180° и 270° представлены на рис. 15–18 соответственно. Из рис. 15–18 видно, что разброс значений радиуса звезды R_s и радиуса планеты R_p при отсутствии априорной информации о значении эксцентриситета и долготы периастра может достигать $\sim 10\%$. Максимальный раз-

Таблица 9. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска Kerler-7b при значении долготы периастра $\omega = 45^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p , км	i , °	χ^2	e	x	R_p , км	i , °	χ^2
0.000	0.60	119752	84.3909	1.19739	0.100	0.51	122262	84.1005	1.09540
0.002	0.60	119818	84.3826	1.18853	0.102	0.50	122242	84.0972	1.10152
0.004	0.59	119894	84.3742	1.17902	0.104	0.50	122228	84.0939	1.10952
0.006	0.59	119833	84.3676	1.16892	0.106	0.50	122399	84.0888	1.11887
0.008	0.59	119931	84.3592	1.15925	0.108	0.50	122395	84.0855	1.12668
0.010	0.59	120039	84.3509	1.15115	0.110	0.50	122396	84.0822	1.13621
0.012	0.59	120008	84.3442	1.14462	0.112	0.49	122401	84.0788	1.14573
0.014	0.58	120144	84.3358	1.13538	0.114	0.49	122412	84.0755	1.15555
0.016	0.58	120134	84.3292	1.12787	0.116	0.49	122427	84.0722	1.16630
0.018	0.58	120287	84.3208	1.11986	0.118	0.49	122447	84.0688	1.17766
0.020	0.58	120298	84.3142	1.11249	0.120	0.49	122655	84.0638	1.18942
0.022	0.58	120318	84.3075	1.10710	0.122	0.49	122685	84.0605	1.20130
0.024	0.57	120347	84.3008	1.10081	0.124	0.49	122719	84.0571	1.21351
0.026	0.57	120541	84.2925	1.09315	0.126	0.48	122571	84.0555	1.22564
0.028	0.57	120591	84.2858	1.08641	0.128	0.48	122614	84.0521	1.23822
0.030	0.57	120649	84.2791	1.08074	0.130	0.48	122660	84.0488	1.25144
0.032	0.57	120717	84.2724	1.07585	0.132	0.48	122711	84.0455	1.26512
0.034	0.56	120636	84.2674	1.07101	0.134	0.48	122766	84.0421	1.27959
0.036	0.56	120722	84.2607	1.06453	0.136	0.48	122826	84.0388	1.29484
0.038	0.56	120817	84.2541	1.05913	0.138	0.48	122882	84.0354	1.31092
0.040	0.56	120922	84.2474	1.05551	0.140	0.48	122949	84.0321	1.32759
0.042	0.56	120875	84.2424	1.05195	0.142	0.47	122830	84.0304	1.34253
0.044	0.55	120989	84.2357	1.04858	0.144	0.47	122904	84.0271	1.35771
0.046	0.55	120957	84.2307	1.04479	0.146	0.47	122983	84.0238	1.37532
0.048	0.55	121095	84.2240	1.04079	0.148	0.47	123065	84.0204	1.39267
0.050	0.55	121078	84.2190	1.03828	0.150	0.46	122958	84.0187	1.41195
0.052	0.55	121233	84.2123	1.03654	0.152	0.46	123048	84.0154	1.42955
0.054	0.55	121232	84.2073	1.03471	0.154	0.47	123140	84.0121	1.44863
0.056	0.54	121238	84.2023	1.03241	0.156	0.46	123043	84.0104	1.46686
0.058	0.54	121252	84.1973	1.03147	0.158	0.46	123142	84.0071	1.48530
0.060	0.54	121440	84.1906	1.03095	0.160	0.46	123245	84.0037	1.50673
0.062	0.54	121469	84.1856	1.02979	0.162	0.46	123156	84.0021	1.52624
0.064	0.54	121505	84.1806	1.03008	0.164	0.46	123266	83.9987	1.54647
0.066	0.53	121548	84.1756	1.03086	0.166	0.45	123182	83.9971	1.56831
0.068	0.53	121598	84.1706	1.03087	0.168	0.46	123297	83.9937	1.58973
0.070	0.53	121655	84.1656	1.03174	0.170	0.45	123219	83.9920	1.61139
0.072	0.53	121720	84.1606	1.03349	0.172	0.45	123340	83.9887	1.63294
0.074	0.53	121620	84.1573	1.03551	0.174	0.45	123266	83.9870	1.65717
0.076	0.52	121697	84.1523	1.03744	0.176	0.45	123394	83.9837	1.67926
0.078	0.52	121781	84.1473	1.03951	0.178	0.45	123324	83.9820	1.70486
0.080	0.52	121872	84.1422	1.04276	0.180	0.45	123457	83.9787	1.72770
0.082	0.52	121797	84.1389	1.04553	0.182	0.44	123392	83.9770	1.75300
0.084	0.52	121900	84.1339	1.04909	0.184	0.45	123530	83.9737	1.77847
0.086	0.52	122018	84.1289	1.05468	0.186	0.44	123469	83.9720	1.80291
0.088	0.51	121960	84.1256	1.05860	0.188	0.44	123410	83.9703	1.83084
0.090	0.51	122084	84.1206	1.06440	0.190	0.44	123556	83.9670	1.85552
0.092	0.51	122038	84.1172	1.06806	0.192	0.44	123501	83.9653	1.88319
0.094	0.51	122173	84.1122	1.07525	0.194	0.44	123651	83.9620	1.90951
0.096	0.51	122138	84.1089	1.08032	0.196	0.44	123600	83.9603	1.93766
0.098	0.50	122108	84.1055	1.08866	0.198	0.43	123550	83.9587	1.96594

Таблица 10. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска Kepler-7b при значении долготы периастра $\omega = 135^\circ$, полученные в программе [16]

e	x	R_p , км	i , °	χ^2	e	x	R_p , км	i , °	χ^2
0.000	0.65	119 125	84.481	1.21353	0.076	0.51	121 785	84.1272	1.03491
0.002	0.64	119 221	84.4694	1.20345	0.078	0.50	121 765	84.1206	1.04027
0.004	0.64	119 330	84.4577	1.19384	0.080	0.50	121 920	84.1122	1.04707
0.006	0.64	119 452	84.446	1.18530	0.082	0.49	121 913	84.1055	1.05269
0.008	0.63	119 439	84.436	1.17607	0.084	0.49	121 913	84.0989	1.06169
0.010	0.63	119 584	84.4243	1.16662	0.086	0.49	122 089	84.0905	1.07176
0.012	0.63	119 594	84.4143	1.15892	0.088	0.48	122 102	84.0838	1.08223
0.014	0.62	119 763	84.4026	1.14965	0.090	0.48	122 121	84.0772	1.09333
0.016	0.62	119 787	84.3926	1.14130	0.092	0.47	122 146	84.0705	1.10636
0.018	0.62	119 977	84.3809	1.13412	0.094	0.47	122 177	84.0638	1.12095
0.020	0.61	120 029	84.3709	1.12561	0.096	0.46	122 214	84.0571	1.13627
0.022	0.61	120 090	84.3609	1.11781	0.098	0.46	122 257	84.0505	1.15379
0.024	0.61	120 162	84.3509	1.11107	0.100	0.46	122 306	84.0438	1.17008
0.026	0.60	120 244	84.3409	1.10346	0.102	0.45	122 360	84.0371	1.18931
0.028	0.60	120 337	84.3308	1.09669	0.104	0.45	122 420	84.0304	1.20886
0.030	0.59	120 439	84.3208	1.09095	0.106	0.45	122 486	84.0238	1.23
0.032	0.59	120 397	84.3125	1.08389	0.108	0.44	122 551	84.0171	1.25333
0.034	0.59	120 519	84.3025	1.07776	0.110	0.43	122 451	84.0121	1.27745
0.036	0.58	120 651	84.2925	1.07259	0.112	0.43	122 533	84.0054	1.30237
0.038	0.58	120 636	84.2841	1.06648	0.114	0.43	122 620	83.9987	1.32733
0.040	0.58	120 787	84.2741	1.06192	0.116	0.42	122 535	83.9937	1.35598
0.042	0.57	120 790	84.2658	1.05667	0.118	0.42	122 631	83.987	1.38423
0.044	0.57	120 802	84.2574	1.05263	0.120	0.41	122 555	83.982	1.41368
0.046	0.57	120 980	84.2474	1.04874	0.122	0.41	122 662	83.9754	1.44603
0.048	0.56	121 009	84.239	1.04421	0.124	0.40	122 594	83.9703	1.47812
0.050	0.56	121 046	84.2307	1.04111	0.126	0.40	122 711	83.9637	1.51342
0.052	0.55	121 099	84.2224	1.03819	0.128	0.39	122 652	83.9587	1.54754
0.054	0.55	121 154	84.214	1.03535	0.130	0.39	122 777	83.952	1.59
0.056	0.55	121 217	84.2057	1.03365	0.132	0.38	122 727	83.947	1.62328
0.058	0.54	121 288	84.1973	1.03131	0.134	0.38	122 862	83.9403	1.66448
0.060	0.54	121 368	84.189	1.03095	0.136	0.38	122 819	83.9353	1.70633
0.062	0.53	121 455	84.1806	1.02858	0.138	0.37	122 780	83.9303	1.74817
0.064	0.53	121 550	84.1723	1.02732	0.140	0.37	122 928	83.9236	1.79195
0.066	0.53	121 489	84.1656	1.02589	0.142	0.36	122 896	83.9186	1.20
0.068	0.52	121 599	84.1573	1.0266	0.144	0.36	122 869	83.9136	1.89
0.070	0.52	121 718	84.1489	1.02591	0.146	0.35	122 844	83.9086	1.93496
0.072	0.51	121 678	84.1422	1.0284	0.148	0.34	122 823	83.9036	1.98454
0.074	0.51	121 811	84.1339	1.03124					

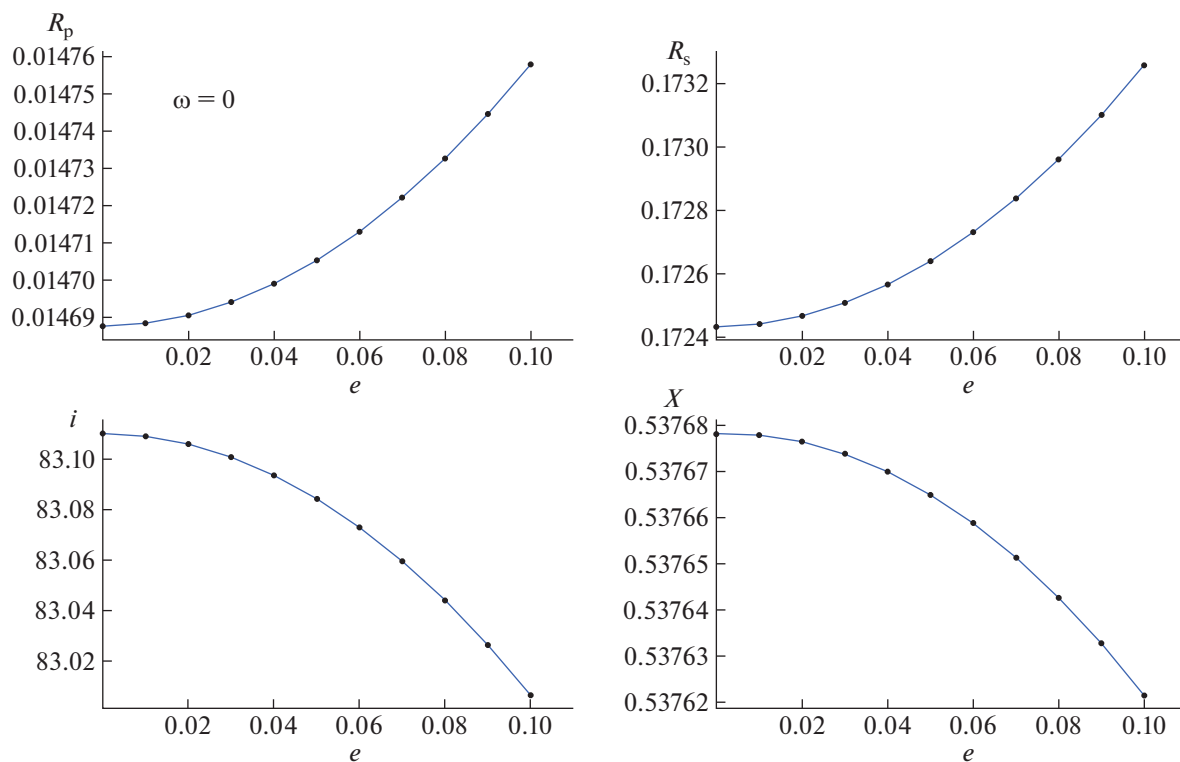


Рис. 19. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 0^\circ$, полученные в результате интерпретации наблюдаемой транзитной кривой блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-7b.

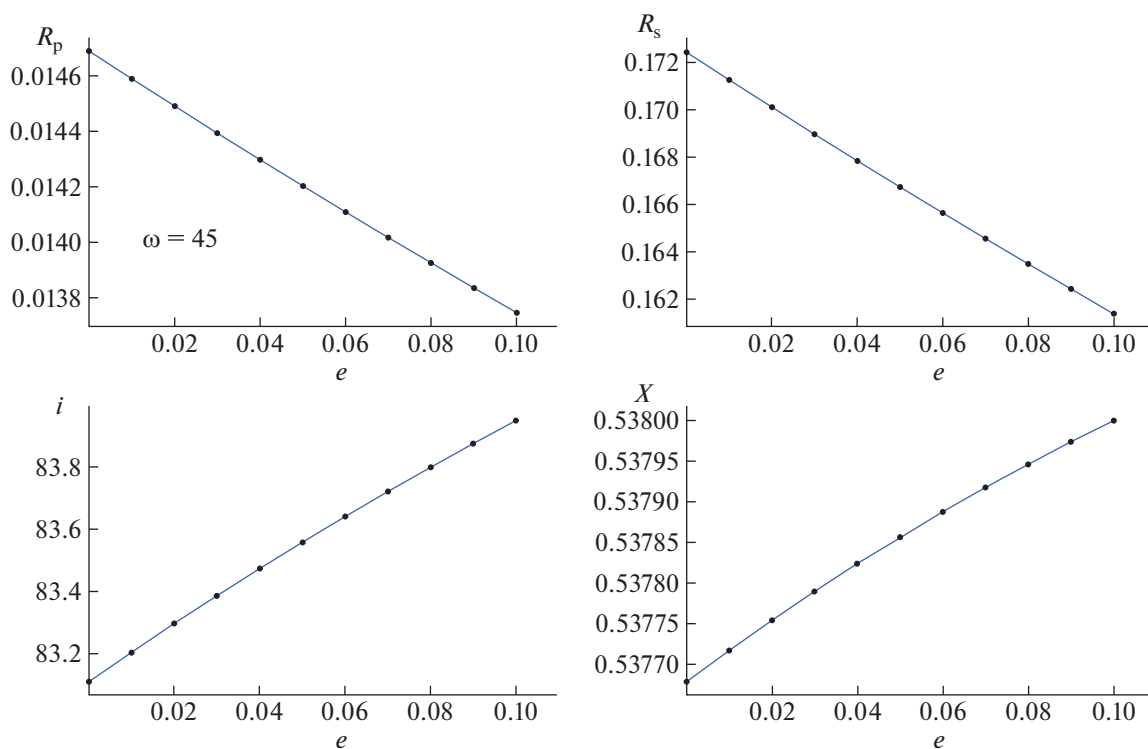


Рис. 20. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 45^\circ$, полученные в результате интерпретации наблюдаемой транзитной кривой блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-7b.

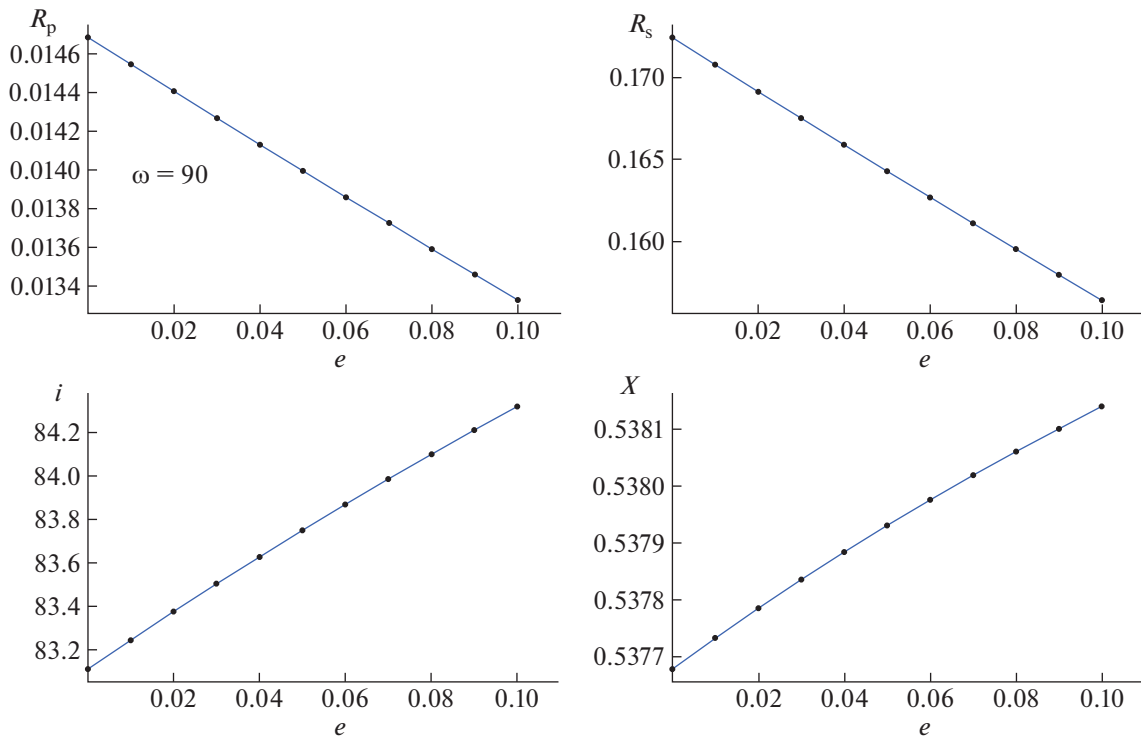


Рис. 21. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 90^\circ$, полученные в результате интерпретации наблюдаемой транзитной кривой блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-7b.

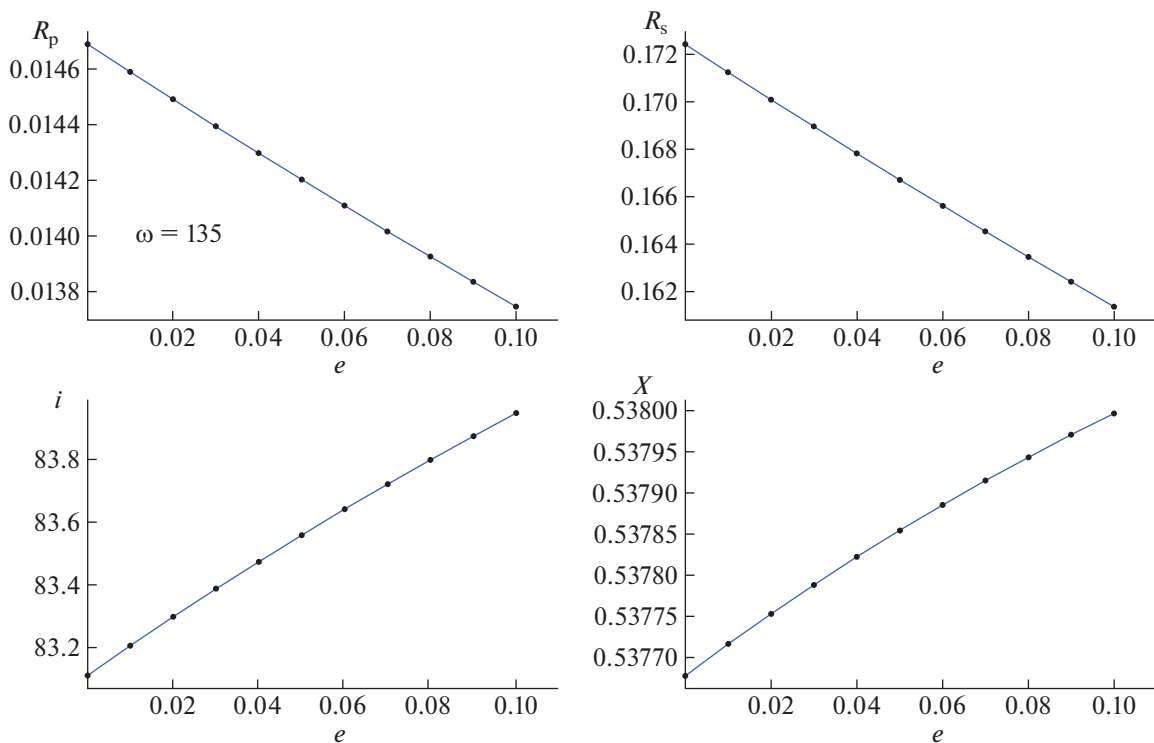


Рис. 22. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 135^\circ$, полученные в результате интерпретации наблюдаемой транзитной кривой блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-7b.

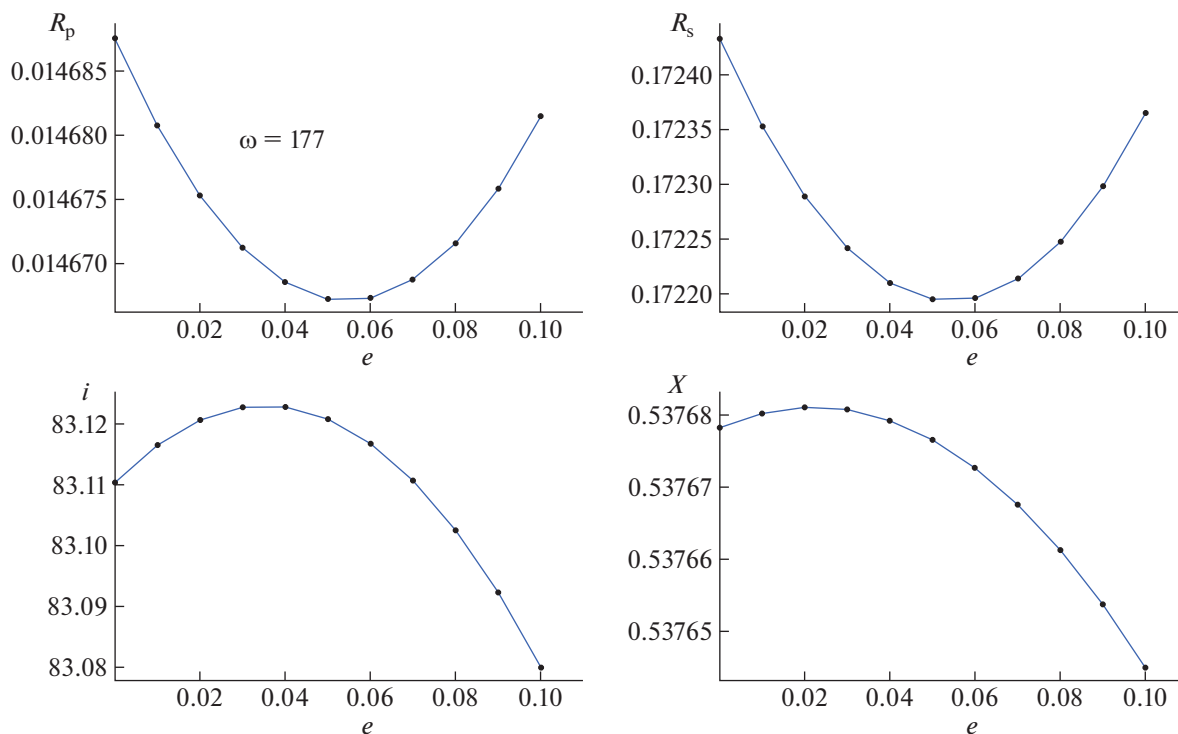


Рис. 23. Зависимость значения радиуса планеты R_p , радиуса звезды R_s , наклонения орбиты i и коэффициента потемнения к краю x от значения эксцентриситета e при фиксированном значении долготы периастра $\omega = 177^\circ$, полученные в результате интерпретации наблюдаемой транзитной кривой блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-7b.

брос в значении радиуса $\simeq 10\%$ достигается при долготах периастра 90° и 270° , когда эллипс орбиты повернут к наблюдателю “острой” стороной. В этом случае неопределенность радиуса максимальна, поскольку при таких значениях долготы периастра у затменных двойных систем различие в ширинах главного и вторичного минимумов максимально, и в данном случае сумма радиусов компонентов сильнее всего влияет на ширину затмения.

Следует отметить, что зависимость радиуса звезды от эксцентриситета орбиты может использоваться в обратном ключе. Например, если есть ограничение звезды по значению радиуса (см. каталог Гайя), то в этом случае мы можем наложить ограничение на эксцентриситет двойной.

Из рис. 15–18 видно, что значения коэффициента потемнения к краю x и наклонения орбиты i устойчивы к неопределенности эксцентриситета.

Аналогичный расчет был выполнен для наблюдаемой транзитной кривой блеска двойной системы Kepler-7b. Для фиксированных значений радиуса звезды $R_s = 1.96 R_\odot$, фиксированного значения периода двойной $P_{orb} = 4.885525^d$, при фиксированных значениях эксцентриситета в пределах $e = 0.0, \dots, 0.1$ при значениях долготы

периастра $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ и 177° для каждого значения эксцентриситета решена обратная задача. Искомыми параметрами задачи являлись: радиус планеты R_p , радиус звезды R_s , коэффициент потемнения к краю x , наклонение орбиты i . Значение большой полуоси двойной системы Kepler-7b было принято равным 0.06246 а.е.

Результаты интерпретации наблюдаемой транзитной кривой двойной Kepler-7b для долготы периастра $\omega = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ и 177° представлены на рис. 19–23 соответственно. Для наблюдаемой кривой блеска для долгот периастра 45° и 135° разброс значений радиусов планеты и звезды также составляет $\sim 9\text{--}10\%$.

Таким образом, из представленных расчетов видно, что незнание долготы периастра и значения эксцентриситета (или ошибочного априорного предположения о круговой орбите) может приводить к ошибкам определения радиусов планеты и звезды до 10% . Значения же наклонения орбиты и коэффициентов потемнения к краю устойчивы к отсутствию априорной информации о значении эксцентриситета и долготы периастра.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

Интерпретация наблюдаемых транзитных кривых блеска не позволяет одновременно получить надежные значения эксцентриситета e и долготы периастра ω . Однако при априорной информации о значении долготы периастра ω на основе наблюдаемой транзитной кривой блеска можно получить надежное значение эксцентриситета орбиты e двойной системы с экзопланетой.

При отсутствии информации о долготе периастра ω анализ кривой затмения звезды экзопланетой позволяет оценить интервал возможных значений эксцентриситета. Это полезная информация, которая может быть получена независимо от результатов сложных спектроскопических исследований.

Также прослеживается заметная корреляция между параметром эксцентриситета e и коэффициентом потемнения звезды к краю x . Характер данной корреляции четко зависит от долготы периастра транзита. Так, при транзите, происходящем вблизи периастра ($\omega = 270^\circ$), коэффициент потемнения к краю растет вместе с ростом эксцентриситета, и наоборот, для транзитов, происходящих вблизи апоафра ($\omega = 90^\circ$), наблюдается падение коэффициента потемнения к краю при росте эксцентриситета.

Данный эффект может быть связан с изменением прицельного расстояния, которое при небольших изменениях наклона орбиты изменяется вместе с расстоянием между планетой и звездой в момент транзита. Это согласуется с результатами, полученными для кривых блеска экзопланеты HD 209458b [3] и, по крайней мере частично (например, в сочетании с эффектами запятненности звезды), может объяснить расхождение между теоретическими и эмпирически полученными коэффициентами потемнения к краю.

При отсутствии априорной информации о значении долготы периафра мы не можем определить точное значение эксцентриситета из фотометрических данных с использованием одной транзитной кривой блеска. Однако интерпретация транзитной кривой блеска дает представление об эксцентricности или не эксцентricности орбиты, и позволяет примерно оценить величину эксцентриситета. Авторы рекомендуют в искомые параметры включать не только традиционный набор параметров (радиусы планеты и звезды, наклонение орбиты и коэффициенты потемнения к краю), но и выполнять минимизацию наблюдаемой кривой блеска по эксцентриситету.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря успешной работе космических обсерваторий накоплен обширный банк фотомет-

рических данных, который может быть использован не только для получения значения геометрических параметров двойной системы с экзопланетой, но и для оценки значений орбитальных параметров e и ω , которые, как показали недавние исследования, тоже стоит принимать во внимание [3].

Однако вследствие использования одной кривой затмения, точное определение значения эксцентриситета без априорной информации о величине ω невозможно. Можно говорить, что в этом случае надежно определяется величина $e \sin \omega$, этот вопрос авторы предполагают рассмотреть в дальнейших исследованиях.

Таким образом, анализ транзитных кривых блеска двойных систем с экзопланетами с включением в качестве искомого параметра эксцентриситета орбиты позволяет дать ограничения на степень эксцентricности орбиты для короткопериодических систем, у которых величины эксцентриситета, как правило, малы и лежат в пределах значительных ошибок определения. Знание степени эксцентricности орбиты короткопериодических систем с экзопланетами важно для выявления механизмов округления их орбит в результате приливной диссипации энергии орбитального обращения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта Научно-образовательной школы МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, а также Программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Д.В. Бисикало за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. Claret and S. Bloemen*, Astron. and Astrophys. **529**, id. A75 (2011).
2. *J. Southworth*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **386**, 1644 (2008).
3. *Е. В. Бекесов, А. М. Черепашук*, Астрон. журн. **100**(2), 173 (2023).
4. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук*, Астрон. журн. **87**(12), 1199 (2010).
5. *B. O. Demory, S. Seager, N. Madhusudhan, H. Kjeldsen, et al.*, Astrophys. J. Letters **735**(1), L12 (2011).
6. *J. P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **57**, 383 (1977).
7. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук*, Астрон. журн. **85**(2), 121 (2008).
8. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев*, Вычисл. методы и программирование **15**, 677 (2014).

9. *M. K. Abubekеров, H. Ю. Гостев, А. М. Черепашчук*, Астрон. журн. **86**(8), 778 (2009).
10. *M. K. Abubekеров and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**, 2216 (2013).
11. *M. K. Abubekеров and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **459**, 2078 (2016).
12. *M. K. Abubekеров and N. Yu. Gostev*, Astron. and Astrophys. **633**, id. A96 (2020).
13. *M. K. Abubekеров, H. Ю. Гостев*, Астрон. журн. **98**(11), 922 (2021).
14. *H. Ю. Гостев*, Астрон. журн. **88**(7), 704 (2011).
15. *W. Latham, W. J. Borucki, D. G. Koch, T. M. Brown, et al.*, Astrophys. J. **713**, L140 (2010).
16. *Е. В. Бекесов, А. А. Белинский, С. Б. Попов*, Астрон. журн. **98**(12), 1043 (2021).
17. *A. S. Bonomo, S. Desidera, S. Benatti, and F. Borsa*, Astron. and Astrophys. **602**, id. A107 (2017).

ON THE POSSIBILITY OF ESTIMATION OF THE ORBIT ECCENTRICITY OF A BINARY SYSTEM WITH AN EXOPLANET USING A TRANSIT LIGHT CURVE

E. V. Bekesov^a, M. K. Abubekеров^a, N. Yu. Gostev^a, and A. M. Cherepashchuk^a

^a*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

Working with both simulated and observed transit light curves, we studied a possibility of determining an orbital eccentricity of a binary star system with an exoplanet. It is shown that determining an exact eccentricity value from transit light curves is possible if a longitude of a periastron is known. In the absence of information about the longitude of periastron, analysis of the transit light curve makes it possible to impose restrictions on orbital eccentricity values. The influence of uncertainty in the orbital eccentricity on the accuracy of determination of other parameters of the system (a radius of the star, a radius of the planet, orbit inclination, and limb darkening coefficient) has been studied.

Keywords: transit light curves, binary systems with exoplanets, eccentricity, limb darkening coefficients, planet radius, star radius

NO БИОМАРКЕР: ТРАНСМИССИОННЫЙ И ЭМИССИОННЫЙ МЕТОДЫ ЕГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ ЭКЗОПЛАНЕТ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТР-УФ

© 2023 г. Г. Н. Цуриков^{1,*}, Д. В. Бисикало^{2,1,**}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²Национальный Центр Физики и Математики, Саров, Россия

*E-mail: tsurikov@inasan.ru

**E-mail: bisikalo@inasan.ru

Поступила в редакцию 16.06.2023 г.

После доработки 23.08.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Среди всех факторов обитаемости экзопланет земного типа одним из определяющих является наличие у экзопланеты вторичной N_2 – O_2 доминантной атмосферы. Именно данный фактор может потенциально свидетельствовать об уже существующих геологических и биологических процессах на экзопланете. Между тем прямая характеристика N_2 – O_2 атмосфер у экзопланет земного типа является сложной наблюдательной задачей. Существует всего несколько индикаторов (молекул) такой атмосферы, среди которых можно выделить потенциальный биомаркер – молекулу окиси азота NO. Наиболее сильными спектральными признаками данной молекулы в ультрафиолетовом диапазоне являются γ -полосы (203–248 нм). Важную роль в поиске потенциальных биомаркеров на экзопланетах, в том числе в регистрации γ -полос NO, может сыграть планируемая к запуску космическая обсерватория Спектр-УФ. В работе приведены оценки возможности детектирования трансмиссии света в γ -полосах в атмосферах экзопланет с помощью данной обсерватории. Проведено сравнение методов эмиссионной и трансмиссионной спектроскопии применительно к регистрации NO. По результатам работы показано, что потенциальная возможность обнаружения сигнала трансмиссии в γ -полосах NO в атмосферах близких экзопланет (<10 пк) с помощью спектрографа LSS обсерватории Спектр-УФ существует. Представлены накладываемые ограничения для регистрации данного сигнала на более далеких экзопланетах.

Ключевые слова: экзопланеты земной группы, атмосферы экзопланет, биомаркеры, Спектр-УФ

DOI: 10.31857/S0004629923110105, **EDN:** HISEXS

1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск потенциально обитаемых экзопланет представляет собой сложную задачу, решение которой зависит от многих факторов. Обязательными (но не достаточными) условиями обитаемости считаются следующие: планета должна быть земного типа (экзо-земля, супер-земля, суб-нептун), на ее поверхности возможно существование жидкой воды, в ее атмосфере отсутствует сильный парниковый эффект [1].

Формирование данных условий зависит от физических свойств родительской звезды и орбитальных параметров планетной системы. В связи с этим в качестве родительских звезд обычно рассматривают звезды солнечного типа и маломассивные звезды, которые не демонстрируют сильной активности в жестком ультрафиолетовом (XUV) и мягком рентгеновском спектральных диапазонах. Это необходимо для формирования и

удержания вторичной атмосферы планеты. Данный критерий, однако, не является обязательным для N_2 – O_2 атмосфер экзопланет земного типа, т.к. они могут быть устойчивы к большому XUV потокам родительской звезды [2].

К настоящему моменту известно большое количество работ, в которых предполагаются дополнительные условия для формирования биологической активности на экзопланетах, исследуются индикаторы такой активности и определяется возможность детектирования данных индикаторов с помощью существующих наземных и космических обсерваторий. Результаты недавних исследований [3, 4] позволяют предположить, что одним из основных признаков биологической и геологической активности на экзопланете является наличие у данной планеты N_2 – O_2 доминантной атмосферы с примесью CO_2 . Прямыми инди-

каторами такой атмосферы могут служить молекулы N_2O , NO_2 , NO и N_2-O_2 димеры [4–6].

Большую роль в структуре атмосферы экзопланеты земного типа может играть молекула окиси азота, NO . Данная молекула является промежуточным продуктом процесса денитрификации [7]. Кроме того, NO в достаточно большом количестве образуется в верхней атмосфере (в реакциях $N(^2D, ^4S)$ с O_2): в результате электронных высыпаний в полярных областях атмосферы планеты и при воздействии излучения звезды в мягком рентгеновском диапазоне [8–16]. Также окись азота, наряду с CO_2 и O_3 , играет важную роль в энергетике атмосферы, т.к. является эффективным охладителем атмосферы вследствие колебательно-поступательного энергообмена [17].

Ранее, в работе [18], нами были получены оценки возможности детектирования эмиссии NO в наиболее интенсивных γ -полосах (203–248 нм) в атмосферах экзопланет земного типа с помощью спектрографов космической обсерватории Спектр-УФ [19–21]. В частности, было показано, что регистрация эмиссии NO в случае оптически тонкой среды в атмосферах супер-земель и суб-нептунов возможна с помощью спектрографа LSS ($R = 1000$) обсерватории Спектр-УФ за 120 ч наблюдений.

Данная работа является продолжением наших исследований детектируемости NO с помощью научной аппаратуры готовящейся к запуску обсерватории Спектр-УФ. Основная цель работы заключается в оценке возможности регистрации сигнала трансмиссии света родительской звезды в γ -полосах NO в атмосферах экзопланет земного типа. А также в сравнении потенциальных возможностей детектирования NO методами трансмиссионной и эмиссионной спектроскопии. Более конкретно, в работе вычисляется время накопления сигнала, необходимое для детектирования окиси азота в предполагаемых N_2-O_2 доминантных атмосферах экзопланет с заданным соотношением сигнал к шуму, SNR . Как и в предыдущей работе, в качестве планет рассматриваются экзo-земли, супер-земли, суб-нептуны с различными концентрациями NO в атмосфере; в качестве спектров родительских звезд используются спектры звезд G, K, M спектральных классов.

Работа организована следующим образом: в разделе 2 приводится описание модели пропускания атмосферы планеты в ближнем ультрафиолетовом диапазоне. Также представлена используемая методика расчета соотношения сигнал к шуму. В разделе 3 показаны результаты работы модели трансмиссии для атмосфер экзопланет, а также результаты параметрических расчетов времени экспозиции и граничных расстояний до планетных систем, необходимых для регистрации

сигнала пропускания в γ -полосах NO . В данном разделе также представлены обсуждение полученных результатов, пути возможного увеличения SNR . Основные выводы работы представлены в разделе 4.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Модель пропускания

Для того, чтобы решить поставленную задачу, первоначально требуется построить модель пропускания света родительской звезды через атмосферу планеты. Результатом расчетов по данной модели является зависимость эффективной высоты атмосферы от длины волны, которая определяет разницу между геометрической глубиной транзита (без учета атмосферы) и реальной глубиной транзита (с учетом атмосферы):

$$h_{\text{eff}}(\lambda) = \int_{z_1}^{z_2} (1 - e^{-(\tau(\lambda))}) dz, \quad (1)$$

где $\tau(\lambda) = \int \alpha(\lambda) dz$ — оптическая толщина; $\alpha(\lambda) = \sum_m \sigma_m(\lambda) * N_m$ — коэффициент поглощения, см^{-1} ; $\sigma(\lambda) = S(T)g(\lambda, p, T)$ — сечение поглощения, см^2 ; N_m — концентрация молекулы m в атмосфере, см^{-3} ; $g(\lambda, p, T)$ — профиль спектральной линии; $S(T)$ — сила линии.

Для проведения расчетов была модифицирована line-by-line модель переноса излучения Py4CatS [22], которая является преобразованием написанного на Fortran кода GARLIC [23, 24] и обычно применяется для инфракрасной области спектра. Данная модификация заключалась в обновлении базы данных сечений поглощения для интересующего нас спектрального диапазона (180–250 нм). Так, аналогично работе [5] были добавлены сечения поглощения следующих молекул: O_2 , O_3 , N_2O , NO_2 , SO_2 . Информация по сечениям N_2O , NO_2 , SO_2 была взята из базы данных MPI-Mainz UV/VIS Spectral Atlas¹ [25] — источники [26–28] соответственно. Данные для расчета сечений поглощения O_2 в системе полос Шумана-Рунге и системе полос Герцберга I были взяты из базы данных HITRAN2020² [29]. Сечения поглощения O_2 в континууме фотодиссоциации и O_3 в системе полос Хартли заимствованы из работы [30].

В модель также были добавлены сечения рэлеевского рассеяния для воздуха, основными составляющими которого для атмосферы Земли являются молекулы N_2 , O_2 , CO_2 , Ar (процентное со-

¹ <https://www.uv-vis-spectral-atlas-mainz.org/uvvis/>

² <https://hitran.org/>

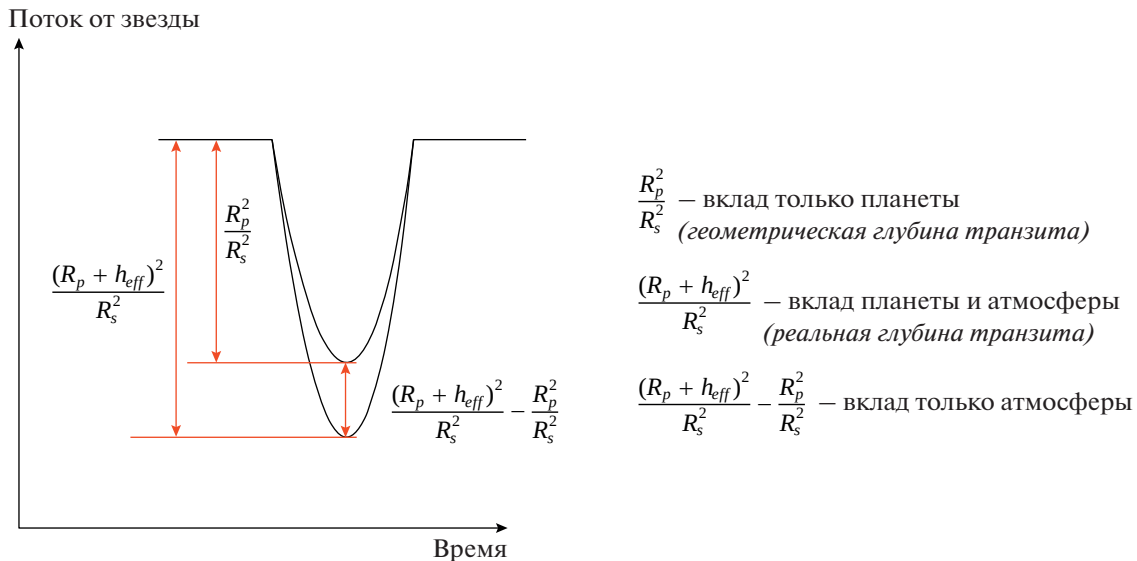


Рис. 1. Пояснительный рисунок к выражению (3) — глубина первичного транзита.

держанию $\approx 99.999\%$ [5]). Рэлеевское рассеяние представляет собой упругое рассеяние на частицах, когда длина волны рассеянного света много больше размера частицы ($\frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1$, a — радиус сферической частицы). Сечение рэлеевского рассеяния обратно пропорционально длине волны в

четвертой степени: $\sigma_R = \frac{32\pi^3}{3N^2\lambda^4} F_k (n-1)^2$ [31], где N — постоянная Лoshмидта; λ — длина волны; F_k — корректировочный коэффициент Кинга; $(n-1)$ — коэффициент рефракции. Поэтому важно учитывать данный процесс при расчетах для ультрафиолетовой области спектра. Сечения рэлеевского рассеяния для воздуха в диапазоне длин волн 200–250 нм были взяты из работы [31]. Для спектрального диапазона 180–200 нм данные сечения были экстраполированы с учетом зависимости от длины волны ($\sigma_R \sim \lambda^{-4}$). Стоит отметить, в работе [5] было показано, что в указанном диапазоне длин волн основной вклад в формирование эффективной высоты земной атмосферы все же вносит поглощение света в системе полос Шумана–Рунге O_2 (см. рис. 1 в [5]). При этом вклад рэлеевского рассеяния сравним с поглощением света в полосах озона O_3 .

Основным отличием данной работы от [5] является то, что расчеты проводились также для γ -полос NO. Аналогично работе [18] данные вычисления были сделаны для (0,0), (1,0), (1,1), (2,0), (2,2), (3,1) колебательных γ -полос. Сечения поглощения в данных полосах для каждого атмосферного слоя были вычислены аналогично [32]. Факторы Хенля–Лондона для каждого враща-

тельного перехода были взяты из базы данных LIFBASE [33]; силы осцилляторов — из [34] и [35] G.V. Marr, 1964. Для расчета популяций уровней было использовано выражение из [36] и [37] с учетом поправки на случай Λ -дублета из [38]. Значения для молекулярных констант были взяты из [38] и [39].

Как уже отмечалось ранее, первоначально модель была построена для атмосферы землеподобной планеты. В данной модели использовались усредненные распределения объемной концентрации представленных выше молекул. Диапазон рассматриваемых высот составлял 15–500 км, с шагом 5 км. Нижний предел $z_1 = 15$ км обусловлен тем, что лучи, проходящие через более глубокие слои атмосферы, ввиду роста концентрации молекул и увеличения коэффициента преломления, будут недоступны для наблюдателя, если родительской звездой планеты является звезда солнечного типа (см. [40, 5]). Высотные профили температуры и давления были взяты из модели [41]. Для молекул O_3 , N_2O , NO_2 , SO_2 (<120 км) использовались распределения по высоте из [42]. Выше 120 км концентрация данных молекул мала и не влияет на результаты расчета. Для O_2 , N_2 высотные профили были взяты из модели NRLMSIS 2.0 [43]. Для молекулы NO данные для высот <95 км взяты также из [42]. При этом для высот ≥ 95 км, как и в [18], использовались значения объемной концентрации NO из наблюдений спутника SNOE [16] при высокой геомагнитной активности.

Для описания профилей спектральных линий молекул NO (γ -полосы) и O_2 (полосы Шумана–Рунге и Герцберга I) использовалась функция

Фойгта. Таким образом, учитывалось уширение рассматриваемых спектральных линий за счет эффектов давления (столкновение поглощающих молекул с молекулами окружающего атмосферного газа при давлении смеси p) и температуры (доплеровское уширение спектральных линий за счет теплового движения молекул) в разных слоях атмосферы планеты. Так как давление в атмосфере планеты экспоненциально уменьшается с увеличением высоты, основной вклад в уширение спектральных линий в диапазоне рассматриваемых высот ($z \geq 15$ км) вносит доплеровское уширение за счет теплового движения молекул (полуширина линии на полувысоте, HWHM [22],

$$\gamma_D = \lambda \sqrt{\frac{2 \ln 2 k T}{m c^2}}.$$

Для того, чтобы учесть уширение рассматриваемых спектральных линий давлением, важно знать коэффициент уширения данной линии в случае столкновения молекулы с окружающими частицами, γ_L^{air} . Данный коэффициент определяет HWHM линии при построении профиля Ло-

ренца, $\gamma_L = \gamma_L^{\text{air}} \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^n$ [22], где n — показатель степени, характеризует температурную зависимость полуширины линии; p_0 и T_0 — давление и температура, при которых были определены коэффициенты γ_L^{air} . Значения коэффициента уширения γ_L^{air} и показателя степени n для молекулы O_2 были взяты из базы данных HITRAN2020 [29]. Для колебательной (0,0) γ -полосы NO данные параметры, соответствующие столкновениям данной молекулы с N_2 и O_2 , были взяты из работы [32], которые, в свою очередь, были заимствованы из работ [44] и [45] соответственно. Как и в [32], мы предположили аналогичные параметры уширения давлением и для других колебательных γ -полос NO, рассматриваемых в работе. Важно отметить, что эффект уширения за счет столкновения поглощающих молекул между собой не учитывается в модели Py4CatS [22]. Рассмотрение данного эффекта является предметом дальнейшей работы.

Стоит также отметить, как и в работах [5, 30], для молекул O_3 , N_2O , NO_2 , SO_2 использовались уже измеренные сечения поглощения для конкретного значения температуры: 298 К — для O_3 и NO_2 ; 302 К — для N_2O ; 295 К — для SO_2 .

В данной работе, чтобы сопоставить результаты расчетов времени экспозиции, необходимого для регистрации γ -полос NO с помощью эмиссионной и трансмиссионной спектроскопии, — рассматриваются те же реальные и модельные экзопланеты, что и в [18]. Напомним, что в качестве модельных экзопланет мы рассмотрели: экзо-

земли ($1 R_E$, $1 M_E$), супер-земли ($2 R_E$, $4 M_E$), суб-нептуны-1 ($3 R_E$, $8 M_E$), суб-нептуны-2 ($4 R_E$, $15 M_E$). Чтобы применить построенную модель к атмосферам данных экзопланет, было произведено масштабирование содержания атмосферных компонентов в соответствии с полученными ранее результатами (см. табл. 2, [18]). Для этого были сделаны следующие допущения: 1) на данных экзопланетах (в том числе на суб-нептунах) образовалась устойчивая вторичная атмосфера; 2) химический состав данной атмосферы эквивалентен химическому составу атмосферы Земли; 3) для родительских звезд различных спектральных классов химический состав атмосферы остается неизменным. Стоит отметить, что при масштабировании концентрации всех рассмотренных ранее молекул изменялись пропорционально массе атмосферы планеты. Кроме того, концентрация NO на высотах >100 км корректировалась с учетом влияния геомагнитной активности (см. [46]).

2.2. Расчет времени экспозиции

При расчете соотношения сигнал к шуму и времени, необходимого для регистрации сигнала трансмиссии, были сделаны следующие предположения: 1) составляющая шума определяется только статистическим шумом (темновой ток, шум считывания, зодиакальный свет, собственное свечение Земли — не учитываются); 2) активность звезды не меняется во время транзита и между транзитами; 3) эффект потемнения к краю не влияет на трансмиссионный спектр. Безусловно, учет данных и сделанных ранее допущений может уменьшить соотношение сигнал к шуму. Однако в данной работе, как и в работе [18], представлены верхние пределы возможности регистрации NO, и данные предположения, поэтому, являются приемлемыми для оценочных расчетов.

Для того, чтобы рассчитать соотношение сигнал к шуму, SNR_{planet} , была использована методика из работы [47]. Согласно данной методике, определить вклад планеты в потерю приходящего излучения от звезды можно на основе разности потоков вне первичного транзита, F_{out} , и во время его, F_{in} . Сигнал к шуму, SNR_{planet} , в данном случае, можно рассчитать следующим образом:

$$\begin{aligned} SNR_{\text{planet}} &= \frac{F_{\text{out}} - F_{\text{in}}}{\sqrt{2\sigma_{\text{stellar}}^2}} = \\ &= \frac{F_{\text{out}} - F_{\text{in}}}{F_{\text{out}}} \frac{F_{\text{out}}}{\sqrt{2\sigma_{\text{stellar}}^2}} = f_A \frac{SNR_{\text{stellar}}}{\sqrt{2}}, \end{aligned} \quad (2)$$

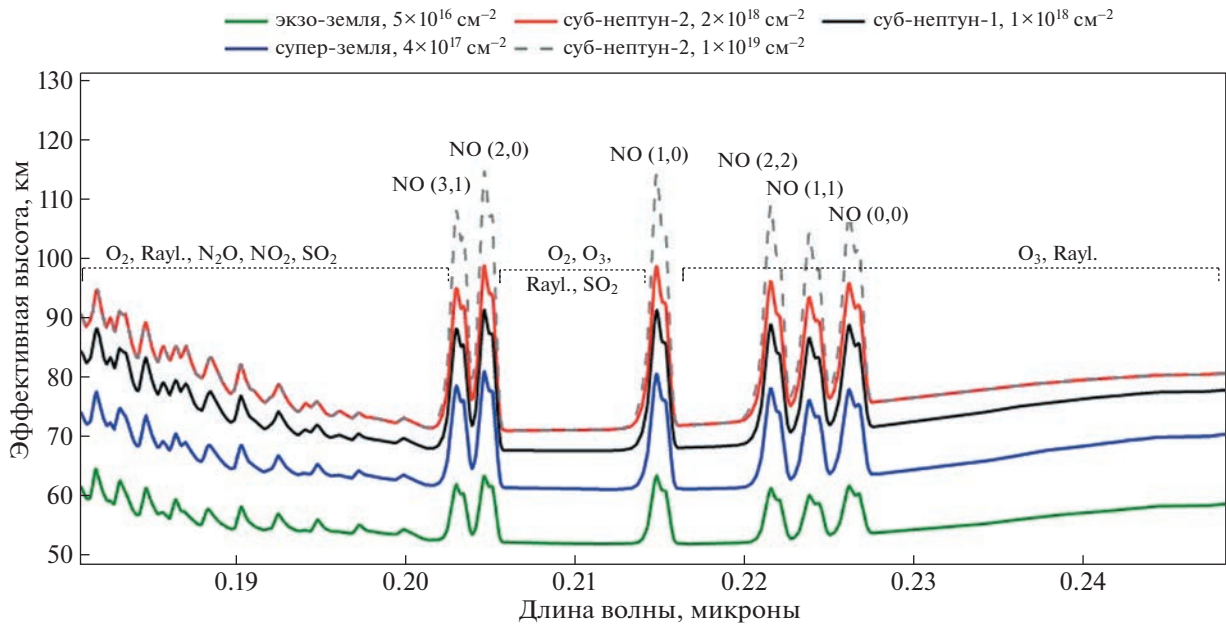


Рис. 2. Эффективная высота для модельных экзопланет: экзо-земель (зеленые линии), супер-земель (синие линии), суб-нептунов-1 (черные линии), суб-нептунов-2 (красные линии), суб-нептунов-2 с лучевой концентрацией NO $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$ (штриховые серые линии). На рисунке уточнены спектральные признаки, которые оказывают влияние на эффективную высоту в конкретных диапазонах спектра. Рэлеевское рассеяние обозначается "Rayl."

где $SNR_{\text{stellar}} = \sqrt{\frac{\lambda R_s^2}{hc d^2} I_s A_{\text{eff}} t \frac{\lambda_c}{R}}$ – сигнал к шуму

для родительской звезды; $\frac{\lambda R_s^2}{hc d^2} I_s A_{\text{eff}} t \frac{\lambda_c}{R}$ – сигнал, приходящий от звезды на детектор; I_s – интенсивность излучения на центральной длине волны

λ_c , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{ микрон}}$ (является сверткой с разрешением

спектрографа); λ_c для (0,0), (1,0), (1,1), (2,0), (2,2), (3,1) колебательных γ -полос NO соответствует 0.2265, 0.2150, 0.2240, 0.2049, 0.2218, 0.2032 микронам [33]; d – расстояние до планетной системы, м ($1 \text{ м} \approx 3.24 \text{E-17}$ парсек); R_s – радиус звезды, м; $A_{\text{eff}} = A * q = f(\lambda)$ – эффективная площадь приемника в м^2 ; q – пропускная способность всего измерительного канала, зависящая от длины волны; t – время накопления сигнала, с; $R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$;

h – постоянная планка, Дж · с; c – скорость света, м/с; коэффициент $\sqrt{2}$ указывает на то, что сигнал от планеты определяется на основе разности измеряемого потока от родительской звезды во время транзита и вне его [47].

В выражение (2), помимо соотношения сигнал к шуму от звезды, также входит и глубина транзи-

та, $f_A = \frac{F_{\text{out}} - F_{\text{in}}}{F_{\text{out}}} = f(\lambda)$, которая формируется за счет атмосферы планеты [47]:

$$f_A(\lambda) = \frac{F_{\text{out}} - F_{\text{in}}}{F_{\text{out}}} = \frac{R_p^2}{R_s^2} \left(\frac{(R_p + h_{\text{eff}}(\lambda))^2}{R_p^2} - 1 \right), \quad (3)$$

где $\frac{R_p^2}{R_s^2} = C_T$ – геометрическая глубина транзита;

R_p – радиус планеты, м; $h_{\text{eff}}(\lambda)$ – эффективная высота атмосферы планеты (1), м, (является сверткой с разрешением спектрографа). Для пояснения представленного выражения на рис. 1 наглядно показаны вклад геометрического размера на планеты и вклад атмосферы в формирование глубины транзита.

В данной работе, для сравнения с результатами работы [18], использовались параметры спектрографа LSS ($R = 1000$) космической обсерватории Спектр-УФ. Значения эффективной площади ($A_{\text{eff}}|_{\lambda=215 \text{ нм}} = 2000 \text{ см}^2$), пропускной способности (26% – для спектрографа) были взяты из работ [48–50].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Эффективная высота

Используя построенную модель трансмиссии и параметры спектрографа LSS, была определена

эффективная высота атмосфер рассматриваемых модельных экзопланет. Данные вычисления были произведены для определенного ранее диапазона лучевых концентраций NO [18] с учетом масштабирования, описанного выше. На рис. 2 представлены результаты данных вычислений для граничных лучевых концентраций NO в верхней атмосфере: $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ — для экзо-земель; $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ — для супер-земель; $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ — для суб-нептунов-1; $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ — для суб-нептунов-2. Для сравнения, на рисунок добавлены результаты для суб-нептунов-2 с лучевой концентрацией NO в верхней атмосфере $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Увеличение лучевой концентрации NO до данного значения было сделано из предположения о влиянии дополнительных источников пополнения данной молекулы в верхней атмосфере (за счет увеличения потока выпадающих электронов [15], нетеплового образования NO [9, 10], Джоулева нагрева в верхней атмосфере [51, 52], биологической и геологической активности на экзопланете). Более подробное описание данных источников приведено разделе *b2*. Детальное исследование влияния данных источников на изменение концентрации NO в верхней атмосфере частично представлено в [10, 11] (нетепловое образование NO), а также будет проведено в последующих работах.

На рисунке также обозначены спектральные признаки, влияющие на пропускание света в атмосфере в конкретных спектральных диапазонах. До 200 нм доминирующую роль в поглощении света занимает молекулярный кислород (система полос Шумана-Рунге). Также незначительное влияние на формирование эффективной высоты в данном спектральном диапазоне (<200 нм) оказывает поглощение молекул N_2O , NO_2 , SO_2 и рэлеевское рассеяние [5]. С другой стороны, минимум поглощения света озоном O_3 в полосах Хартлея достигается на 210 нм [30]. Таким образом, в диапазоне образования γ -полос NO находится своеобразное окно, где данные полосы практически не блендируются. Из рис. 2 также следует, что изменение эффективной высоты с ростом лучевой концентрации NO в верхней атмосфере соответствует закону Бэра-Ламберта (см. выражение (1)).

3.2. Возможность детектирования трансмиссии NO в γ -полосах

Для сравнения возможностей обнаружения NO методами эмиссионной и трансмиссионной спектроскопии были произведены аналогичные работе [18] параметрические расчеты наблюдаемого времени, необходимого для регистрации сигнала с $\text{SNR} = 3$. Используя выражения (2)

и (3), данные расчеты были сделаны для: различных модельных и реальных экзопланет; различных типов родительских звезд; разных расстояний до планетных систем.

3.2.1 Экзопланеты и звезды. В качестве реальных экзопланет рассматривались те, для которых ранее были получены наименьшие значения времени экспозиции для регистрации эмиссии NO в γ -полосах (случай оптически тонкой среды). Часть из этих планет (GJ 514 b, GJ 832 c, HD 31527 d, HD 10180 g), согласно каталогу [53], находятся в консервативной или оптимистичной зоне потенциальной обитаемости (ЗПО) (определения см. в [53]). Нахождение в ЗПО остальных экзопланет было определено нами из простых предположений с помощью методики [54]. Параметры экзопланет были взяты из NASA Exoplanets Archive³ (NEA). Для всех реальных экзопланет предполагается наличие $\text{N}_2\text{—O}_2$ доминантной атмосферы и производится масштабирование в соответствии с рассмотренными ранее предположениями.

В расчетах были использованы реальные спектры следующих родительских звезд: Солнце (G2V), HD 22049 (K2V), GJ 644 (M3V), AD Leo (M4.5V), Proxima Cen (M5.5V), взятые с веб-сайта VPL⁴ [55–57], а также спектр GJ 832 (M1.5V) из базы данных MUSCLES⁵.

Для звезд HD 192310 (K2V), HD 10180 (G1V), HD 31527 (G2V), которые являются родительскими звездами рассматриваемых реальных экзопланет, на момент проведения исследований отсутствовали измеренные спектры. В связи с этим мы воспользовались каталогом [58] с фотометрическими данными космической миссии GALEX [59] для родительских звезд в ближнем и дальнем ультрафиолетовом диапазонах⁶. С помощью программы *galex_motion*⁷ [58] были определены потоки (отсчеты/с) от рассматриваемых звезд в ближнем ультрафиолетовом диапазоне (полоса 170–300 нм), откорректированные за собственное движение звезд и нелинейные эффекты приемника. Используя затем преобразования (отсче-

³ В этом исследовании использовался NASA Exoplanet Archive, который находится в ведении Калифорнийского технологического института по контракту с Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства в рамках Программы исследования экзопланет.

⁴ <https://vpl.astro.washington.edu/spectra/stellar/>

⁵ Была использована версия 2.2 адаптированного панхроматического спектра звезды с разрешением в 1 Å из базы данных MUSCLES

⁶ <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/ApJ/890/23>

⁷ https://github.com/parkus/galex_motion

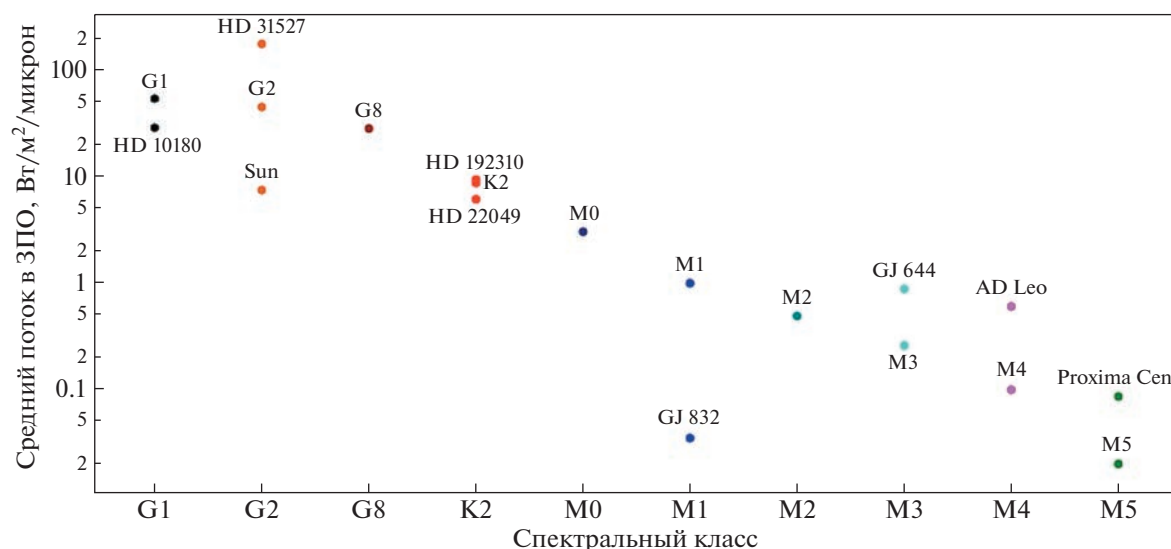


Рис. 3. Средние потоки от родительских звезд в ЗПО в диапазоне длин волн 0.18–0.25 микрон. Различные цвета точек соответствуют различным спектральным классам звезд.

ты/с) в $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ А}}$ ⁸, были определены средние спек-

тральные потоки от данных родительских звезд на эффективной длине волны $\lambda_{\text{eff}} = 231.5$ нм, которые применялись в расчетах.

Также в данной работе, в предположении: 1) об отсутствии сильной активности звезд в ближнем ультрафиолетовом диапазоне и 2) об отсутствии влияния хромосферной эмиссии в спектральном диапазоне $\lambda > 170$ нм [60] были добавлены спектры звезд M5–M0, K2, G8, G1 спектральных классов, аппроксимированные функцией Планка. Похожие предположения были сделаны в работах [47, 54]. Безусловно данные предположения являются грубыми, особенно для ультрафиолетового диапазона. Однако они приемлемы для параметрических расчетов, проводимых в данном исследовании.

Для полноты картины и удобства анализа полученных результатов (см., например, пункт b3), на рис. 3 представлены средние потоки в центре ЗПО от рассмотренных звезд в спектральном диапазоне 180–250 нм. При анализе данного рисунка, однако, стоит учитывать, что расстояния до центров ЗПО разные для звезд разных спектральных классов (см., например, табл. 4 [18]). Из данного рисунка видны существенные различия между реальными и чернотельными спектрами звезд (в особенности для маломассивных звезд). Также различия наблюдаются среди спектров солнцеподобных звезд, что косвенно подтверждает выводы в работе [61].

⁸ https://asd.gsfc.nasa.gov/archive/galex/FAQ/counts_background.html

3.2.2. Расчет глубины транзита и наблюдательного времени. В данном разделе представлены результаты вычислений глубины транзита для разных планетных систем, а также значения наблюдательного времени, необходимого для регистрации сигнала трансмиссии NO в γ -полосах с $SNR = 3$ с помощью спектрографа LSS ($R = 1000$) обсерватории Спектр-УФ.

На рис. 4 представлены значения глубины транзита $f_A = \frac{F_{\text{out}} - F_{\text{in}}}{F_{\text{out}}}$, учитывающие только атмосферу планеты (см. выражение (3)). В качестве экзопланеты рассмотрена модельная супер-земля ($2R_E$) с лучевой концентрацией NO, равной $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ в верхней атмосфере. Используются параметры следующих звезд: Солнце (G2V), HD192310 (K2V), AD Leo (M4.5V), Proxima Cen (M5.5V).

Из представленного рисунка видно, что наибольшие значения глубины транзита в рассматриваемом спектральном диапазоне достигаются для супер-земли, родительской звездой которой является маломассивная звезда Proxima Cen (M5.5V). При этом наименьшие значения при той же атмосфере экзопланеты получены для планетной системы с солнцеподобной звездой.

Важно отметить, что для системы γ -полос NO необходимо рассматривать не только поглощение фотонов родительской звезды (переход из $X^2\P$ основного состояния в $A^2\Sigma^+$ возбужденное состояние), но и резонансное переизлучение (флуоресценцию) ($A^2\Sigma^+ - X^2\P$ переход) на тех же длинах волн. При этом время жизни NO в возбужденном $A^2\Sigma^+$ состоянии составляет ~ 200 нс [62], и боль-

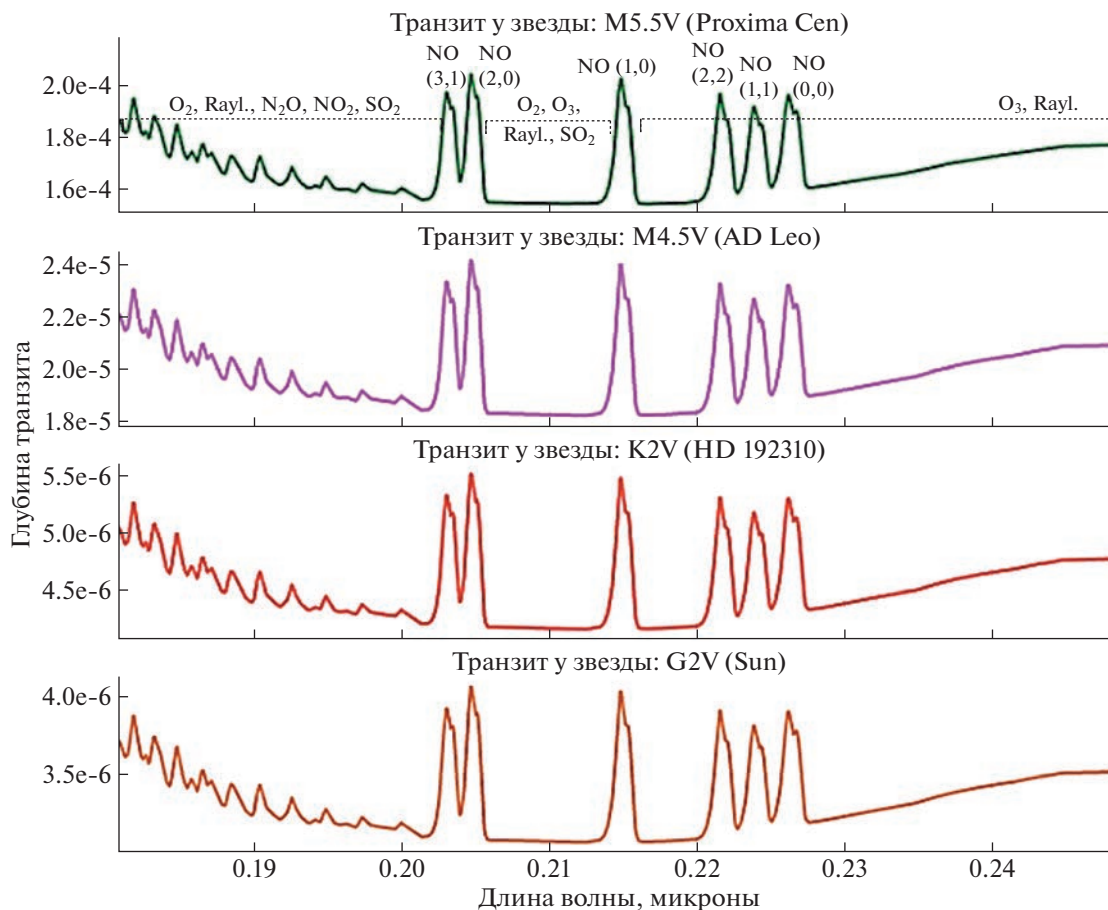


Рис. 4. Значения глубины транзита для модельных планетных систем супер-земля ($2R_E$, $N_{NO} = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$) – Солнце (G2V), HD192310 (K2V), AD Leo (M4.5V), Proxima Cen (M5.5V). Палитра цветов соответствует рис. 3.

шинство молекул NO, соответственно, находятся в основном $X^2\Pi$ состоянии. В данном случае глубина транзита будет определяться не только пропусканием через атмосферу планеты, но и собственным излучением планеты, т.е.

$$f_A = \frac{F_{out} - (TF_{out} - F_{self})}{F_{out}} \quad (\text{здесь } T - \text{пропускание;}$$

F_{self} – собственное излучение). В связи с этим нами были произведены расчеты эмиссии NO в γ -полосах аналогично предыдущей работе [18]. Вычисления показали, что ввиду сильного влияния эффекта резонансного самопоглощения в индивидуальных γ -полосах, вклад флуоресценции NO в глубину транзита составляет менее 1% для рассматриваемых атмосфер экзо-земель, супер-земель, суб-нептунов.

На основе полученных результатов для эффективной высоты атмосферы (рис. 2) и глубины транзита (рис. 4), были даны оценки детектируемости сигнала трансмиссии в γ -полосах NO для исследуемых модельных планетных систем. Удобно провести анализ данных результатов, ис-

пользуя значения граничных расстояний до планетных систем, при которых регистрация рассматриваемого сигнала возможна за разумное наблюдательное время (≤ 120 ч) при $SNR = 3$. Данные расстояния представлены в табл. 1. Результаты были получены для следующих значений лучевых концентраций NO в атмосферах модельных экзопланет: для супер-земли – $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$; для суб-нептунов – $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Как было указано ранее, данные значения на 1 порядок величины выше предельных лучевых концентраций NO [18] и получены из предположения о влиянии дополнительных источников образования данной молекулы (подробнее см. в пункте b2). При использовании полученных ранее пределов для лучевых концентраций NO – граничные расстояния до рассматриваемых планетных систем не превысили 1 пк.

Из представленных результатов видно, что при рассматриваемых условиях в предполагаемых N_2 – O_2 атмосферах экзопланет предельное расстояние для регистрации NO составляет 2 пк.

Таблица 1. Граничные расстояния до разных модельных планетных систем для наблюдения трансмиссии NO в системе γ -полос. Параметры: $SNR = 3$; $R = 1000$ (LSS); время экспозиции = 120 ч; $SNR = 3$

Родительская звезда	Граничные расстояния ¹ , пк		
	супер-земля, $N_{NO} = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$	суб-нептун-1, $N_{NO} = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$	суб-нептун-2, $N_{NO} = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$
G1	$< 1^{a,b}$	$1^a (< 1^b)$	$2^a (1^b)$
Солнце	$\ll 1^j$	$1^a (< 1^j)$	$2^a (1^j)$
G8	$\ll 1^a$	1^a	1^a
K2	$\ll 1^{a,c,d}$		$1^{a,d} (< 1^c)$

^a используется чернотельный спектр;

^b используется средний поток GALEX для HD 10180 (G1V);

^c используется спектр HD 22049 (K2V);

^d используется средний поток GALEX для HD 192310 (K2V);

^j используется спектр Солнца (G2V);

¹ обозначение “ $\ll 1$ пк” соответствует расстояниям, меньшим 0.1 пк.

При анализе данной таблицы стоит также учитывать, что в пределах 2 пк не было обнаружено планетных систем с супер-землями и суб-нептунами, находящимися в пределах ЗПО (см., например, [53]).

В целях сравнения полученных результатов с оценками детектируемости сигнала эмиссии в γ -полосах мы воспроизвели расчеты, сделанные в

работе [18], для тех же модельных планетных систем. При этом учитывались неравномерность излучения по диску планеты и резонансное самопоглощение в γ -полосах. Стоит отметить, что при значениях $N_{NO} > 10^{17} \text{ см}^{-2}$ вклад резонансного самопоглощения в γ -полосах NO становится существенным, и наблюдается значительное отклонение от результатов, получаемых для случая оптически тонкой среды (см. рис. 1, [18]; рис. 7, [36]). В верхней атмосфере Земли, согласно наблюдениям [16] и моделям [46], лучевая концентрация NO не превышает $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при высокой геомагнитной активности, и приближение оптически тонкой среды при анализе излучения данной молекулы в γ -полосах еще может быть приемлемым.

Расчеты, таким образом, показали, что для всех представленных в табл. 2 планетных систем, граничные расстояния для регистрации эмиссии NO в γ -полосах — не превышают 1 пк (при $SNR = 3$; $R = 1000$ (LSS); время экспозиции = 120 ч; $N_{NO} = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ — при данной лучевой концентрации достигается минимум наблюдательного времени в случае оптически толстой среды [18]).

Кроме того, вычисления наблюдательного времени были сделаны и для реальных экзопланет. Наилучшие результаты были получены для планеты HD 192310 с (расстояние $d = 8.797$ пк; радиус $5.3 R_E$; большая полуось орбиты, $a = 1.18$ а.е.; родительская звезда: K2V спектрального класса;

Таблица 2. Граничные расстояния до разных модельных планетных систем для наблюдения трансмиссии NO в системе γ -полос. Параметры: $T|_{h > 200 \text{ км}} = 3000 \text{ K}$, 5000 K ; $SNR = 3$; $R = 1000$ (LSS); время экспозиции = 120 ч; $SNR = 3$

Родительская звезда	Граничные расстояния, пк;					
	$T _{h > 200 \text{ км}} = 3000 \text{ K}$			$T _{h > 200 \text{ км}} = 5000 \text{ K}$		
	супер-земля, $N_{NO} = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$	суб-нептун-1, $N_{NO} = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$	суб-нептун-2, $N_{NO} = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$	супер-земля, $N_{NO} = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$	суб-нептун-1, $N_{NO} = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$	суб-нептун-2, $N_{NO} = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$
G1	$1^{a,b}$	$4^a (2^b)$	$6^a (3^b)$	$3^a (2^b)$	$8^a (5^b)$	$12^a (7^b)$
Солнце	$1^a (< 1^j) 3^k$	$4^a (2^j) 6^k$	$6^a (3^j) 10^k$	$3^a (1^j) (5^k)$	$9^a (4^j) 14^k$	$12^a (6^j) 20^k$
G8	1^a	3^a	5^a	3^a	7^a	10^a
K2	$< 1^{a,c,d}$	$2^a (< 1^c) (1^d)$	$3^a (< 1^c) (2^d)$	$2^a (< 1^c) (1^d)$	$4^a (1^c) (4^d)$	$6^a (1^c) (5^d)$
M4-5			$< 1^{l,m}$			$1^{l,m}$

^a используется чернотельный спектр;

^b используется средний поток GALEX для HD 10180 (G1V);

^c используется спектр HD 22049 (K2V);

^d используется средний поток GALEX для HD 192310 (K2V);

^j используется спектр Солнца (G2V);

^k используется средний поток GALEX для HD 31527 (G2V);

^l используется спектр AD Leo (M4.5V);

^m используется спектр Proxima Cen (M5.5V).

продолжительность транзита: $T_d = 1.16$ сут (определена из предположения о круговых орбитах [47])). Время экспозиции для регистрации сигнала трансмиссии NO составило ($SNR = 3$): 450 сут (при использовании чернотельного спектра); 510 сут (для среднего потока GALEX для HD 192310); 8000 сут (для спектра HD 22049 (K2V)). Оценки наблюдаемости сигнала эмиссии в γ -полосах при этом показали, что время экспозиции превышает $1E7$ сут для всех рассмотренных случаев.

а. Сравнение результатов для сигналов эмиссии и трансмиссии NO

Прежде всего из представленных оценок следует, что использование методов трансмиссионной спектроскопии для детектирования γ -полос NO (с помощью спектрографа LSS обсерватории Спектр-УФ) является более эффективным подходом, чем поиск сигнала эмиссии в данной системе полос. Пояснить данный вывод можно из сравнения оценочных выражений для определения соотношения сигнал к шуму планеты: для трансмиссии – формулы (2–3) и эмиссии [47]:

$$SNR_{\text{planet}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{R_p^2 I_p}{R_s^2 I_s} \sqrt{SNR_{\text{stellar}}}, \quad (4)$$

где $\frac{R_p^2 I_p}{R_s^2 I_s} = C_E$ – отношение потоков излучения от планеты и родительской звезды; I_p – интенсивность излучения в атмосфере планеты (резонансное переизлучение света родительской звезды в γ -полосах NO); I_s – интенсивность излучения родительской звезды. Понятно, что при рассмотрении излучения NO в случае оптически тонкой среды рост интенсивности I_p будет происходить пропорционально лучевой концентрации данной молекулы. Однако учет резонансного самопоглощения в γ -полосах (использование интеграла Хольштейна [63] для каждой вращательной линии) приведет к тому, что соотношение C_E будет существенно меньше соотношения $C_T = \frac{R_p^2}{R_s^2}$ (которое характеризует геометрическую глубину транзита, см. выражение (3) и рис. 1).

б. Варианты увеличения соотношения SNR при наблюдении сигнала трансмиссии NO

Результаты вычислений времени экспозиции для наблюдения сигнала трансмиссии NO в γ -полосах также свидетельствуют о наличии ограничений в регистрации данного сигнала при рассмотрении как модельных планетных систем (табл. 1), так и реальных. В первом случае детектирование NO возможно только в предполагае-

мых N_2 – O_2 доминантных атмосферах супер-земель ($2 R_E$) и суб-нептунов (3, $4 R_E$), которые находятся в ЗПО у звезд солнечного типа, если расстояние до данных планетных систем ≤ 2 пк. При рассмотрении реальных экзопланет – значения времени экспозиции превышают разумное наблюдательное время (120 ч).

Варианты, при которых регистрация рассматриваемого сигнала станет возможной для более далеких планетных систем, можно получить из простого анализа выражений (1–3) для оценки соотношения SNR .

б1. Увеличение температуры в верхней атмосфере экзопланеты

Во-первых, увеличение сигнал к шуму возможно при повышении эффективной высоты атмосферы экзопланеты, $h_{\text{eff}}(\lambda)$, т.е. при наличии у данной экзопланеты расширенной и плотной атмосферы. В рамках рассматриваемой задачи, уровень атмосферы, где $\tau \approx 1$ составляет: 115 км – для супер-земель ($N_{\text{NO}} = 4 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$); 145 км – для суб-нептунов-1 ($N_{\text{NO}} = 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$); 155 и 185 км – для суб-нептунов-2 ($N_{\text{NO}} = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) и $N_{\text{NO}} = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$). Из первичных соображений: увеличение эффективной высоты возможно за счет повышения уровня экзобазы, которая определяется из равенства $H(h) = l(h)$ [64], где $H(h) = \frac{kT}{\mu g}$ – шкала высот, $l(h) = (\sqrt{2\sigma n})^{-1}$ – средняя длина свободного пробега упругих сферических молекул в простом равновесном газе [65]. Повышение данного уровня возможно за счет увеличения температуры и, как следствие, расширения атмосферы планеты. Температура в верхней атмосфере планеты, в свою очередь, зависит от потока излучения родительской звезды в жестком ультрафиолетовом диапазоне (XUV) (см., например, рис. 1, 3 в [2]; рис. 2 в [4]). Соответственно, на данный параметр могут влиять орбитальное расстояние экзопланеты (в пределах ЗПО), активность родительской звезды, ее спектральный класс, возраст, вращение. Таким образом, для более активных звезд температура в верхней атмосфере будет более высокой, что будет способствовать образованию более плотной и расширенной атмосферы.

Стоит, однако, отметить, что так как NO является довольно тяжелой молекулой (30 г/моль) и к тому же вносит значимый вклад в охлаждение атмосферы (за счет ИК излучения в линии 5.3 микрон вследствие колебательно-поступательного энергообмена [17]), совсем необязательно, что объемная концентрация данной молекулы будет

равномерно распределена в расширенной атмосфере.

Для проверки рассмотренной гипотезы были выполнены аналогичные предыдущим расчеты наблюдательного времени в предположении о более высоких температурах ($T = 3000, 5000$ K) в верхних атмосферах исследуемых экзопланет. Согласно модели [2], такие температуры могут быть достигнуты в атмосфере Земли при потоках XUV, приходящих от родительской звезды, в 5 и более раз превышающих современный поток XUV от Солнца. Для сравнения, температура в верхней атмосфере Земли составляет ≈ 1000 K (см., например, модели [41], NRLMSIS 2.0 [43]). Данные расчеты выполнялись в рамках предположения, что атмосфера на высотах >200 км является изотермической. Масштабирование концентраций исследуемых атмосферных компонентов на указанных высотах, таким образом, выполнялось в соответствии с законом Дальтона. Верхней границей атмосферы в расчете считалась та, на которой объемная концентрация NO составляла 10^4 см $^{-3}$ (т.к. вклад поглощения в γ -полосах NO в эффективную высоту при такой концентрации незначителен). Результаты вычислений граничных для регистрации трансмиссии NO расстояний до планетных систем (по аналогии с табл. 1) представлены в табл. 2.

Из представленных результатов видно, что с повышением температуры в верхних атмосферах рассматриваемых модельных экзопланет пределы детектируемости NO увеличиваются. Так, для супер-земель граничные расстояния достигают 3 пк (при $T = 3000$ K) и 5 пк (при $T = 5000$ K); для суб-нептунов-1 — 6 пк ($T = 3000$ K) и 14 пк ($T = 5000$ K); для суб-нептунов-2 — 10 и 20 пк соответственно. Стоит также заметить, что полученные результаты довольно сильно зависят от энергетического спектра родительской звезды (более подробное обсуждение данного вопроса представлено в пункте b3).

Увеличение температуры в верхних атмосферах также сказывается и на оценках наблюдаемости NO для реальных экзопланет. Проведенные расчеты показали, что регистрация сигнала трансмиссии становится потенциально возможной для суб-нептуна HD 192310 с ($5.3 R_E$, $d = 8.797$ пк) и составляет 115 ч наблюдений (около 12 транзитов) при $T|_{h > 200 \text{ км}} = 5000$ K ($SNR = 3$, рассматривается средний поток GALEX для HD 192310). Также при $T = 5000$ K и лучевой концентрации NO, равной $2E18$ см $^{-2}$, детектирование NO возможно в атмосфере супер-земли Tau Ceti e ($\approx 1.8 R_E$, $d = 3.603$ пк, $a = 0.538$ а.е., $T_d = 14$ ч, родительская звезда — G8V спектрального класса). Рассчитанное время экспозиции при этом составляет 96 ч (около 7 транзитов, $SNR = 3$, используется комбинированный спектр звезды

спектрального класса G8V из атласа Pickles [66]^{9,10}). Стоит отметить, что данная экзопланета не входит в упомянутый ранее каталог планет, находящихся в ЗПО [53]. При этом с помощью кода VPLanet¹¹ [69] мы воспроизвели результаты работы [70] (рис. 7b) и определили, что без учета эллиптичности орбиты Tau Ceti e входит в оптимистичную зону потенциальной обитаемости (нижняя граница данной зоны (недавняя Венера) для родительской звезды Tau Ceti составляет 0.44 а.е.).

b2. Пополнение окиси азота в верхней атмосфере

Как было отмечено в предыдущем пункте, наряду с увеличением шкалы высот (за счет роста температуры в атмосфере), для увеличения эффективной высоты необходимо также наличие высокого содержания NO в верхней атмосфере экзопланеты. В таком случае необходимо рассматривать источники пополнения окиси азота в верхней атмосфере.

С одной стороны (сверху), из спутниковых наблюдений атмосферы Земли [16] следует, что NO эффективно образуется при высыпании электронов (с энергиями 1–10 кэВ) в авроральных областях, а также на более низких широтах — за счет воздействия мягкого рентгеновского излучения родительской звезды. Кроме того, увеличение объемной концентрации NO на низких широтах наблюдалось также и в случае высокой геомагнитной активности (Ap индекс >12) — это связано с горизонтальным переносом NO из авроральных областей [16].

Важными дополнительными источниками производства NO являются надтепловые атомы азота $N(4S)_{\text{hot}}$ [8, 9, 12–14], которые образуются в результате диссоциации N_2 электронным ударом [11]. Механизм нетеплового образования NO ($N(4S)_{\text{hot}} + O_2 \rightarrow NO + O$) в верхней атмосфере может оказаться существенным источником увеличения объемной концентрации окиси азота при гораздо более сильных высыпаниях электронов, чем на Земле [10].

Еще одним дополнительным источником NO в верхней атмосфере может являться Джоулев нагрев во время геомагнитных штормов [51, 52]. Джоулев нагрев пропорционален квадрату напряженности электрического поля, а также проводимости среды, которая увеличивается во время вы-

⁹ <https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/reference-data-for-calibration-and-tools/astronomical-catalogs/pickles-atlas>

¹⁰ Для звезды спектрального класса G8V в рассматриваемом спектральном диапазоне 180–250 нм в атласе Pickles используются данные из работы [67], в которой, в свою очередь, спектр данной звезды строится на основе комбинации спектров звезд: Tau Ceti [68], 61 Uma, HD 122742, HD 144287, HD 144579, HD 154345, HD 210612.

¹¹ <https://github.com/VirtualPlanetaryLaboratory/vplanet>

Таблица 3. Значения времени экспозиции (в сутках) для наблюдения трансмиссии NO в γ -полосах в атмосфере супер-земли ($N_{\text{NO}} = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, $T|_{h > 200 \text{ км}} = 1000 \text{ K}$) при увеличении интенсивности излучения родительской звезды в 10 и 100 раз. Параметры: $SNR = 3$; $R = 1000 \text{ (LSS)}$

Расстояние, пк	Время экспозиции, сут		
	$1 \times I_s$	$10 \times I_s$	$100 \times I_s$
Используется спектр Солнца (G2V)			
1	50	5	0.5
5	>100		12.5
10			50
Используется средний поток GALEX для HD 192310 (K2V)			
1	66	6.7	0.7
5	>100		16.7
10			67
Используется спектр Proxima Cen (M5.5V)			
1	>100		19.9
5			
10			

сыпания электронов (т.к. увеличивается плотность электронов). Данный процесс влияет на образование NO через реакцию $N(^4S) + O_2 \rightarrow NO + O$, которая, в свою очередь, чувствительна к температуре. Кроме того, Джоулев нагрев влияет на образование вертикального ветра, который переносит NO на высоты $>120 \text{ км}$ в верхней термосфере Земли [52]. По результатам обработки наблюдений спутника Solar Mesosphere Explorer (SME), в работе [52] показано, что в авроральных областях атмосферы Земли, во время увеличения геомагнитной активности, образование NO происходит как за счет высыпания электронов, так и под воздействием Джоулева нагрева. При этом первый процесс является основным источником NO на высотах $<120 \text{ км}$, источником NO на высотах $>120 \text{ км}$ является Джоулев нагрев (за счет вертикального переноса).

Безусловно, представленные процессы, влияющие на увеличение концентрации окиси азота в верхней атмосфере планеты, являются спорадическими. Поэтому их вклад в дополнительное образование NO может быть значимым только при более сильном и продолжительном росте уровня геомагнитной активности на планете, чем на Земле. Это может возникнуть в следующих случаях: 1) при высокой активности родительской звезды; 2) при нахождении экзопланеты на малых орбитальных расстояниях (в пределах ЗПО). В представленных двух случаях, однако, возможно и сильное увеличение потока родительской звезды

в жестком ультрафиолетовом диапазоне, что может способствовать убеганию атмосферы экзопланеты. При этом, как было отмечено ранее, N_2-O_2 доминантная атмосфера планеты может быть устойчива к сильным XUV потокам [2]; 3) при отсутствии у экзопланеты собственного магнитного поля и наличии только наведенного (как, например, у Венеры и Марса). В этом случае с дневной стороны экзопланеты образуется стоячая головная ударная волна, которая будет отклонять набегающий поток плазмы ветра родительской звезды. При этом некоторая часть плазмы все же может проникать в верхнюю атмосферу экзопланеты, что, в свою очередь, может сопровождаться высыпанием энергетических электронов по всей площади данной планеты (см., например, диффузные полярные сияния на Марсе [71]).

Стоит также отметить, что NO обладает достаточно большими временами жизни в верхней атмосфере Земли (от десятков минут до нескольких дней [36]), в связи с чем содержание данной молекулы может оставаться на высоком уровне даже после спада геомагнитной активности [52].

С другой стороны (снизу), более крупномасштабными по времени источниками формирования не столько NO, сколько N_2-O_2 доминантной атмосферы, являются: вулканизм и биологическая активность (бактерии). Данные факторы играют определяющую роль в азотном цикле, как до великой кислородной катастрофы, так и после нее [3]. Так, например, в [6] определили поступление молекулы N_2O в атмосферу землеподобных планет в результате неполного процесса денитрификации (процесс восстановления NO_3^- в N_2) и рассчитали возможность ее детектирования в ИК диапазоне с помощью космического телескопа JWST.

Безусловно, представленные выше источники пополнения NO требуют детального изучения. Частично данные источники рассмотрены в работах [11, 10] и также будут исследованы в последующих работах.

б3. Увеличение потока родительской звезды

Кроме того, увеличение соотношения SNR для планеты будет происходить при увеличении данного соотношения для родительской звезды (см. выражение (2)), т.е. при больших значениях спектрального потока звезды в рассматриваемом диапазоне длин волн. Это наглядно видно из анализа табл. 1, 2 и рис. 3. Так, наибольшие значения граничных для детектирования трансмиссии NO расстояний достигаются для планетных систем, родительскими звездами в которых являются звезды солнечного типа. В частности, наилучшая детектируемость рассматриваемого сигнала до-

стигается при использовании потока звезды HD 31527 (G2V), который является наибольшим в ближнем ультрафиолетовом диапазоне среди исследуемой выборки звезд (см. рис. 3, с учетом расстояния до центра ЗПО). Время экспозиции увеличивается при рассмотрении планетных систем с маломассивными родительскими звездами. При этом регистрация сигнала за разумное наблюдательное время (< 120 ч) еще возможна при использовании спектров звезд спектрального класса K2 и определенных условиях в атмосфере экзопланеты (что следует из табл. 2 и результатов для реальных экзопланет в пункте b2). Однако при рассмотрении родительских звезд спектрального класса M время экспозиции превышает 120 ч наблюдений, если расстояние до планетных систем > 1 пк.

Для того, чтобы обозначить нижние пределы интенсивности излучения родительских звезд, необходимые для регистрации трансмиссии в γ -полосах NO, в табл. 3 добавлены результаты вычислений времени экспозиции для наблюдения данного спектрального признака в атмосферах супер-земель ($N_{\text{NO}} = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, $T_{|_{h > 200 \text{ км}}} = 1000 \text{ K}$) при значениях интенсивностей в NUV, равных $1 \times I_s$, $10 \times I_s$, $100 \times I_s$. Данные результаты показывают, что для детектирования NO в атмосферах супер-земель (при $T_{|_{h > 200 \text{ км}}} = 1000 \text{ K}$), которые находятся на расстояниях > 5 пк, интенсивность излучения рассматриваемых родительских звезд должна быть более чем в 100 раз больше известной.

С одной стороны, сильное увеличение потока родительской звезды в ультрафиолетовом диапазоне длин волн может привести к неустойчивости $\text{N}_2\text{--O}_2$ доминантной атмосферы (см., например, [72–75]). Однако, как отмечалось ранее, в работе [2] показано, что ввиду охлаждения верхней атмосферы за счет излучения в атомарных линиях, гидродинамический режим убегания $\text{N}_2\text{--O}_2$ доминантной атмосферы не наступает, вплоть до $1000 F_{\text{XUV}}$ родительской звезды, что говорит об устойчивости такой атмосферы.

С другой стороны, анализ имеющихся на настоящий момент спектров звезд в NUV, а также фотометрических измерений GALEX (см. раздел 3.2.1) показал, что в пределах 55 парсек от Земли только у двух звезд (HD 10180 и HD 31527), у которых открыты экзопланеты в ЗПО, поток в NUV больше, чем поток от Солнца, но не более, чем в 15 раз. Расчеты при этом показали, что необходимое время наблюдений для обнаружения сигнала трансмиссии NO для данных планетных систем (HD 10180 и HD 31527) все же сильно превышает 120 ч.

Безусловно, соотношение SNR для планеты также зависит и от соотношения $C_T = \frac{R_p^2}{R_s^2}$. В этом

случае теоретически наиболее подходящими для наблюдения целями являются планетные системы с маломассивными родительскими звездами, обладающими большими потоками в NUV. Так, например, трансмиссию NO можно зарегистрировать за разумное наблюдательное время на реальной экзо-земле Proxima Cen b ($d = 1.3$ пк, $N_{\text{NO}} = 1 \text{ E}17 \text{ см}^{-2}$, $T_{|_{h > 200 \text{ км}}} = 1000 \text{ K}$), если поток родительской звезды Proxima Cen ($0.141 R_{\text{SUN}}$) в ближнем ультрафиолетовом диапазоне был бы равен солнечному потоку.

Подводя заключительную черту, стоит отметить, что для надежного детектирования сигнала трансмиссии NO в γ -полосах необходимо рассматривать все варианты увеличения SNR (пункты b1–b3) в совокупности.

с. Варианты увеличения соотношения SNR для регистрации эмиссии NO

Как было показано ранее (пункт a), накладываемые ограничения при оценке детектируемости излучения в γ -полосах NO с учетом резонансного самопоглощения являются достаточно большими, что делает рассматриваемый метод малоэффективным в сравнении с методами трансмиссионной спектроскопии. Из проведенных расчетов следует, что время экспозиции для регистрации данного сигнала превышает 120 ч, как для модельных (при $d > 1$ пк), так и для реальных планетных систем. При этом также существуют условия и подходы, при которых можно увеличить получаемое соотношение сигнал к шуму и, соответственно, уменьшить наблюдательное время до разумных пределов.

с1. Увеличение температуры в верхней атмосфере экзопланеты и уменьшение орбитального расстояния

Из анализа выражения (4) для оценки соотношения SNR при наблюдении эмиссии в γ -полосах NO следует, что основными факторами, влияющими на данное соотношение, являются:

1. Падающий на экзопланету поток от родительской звезды, так как интенсивность излучения в атмосфере планеты (резонансное переизлучение света в γ -полосах NO) является функцией данного потока, $I_p = f(F_s)$. Следовательно, SNR зависит и от орбитального расстояния экзопланеты.

2. Условия в атмосфере. Строго говоря, переизлученный поток от экзопланеты распространяется не только с поверхности, характеризуемой

радиусом данной планеты, но и с лимба. Поэтому влияние на поток излучения планеты также оказывает шкала высот и, соответственно, температура в верхней атмосфере экзопланеты. Как отмечалось ранее, данный факт учитывался нами при построении модели излучения в γ -полосах. При этом (что было также указано ранее) рост содержания NO в атмосфере экзопланеты может привести к снижению интенсивности излучения, так как при больших лучевых концентрациях данной молекулы существенным становится вклад резонансного самопоглощения в γ -полосах (см. также рис. 1, [18]; рис. 7, [36]).

3. Спектральный класс родительской звезды.

Таким образом, в целях исследования границ наблюдаемости эмиссии в γ -полосах NO, аналогично разделу *b*, были произведены расчеты *SNR* для различных: температур в верхних атмосферах модельных экзопланет ($T_{\text{atm}} = 3000$ К, 5000 К); больших полуосей данных экзопланет; родительских звезд. При этом для больших полуосей использовались значения, соответствующие: центру ЗПО, $a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$ (вычислен с помощью методики [54]); нижней границе консервативной, a^{CHZ} , и оптимистичной, a^{OHZ} , ЗПО (рассчитаны с помощью кода VPLanet [69]); $0.2 \times a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$ и $0.1 \times a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$.

Результаты данных параметрических расчетов, однако, показали, что за разумное наблюдательное время (< 120 ч) регистрация сигнала эмиссии в γ -полосах возможна только для близких экзопланет, $a \leq 0.2 \times a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$, в следующих планетных системах:

- экзопланета: суб-нептун-2; расстояние до планетной системы, $d \leq 1$ пк; $T_{\text{atm}} = 3000, 5000$ К; родительские звезды: G1V, G2V, G8, K2 спектральных классов (используются спектры звезд, описанные в разделе 3.2.1);
- экзопланета: супер-земля; $d \leq 2$ пк; $T_{\text{atm}} = 3000, 5000$ К; родительская звезда: M5 спектрального класса (используется спектр Proxima Cen);
- экзопланета: суб-нептун-2; $d \leq 5$ пк; $T_{\text{atm}} = 3000, 5000$ К; родительская звезда: M5 спектрального класса (используется спектр Proxima Cen).

Анализ каталога NEA показал, что подобных реальных планетных систем (с такими малыми орбитальными расстояниями) в пределах 5 пк на настоящий момент открыто не было. Кроме того, следует отметить, что при значениях больших полуосей $a \leq a^{\text{OHZ}}$ необходимые условия обитаемости экзопланеты (наличие жидкой воды на ее поверхности, отсутствие сильного парникового эффекта в атмосфере [1]) не выполняются.

с2. Использование коронографа

Указанную проблему увеличения *SNR* можно рассмотреть с технической стороны. Из расчетов с использованием построенной модели излучения следует, что контраст (отношение потока от экзопланеты к потоку от родительской звезды, см. выражение (4)) для γ -полос составляет порядка: 10^{-8} для супер-земли и 10^{-7} для суб-нептуна-2 ($T = 3000$ К) в центре ЗПО у звезды солнечного типа; 10^{-6} и 10^{-5} для супер-земли и суб-нептуна в центре ЗПО у маломассивной звезды позднего спектрального класса (например, Proxima Cen (M5.5V)). Инструментом, способным решить проблему контраста при достаточном угловом разрешении родительской звезды и ее компаньона, является коронограф. К настоящему моменту существует довольно много конфигураций коронографов для решения задачи по обнаружению экзопланет (см., например, [76]). Более того, в рамках проекта Спектр-УФ также разрабатывался ахроматический интерференционный коронограф общего пути с переменным вращательным сдвигом для работы в видимом диапазоне длин волн [77–79].

Чтобы определить потенциальную значимость коронографа в исследовании детектируемости рассматриваемого сигнала эмиссии NO, в данной работе мы решили не ограничиваться определенной конфигурацией данного инструмента, а получить теоретическую оценку увеличения соотношения *SNR* в сравнении с рассмотренными ранее подходами. Более подробное изучение эффективности коронографа для решения поставленной задачи будет представлено в дальнейших исследованиях.

Для оценки соотношения сигнал к шуму была использована методика, подробно описанная в работе [80] (см. приложение). Данная методика основана на том, что экзопланета рассматривается как точечный источник собственного излучения (такое предположение обсуждалось ранее в [18]). При этом в качестве составляющих шума рассматриваются: статистический шум, зодиакальный и экзо-зодиакальный свет, остаточная засветка звезды, темновой ток и шум считывания. Как и в работе [80], мы предположили: значение внутреннего рабочего угла (IWA) равным $2\lambda/d$; поверхностную яркость для зодиакального света $M_z = 23 \text{ mag/arcsec}^2$ и для экзо-зодиакального света $M_{ez} = 22 \text{ mag/arcsec}^2$. Значение контраста коронографа, *C*, варьировалось от 10^{-7} до 10^{-10} , максимальная пропускная способность коронографа была установлена равной 0.6. Мы также предположили, что в канале коронографа находится спектрограф с характеристиками, аналогичными LSS ($R = 1000$, эффективная площадь, $A_{\text{eff}|\lambda=215\text{nm}} = 2000 \text{ cm}^2$ [48]). Границы на шум считывания

($<3\text{ e}^-$) и темновой ток ($12\text{ e}^-/\text{с}/\text{пиксел}$) были заданы согласно работе [50]. Расчеты наблюдательного времени с использованием указанной методики и параметров коронографа были также произведены для разных планетных систем (с учетом разрешающей способности) и разных условий в атмосферах экзопланет (см. пункт *c I*).

Из сравнения полученных верхних пределов детектируемости (без учета темнового тока и шума считывания), которые соответствуют двум разным методам обнаружения сигнала, следует, что использование коронографа существенно увеличивает возможность регистрации эмиссии в γ -полосах NO. Так, например, в модельном случае, при рассмотрении планетной системы супер-земля, суб-нептун-2 ($T_{\text{atm}} = 5000\text{ K}$, $a = a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$), родительская звезда солнечного типа (используется спектр Солнца) — время экспозиции, необходимое для регистрации сигнала ($\text{SNR} = 3$), составляет: 4 ч для суб-нептуна-2 (контраст коронографа $C = 10^{-7}$) и 41 ч для супер-земли ($C = 10^{-7}$). Аналогичные результаты для затменного метода (имеется в виду: регистрация излучения во вторичном затмении) показывают: $\sim 10^4$ и $\sim 10^5$ дней для суб-нептуна-2 и супер-земли соответственно. Граничные для детектирования расстояния для тех же планетных систем с использованием коронографа составляют: ≤ 9 пк для суб-нептунов-2 ($C = 10^{-8}$, $T_{\text{atm}} = 5000\text{ K}$, $a = a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$) и ≤ 5 пк для супер-земель ($C = 10^{-9}$, $T_{\text{atm}} = 5000\text{ K}$, $a = a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$). Кроме того, результаты вычислений наблюдательного времени показали, что регистрация эмиссии NO становится потенциально возможной и для реальных экзопланет: для HD 192310 c ($d = 8.797$ пк; $5.3 R_E$; $a = 1.18$ а.е.; родительская звезда: K2V спектрального класса) время экспозиции составляет 120 ч (при $C = 10^{-8}$, $T_{\text{atm}} = 5000\text{ K}$); для Tau Cet e ($\approx 1.8 R_E$, $d = 3.603$ пк, $a = 0.538$ а.е.) — 40.5 ч наблюдений.

Важно отметить, что темновой ток и шум считывания могут достаточно сильно (на более, чем 2 порядка величины) ограничить полученные оценки. Так, например, использование указанных выше значений для данных шумовых характеристик [50] снижает граничные для детектирования расстояния до 1 пк для суб-нептунов-2, находящихся в центре ЗПО у родительской звезды солнечного типа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью проведенного исследования было оценить возможность регистрации трансмиссии NO в γ -полосах в атмосферах экзопланет земного типа (экзо-земель, супер-земель, суб-нептунов) за разумное наблюдательное время (<120 ч) с по-

мощью инструментов планируемой к запуску космической обсерватории Спектр-УФ. А также провести сравнение эффективности методов трансмиссионной и эмиссионной спектроскопии при решении задачи по обнаружению молекулы окиси азота. В рамках данной работы были получены следующие результаты:

1. С помощью спектрографа LSS ($R = 1000$) обсерватории Спектр-УФ детектирование сигнала пропускания NO в γ -полосах в предполагаемых $\text{N}_2\text{—O}_2$ доминантных атмосферах супер-земель и суб-нептунов потенциально возможно за 120 ч наблюдений. При условиях в атмосферах данных экзопланет, приближенных к условиям в атмосфере Земли (температура в верхней атмосфере, интенсивность электронных высыпаний), — регистрация данного сигнала возможна в модельном случае, когда родительской звездой данных экзопланет является звезда солнечного типа, и расстояние до планетной системы не превышает 2 пк.

При этом увеличение граничных для детектирования NO расстояний возможно:

- 1.1. Для планетных систем с активными родительскими звездами, XUV поток от которых способствует росту температуры и расширению верхних атмосфер экзопланет. Границы наблюдаемости в этом случае расширяются: до 3 и 5 пк для супер-земель с температурами 3000 и 5000 K в верхних атмосферах; до 10 и 20 пк для суб-нептунов при тех же температурах соответственно. Спектральные классы родительских звезд при этом должны соответствовать K2, G8—G1 классам.

При температуре 5000 K в предполагаемых $\text{N}_2\text{—O}_2$ атмосферах регистрация трансмиссии NO в γ -полосах становится потенциально возможной на: суб-нептуне HD 192310 c (время экспозиции составляет 115 ч или 12 транзитов) и супер-земле Tau Cet e (96 ч или 7 транзитов).

- 1.2. При рассмотрении дополнительных источников формирования NO в верхней атмосфере: надтепловых атомов азота, образующихся при более интенсивных (чем в атмосфере Земли) электронных высыпаниях в атмосферах экзопланет [10]. Причинами сильных высыпаний электронов могут служить: высокая активность родительской звезды; нахождение экзопланеты на малых орбитальных расстояниях от родительской звезды; наличие только наведенного магнитного поля у экзопланеты (высыпания в этом случае возможны по всей поверхности планеты). В качестве дополнительных источников пополнения окиси азота следует также рассматривать: Джоулев нагрев в атмосфере во время геомагнитных штормов; а также высокую геологическую и биологическую активности на экзопланете. Данные источники будут подробно рассмотрены в последующих работах.

1.3. При высоких значениях спектральных потоков родительской звезды. В данном случае детектирование окиси азота возможно на экзо-землях (в том числе у Proxima Cen b) и супер-землях, если они находятся в ЗПО у маломассивных звезд более позднего спектрального класса с потоками в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, равными или большими, чем солнечный. Так, для супер-земель граничные расстояния составляют 5–25 пк, если их родительской звездой является звезда M5 спектрального класса с потоками 1–100 F_{SUN} в рассматриваемом диапазоне длин волн. Однако, среди существующих на настоящий момент наблюдательных данных, таких потоков у звезд с экзопланетами данного спектрального класса не было обнаружено. Важным здесь также является условие сохранения устойчивости $\text{N}_2\text{--O}_2$ доминантных атмосфер при высоких потоках от родительской звезды в жестком ультрафиолетовом диапазоне [2].

2. Сравнение результатов данной работы с оценками наблюдаемости эмиссии в системе γ -полос NO, полученными ранее [18], показывает, что с помощью спектрографа LSS космического телескопа Спектр-УФ наиболее эффективным будет детектирование пропускания света в γ -полосах в атмосфере экзопланеты, чем поиск переизлученного света в данных полосах.

При этом результаты расчетов наблюдательного времени для регистрации флуоресценции NO во время вторичного затмения показывают, что ввиду сильного влияния резонансного самопоглощения в γ -полосах при высоких лучевых концентрациях NO в атмосфере экзопланеты ($>10^{17} \text{ см}^{-2}$) — наблюдательное время для ближайших планетных систем превышает 120 ч. Данный вывод, однако, также получен для условий в атмосферах экзопланет, соответствующих условиям в атмосфере Земли.

Улучшение условий регистрации рассматриваемого сигнала возможно в следующих случаях:

2.1. При нахождении экзопланеты на малых орбитальных расстояниях — до $\leq 0.2 \times a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$ (где $a_{\text{center}}^{\text{HZ}}$ — большая полуось орбиты экзопланеты в центре ЗПО) и при более высоких температурах в верхней атмосфере ($T_{\text{atm}} > 3000 \text{ K}$). Предельные расстояния для детектирования сигнала при данных условиях составляют 5 пк, если рассматривать модельные планетные системы: суб-нептун — родительская звезда M5 спектрального класса. Представленные условия, при которых потенциально возможно достижение желаемого соотношения $\text{SNR} = 3$, однако, противоречат необходимым условиям обитаемости на экзопланете [1].

2.2. При использовании коронографа. Расчеты показали, что использование коронографа с контрастом, равным 10^{-8} – 10^{-9} , позволяет уменьшить

наблюдательное время на 4 порядка величины по сравнению с затменным методом (когда полезный сигнал определяется на основе разности потоков во вторичном затмении и вне его). Граничные для регистрации сигнала расстояния при этом достигают 9 пк для суб-нептунов и 5 пк для супер-земель, родительскими звездами которых являются звезды солнечного типа. Время экспозиции для наблюдения эмиссии NO в γ -полосах в атмосферах реальных экзопланет может составить: 120 ч (12 транзитов) для суб-нептуна HD 192310 c и 40.5 ч (3 транзита) для супер-земли Tau Cet e. Однако такие шумовые характеристики приемника, как темновой ток и шум считывания могут уменьшить полученные наблюдательные диапазоны.

Безусловно, полученные результаты подтверждают значимость проекта космической обсерватории Спектр-УФ для поиска биомаркеров в атмосферах экзопланет земного типа. Потенциальная возможность детектирования окиси азота с помощью научной аппаратуры данной обсерватории является прямым подтверждением этого тезиса. При этом требуется более детальное рассмотрение процессов, формирующих и происходящих в $\text{N}_2\text{--O}_2$ доминантных атмосферах данных экзопланет.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была поддержана Российским научным фондом (Проект № 22-12-00364).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи благодарят Валерия Ивановича Шематovichа, Андрея Георгиевича Жилкина и Юрия Васильевича Пахомова за полезные обсуждения. Авторы статьи также благодарят рецензента за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Kasting, D. Whitmire, and R. Reynolds, *Icarus* **101**, 1, 108–128 (1993).
2. A. Nakayama, M. Ikoma, and N. Terada, *Astrophys. J.* **937**, 72 (2022).
3. H. Lammer, L. Sproß, J. L. Grenfell, M. Scherf, et al., *Astrobiology* **19**, 7 (2019).
4. L. Sproß, M. Scherf, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and H. Lammer, *Astronomy Reports* **65**, No. 4 (2021).
5. Y. Betremieux and L. Kaltenegger, *Astrophys. J. Lett.* **772**, L31, 6 (2013).
6. E. W. Schwieterman, S. L. Olson, D. Pidhorodetska, C. T. Reinhard, et al., *Astrophys. J.* **937**, 109, 22 (2022).
7. S. Seager, M. Schrenk, and W. Bain, *Astrobiology* **12**, 1, 61–82 (2012).
8. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and J. C. Gérard, *Geophysical Research Letters* **18**, 1691–1693 (1991).

9. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and J. C. Gérard, *Annales Geophysicae* **10**, 792–801 (1992).
10. V. Shematovich, D. Bisikalo, and G. Tsurikov, *Atmosphere* **14**, 1092, 15 (2023).
11. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, and B. Hubert, *Universe* **8**, 437–451, (2022).
12. J. C. Gérard, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo, *Geophysical Research Letters* **18**, 1695–1697 (1991).
13. J.-C. Gérard, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo, *Geophysical Monograph Series. The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory*, Vol. 87 (1995).
14. J.-C. Gérard, D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, and J. W. Duff, *Journal of Geophysical Research* **102**, A1 (1997).
15. C. A. Barth, *Piana Space Sci.* **40**, No. 24 (1992).
16. C. A. Barth, K. D. Mankoff, S. M. Bailey, S. C. Solomon, *Journal of Geophysical Research* **108**, No. A1 (2003).
17. Б. Ф. Гордиец, Ю. Н. Куликов, М. Н. Марков, М. Я. Маров, *Труды ФИАН: Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе*, 130 (1982).
18. Г. Н. Пуриков, Д. В. Бисикало, *Астрон. журн.* **100**, № 2, 144–165 (2023).
19. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, D. V. Bisikalo, *et al.*, *Astronomy Reports* **60** (2016).
20. B. M. Shustov, M. E. Sachkov, S. G. Sichevsky, R. N. Arkhangelsky, *et al.*, *Solar System Research* **55**, No. 7 (2021).
21. M. Sachkov, Ana Inés Gómez de Castro, B. Shustov, *et al.*, *Proc. SPIE.*, 12181 (2022).
22. F. Schreier, S. Gimeno García, P. Hochstaffl, and S. Städt, *Atmosphere* **10**, 5, 262 (2019).
23. F. Schreier, S. G. Garcia, P. Hedelt, *et al.*, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **137**, 29 (2014).
24. F. Schreier, S. Städt, P. Hedelt, and M. Godolt, *Molecular Astrophysics* **11**, 1 (2018).
25. H. Keller-Rudek, G. K. Moortgat, R. Sander, and R. Sörensen, *The MPI-Mainz UV/VIS spectral atlas of gaseous molecules of atmospheric interest*, *Earth System Science Data*, **5**, 365–373 (2013).
26. W. Schneider, G. K. Moortgat, J. P. Burrows, and G. S. Tyndall, *Journal of Photochemistry and Photobiology. A: Chemistry* **40**, 195–217 (1987).
27. G. Selwyn, J. Podolske, and H. S. Johnston, *Geophysical Research Letters* **4**, 427–430 (1977).
28. C. Y. R. Wu, B. W. Yang, F. Z. Chen, D. L. Judge, J. Caldwell, and L. M. Trafton, *Icarus* **145**, 289–296 (2000).
29. I. E. Gordon, L. S. Rothman, R. J. Hargreaves, *et al.*, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **277**, 107949 (2022).
30. M. W. P. Cann, R. W. Nicholls, W. F. J. Evans, J. L. Kohl, *et al.*, *Applied Optics* **18**, 7, 964 (1979).
31. D. R. Bates, *Planet. Space Sci.* **32**, 6, 7855790 (1984).
32. H. Trad, P. Higel, N. Djebaili-Chaumeix, and C. Mounaim-Rousselle, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **90**, 275–289 (2005).
33. J. Luque and D. R. Crosley, *LIFBASE: database and spectral simulation Program (Version 1.5)*, SRI International Report MP 99-009 (1999).
34. A. J. D. Farmer, V. Hasson, and R. W. Nicholls, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 9 (1972).
35. G. V. Marr, *Proceedings of the Physical Society* **83**, 2 (1964).
36. F. G. Eparvier and C. A. Barth, *Journal of Geophysical Research* **97**, A9 (1992).
37. J. B. Tatum, *Astrophysical Journal Supplement* **14**, 21 (1967).
38. J. R. Reisel, C. D. Carter, and N. M. Laurendeau, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **47**, 1 (1992).
39. R. Engleman and Jr. P. E. Rouse, *Journal of Molecular Spectroscopy* **37** (1971).
40. A. Garcia Munoz, M. R. Zapatero Osorio, R. Barrena, *et al.*, *Astrophys. J.* **755**, 103 (2012).
41. U. S. *Standard Atmosphere, 1976* (U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1976).
42. G. P. Anderson, S. A. Clough, F. X. Kneizys, J. H. Chetwynd, and E. P. Shettle, *Atmospheric Constituent Profiles (0–120 km) (AFGL)*, TR-86-0110 (1986).
43. J. T. Emmert, D. P. Drob, J. M. Picone, D. E. Siskind, M. Jones, M. G. Mlynchzak, *et al.*, *Earth and Space Science* **8** (2021).
44. A. Y. Chang, M. D. Di Rosa, and R. K. Hanson, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **47**, №5, 375–390, (1992).
45. M. D. Di Rosa and R. K. Hanson, *Journal of Molecular Spectroscopy* **164**, № 1, 97–117 (1994).
46. J. C. Gérard, C. A. Barth, *Journal of Geophysical Research* **82**, 4 (1977).
47. H. Rauer, S. Gebauer, P. v. Paris, J. Cabrera, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **529**, A8 (2011).
48. L. Fossati, D. V. Bisikalo, H. Lammer, B. M. Shustov, M. E. Sachkov, *et al.*, *Astrophysics and Space Science* **354**, 1 (2014).
49. M. Sachkov, B. Shustov, and Ana Inés Gómez de Castro, *Proc. SPIE.* 9144, 914402 (2014).
50. A. Shugarov, I. Savanov, M. Sachkov, P. Jerram, *et al.*, *Astrophys. and Space Sci.* **2014**, 354, 1 (2014).
51. D. E. Siskind, C. A. Barth, and R. G. Roble, *Journal of Geophysical Research* **94**, A12 (1989a).
52. D. E. Siskind, C. A. Barth, D. S. Evans, and R. G. Roble, *Journal of Geophysical Research* **94**, A12 (1989b).
53. M. L. Hill, K. Bott, P. A. Dalba, T. Fetherolf, *et al.*, *Astron. J.* **165**, 2 (2023).
54. L. Kaltenegger and W. A. Traub, *Astrophys. J.* **698** (2009).
55. A. Segura, K. Krelove, J. F. Kasting, D. Sommerlatt, *et al.*, *Astrobiology* **3**, 4 (2003).
56. A. Segura, J. F. Kasting, V. Meadows, M. Cohen, *et al.*, *Astrobiology* **5**, 6 (2005).
57. V. S. Meadows, G. N. Arney, E. W. Schwieterman, J. Lustig-Yaeger, *et al.*, *Astrobiology* **18**, 2 (2018).
58. R. O. P. Loyd, E. L. Shkolnik, A. C. Schneider, T. Richey-Yowell, *et al.*, *Astrophys. J.*, **890**, 23, 21 (2020).

59. *P. Morrissey, T. Conrow, T. A. Barlow, T. Small, et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **173**, 2 (2007).
60. *J. L. Linsky and M. Güdel, Exoplanet Host Star Radiation and Plasma Environment* (In: *Lammer H., Khodachenko M.* (eds) *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments. Astrophysics and Space Science Library*, Springer, Cham., 411, 2015).
61. *И. С. Саванов*, *Астрофизический бюллетень* **76**, No. 2 (2021).
62. *S. R. Langhoff, C. W. Bauschlicher, and H. Partridge*, *Theoretical study of the NO γ system. The Journal of Chemical Physics* **89**, 8 (1988).
63. *T. Holstein*, *Physical Review* **72**, 12 (1947).
64. *V. I. Shematovich and M. Ya. Marov*, *Physics Uspekhi* **61**, 217–246 (2018).
65. *Г. Берд*, *Молекулярная газовая динамика* (М.: Мир, 319, 1981).
66. *A. J. Pickles*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **110**, 749 (1998).
67. *Z. Sviderskiene*, *Vilnius Astronomijos Observatorijos Biuletenis* **80**, 3 (1988).
68. *C. C. Wu, T. B. Ake, A. Bogges, et al.*, *NASA Newsletter* № 22 (1983).
69. *R. Barnes, R. Luger, R. Deitrick, P. Driscoll, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **132**, 1008, 61 (2020).
70. *R. K. Kopparapu, R. Ramirez, J. F. Kasting, V. Eymet, et al.*, *Astrophys. J.* **765**, 2, 16 (2013).
71. *J.-C. Gérard, L. Soret, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and S. W. Bougher*, *Icarus* **288**, 284–294 (2017).
72. *C. P. Johnstone, M. L. Khodachenko, T. Lüftinger, K. G. Kislyakova, H. Lammer, and M. Güdel*, *Astron. and Astrophys.* **624**, L10 (2019).
73. *C. P. Johnstone, H. Lammer, K. G. Kislyakova, M. Scherf, and M. Güdel*, *Earth and Planetary Science Letters* **576** (2021).
74. *R. Luger and R. Barnes*, *Astrobiology* **15**, 2 (2015).
75. *V. S. Airapetian, A. Gloer, G. V. Khazanov, R. O. P. Loyd, K. France, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **836**, L3 (2017).
76. *O. Guyon, E. A. Pluzhnik, M. J. Kuchner, B. Collins, and S. T. Ridgway*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **167**, 81Y99 (2006).
77. *A. Tavrov, S. Kameda, A. Yudaev, I. Dzyuban, et al.*, *Journal of Astronomical Telescopes Instruments and Systems* **4**, 04, 1 (2018).
78. *A. Tavrov, O. Korablev, L. Ksanfomaliti, A. Rodin, P. Frolov, et al.*, *Optics Letters* **36**, 11 (2011).
79. *P. Frolov, I. Shashkova, Y. Bezmyannikova, A. Kiselev, and A. Tavrov*, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments and Systems* **2**, 1 (2015).
80. *T. D. Robinson, K. R. Stapelfeldt, and M. S. Marley*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **128**, 22 (2016).

NO BIOMARKER: TRANSMISSION AND EMISSION METHODS FOR ITS POTENTIAL DETECTION IN EXOPLANET ATMOSPHERES WITH SPEKTR-UF (WSO-UV)

G. N. Tsurikov^a and D. V. Bisikalo^{b,a}

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*National Centre for Physics and Mathematics, Sarov, Russia*

Among all habitability factors for terrestrial exoplanets, one of the most important is the presence of a secondary N₂–O₂ dominant atmosphere in an exoplanet. This factor can potentially indicate the already existing geological and biological processes on the exoplanet. Meanwhile, direct characterization of the N₂–O₂ atmospheres of terrestrial exoplanets is a difficult observational task. There are only a few indicators (molecules) of such an atmosphere, among which one can single out a potential biomarker – a molecule of nitric oxide NO. The strongest spectral features of this molecule in the ultraviolet range are γ -bands (203–248 nm). An important role in the search for potential biomarkers on exoplanets, including the registration of NO γ -bands, can be played by planned for the launch WSO-UV space observatory. In the paper estimates of the possibility of detecting the transmission of light in γ -bands in the atmospheres of exoplanets with this observatory are presented. The methods of emission and transmission spectroscopy are compared as applied to the detection of NO. Based on the results of this work, it is shown that there is a potential possibility of detecting a transmission signal in the NO γ -bands in the atmospheres of nearby exoplanets (<10 pc) using the LSS spectrograph of the WSO-UV observatory. At the same time, the imposed restrictions for the registration of this signal on more distant exoplanets are presented.

Keywords: terrestrial exoplanets, exoplanet atmospheres, biomarkers, WSO-UV

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ V517 Cyg В ОПТИЧЕСКОМ И БЛИЖНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНАХ

© 2023 г. Н. В. Ефимова¹, В. П. Гринин^{1,2,*}, А. А. Архаров¹, И. С. Потравнов³,
С. Ю. Мельников⁴, В. М. Ларионов^{1,2}, С. А. Климанов¹, Д. Л. Горшанов¹

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

²Астрономический институт им. В.В. Соболева, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

⁴Национальный университет Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

*E-mail: vgcrao@mail.ru

Поступила в редакцию 27.07.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Проведено фотометрическое исследование звезды Хербига V517 Cyg в ближнем инфракрасном и оптическом диапазонах. Инфракрасные данные получены в 2003–2017 гг. в обсерватории Кампо Императоре (Италия) с помощью Пулковского телескопа АЗТ-24 в фотометрических полосах *JHK* Джонсона. Оптические кривые блеска в фильтрах *UBVR* Джонсона получены в обсерватории Майданак. В статье также использованы данные каталогов *ASSAS*, *WISE* и *AAVSO*. Показано, что в ближнем инфракрасном диапазоне поведение V517 Cyg характерно для звезд типа UX Ori. Существенный вклад в переменность блеска в этом диапазоне дает изменение экстинкции на луче зрения, но в полосах *H* и *K* сильно влияние диска: в полосах *V* и *J* присутствует значимая корреляция блеска звезды ($r \sim 0.84$), в то время как блеск в полосах *H* и *K* плохо коррелирует с блеском в полосе *V*. Амплитуда переменности в *J* довольно велика ($\sim 1.8^m$). В самом глубоком минимуме блеска в полосе *V* ($\Delta V \sim 3.6^m$) наблюдались квазипериодические изменения с амплитудой $\sim 0.8^m$ и периодом $\sim 19^d$, причина которых пока неясна. Возможно, эти колебания вызваны присутствием компаньона, холодной звезды типа Т Тау, и связаны с ее периодом вращения. В спектре V517 Cyg присутствует эмиссионная линия H_{α} , имеющая характерный для звезд типа UX Ori двухкомпонентный профиль. Линии натрия Na I D имеют инверсные Р Cyg профили, свидетельствующие об интенсивной аккреции газа на звезду. Темп аккреции, определенный по линии H_{α} , равен $\dot{M}_{acc} = 3.6 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$.

Ключевые слова: молодые звезды, переменная околозвездная экстинкция, звезда V517 Cyg, инфракрасная и оптическая фотометрия, внутренние области протопланетного диска, квазипериодические вариации блеска

DOI: 10.31857/S000462992311004X, **EDN:** HBOFXB

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной статье мы продолжаем исследование переменности молодых звезд типа UX Ori в ближней инфракрасной (ИК) области спектра и ее связи с оптической переменностью. В этой области спектра к излучению звезд добавляется излучение околозвездных (протопланетных) газопылевых дисков, их самых внутренних областей радиусом порядка 10 а.е. Здесь происходят бурные процессы, вызванные формированием, движением и столкновением планетозималей и образованием планет. Эти процессы сопровождаются из-

менениями ИК потоков от внутренней области околозвездного диска. В случае звезд типа UX Ori еще одним источником ИК и оптической переменности является переменная околозвездная экстинкция, обусловленная неоднородной структурой протопланетных дисков, наклоненных под небольшим углом к лучу зрения [1].

В оптической области спектра звезды типа UX Ori демонстрируют алгоподобные ослабления блеска с амплитудой до $2\text{--}3^m$, длящиеся до нескольких десятков дней и вызванные измене-

ниями экстинкции на луче зрения при прохождении излучения звезды сквозь неоднородную пылевую атмосферу газопылевого диска. Хотя и очень редко, у этих звезд наблюдаются затмения продолжительностью десять и более лет (см., напр., [2, 3]). Эти алголеподобные затмения прослеживаются также и в ближней ИК области спектра, только с меньшей амплитудой, при этом звезды типа UX Ori в основном демонстрируют синхронность изменений оптического и ИК блеска в полосах J и H , которая продолжается в некоторых случаях вплоть до полосы K . Это вызвано тем, что в полосах J и H все еще доминирует излучение фотосферы звезды, а излучение диска дает лишь небольшой вклад. Но есть звезды, у которых эта синхронность не наблюдается даже в полосе J (напр., SV Ser [4]).

В нашей предыдущей работе, посвященной изучению звезды VX Cas [5], мы обнаружили, что, несмотря на наличие значимой корреляции между полосами V и J ($r = 0.56$), корреляции между полосами V и H , V и K , а также между J и K нет. Более того, изменения блеска в оптическом и ИК диапазонах имеют сложную взаимосвязь: иногда они синхронны, иногда они демонстрируют антикорреляцию, а иногда корреляции нет. Это говорит о том, что переменность звезд типа UX Ori в ИК области спектра является результатом суперпозиции нескольких разных механизмов, а не только изменения экстинкции на луче зрения. Для выявления роли этих механизмов необходимо получение многоцветных фотометрических наблюдений на длительных интервалах времени. Обычно в литературе встречаются короткие фотометрические ряды, охватывающие период порядка одной или нескольких недель. Но для звезд типа UX Ori с их непредсказуемым поведением необходимы мониторинговые программы большой продолжительности, чтобы наблюдать звезды во всем интервале изменения их оптического блеска.

В данной статье представлены результаты наблюдений звезды Хербига V517 Cyg в полосах JHK , выполнявшихся в течение 15 лет. Настоящая работа является дополнением к серии работ [4–8] по изучению ИК активности звезд типа UX Ori и родственных им объектов на длительных интервалах времени. Также в статье исследуются переменность звезды в оптическом диапазоне (полосы $UBVR$) и ее связь с ИК переменностью.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДЫДУЩИХ ИССЛЕДОВАНИЙ V517 Cyg

V517 Cyg (LkH α 371) находится в скоплении NGC 7000 “Северная Америка”/IC 5070 “Пеликан”. Ее переменность была открыта Ф. Россом [9] из сравнения наблюдений 1904 и 1925 гг. Звез-

да была классифицирована как неправильная переменная [10]. В работе [11] обратили внимание на алголеподобные ослабления блеска. Первые наблюдения, позволившие получить 6 минимумов (длительностью порядка 50 дней и амплитудой 2.8^m), были выполнены в 1970–1971 гг. в полосе B [12, 13].

После обнаружения эмиссии в линии H α [14], а также на основе многолетнего ряда фотометрических наблюдений V517 Cyg была классифицирована как звезда типа UX Ori [15]. Информация об определении спектрального класса V517 Cyg разными методами и авторами [16, 17] приведена в статье [18]. Оценки варьируются от A0 V до A5 V.

Фундаментальные параметры V517 Cyg известны плохо. Оценки, полученные в статье [19] ($T_{\text{eff}} = 8200$ К и $\log g = 2.50$), противоречат приведенной выше оценке спектрального класса звезды, а также спектральному распределению энергии (см. п. 4.6). Имеющиеся в каталогах базы данных Visier (в частности, в каталоге GAIA) значения $T_{\text{eff}} \sim 6500$ К также не соответствуют спектральному классу звезды. В работе [20] принято значение $T_{\text{eff}} = 9700$ К со ссылкой на статью [15]; на самом деле ссылка не точная, поскольку определение спектрального класса звезды было выполнено Шевченко и соавт. [18]. Приведенное выше значение T_{eff} можно рассматривать как среднюю температуру для звезд данного класса.

Наклонение диска звезды неизвестно. Однако, судя по ее интенсивной фотометрической активности и двухкомпонентному профилю линии H α (см. ниже), околозвездный диск V517 Cyg наклонен под небольшим углом к лучу зрения. По данным GAIA [21], расстояние до звезды 763^{+23}_{-24} пк. Оценки экстинкции в направлении V517 Cyg, полученные в двух работах, дали близкие значения: $A_V = 1.85$ [22] и $A_V = 2.00$ [18]. Закон межзвездного покраснения, по-видимому, немного отличается от нормального: $R_V = 3.23$ [23], 3.4 [18], 3.7 [22].

Фотометрическое поведение звезды исследовалось в ряде работ: 1970–1971 гг. [12, 13], статьи Кардолова и соавт.: 1977–1981 гг. [24, 25], 1984–1987 гг. [26], 1985–1986 гг. [27], статьи Шевченко и соавт.: 1988–1990 гг. [28, 29], 1984–1995 гг. [30]. Наиболее полная из опубликованных кривая блеска звезды представлена в работе [15] (1984–1998 гг.). В оптическом диапазоне V517 Cyg имеет кривую блеска, свойственную звездам типа UX Ori. Она представляет собой суперпозицию минимумов различной глубины и продолжительности с характерным временем переменности от нескольких дней до нескольких десятков дней. Глубины минимумов сильно различаются.

На глубокие ($\Delta V \sim 2\text{--}3^m$) алголеподобные ослабления блеска могут накладываться мелкомас-

Таблица 1. Звезды сравнения в поле V517 Cyg и их звездные величины

Звезда сравнения	2MASS				АЗТ-24		
	Обозначение	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>
№1	J20472037+4345066	9.730	9.789	9.693	9.724	9.665	9.651
№2	J20471949+4344231	11.780	11.390	11.339	11.789	11.421	11.381
№3	J20472660+4346069	12.341	11.830	11.603	12.281	11.789	11.544

Примечание. Значения звездных величин из каталога 2MASS и согласно собственной калибровке АЗТ-24.

штабные минимумы. Есть признаки длительных циклов (порядка 8–9 лет), однако надежных признаков периодичности изменений оптического блеска звезды не обнаружено [26, 28, 29]. Все наблюдаемые изменения блеска вызваны изменениями околосредной экстинкции [15].

Диаграмма “цвет–величина” V517 Cyg для оптического диапазона демонстрирует характерный для звезд типа UX Ori “эффект поглубения” [15, 30], обусловленный влиянием рассеянного излучения околосредного диска [31]. Покраснение звезды, наблюдаемое на начальной стадии падения ее блеска, немного отличается от стандартного закона межзвездного покраснения.

V517 Cyg имеет избыток излучения в ближней ИК области спектра [26, 32, 33], обусловленный тепловым излучением околосредной пыли.

Поляризация V517 Cyg достигает 2–3% и переменна как по величине, так и по углу [27]. Направление поляризации V517 Cyg практически параллельно плоскости Галактики и совпадает с направлением вытянутого канала поглощающего вещества, общего со звездой Ве Хербига AS442, обладающей схожим фото-, спектро- и поляризметрическим поведением [34].

С ослаблением блеска усредненные величины поляризации уменьшаются до определенного уровня, а при дальнейшем падении блеска начинают снова расти. Такая же особенность наблюдалась у звезды CQ Тау и объясняется суперпозицией двух механизмов поляризации излучения, не совпадающих по направлению: межзвездной и собственной, обусловленной рассеянным излучением диска [35].

Спектральные наблюдения низкого разрешения показали, что спектр V517 Cyg типичен для звезд Ae Хербига, в нем имеются несколько сильных линий: эмиссионная линия H_{α} с переменным (одно- или двухкомпонентным) профилем, абсорбционная линия H_{β} (с признаками слабой эмиссии); абсорбционный дублет натрия D и линии металлов Mg I и Fe II [26, 27].

Таким образом, V517 Cyg обладает всеми отличительными признаками звезд типа UX Ori: цветовое поведение, алгоподобные ослабления блеска с большой амплитудой, двухкомпо-

нентная эмиссия в линии H_{α} , переменная поляризация.

3. НАБЛЮДЕНИЯ И ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА

Фотометрические наблюдения V517 Cyg в ИК диапазоне были получены в 2003–2017 гг. с помощью инфракрасной ПЗС-камеры SWIRCAM [36, 37] на 1-м телескопе Пулковской обсерватории АЗТ-24, установленном на наблюдательной базе Кампо Императоре (Италия), в широких фотометрических фильтрах, соответствующих полосам *J* (1.25 μm), *H* (1.65 μm) и *K* (2.20 μm) Джонсона. Ошибки фотометрии составляют в среднем 0.01–0.02^m.

Более подробно с характеристиками телескопа и ИК приемника, а также методами первичной обработки можно познакомиться в нашей предыдущей статье [5].

Поле со звездами сравнения V517 Cyg представлено на рис. 1. Звездные величины звезд сравнения из каталога 2MASS и полученные из калибровки АЗТ-24 даны в табл. 1; для фотометрии V517 Cyg использовались полученные на АЗТ-24 величины.

Данные оптической фотометрии предоставлены одним из соавторов (С.Ю.М.). Наблюдения получены в обсерватории Майданак (Узбекистан) на двух 0.6-м рефлекторах Цейсса и 0.48-м телескопе АЗТ-14 с помощью импульсных фотометров в фильтрах Джонсона (*UBVR*) с 1981 г. Детальное описание программы и инструментов дано в книге Шевченко [38]. Данные с 1984 по 1998 гг. опубликованы в статье [15]. Данные с 1999 по 2003 гг. публикуются впервые.

Для анализа поведения объекта в оптической области были также использованы наблюдения в полосе *V* за 2011–2018 гг. из каталога ASSAS¹ и базы данных AAVSO (The American Association of Variable Star Observers²), из которой взяты наблюдения двух участников: James Roe (далее – ROE) и James McMath (далее – MJB), наиболее много-

¹ <https://asas-sn.osu.edu/photometry>

² <https://www.aavso.org/>

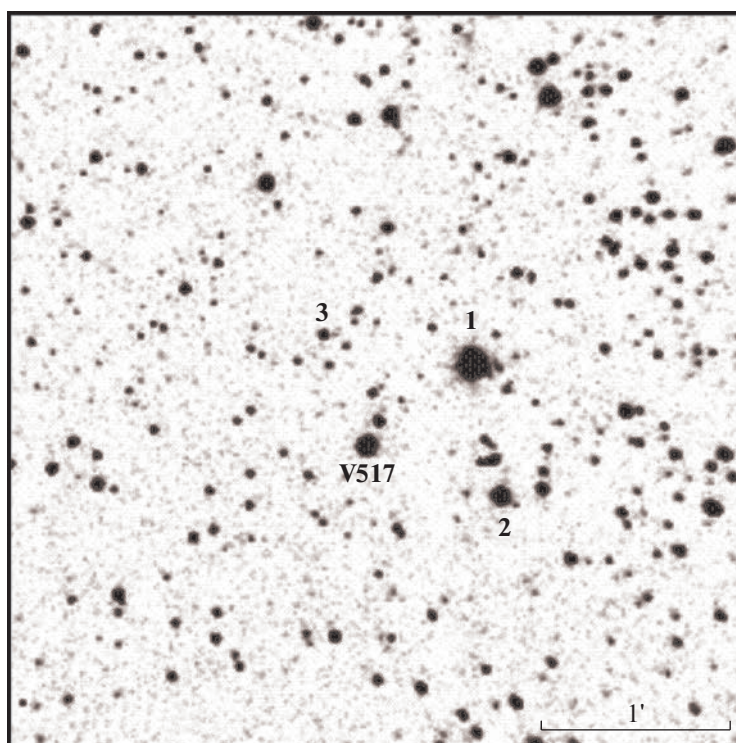


Рис. 1. Поле V517 Cyg со звездами сравнения.

численные и характеризующиеся наименьшими ошибками.

Также нами были использованы данные из каталога WISE³ в двух полосах: $W1$ (3.4 мкм) и $W2$ (4.6 мкм). В полосах $W3$ (12 мкм) и $W4$ (22 мкм) объект наблюдался редко; эти полосы мы использовали только для построения спектрального распределения энергии.

Дополнительно 09.11.2009 г. на телескопе Цейс-2000 обсерватории Терскол с помощью эшелюного спектрографа MMCS, установленного в Кассегреновском фокусе, был получен спектр среднего разрешения V517 Cyg ($R \approx 13\,500$). Суммарная экспозиция составила $t_{int} = 540$ s. Спектр охватывает интервал длин волн 3700–8000 Å. Отношение S/N ~ 50 –60 на 1 пиксел в районе дублета Na I D. Спектральные наблюдения выполнялись без фотометрической поддержки. Однако судя по качеству спектра, звезда во время наблюдения была в ярком состоянии. Обработка спектра производилась с помощью стандартной процедуры редукции спектроскопических наблюдений, реализованной в пакете IRAF. После сложения кадров, косметической коррекции космических частиц и учета кадров нулевого тока и плоских полей из изображения был извлечен одномомерный спектр объекта. Калибровка шкалы

длин волн осуществлялась с помощью спектра FeAg лампы, длины волн были приведены в гелиоцентрическую систему координат.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Историческая кривая блеска V517 Cyg в оптическом диапазоне

На рис. 2 (нижняя панель) представлена историческая кривая блеска V517 Cyg для полосы V , построенная по нескольким источникам. Основной массив наблюдательных данных – работа Мельникова [15], результаты которой частично опубликованы в статье Хербста и Шевченко [30], и которая охватывает период времени 1984–1998 гг. Наблюдения проводились на астрономической станции Майданак. В 1999–2003 гг. наблюдения V517 Cyg на Майданаке продолжались, однако публикаций по ним до сих пор не было. Использованы также наблюдения, выполненные Кардополовым и соавт. на Майданаке в 1981 г. и 1985–86 гг. [24, 25]. Данные для более позднего периода времени взяты из каталогов ASSAS, AAVSO и GAIA.

В полосе B кривая блеска продолжена за счет фотографических наблюдений, полученных в 1969–1971 гг. там же, на астрономической станции Майданак, и дополненных наблюдениями из стеклотеки ГАИШ, опубликованными Филиным [13] (рис. 2, верхняя панель). Характер историче-

³ <https://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-dd>

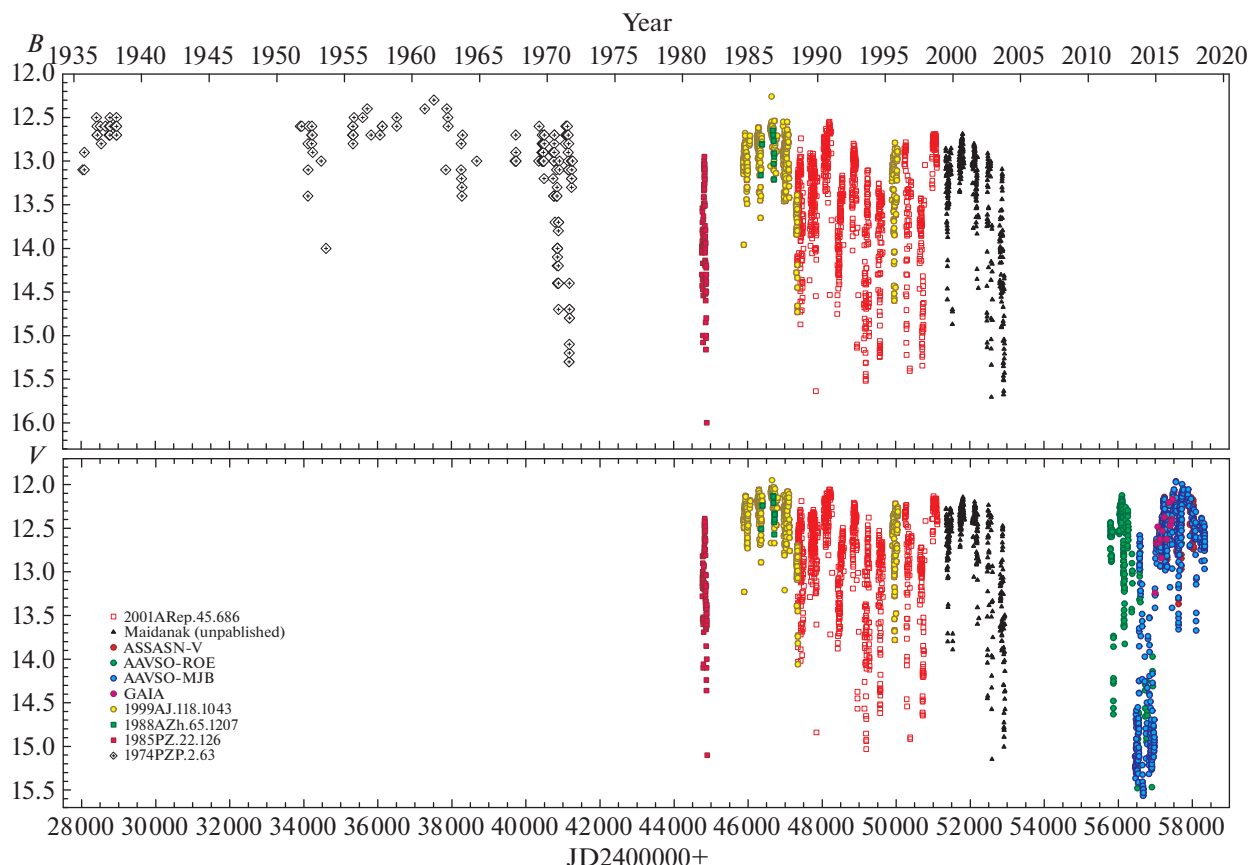


Рис. 2. Историческая кривая блеска V517 Cyg с 1935 по 2017 гг. Верхняя панель: полоса B [13, 15, 24, 27, 30]. Нижняя панель: полоса V ([12, 15, 24, 27, 30], ASSAS, AAVSO, GAIA). Для обеих полос приведены также данные, полученные наблюдателями станции Майданак, публикующиеся впервые (Maidanak, unpublished).

ской кривой, полученной до 1969–1970 гг. и после, радикально различается. Возможно, это связано с плотностью наблюдений: до 1969 г. их немного. По данным С.Ю. Шугарова (частное сообщение) предельная звездная величина на фотопластинках из коллекции ГАИШ в рассматриваемую эпоху была равна $16\text{--}17^m$ в полосе B . Этот предел допускать наблюдения таких же глубоких минимумов, как и в современную эпоху. Поэтому их отсутствие в раннюю эпоху никак не связано с меньшей чувствительностью фотопластинок по сравнению с фотоэлектрическими наблюдениями. Чтобы с большей уверенностью сказать, изменилось ли поведение звезды, необходимо дополнительное исследование.

На рис. 3 показаны диаграммы “цвет–величина” для данных обсерватории Майданак за 1981–2003 гг. и данных из статей [24, 27]. V517 Cyg демонстрирует характерный для UX Ori поворот цвета ($B-V$). Такой же поворот, но менее выраженный, наблюдается на диаграмме $(V-R)-V$ и на диаграмме $(U-B)-V$, несмотря на значительный разброс точек на последней.

4.2. Кривые блеска

На рис. 4 представлены кривые блеска V517 Cyg в ближнем ИК (полосы JHK) и оптическом (полоса V — наблюдения ASSAS, AAVSO и данных обсерватории Майданак) диапазонах. Также на нем представлены наблюдения, полученные спутником GAIA и приведенные в стандартную фотометрическую систему (в полосе V).

В ИК-диапазоне амплитуда изменений блеска V517 Cyg уменьшается в сторону длинных волн: $\Delta J = 1.83^m$, $\Delta H = 1.04^m$, $\Delta K = 0.67^m$. Соответственно в оптическом диапазоне в полосе V амплитуда больше: $\Delta V = 3.60^m$. Для сравнения: изменение блеска в полосах WISE: $\Delta W1 = 0.36^m$, $\Delta W2 = 0.31^m$, хотя количество наблюдений небольшое (32 даты). Амплитуда переменности в J является наибольшей по сравнению с данными о других звездах типа UX Ori, опубликованными в работах [6, 7] и полученными на достаточно длительных интервалах наблюдений (см. Обсуждение).

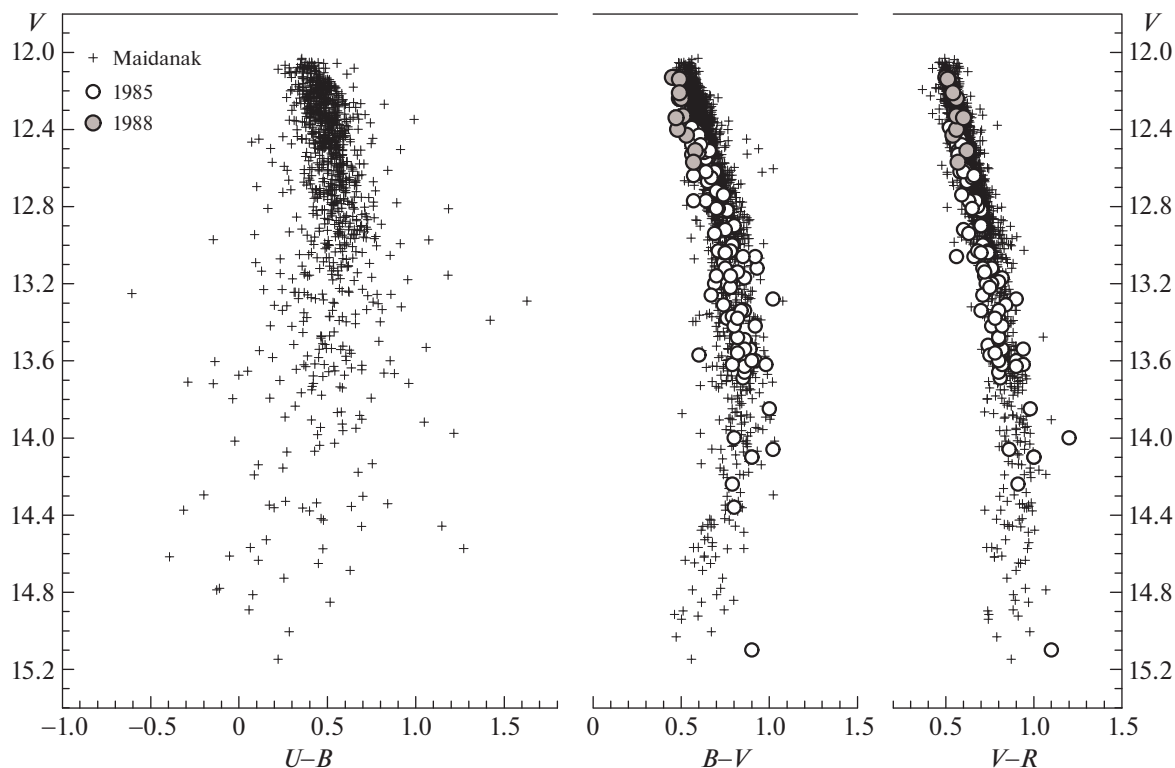


Рис. 3. Диаграмма “цвет–величина” V517 Cyg для оптического диапазона. Использованы данные обсерватории Майданак за 1981–2003 гг. и данные из статей [24, 27].

Имеются четыре интервала, когда наблюдения в ИК диапазоне попали на моменты глубоких минимумов в оптическом диапазоне: участки I, II, III и IV на кривой блеска (рис. 4, 5).

Участки III и IV, по-видимому, относятся к одному длительному минимуму JD 245 6100–245 7100, несмотря на то, что в момент $\sim$ JD 245 6580 на короткое время ($\sim$ 15 дней) звезда почти вернулась к своему яркому состоянию ($\sim$ 12.6^m). Этот минимум уникален для истории фотометрических наблюдений V517 Cyg как по длительности ($\sim$ 3 года), так и по амплитуде ($\sim$ 3.0^m).

При этом характерно, что в полосах WISE звезда не демонстрирует изменений блеска в пределах 1σ . Заметим, однако, что данные WISE по времени пришлись уже на выход звезды из оптического минимума (когда она появлялась на 2^m), и мы не можем по ним судить об ИК блеске звезды в самой глубокой точке минимума.

Особенно интересен участок кривой блеска III, когда в самой глубокой части минимума наблюдались квазипериодические изменения блеска в полосе V с периодом около 19 сут (см. рис. 5, второй график справа). Более подробно о них см. пункт “Поиск периодичности”.

На рис. 6 представлены гистограммы активности V517 Cyg в ИК диапазоне и в полосе V за период с 2003 по 2018 г. Поскольку для полосы V у нас имеются данные за более длительный интервал времени (1981–2018 гг.), мы построили гистограмму распределения и для этого интервала. Она повторяет форму гистограммы за 2003–2018 гг., поэтому мы не приводим ее здесь.

Гистограмма в полосе J характерна для звезд типа UX Ori и определяется в основном излучением самой звезды, переменность которого вызвана изменениями околосредной экстинкции. В полосах H и K она меняет свою форму: изменения экстинкции уже не играют большой роли, важным источником излучения становится сам диск.

Гистограмма в полосе V, наряду с максимумом, определяющим яркое состояние звезды, показывает наличие второго максимума для глубоких минимумов, когда излучение звезды ослаблено, и большой вклад начинает вносить рассеянный свет от протопланетного диска. Такая форма гистограмм была предсказана в статье [31]. В нашем случае она обусловлена самым глубоким и продолжительным минимумом блеска, наблюдавшимся в 2015 г.

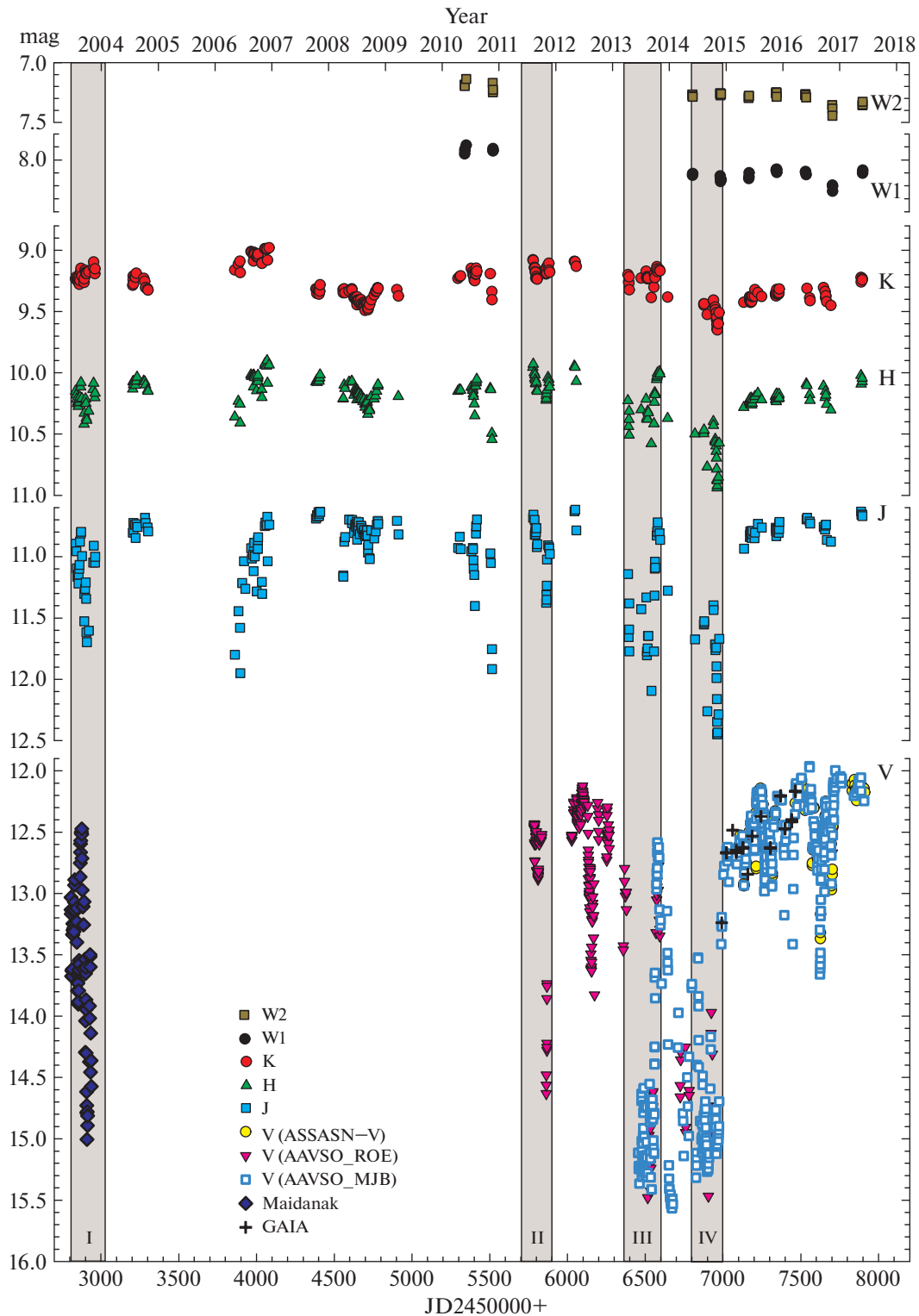


Рис. 4. Кривая блеска V517 Суг в оптическом (полоса V) и ИК диапазонах (полосы JHK , наши данные, и полосы $W1$ и $W2$ из каталога WISE) за период 2003–2017 гг. Кривая блеска в полосе V состоит из данных обсерватории Майданак (77 точек), ASSAS (206 точек), AAVSO-ROE (255 точки), AAVSO-MJB (572 точки), GAIA (23 точки). Римскими цифрами и серыми прямоугольниками обозначены участки глубоких минимумов, для которых есть данные и в оптическом, и в ИК диапазоне.

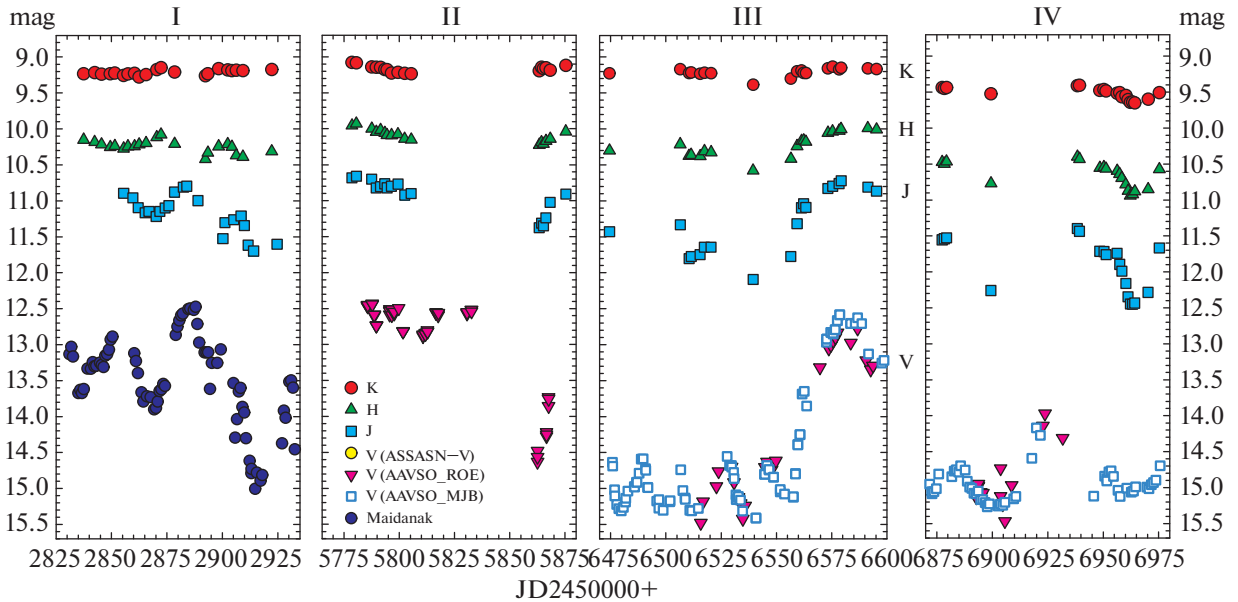


Рис. 5. Кривые блеска V517 Cyg для избранных интервалов времени, отмеченных римскими цифрами на рис. 4.

4.3. Корреляция между полосами J , H , K и V

Построенные диаграммы звездных величин в J и K показывают слабую связь между этими полосами (коэффициент корреляции Пирсона $r = 0.06$, однако связь между полосами J и H и между H и K демонстрируют значимую корреляцию: $r = 0.75$ и $r = 0.49$ соответственно (рис. 7). Очевидно, что изменения в ИК полосах имеют сложную взаимосвязь. Отсутствие значимой корреляции между полосами J и K говорит о том, что изменения блеска в этих полосах происходят под действием разных механизмов: в полосе K уже существенен вклад не только экстинкции на луче зрения, но и вклад диска.

Для проверки связи между изменениями блеска в ИК и оптическом диапазонах мы использовали квазисовременные наблюдения (в одну и ту же дату) — всего 55 ночей. На рис. 8 представлены результаты: диаграммы для звездных величин V517 Cyg в полосе V и полосах J и K . Блеск в полосе K (так же, как и в полосе H , не представленной на графике) показывает отсутствие корреляции с полосой V , в отличие от блеска в полосе J , демонстрирующей значимую корреляцию (коэффициент Пирсона: $r = 0.84$).

4.4. Цветовые диаграммы

Из диаграмм “цвет–величина” $J/(J-H)$ и $J/(H-K)$, показанных на рис. 9, видно, что основной вклад в изменение ИК показателей цвета V517 Cyg дает полоса J . Увеличение блеска объек-

та сопровождается увеличением цвета ($J-H$) и ($H-K$), что относится к характерным признакам звезд типа UX Ori. Основным механизмом переменности является переменная экстинкция. Кривая блеска звезды, наряду с глубокими минимумами, показывает достаточно длительные периоды яркого состояния, когда блеск звезды не претерпевает больших изменений.

На рисунке показан наклон цветовых треков, соответствующий стандартному закону межзвездного поглощения. Однако стоит отметить, что уже в полосе H влияние излучения диска существенно, и, таким образом, диаграммы “цвет–величина” уже не могут однозначно определять имеющийся закон поглощения.

Для одновременных наблюдений в ИК и оптическом диапазонах были построены также диаграммы “цвет–величина” $V/(J-H)$, $V/(J-K)$ и $V/(H-K)$ (рис. 10, коэффициент Пирсона соответственно 0.93, 0.93 и 0.89). Основной вклад в корреляцию вносят изменения блеска в полосах J и H , вызванные изменением экстинкции в глубоких минимумах; блеск в полосе K , как видно из рис. 8, слабо коррелирует с оптическим блеском.

4.5. Поиск периодичности

Квазипериодические изменения в полосе V на участке кривой блеска III (см. рис. 5, второй график справа) характеризуются амплитудой $\Delta V \sim 0.8^m$ и периодом $P \approx 19^d$ (вероятность лож-

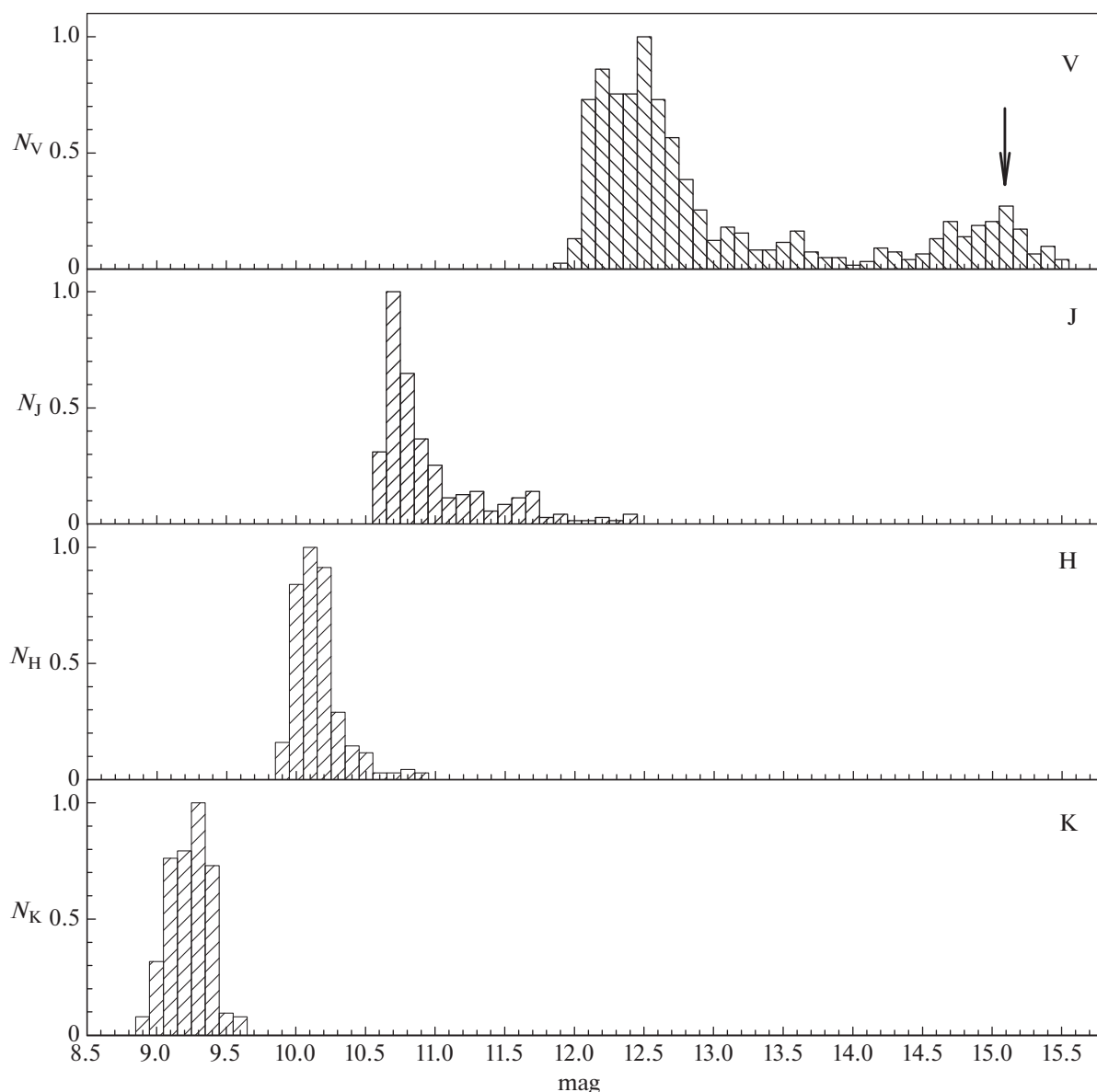


Рис. 6. Нормированные гистограммы активности V517 Cyg в оптическом и ИК диапазонах: *V* (сводная гистограмма для данных за 2003–2018 гг. в этой полосе: наблюдения Майданак — 77 точек, ASSAS — 206 точек, AAVSO-ROE — 255 точек, AAVSO-MJB — 572 точки), *J* (251 точка), *H* (248 точек), *K* (243 точки). Стрелкой отмечен второй максимум, соответствующий рассеянному излучению.

ной тревоги $FAP < 0.001$) (рис. 11). Период определялся нами по методу Ломба-Скаргла по совокупному массиву данных AAVSO. На кривой блеска видны 5 полных циклов (на последний цикл наложился восходящий тренд основного минимума).

Что происходило со звездой в ИК диапазоне в этот момент, судить сложно из-за большого разрыва в наблюдениях, но имеются похожие признаки этих колебаний в третьем цикле, особенно в полосе *J* (см. рис. 5, второй график справа).

В полосе *K* присутствуют циклические изменения блеска с периодом около 6.5 лет ($FAP < 0.001$) и амплитудой $\sim 0.3^m$ (рис. 12), осложненные более быстрыми вариациями. За 14 лет мониторинга наблюдалось два полных цикла. Для проверки этого квазипериода необходимы дальнейшие наблюдения.

На исторической кривой блеска в дополнение к глубоким минимумам ясно обозначаются медленные волны. Однако близких по значению (6.5 лет) периодов не выявлено.

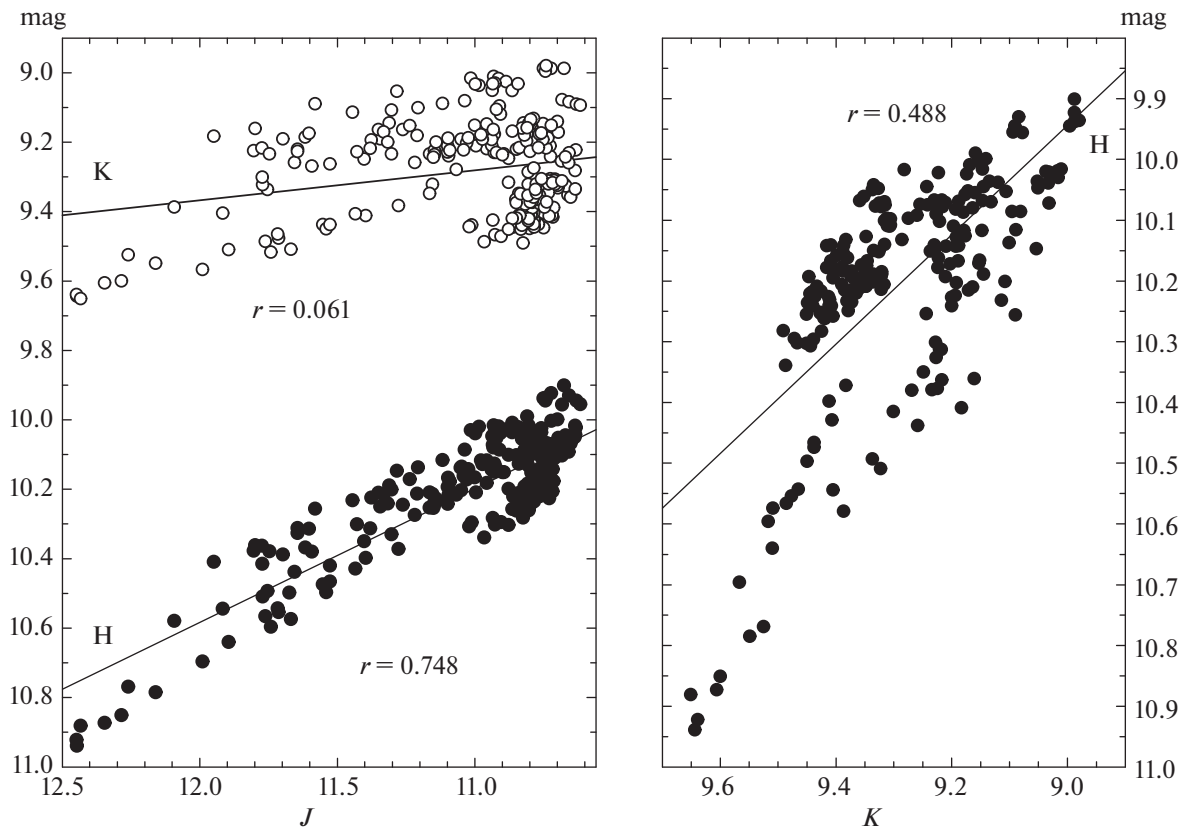


Рис. 7. Корреляция между звездными величинами V517 Суг: слева — H и K относительно J ; справа — H относительно K . Цифрами показан коэффициент корреляции Пирсона.

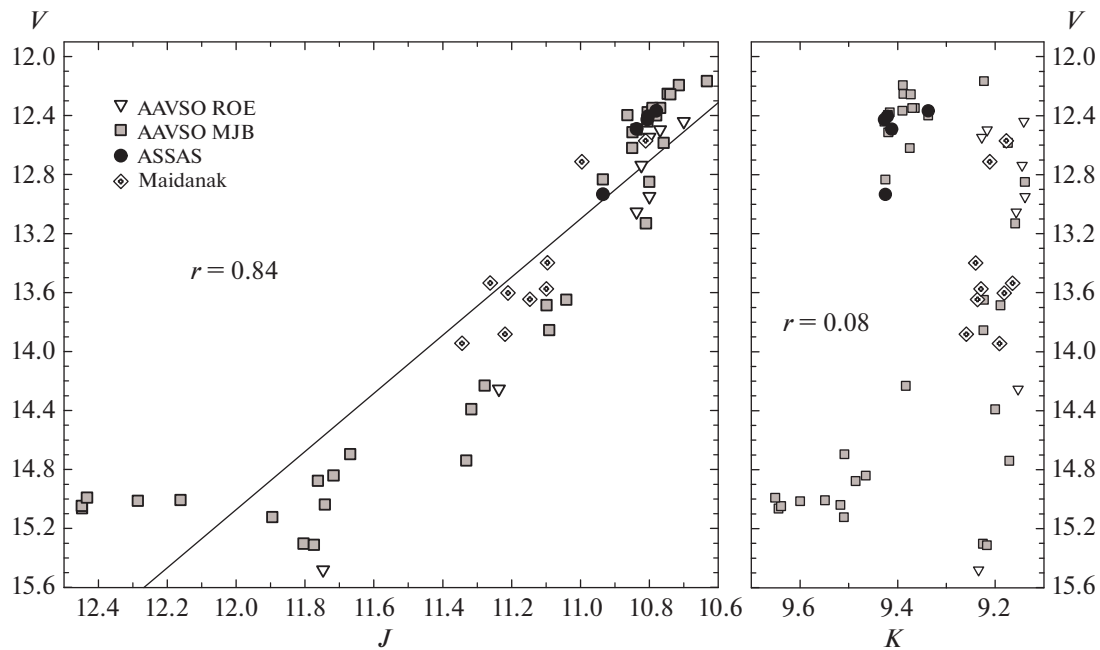


Рис. 8. Корреляция между блеском V517 Суг в оптическом (полоса V) и ИК-диапазонах (полосы J и K) для совпадающих дат. Цифрами показан коэффициент корреляции Пирсона.

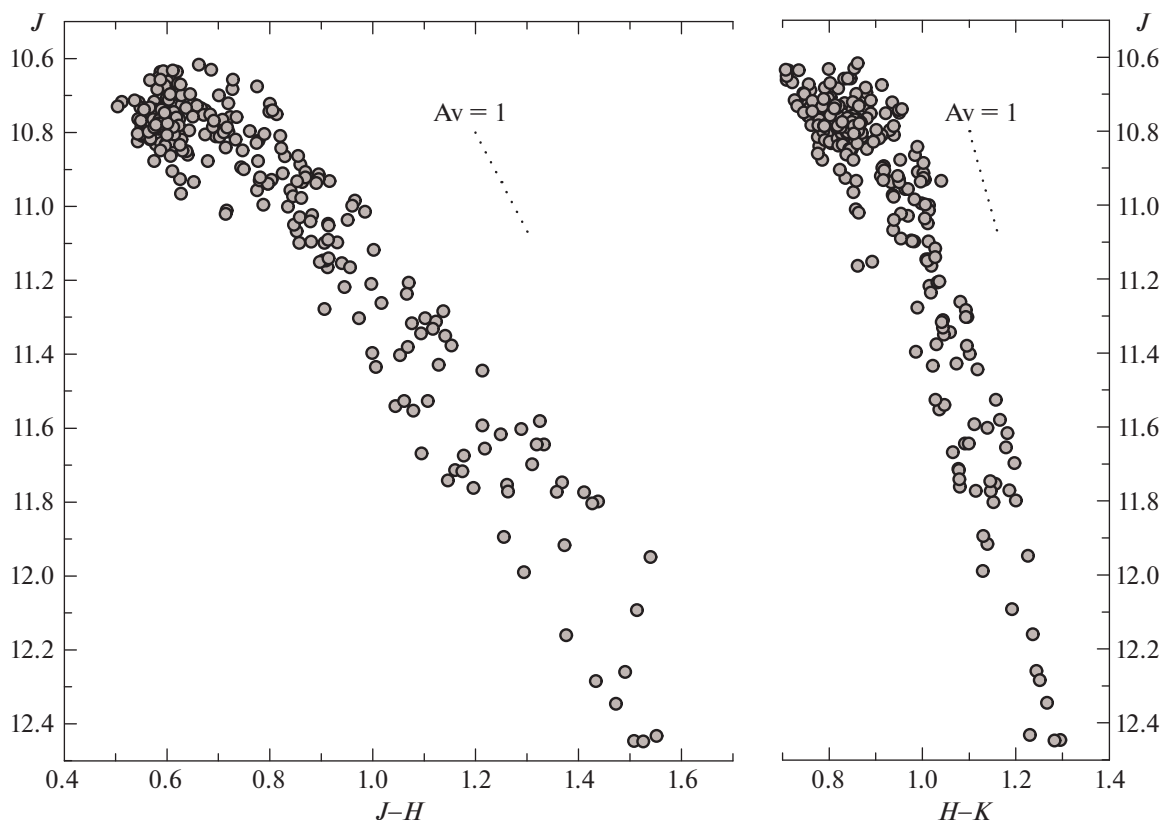


Рис. 9. Диаграмма “цвет–величина” V517 Суг для ИК полос. Пунктирные линии соответствуют стандартному закону межзвездного поглощения ($R_V = 3.1$).

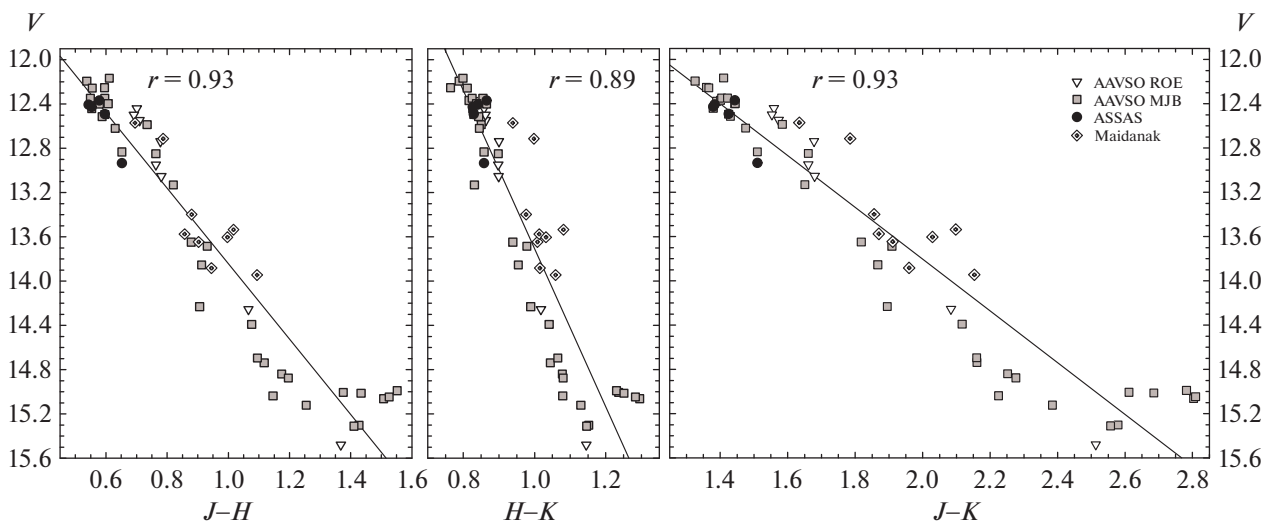


Рис. 10. Диаграмма “цвет–величина” V517 Суг. Цифрами показан коэффициент корреляции Пирсона.

4.6. Спектральное распределение энергии и параметры звезды

На рис. 13 представлено исправленное за поглощение ($A_V = 2.00^m$ [18], $R_V = 3.7$ [22]) спек-

тральное распределение энергии V517 Суг. Для этого были использованы данные каталогов IRAS, MSX6, AKARI, WISE, а также наши данные в ИК диапазоне (JHK) и данные для оптического

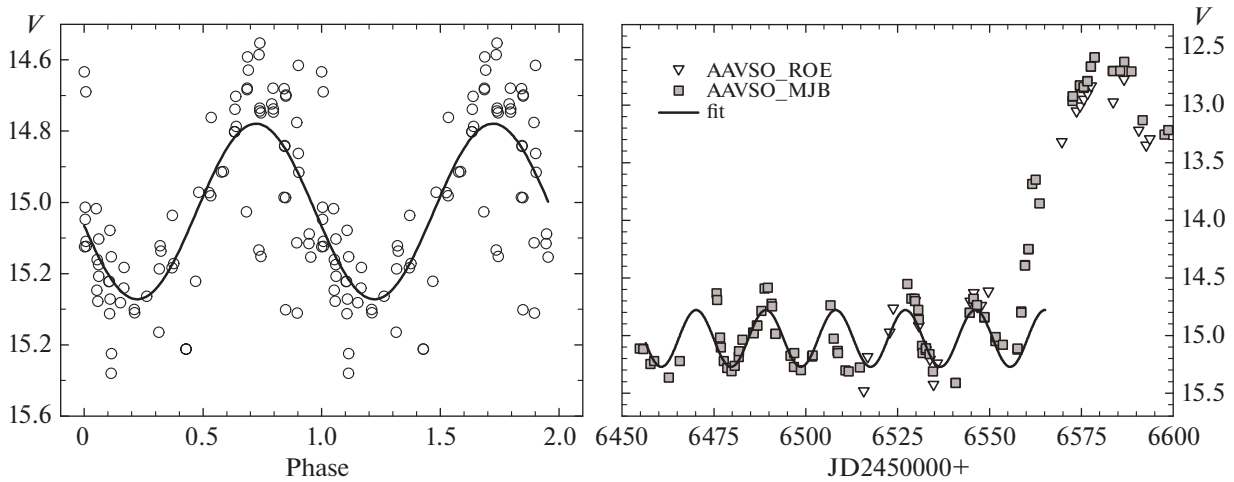


Рис. 11. Слева: фазовая кривая V517 Cyg в полосе V (участок III кривой блеска) для данных AAVSO. Справа: участок III кривой блеска V517 Cyg в полосе V в реальном времени. Разными символами показаны разные массивы данных. На обеих панелях сплошная линия — синусоидальное приближение с периодом $P \approx 19^d$.

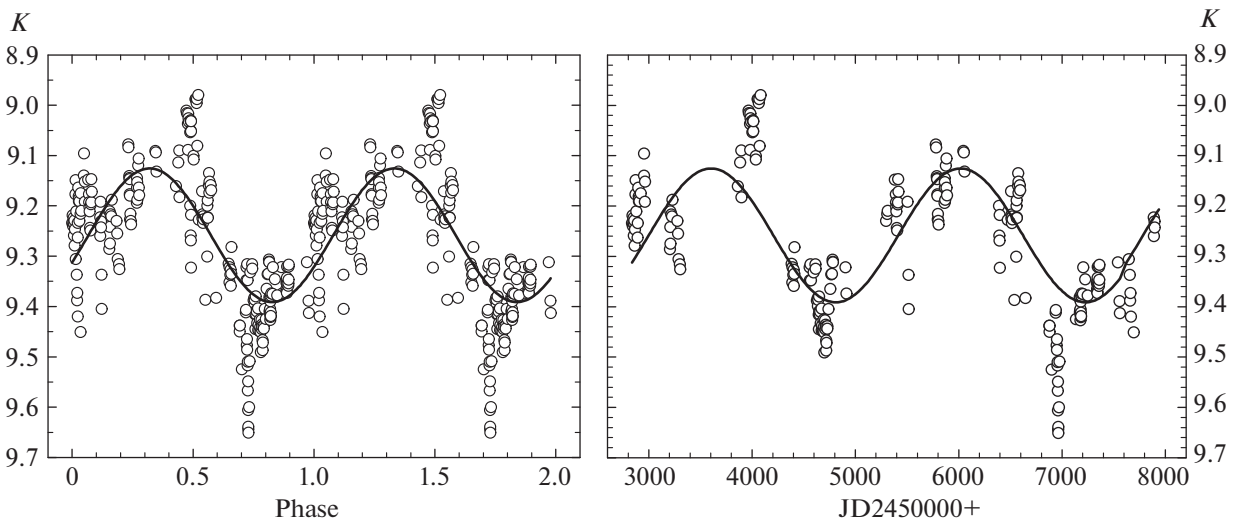


Рис. 12. Слева: фазовая кривая V517 Cyg в полосе K . Справа: кривая блеска V517 Cyg в полосе K в реальном времени. На обеих панелях сплошная линия — синусоидальное приближение с периодом $P \approx 2400^d$ (~6.5 лет).

диапазона ($UBVR$). Поток по данным AKARI и WISE мы рассчитали как среднее из нескольких дат с максимальным блеском.

Спектральное распределение энергии наилучшим образом описывает модельное распределение с температурой звезды 9500 ± 250 К. При силе тяжести на поверхности $\log g = 4.0$ и металличности $[\text{Me}/\text{H}] = +0.00$ такая температура соответствует спектральному классу A0–A1.

Оценка светимости V517 Cyg в ярком состоянии, исходя из имеющихся данных (звездная величина в полосе $V_{\text{ярк}} = 12.05^m$; коррекция за по-

глошение $A_V = 2.00^m$; расстояние до звезды ($D_{\text{Gaia}} = 763$ пк) дает $L_* \approx 38 L_{\odot}$. При такой светимости и температуре $T_{\text{eff}} \sim 9500$ К, радиус звезды $R_* \sim 2.3 R_{\odot}$.

Принимая, что пылевая составляющая околозвездного диска состоит из силикатных частиц (силикаты являются главным источником непрозрачности), мы можем рассчитать внутреннюю границу пылевого диска как границу зоны сублимации при условии, что пыль излучает как абсолютно черное тело (для силикатных частиц $T = 1500$ К). С учетом полученных нами парамет-

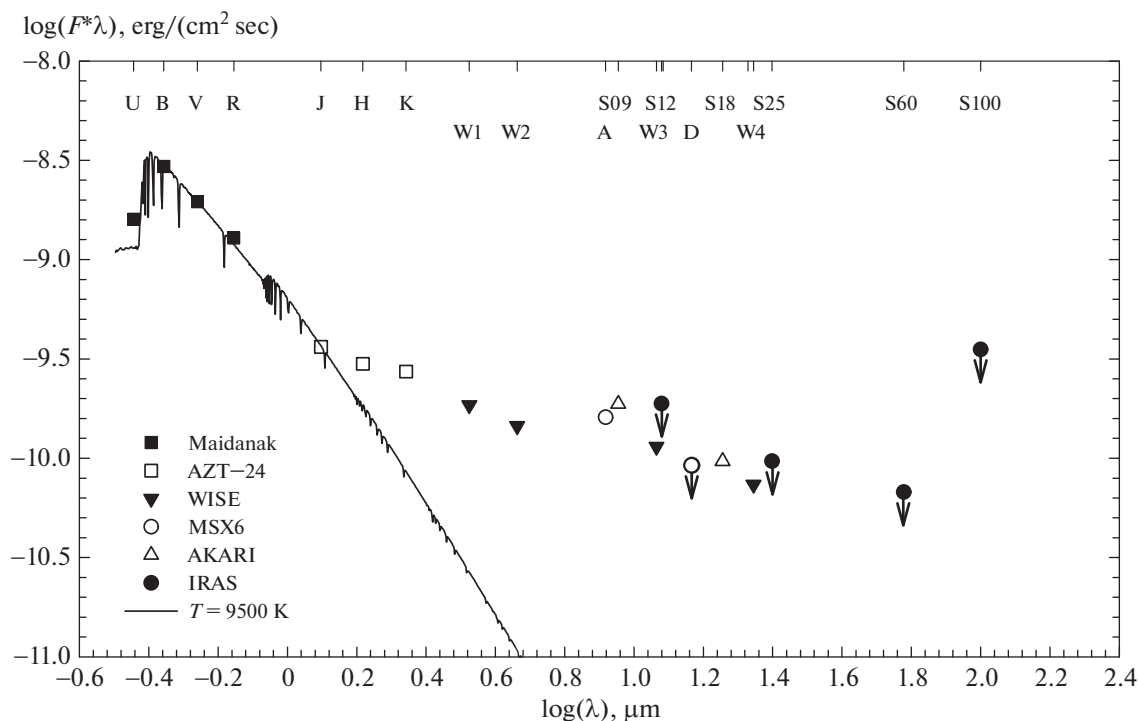


Рис. 13. Спектральное распределение энергии V517 Cyg. Полосы U , B , V , R (Майданак); J , H , K (АЗТ-24); $W1$, $W2$, $W3$, $W4$ (WISE); $S09$, $S18$ (AKARI); A , D (MSX6); $S12$, $S25$, $S60$, $S100$ (IRAS). Стрелками показаны верхние пределы. Сплошная линия – распределение энергии на основе модели атмосферы Куруча [39] при $T = 9500$ K, $\log g = 4.0$, $[Me/H] = +0.00$. Принято $A_V = 2.00^m$ и $R_V = 3.7$.

ров звезды, эта зона находится на расстоянии $R_s \sim 0.43$ а. е.

Спектр V517 Cyg среднего разрешения, полученный в 2009 г., продемонстрировал следующие особенности. Линия H_α имеет двухкомпонентный эмиссионный профиль. Ее эквивалентная ширина, полученная с учетом фотосферного профиля, равна $7 \text{ \AA}$. Остальные линии Бальмеровской серии наблюдаются в поглощении. Присутствуют также линии поглощения Na I D и усиленные (относительно нормальной интенсивности в спектре $\sim A3$) линии поглощения Mg II, Fe II, что согласуется с результатами более ранних исследований [26, 27].

Следует заметить, что двухкомпонентная структура профиля H_α (рис. 14, левая панель) наблюдается у подавляющего большинства звезд типа UX Ori и свидетельствует о доминирующем вращении в области образования эмиссии. Эта интересная особенность была впервые отмечена в статье [40] и использована там для поддержки гипотезы о небольшом наклоне околозвездных дисков этих звезд относительно направления на наблюдателя, основанной на поляризационных наблюдениях. Впоследствии этот вывод был

подтвержден на основе более широких статистических исследований в статьях [41, 42].

Определив из распределения энергии V517 Cyg (рис. 13) поток излучения в окрестности линии H_α , можно оценить светимость звезды в этой линии. При расстоянии до объекта $D = 763$ пс и $EW(H_\alpha) = 7 \text{ \AA}$ светимость $L_{H_\alpha} = 2.0 \times 10^{-2} L_\odot$. Этой оценкой мы воспользуемся ниже для определения темпа аккреции на звезду.

Линии резонансного дублета Na I D представлены обратными P Cyg профилями со слабыми эмиссионными компонентами, смещенными в синюю сторону примерно на -100 км/с и глубокими абсорбциями на $+18$ км/с (рис. 14, правая панель). В спектре также присутствует широкое ($FWHM \sim 280$ км/с) поглощение в линии He I $5876 \text{ \AA}$, центрированное на лучевую скорость $RV_h \approx +57$ км/с.

Впервые у этого объекта нами были идентифицированы запрещенные эмиссии [OI] (частично блендированные теллурическим компонентом), а также запрещенные эмиссионные линии [NII] $\lambda\lambda 6548/6583 \text{ \AA}$ на гелиоцентрических скоростях $RV_h \approx -22$ км/с. Эти запрещенные линии свидетельствуют о наличии возле объекта радиативно

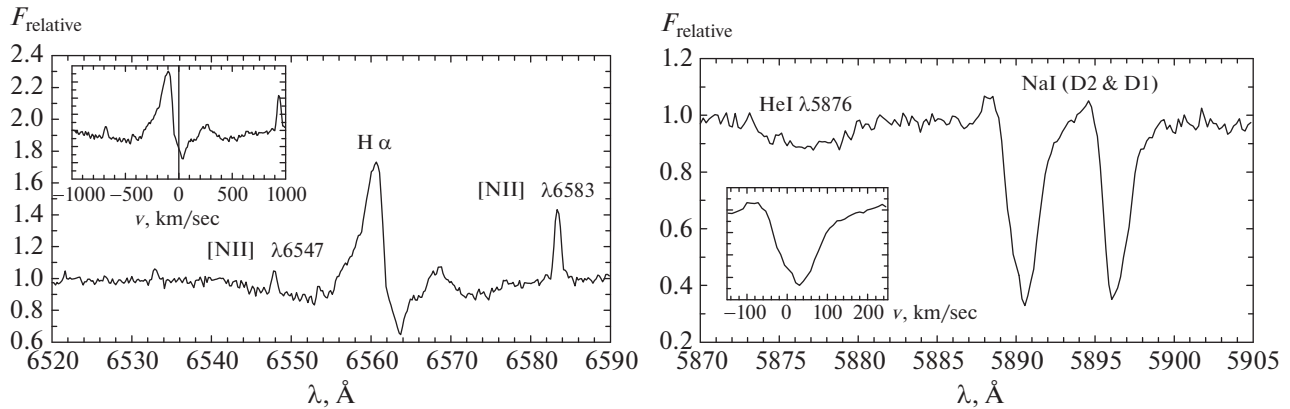


Рис. 14. Участки спектра V517 Cyg: сверху — линии H α и [NII], внизу — абсорбционный дублет Na I D и He 5876 $\text{\AA}$. Врезки слева — профили в шкале скоростей.

возбужденного газа низкой плотности и обычно наблюдаются у звезд, которые имеют коллимированные джеты/выбросы. Возможно, что и в данном случае это тоже признак джета. Относительно невысокая лучевая скорость этих запрещенных линий (обычно скорости газа в джетах молодых звезд — 100–300 км/с) может быть еще одним свидетельством, что мы видим аккреционный диск V517 Cyg под небольшим углом.

Таким образом, V517 Cyg обладает параметрами (температурой и светимостью), характерными для звезд типа UX Ori.

Примерно такие же значения температуры и светимости имеет звезда Ae Хербига PDS 469 из работы [43]. Это означает, что обе звезды занимают близкие позиции на эволюционных треках, и, следовательно, имеют близкие по величине массы и возраст. С учетом этого мы можем принять массу V517 Cyg равной массе PDS 469: $M_{\star} = 2.35 M_{\odot}$ и ее возраст ≈ 4 Мг.

Дополнительно спектр позволяет ограничить допустимый интервал эффективных температур звезды: $T_{\text{eff}} \sim 8000\text{--}10\,000$ К. С одной стороны, в спектре не видны фотосферные линии He I, значит, T_{eff} должна быть меньше 10^4 К (спектральный класс позднее, чем A0). С другой стороны, температура должна быть выше 8000 К, т.к. в противном случае интенсивность линий металлов была бы больше, чем наблюдается.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

5.1. Гистограмма активности в полосе V

Существование рассеянного излучения протопланетного диска у звезд типа UX Ori ограничивает амплитуду ослаблений их блеска, поскольку пылевые фрагменты диска, закрывающие звезду в моменты затмений, не могут закрыть весь диск.

При этом рассеянное излучение диска не является постоянным. Оно флуктуирует из-за изменений условий освещенности диска звездой при распространении излучения в неоднородной атмосфере диска (см. обзор [44]). На гистограмме фотометрической активности V517 Cyg (рис. 6) стрелкой показан локальный максимум в области минимальных значений блеска звезды в полосе V. Этот максимум, как мы предполагаем, как раз и происходит из-за ограничения минимумов блеска рассеянным излучением диска.

По амплитуде минимумов можно оценить долю рассеянного излучения диска I_{scat} в излучении звезды I_{star} в ярком состоянии. По данным ASSAS + AAVSO амплитуда минимумов в полосе V: $\Delta V_{\text{max}} = 3.6^m$ (2011–2017 гг.), следовательно, доля рассеянного света в этой полосе $I_{\text{scat}}/I_{\text{star}} \approx 10^{-0.4\Delta V_{\text{max}}} = 0.04$.

5.2. 19-дневный квазипериод в минимуме блеска

Квазипериодические изменения (с периодом 19 сут) на участке III кривой блеска в полосе V (рис. 5) являются очень интересной особенностью. Пока мы не можем предложить удовлетворительного объяснения этому феномену. Для орбитального вращения газо-пылевого облака вокруг звезды этот период слишком мал: при таком периоде облако должно находиться внутри зоны сублимации пыли (~ 0.5 а.е. для звезд Ae Хербига).

Есть еще несколько возможных механизмов появления такого периода, наблюдающиеся у более холодных звезд — звезд типа Т Тау:

1) вращательная переменность блеска, обусловленная неоднородной структурой фотосферы звезды (наличия на ней холодных или горячих пятен).

Таблица 2. Амплитуда переменности в ИК-области у VX Cas [5] и у V517 Cyg (данная работа)

Звезда	Амплитуда переменности, Δm			Период наблюдений	Количество наблюдений
	J	H	K		
VX Cas	0.65	0.58	0.69	2003–2017	188
V517 Cyg	1.83	1.04	0.67	2003–2017	251

2) фотометрическая переменность диска, связанная с вращением звезды и анизотропным облучением диска, появляющимся из-за наличия пятен на поверхности звезды (напр., HH30 [45]);

3) переменность, связанная с изогнутым диском, изогнутость которого определяется близостью магнитосферы звезды и ее наклоном относительно оси вращения звезды (как в случае AA Tau [46]).

Эти механизмы были бы применимы, если бы у V517 Cyg был компаньон типа Т Тау, присутствие которого мы видели бы время от времени в самых глубоких минимумах блеска. Однако ни спектральных, ни фотометрических признаков двойственности V517 Cyg нет. Более того, присутствие такого компаньона было бы заметно по поведению трека на цветовой диаграмме (рис. 3): в слабом состоянии звезды он должен был бы сместиться в красную сторону, тогда как на самом деле он смещается в противоположную сторону из-за доминирования рассеянного света диска.

Но стоит заметить, что у нас нет данных о фотометрическом поведении звезды в полосах B или U в момент самого глубокого минимума, и мы не можем сказать, изменился ли цветовой трек объекта во время этого события.

Более того, в глубоких и продолжительных минимумах частично может быть закрыта зона диска, ответственная за рассеянный свет, и блеск звезды может ослабеть больше, чем в среднем в минимумах. Такой минимум у UX Ori наблюдали С. Белан и Д. Шаховской⁴, когда блеск звезды в полосе V ослаб на 3.5^m , в то время как амплитуда минимумов UX Ori в полосе V составляет в среднем около 2.5^m .

Выбор правильной гипотезы требует дополнительных исследований, прежде всего спектральных и интерферометрических наблюдений, которые могли бы показать наличие или отсутствие второго компонента.

⁴ См. доклад на конференции *The 2nd international Workshop “UX Ori type stars and related topics”*, <https://uxors-2019.crao.ru/images/presentation/belan.pdf>

5.3. Амплитуды переменности

На рис. 15 и в табл. 2 показано, как меняется амплитуда переменности для звезд типа UX Ori по данным из статей [4–8]. Полученные в этих статьях наблюдения охватывают достаточно длительные периоды, наши наблюдения V517 Cyg и VX Cas характеризуются наибольшим количеством точек, полученных за время мониторинга. Эти две звезды отличаются и по амплитуде, и по характеру ее изменения при переходе от коротковолновой области в длинноволновую. Если V517 Cyg демонстрирует падение амплитуды переменности от J к K , вызванное уменьшением экстинкции с ростом длины волны излучения, то у VX Cas амплитуда практически не меняется.

Для сравнения на рис. 15 показана зависимость от длины волны амплитуды ослаблений блеска звезды Ae Хербига AB Aur по данным [8]. Эта звезда наблюдается под большим углом к плоскости диска и поэтому в фотометрическом отношении она достаточно стабильна (по крайней мере в современную эпоху).

Как видно из рис. 15, V517 Cyg имеет наибольшую среди представленных на этом рисунке звезд типа UX Ori амплитуду переменности в полосе K .

5.4. Оценка темпа аккреции

Для оценки темпа аккреции $\dot{M}_{acc}$ обычно используется соотношение, связывающее эту величину с аккреционной светимостью звезды L_{acc} :

$$\dot{M}_{acc} = \frac{L_{acc} R_{\star}}{G M_{\star}} \left(1 - \frac{R_{\star}}{R_m} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь G – постоянная гравитации, R_m – радиус магнитосферы. Последний близок к радиусу коротации и для быстровращающихся звезд Ae Ве Хербига обычно принимается в пределах $(1.5–2) R_{\star}$.

Для оценки L_{acc} часто используют эквивалентную ширину эмиссионной линий H_{α} [47, 48]:

$$\log(L_{acc}/L_{\odot}) = (2.09 \pm 0.06) + (1.00 \pm 0.05) \log(L_{H_{\alpha}}/L_{\odot}). \quad (2)$$

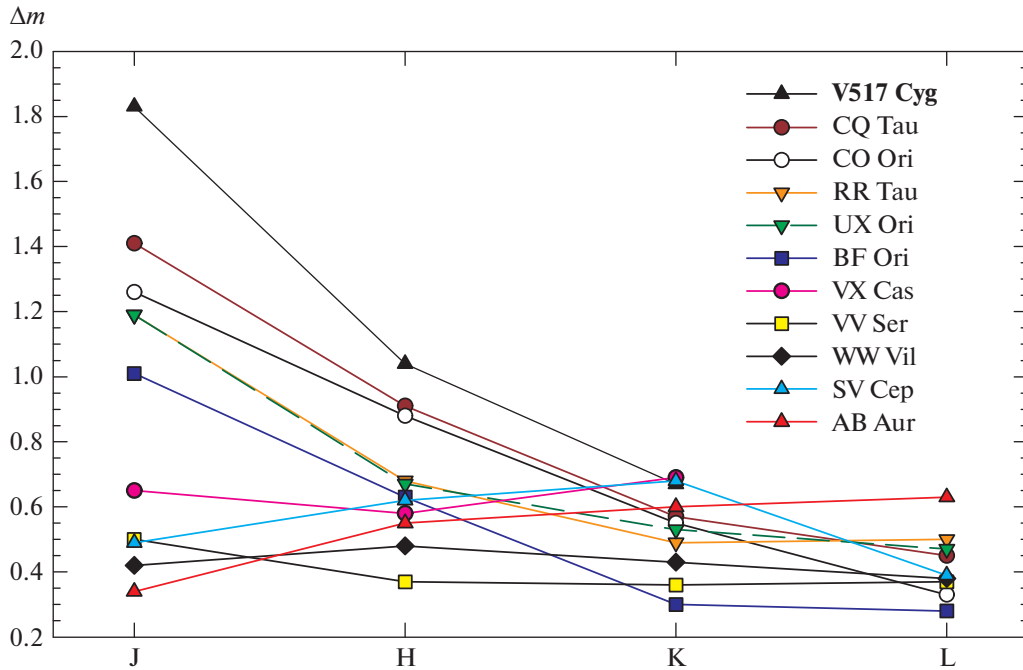


Рис. 15. Амплитуда переменности в ИК диапазоне для звезд типа UX Ori по нашим данным и данным статей [4–8].

Подставляя сюда полученное выше значение $L_{H\alpha} = 2 \times 10^{-2} L_{\odot}$, находим: $L_{acc} = 2.5 L_{\odot}$. С учетом этого, из соотношения (1) получаем $\dot{M}_{acc} = 3.6 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. При получении этой оценки были использованы следующие параметры звезды: $R_m = 2 R_*$; $R_* = 2.3 R_{\odot}$; $M_* = 2.35 M_{\odot}$.

Для оценки L_{acc} иногда используется также эмпирическая связь между L_{acc} и светимостью звезды L_* . Согласно [48], для маломассивных звезд Хербига ($M_* < 4 M_{\odot}$) она имеет вид:

$$\log(L_{acc}/L_{\odot}) = (-0.87 \pm 0.11) + (1.03 \pm 0.08) \log(L_*/L_{\odot}). \quad (3)$$

Подставляя в это соотношение светимость звезды $L_* = 38 L_{\odot}$, получаем $L_{acc} = 5.8 L_{\odot}$. С учетом этого, из (1) следует: $\dot{M}_{acc} = 1.2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Это значение примерно в 3 раза больше темпа аккреции, полученного выше по линии $H\alpha$. Следует, однако, иметь в виду, что статистическая связь между L_{acc} и $\dot{M}_{acc}$, определяемая по формуле (3), характеризуется большим разбросом (см. [48], рис. 8) и поэтому менее точна по сравнению с оценкой, сделанной по линии $H\alpha$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Фотометрическая активность V517 Cyg характерна для звезд типа UX Ori. Амплитуда переменности растет в голубую область спектра. Амплитуда ИК переменности этой звезды в полосе J наибольшая среди звезд, которые изучались в течение длительных мониторингов в ИК.

2. Гистограммы активности V517 Cyg в ИК диапазоне имеют вид, характерный для звезд типа UX Ori, но в полосе K уже сильно влияние диска. Гистограмма активности этой звезды в полосе V имеет два максимума. Первый максимум относится к излучению звезды. В глубоких же минимумах, когда излучение звезды ослаблено, большой вклад начинает давать рассеянный свет протопланетного диска. В ярком состоянии звезды доля рассеянного света в ее излучении составляет ~4%. Другой возможной причиной остановки блеска в глубоких минимумах может быть гипотетический компаньон, существование которого обсуждалось нами в связи с периодическими колебаниями блеска с периодом 19 сут.

3. Значимая корреляция блеска V517 Cyg в полосах V и J ($r = 0.84$) показывает общность механизмов переменности в этих полосах. В полосах H и K уже существенен вклад не только экстинкции на луче зрения, но и вклад диска, поэтому корреляция с полосой V в этих полосах значительно слабее.

4. В полосе V во время самого глубокого минимума наблюдались периодические изменения блеска с амплитудой $\Delta V \sim 0.8^m$ и периодом

$P \approx 19^d$ (вероятность ложной тревоги $FAP < 0.001$). Их происхождение неясно. Такой квазипериод можно было бы объяснить наличием у V517 Cyg компаньона, более холодной звезды типа Т Тау, однако это предположение нуждается в проверке методами интерферометрии.

5. На ИК кривых блеска звезды нет отчетливых признаков существования стабильного периода. Но в полосе K мы отмечаем существование квазипериода продолжительностью около 6.5 лет ($FAP < 0.001$) и амплитудой $\sim 0.3^m$ (рис. 12).

6. Фотометрическая оценка светимости V517 Cyg $L_* = 38 L_\odot$. Этой светимости и температуре 9500 К соответствует радиус звезды $\sim 2.3 R_\odot$. Зона сублимации пыли находится на расстоянии $R_s \sim 0.43$ а. е.

7. В спектре V517 Cyg имеются отчетливо выраженные спектроскопические признаки аккреции, характерные для звезд типа UX Ori. Это линии натрия Na I D, имеющие обратный P Cyg профиль, и смещенная в красную сторону, широкая абсорбционная линия He I 5876 Å. В спектре наблюдаются запрещенные линии [OI] и [NII]. Их присутствие, возможно, говорит о наличии у звезды джета, а невысокая лучевая скорость, полученная по этим линиям, является еще одним косвенным подтверждением того, что мы видим V517 Cyg почти с ребра. Темп аккреции, определенный по линии H_α , равен $3.6 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$. По этому параметру V517 Cyg не выделяется среди других звезд типа UX Ori.

Таким образом, звезда V517 Cyg демонстрирует весьма интересные свойства фотометрической активности как в ближнем ИК, так и в оптическом диапазонах. Два заподозренных нами периода (19 дней и 6.5 лет) нуждаются в подтверждении. Первый из них наблюдался в оптическом диапазоне и был виден лишь во время самого глубокого оптического минимума. Второй наблюдался в полосе K и повторился дважды за время наших наблюдений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность участникам проекта ASSAS и AAVSO за фотометрические наблюдения. Мы также благодарим Л.В. Тамбовцеву за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. P. Grinin, N. N. Kiselev, N. K. Minikulov, G. P. Chernova, and N. V. Voshchinnikov, *Astrophys. Space Sci.* **186**, 283 (1991).
2. E. H. Semkov, S. P. Peneva, and S. I. Ibryamov, *Astron. and Astrophys.* **582**, id. A113 (2015).

3. Д. Н. Шаховской, В. П. Гринин, А. Н. Ростопчина, *Астрофизика* **48**, 165 (2005).
4. В. И. Шенаврин, В. П. Гринин, А. Н. Ростопчина-Шаховская, Т. В. Демидова, Д. Н. Шаховской, С. П. Белан, *Астрон. журн.* **94**(1), 44 (2017).
5. Н. В. Ефимова, А. А. Архаров, В. П. Гринин, А. Н. Ростопчина-Шаховская, Д. Н. Шаховской, В. М. Ларионов, С. А. Климанов, Д. Л. Горшанов, *Астрон. журн.* **99**(3), 227 (2022).
6. В. И. Шенаврин, В. П. Гринин, А. Н. Ростопчина-Шаховская, Т. В. Демидова, Д. Н. Шаховской, *Астрон. журн.* **89**(5), 424 (2012).
7. В. И. Шенаврин, А. Н. Ростопчина-Шаховская, В. П. Гринин, Т. В. Демидова, Д. Н. Шаховской, С. П. Белан, *Астрон. журн.* **93**(8), 747 (2016).
8. В. И. Шенаврин, В. П. Гринин, Р. В. Балувев, Т. В. Демидова, *Астрон. журн.* **96**(12), 1009 (2019).
9. F. E. Ross, *Astron. J.* **36**, 122 (1926).
10. C. Hoffmeister, *Astron. Nachricht.* **278**, 24 (1949).
11. L. Meinunger, *Mitt. Vernderl. Sterne* **3**, 137 (1966).
12. F. Giesekeing, *Veröff. Astron. Inst. Bonn* **87**, 1 (1973).
13. А. Я. Филин, *Перемен. звезды. Приложение 2*, 63 (1974).
14. G. W. Marcy, *Astron. J.* **85**, 230 (1980).
15. С. Ю. Мельников, *Астрон. журн.* **78**(9), 791 (2001).
16. G. H. Herbig, *Astrophys. J.* **131**, 632 (1960).
17. Л. П. Метик, *Изв. КрАО* **23**, 60 (1960).
18. В. С. Шевченко, К. Н. Гранкин, С. Ю. Мельников, *Астрон. журн.* **65**(6), 1230 (1988).
19. G. U. Kovalchuk and A. F. Pugach, *Astron. and Astrophys.* **325**, 1077 (1997).
20. S. L. Grant, C. C. Espaillat, S. Brittain, C. Scott-Joseph, and N. Calvet, *Astrophys. J.* **926**, 229 (2022).
21. C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Mantetel, and R. Andrae, *Astron. J.* **156**, id. 58 (2018).
22. L. Terranegra, C. Chavarria-K., S. Diaz, D. Gonzalez-Patino, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **104**, 557 (1994).
23. G. H. Herbig, *Astrophys. J.* **128**, 259 (1958).
24. В. И. Кардополов, Г. К. Филиппев, *Перемен. звезды* **22**, 126 (1985).
25. В. И. Кардополов, Г. К. Филиппев, А. Ф. Шаймиева, Н. А. Шутемова, *Астрон. журн.* **65**, 951 (1988).
26. Г. В. Абрамян, С. В. Зарацян, Н. Д. Меликян, С. Ю. Мельников, В. С. Шевченко, *Астрофизика*, **32**(1), 39 (1990).
27. В. И. Кардополов, Ф. К. Рспаев, И. В. Носов, *Астрон. журн.* **65**, 1207 (1988).
28. V. S. Shevchenko, K. N. Grankin, M. A. Ibragimov, S. Y. Mel'nikov, and S. D. Yakubov, *Astrophys. Space Sci.* **202**, 121 (1993).
29. V. S. Shevchenko, K. N. Grankin, M. A. Ibragimov, S. Y. Melnikov, and S. D. Yakubov, *Astrophys. Space Sci.* **202**, 137 (1993).
30. W. Herbst and V. S. Shevchenko, *Astron. J.* **118**, 1043 (1999).
31. В. П. Гринин, *Письма в Астрон. журн.* **14**(1), 65 (1988).

32. *D. A. Allen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **161**, 145 (1973).
33. *S. Glass and M. V. Penston*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **167**, 237 (1974).
34. В. И. Кардополов, Ф. К. Рспаев, Астрон. циркуляр **1547**, 13 (1991).
35. *A. B. Бердюгин, С. В. Бердюгина, В. П. Гринин, Н. Х. Минукулов*, Астрон. журн. **67**, 812 (1990).
36. *F. D'Alessio, A. Di Cianno, A. Di Paola, C. Giuliani, et al.*, Proc. SPIE **4008**, 748 (2000).
37. *E. Brocato and M. Dolci*, Mem. Soc. Astron. Ital. **74**, 110 (2003).
38. В. С. Шевченко, *Ае-Ве звезды Хербига* (Ташкент: ФАН, 1989).
39. *R. L. Kurucz*, Astrophys. J. Suppl. **40**, 1 (1979).
40. *V. P. Grinin*, Astron. Astrophys. Trans. **3**, 17 (1992).
41. В. П. Гринин, А. Н. Ростопчина, Астрон. журн. **73**(2), 194 (1996).
42. *M. Vioque, R. D. Oudmaijer, D. Baines, I. Mendigutia, and R. Perez-Martinez*, Astron. and Astrophys. **620**, id. A128 (2018).
43. *J. Guzmán-Díaz, I. Mendigutía, B. Montesinos, R. D. Oudmaijer, et al.*, Astron. and Astrophys. **650**, id. A182 (2021).
44. *V. P. Grinin and L. V. Tambovtseva*, Universe **8**, 224 (2022).
45. *K. Wood and B. Whitney*, Astrophys. J. **506**, L43 (1998).
46. *J. Bouvier, A. Chelli, S. Allain, L. Carrasco, et al.*, Astron. and Astrophys. **349**, 619 (1999).
47. *J. R. Fairlamb, R. D. Oudmaijer, I. Mendigutia, J. D. Ilee, and M. E. van den Ancker*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **464**, 4721 (2017).
48. *C. Wichittanakom, R. D. Oudmaijer, J. R. Fairlamb, I. Mendigutia, M. Vioque, and K. M. Ababakr*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **493**, 234 (2020).

THE NEAR INFRARED AND OPTICAL PHOTOMETRIC ACTIVITY OF V517 Cyg

**N. V. Efimova^a, V. P. Grinin^{a,b}, A. A. Arkharov^a, I. S. Potravnov^c, S. Yu. Melnikov^d,
V. M. Larionov^{†a,b}, S. A. Klimanov^a, and D. L. Gorshanov^a**

^a*Pulkovo Observatory of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia*

^b*Saint Petersburg University, Saint Petersburg, Russia*

^c*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^d*National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan*

A near infrared and optical photometric study of Herbig star V517 Cyg has been carried out. Infrared data were obtained in 2003–2017 at the Campo Imperatory Observatory (Italy) with the Pulkovo telescope AZT-24 in Johnson's *JHK* bands. Optical light curves in Johnson *UBVR* bands were obtained at the Maidanak observatory. Additional optical photometry from different sources (ASSAS, WISE, and AAVSO) was also used. It was shown that the behavior of V517 Cyg in the near infrared is typical for UX Ori stars. A considerable contribution to the near infrared variability is due to variable extinction along the line of sight, but the disk radiation becomes strong in the *H* and *K* bands: there is a significant correlation of *V* and *J* magnitudes ($r \sim 0.84$), while *H* and *K* bands correlates poorly with *V* band. The amplitude of variability in *J* is quite large ($\sim 1.8^m$). The deepest minimum ($\Delta V \sim 3.6^m$) in the *V* band demonstrates quasi-periodic variations with an amplitude of $\sim 0.8^m$ and a period of ~ 19 days, the origin of which is still unclear. It is possible that these quasi-periodic variations are related to rotation period of a second companion, a cold T Tauri star. The spectrum V517 Cyg reveals typical for UX Ori stars the double-peaked emission line H_α . The NaI D doublet has inverse P Cyg profiles, indicating intense accretion of gas onto the star. The accretion rate from an equivalent width of the H_α line is $\dot{M}_{acc} = 3.6 \times 10^{-8} M_\odot$ per year.

Keywords: young stars, variable circumstellar extinction, star V517 Cyg, infrared and optical photometry, inner regions of the protoplanetary disk, quasi-periodic brightness variations

МАСШТАБНО-ИНВАРИАНТНАЯ МОДА В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ

© 2023 г. Е. В. Поляченко^{1,*}, И. Г. Шухман^{2,**}

¹Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

²Институт солнечно-земной физики Российской академии наук СО РАН, Иркутск, Россия

*E-mail: epolyach@inasan.ru

**E-mail: shukhman@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 28.07.2023 г.

После доработки 19.09.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Получено аналитическое решение возмущенных уравнений, существующее во всех эргодических моделях бесстолкновительных сферических звездных систем с единственным параметром длины. Данное решение соответствует вариациям этого параметра, т.е. растяжению/сжатию сферы при сохранении полной массы. При этом система остается в равновесном состоянии. Простота решения позволяет в явном виде дать выражения для функции распределения, потенциала и плотности во всех порядках теории возмущений. Это, в свою очередь, помогает внести ясность в понятие энергии возмущения, которая, являясь величиной второго порядка по амплитуде, не может быть вычислена в линейной теории. Показано, что корректное выражение для энергии возмущений, построенное с учетом возмущений 2-го порядка, и известное в литературе выражение для энергии возмущений в виде квадратичной формы, полученное в рамках линейной теории из возмущений 1-го порядка, не совпадают. Однако обе эти энергии являются интегралами движения и отличаются лишь на константу. Полученное решение можно использовать для контроля корректности кодов и точности вычислений при численном исследовании бесстолкновительных звездных моделей.

Ключевые слова: звездные системы, звездные скопления и ассоциации, звездная динамика

DOI: 10.31857/S0004629923110087, **EDN:** HISEKZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из традиционных методов исследования динамики возмущений равновесных моделей сферических звездных систем является исследование эволюции малых возмущений. Как правило, основной вопрос, интересующий исследователей, это устойчиво или неустойчиво равновесное состояние, описываемое функцией распределения (ФР) звезд $F(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ и гравитационным потенциалом $\Phi_0(\mathbf{r})$. Наряду с методами, состоящими в нахождении общих критериев устойчивости с помощью вывода соответствующих теорем (см., напр., монографию [1], далее ВТ, и цитированные там работы), существует метод решения линеаризованной задачи на собственные значения. Для этого, предполагая, что возмущения гравитационного потенциала $\Phi(\mathbf{r}, t)$ и ФР $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ малы и пропорциональны $\exp(-i\omega t)$, находят собственные значения ω линеаризованной системы уравнений, состоящей из бесстолкновительного кинетического уравнения и уравнения Пуассона. Наличие собственных

значений с $\text{Im}(\omega) > 0$ означает неустойчивость системы.

Поиск собственных значений ω является довольно трудоемкой задачей. За исключением нескольких моделей, где равновесный потенциал является гармоническим (см., напр., [2–5]), она решается с помощью так называемых матричных методов. Здесь задача сводится к численному нахождению корней ω некоего определителя, $\mathcal{D}(\omega) \equiv \det \|D^{\alpha\beta}(\omega)\| = 0$, $\alpha, \beta = 1, 2, 3, \dots$. Для дисковых моделей матричный метод был впервые предложен Калнайсом [6], а для сферических систем Поляченко и Шухманом [7]. Он состоит в разложении амплитуд $\hat{\Phi}(\mathbf{r})$ и $\hat{\rho}(\mathbf{r})$ — возмущенных потенциала и плотности, $\Phi(\mathbf{r}, t) = \hat{\Phi}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ и $\rho(\mathbf{r}, t) = \hat{\rho}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$, по так называемому биортонормальному набору базисных пар потенциал–плотность, $\Phi^\alpha(r)$ и $\rho^\alpha(r)$, и получении системы линейных уравнений на коэффициенты разложения C^α . Равенство нулю определителя этой системы и приводит к иско-

тому дисперсионному соотношению. Этот метод работает для систем с интегрируемым гамильтонианом H_0 , т.е. для равновесных звездных систем, потенциал $\Phi_0(\mathbf{r})$ которых допускает переход от переменных координата—скорость, $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, к переменным действие—угол $(\mathbf{J}, \mathbf{w})$. В альтернативном матричном методе, предложенном Е. Поляченко (см. [8, 9]), исходная система линейных уравнений сводится к стандартной линейной задаче на собственные значения вида $\omega f_n(\mathbf{J}) = \sum_{n'} \int d\mathbf{J}' K_{nn'}(\mathbf{J}, \mathbf{J}') f_{n'}(\mathbf{J}')$, где $f_n(\mathbf{J})$ — гармоники Фурье-разложения возмущенной ФР по угловым переменным $\mathbf{w}$, а $K_{nn'}(\mathbf{J}, \mathbf{J}')$ — ядро.

В последнее время появился ряд работ [10–13], изучающих динамику возмущений на фоне равновесных моделей не с целью исследования их устойчивости, как это происходило в течение предшествующих десятилетий и было отражено в многочисленных работах и монографиях (см., напр., [1, 14, 15] и цитированные там работы), а с целью изучения флуктуаций плотности и потенциала вокруг равновесия, и их влияния на процессы медленной релаксации, а также их роль в процессе N -body численного моделирования процессов в звездных системах. В качестве равновесных моделей рассматриваются заведомо устойчивые системы, а возмущения в них могут быть вызваны либо шумом, связанным с конечным числом частиц N [12], либо внешним воздействием. В этом случае представляют интерес слабозатухающие колебания, которые могут длиться в течение многих характерных времен пролета, практически не отличаясь от настоящих нейтральных собственных мод [16, 17].

В случае устойчивых равновесных сферических систем не существует дискретных мод с $\text{Im}(\omega) > 0$. Вследствие обратимости бесстолкательного кинетического уравнения во времени не существует и затухающих дискретных мод $\text{Im}(\omega) < 0$. Присутствие дискретных нейтральных мод, $\text{Im}(\omega) = 0$ возможно лишь в редких ситуациях. Это связано с наличием резонансов волн возмущения с орбитальным движением звезд типа $\omega - \mathbf{n}\Omega = 0$, где $\Omega(\mathbf{J}) = (\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3)$ — частоты орбитального движения, а $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ — целые числа, поэтому нейтральные дискретные моды возможны лишь при наличии “щелей” в фазовом пространстве, свободных от резонанса¹. Оказывается, что для таких равновесных моделей полная система собственных мод представлена исключительно непрерывным спектром мод ван Кампена [19] с вещественной частотой ω . За-

метим, что возмущение, убывающее экспоненциально согласно так называемому затуханию Ландау [20], при котором частота ω_L имеет отрицательную мнимую часть, $\omega_L = \text{Re}(\omega_L) + i\text{Im}(\omega_L)$, $\text{Im}(\omega_L) < 0$, не является истинной затухающей собственной модой, а представляет континуальную суперпозицию сингулярных мод ван Кампена. Чтобы отличить возмущение, затухающее по Ландау, от истинной собственной моды, будем называть его квазимодой. Более детально динамика начальных возмущений, представленных в виде суперпозиции мод ван Кампена, и ее связь с квазиמודами Ландау для бесконечных однородных гравитирующих систем прослежена нами в работе [21], а для случая сдвиговых течений жидкости в работе [22].

Для устойчивых систем наличие слабозатухающих квазимод Ландау играет существенную роль. В терминах мод ван Кампена их наличие означает, что их амплитуда особенно велика, когда частоты ω мод ван Кампена близки к реальной части частоты квазимоды Ландау: $\omega \approx \text{Re}(\omega_L)$. С другой стороны, их наличие позволяет колебаниям, возбужденным, скажем, близким прохождением возмущающего внешнего тела, длиться достаточно долгое время практически без затухания [16].

Поэтому поиск квазимод Ландау для устойчивых систем представляет интерес. Однако с практической точки зрения нахождение квазимод Ландау вызывает существенные трудности. Дело в том, что дисперсионное уравнение, полученное любым из описанных выше матричных методов [7–9], верно только в верхней полуплоскости комплексной переменной ω , в то время как частоты квазимод Ландау лежат в нижней полуплоскости ω . Этот факт связан с принципом причинности и неоднократно описан в литературе, начиная с пионерской работы Ландау [20] (см. также ВТ [1]). Для того, чтобы использовать дисперсионное уравнение $\mathcal{D}(\omega) = 0$ для нахождения частот квазимод Ландау, необходимо выполнить аналитическое продолжение функции $D(\omega)$ в нижнюю полуплоскость комплексной переменной ω . Ландау [20] впервые проделал эту процедуру для однородной электронной плазмы. Для этого он деформировал контур интегрирования по (единственной в его задаче) переменной скорости v , сдвигая его в комплексную плоскость v так, чтобы он проходил ниже всех возможных точек резонанса $v_c \equiv \omega_L/k$. Эта процедура названа правилом обхода Ландау—Линя, поскольку Линь [23] вывел то же правило обхода для сдвиговых течений невязкой жидкости, но исходя не из принципа причинности (означающего, что возмущение должно исчезать в далеком прошлом), как Ландау, а из принципа диссипативности (т.е. с помо-

¹ Мазур [18], рассматривая радиальные возмущения, привел аргументы в пользу того, что такие нейтральные моды, в принципе, возможны, однако не привел конкретных примеров соответствующих ФР.

стью добавления в невязкое уравнение Эйлера бесконечно малой положительной вязкости).

Задача нахождения аналитического продолжения $\mathcal{D}(\omega)$ для равновесных сферических звездных систем гораздо более сложна, чем в однородной плазме [20], в бесконечной однородной гравитирующей среде [21] или в сдвиговых течениях жидкости [22]. Во-первых, дело в том, что даже в простейшем случае самосогласованных моделей мы имеем дело как минимум с двумерным фазовым пространством в переменных действий $\mathbf{J}$, а не с одномерным, где приходится работать с интегралами, содержащими лишь единственную компоненту скорости, параллельную фиксированному направлению волнового вектора $\mathbf{k}$. Вторая проблема, делающая процедуру построения аналитического продолжения более сложной, связана с наличием в подынтегральных выражениях интегралов по фазовому объему не единственного резонансного знаменателя вида $1/(\omega - k v)$, а бесконечного их числа вида $1/[\omega - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{J})]$. Первую из этих проблем обошли Барре и др. [24], рассмотрев одномерно неоднородную систему с искусственным, достаточно простым одномерным потенциалом взаимодействия между частицами (не гравитационным), сведя задачу к одномерной, хотя и с большим числом резонансных знаменателей типа $1/[\omega - n\Omega(J)]$.

Для сферических систем с реальным гравитационным потенциалом (более точно, для моделей Кинга [25]) попытку построения аналитического продолжения детерминанта $\mathcal{D}(\omega)$ в нижнюю полуплоскость предпринял Вайнберг [16]. Для этого он аппроксимировал функцию $\mathcal{D}(\omega)$ в верхней полуплоскости суммой дробно-рациональных функций, допускающих простое аналитическое продолжение в нижнюю полуплоскость и, получив приближенное выражение для аналитического продолжения $\mathcal{D}(\omega)$, нашел (при определенных параметрах моделей) частоты слабо затухающих квазимод Ландау. Хотя результаты этой работы широко цитируются в литературе, с нашей точки зрения они не являются достаточно убедительными.

Еще один способ обнаружить экспоненциальное затухание Ландау состоит в прямом решении эволюционного уравнения (точнее, системы уравнений) для Фурье-гармоник возмущенной ФР $f_n(\mathbf{J}, t)$. Для этого необходимо задать начальную ФР $f(\mathbf{J}, 0)$ и соответствующий возмущенный потенциал $\Phi(\mathbf{r}, 0)$. Если рассматриваемое равновесное состояние содержит квазимоду Ландау, она должна проявиться при любом выборе начальной ФР, поскольку детерминант $\mathcal{D}(\omega)$ зависит только от свойств невозмущенной системы, и наличие у него нулей в нижней полуплоскости означает, что асимптотически возмущения

плотности и потенциала должны затухать экспоненциально. Это следует из того, что нули $\mathcal{D}(\omega)$ являются полюсами Лаплас-образа возмущения. Соответствующая процедура решения эволюционного уравнения для бесконечной однородной среды [21] и для сдвиговых течений жидкости [22] была проделана в явном виде и продемонстрировала полное соответствие асимптотического поведения амплитуды $\hat{\rho}_k(t)$ возмущения плотности звезд $\rho(x, t) = \hat{\rho}_k(t)e^{ikx}$ или амплитуды полной завихренности поперек канала $N_k(t) = \int dy \hat{\zeta}_k(y, t)$ затуханию Ландау с частотой ω_L , найденной из условия $\mathcal{D}(\omega) = 0$.

Сказанное выше означает, что проблема численного исследования динамики возмущения в устойчивых системах является довольно сильно зависящей от выбранных кодов и счетных параметров: сетке на плоскости фазовых переменных, количеству удерживаемых Фурье-гармоник по переменным $\mathbf{w}$, а также количеству удерживаемых базисных функций. Поэтому наличие тестового возмущения для верификации кодов крайне желательно. Одно такое тестовое возмущение давно известно. Оно состоит в сдвиге сферической системы как целого. Если этот сдвиг происходит, скажем, по оси z на малое расстояние ξ , то возмущения плотности и потенциала, возникающие при этом, есть $\rho(r, \theta) = -\xi \rho'_0(r) \cos \theta$, $\Phi(r, \theta) = -\xi \Phi'_0(r) \cos \theta$. Это дипольное сдвиговое возмущение, соответствующее сферической гармонике $P_{-1}(\cos \theta) = \cos \theta$. Очевидно, что собственная частота ω , соответствующая этому возмущению, равна нулю. Этот тест неоднократно использовался ранее при верификации кодов при исследовании устойчивости (см., напр., [26–28]).

В настоящей работе мы предлагаем еще одно простое тестовое возмущение, допускающее точное решение. Оно работает для вполне определенного класса сферических моделей, а именно, для моделей, описываемых ФР, зависящими только от энергии E и содержащих единственный параметр длины b .

Это точное решение позволяет попутно прояснить еще один вопрос, касающийся корректного определения понятия энергии возмущения. Дело в том, что энергия возмущений, являясь квадратичной по амплитуде величиной, на первый взгляд в принципе не может быть вычислена в линейной теории. Однако можно показать, что система линеаризованного кинетического уравнения и уравнения Пуассона допускает квадратичный интеграл движения, по форме очень напоминающий полную энергию возмущения, который, строго говоря, не совпадает с настоящей энергией, поскольку ее вычисление требует

знания возмущений ФР, потенциала и плотности второго порядка. Предлагаемое тестовое возмущение позволяет вычислить энергию возмущения в любом порядке и выполнить сравнение этих двух “энергий” второго порядка.

В разделе 2 мы представим идею тестового возмущения и приведем несколько примеров моделей самосогласованных равновесных ФР, в спектре которых рассматриваемая мода присутствует. В разделе 3 мы более подробно рассмотрим вопрос о понятии энергии возмущений, который можно построить в рамках линейной теории, и на примере масштабно инвариантного возмущения проведем сравнение честно вычисленной энергии (с учетом возмущений второго порядка) с общепринятым выражением для энергии возмущения, принимаемым в линейной теории. В разделе 4 обсуждаются полученные результаты.

2. ИДЕЯ ТЕСТОВОГО ВОЗМУЩЕНИЯ И НЕСКОЛЬКО ПРИМЕРОВ РЕЛЕВАНТНЫХ МОДЕЛЕЙ ФР

Пусть сферическая модель описывается равновесной ФР, содержащей единственный характерный масштаб по радиальной переменной r . Назовем его масштабным фактором и обозначим как b . Для таких моделей невозмущенные потенциал и плотность имеют вид:

$$\begin{aligned}\Phi_0(r, b) &= \frac{MG}{b} \phi\left(\frac{r}{b}\right), \\ \rho_0(r, b) &= \frac{M}{b^3} \varrho\left(\frac{r}{b}\right),\end{aligned}\quad (1)$$

причем, $\phi(x)$ и $\varrho(x)$ связаны уравнением Пуассона,

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left[x^2 \frac{d\phi(x)}{dx} \right] = 4\pi \varrho(x). \quad (2)$$

Функция распределения есть

$$\begin{aligned}F_0(\mathcal{E}, b) &= \frac{1}{(MGb)^{3/2}} \mathcal{F}(\mathcal{E}), \\ 0 \leq \mathcal{E} \leq \Psi(0) &\equiv -\phi(0),\end{aligned}\quad (3)$$

где безразмерную энергию $-\mathcal{E}$ надо тоже рассматривать как функцию v , r и масштабного фактора b :

$$\begin{aligned}\mathcal{E} = \mathcal{E}(r, v; b) &= -\frac{b}{MG} \left[\frac{1}{2} v^2 + \Phi_0(r, b) \right] = \\ &= -\frac{b}{MG} \left[\frac{1}{2} v^2 + \frac{MG}{b} \phi\left(\frac{r}{b}\right) \right].\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь безразмерная функция $\mathcal{F}(\mathcal{E})$ нормирована так, что $\int \mathcal{F} d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{v} = 1$.

Совершенно ясно, что если фиксировать полную массу M , но изменить b , мы получим ту же самую равновесную модель, но только с другим

масштабным фактором, $b + \delta b$. Но это означает, что собственная частота моды ω , соответствующей такому расширению/сжатию, равна нулю. Этот факт может служить тестом различных кодов при исследовании динамики возмущений в сферических системах.

Приведем для примера несколько моделей, имеющих такую форму.

• Изохронная модель Энона [29]

Для нее функция, входящая в потенциал, $\phi(x)$, есть:

$$\phi(x) = -\frac{1}{1+a}, \quad a = \sqrt{1+x^2}, \quad (5)$$

плотность:

$$\varrho(x) = \frac{1}{4\pi(1+a)^2 a^3} \frac{1+2a}{a^3}, \quad (6)$$

функция распределения:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{\text{He'non}}(\mathcal{E}) &= \frac{1}{\sqrt{2}(2\pi)^3 [2(1-\mathcal{E})]^4} \left[64\mathcal{E}^4 - 240\mathcal{E}^3 + \right. \\ &\quad \left. + 320\mathcal{E}^2 - 66\mathcal{E} + 27 + 3(16\mathcal{E}^2 + \right. \\ &\quad \left. + 28\mathcal{E} - 9) \frac{\arcsin \sqrt{\mathcal{E}}}{\sqrt{\mathcal{E}(1-\mathcal{E})}} \right], \quad 0 \leq \mathcal{E} \leq \frac{1}{2}.\end{aligned}\quad (7)$$

• Модель Хернквиста [30]

Для нее потенциал:

$$\phi(x) = -\frac{1}{1+x}, \quad (8)$$

плотность:

$$\varrho(x) = \frac{1}{2\pi x(1+x)^3}, \quad (9)$$

функция распределения:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{\text{Hernquist}}(\mathcal{E}) &= \frac{1}{\sqrt{2}(2\pi)^3 (1-\mathcal{E})^2} \times \\ &\times \left[(1-2\mathcal{E})(8\mathcal{E}^2 - 8\mathcal{E} - 3) + \frac{3\arcsin \sqrt{\mathcal{E}}}{\sqrt{\mathcal{E}(1-\mathcal{E})}} \right], \\ 0 \leq \mathcal{E} \leq 1.\end{aligned}\quad (10)$$

• Модель Яффе [31]

Для нее потенциал:

$$\phi(x) = -\ln\left(1 + \frac{1}{x}\right), \quad (11)$$

плотность:

$$\varrho(x) = \frac{1}{4\pi x^2(1+x)^2}, \quad (12)$$

функция распределения:

$$\mathcal{F}_{\text{Jaffe}}(\mathcal{E}) = \frac{1}{2\pi^3} [F_-(\sqrt{2\mathcal{E}}) - \sqrt{2}F_-(\sqrt{\mathcal{E}}) - \sqrt{2}F_+(\sqrt{\mathcal{E}}) + F_+(\sqrt{2\mathcal{E}})], \quad 0 \leq \mathcal{E} < \infty, \quad (13)$$

где

$$F_{\pm}(x) = e^{\mp x^2} \int_0^x dy e^{\pm y^2}. \quad (14)$$

• Модель Пламмера [32]

Для нее потенциал:

$$\phi(x) = -\frac{1}{\sqrt{1+x^2}}, \quad (15)$$

плотность:

$$\varrho(x) = \frac{3}{4\pi(1+x^2)^{5/2}}, \quad (16)$$

функция распределения:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\text{Plummer}}(\mathcal{E}) &= A\mathcal{E}^{7/2}, \\ A &= \frac{3}{7\sqrt{2}(2\pi)^3}, \\ 0 \leq \mathcal{E} \leq \Psi(0) &= 1. \end{aligned} \quad (17)$$

• Политропы

Заметим, что модель Пламмера является частным случаем серии политропных моделей с функцией распределения:

$$\mathcal{F}_{\text{polytropes}}(\mathcal{E}) = A_n \mathcal{E}^{n-3/2} \quad (18)$$

и плотностью:

$$\begin{aligned} \varrho(x) &= \Lambda_n A_n \Psi^n(x), \\ \Lambda_n &= \frac{1}{n!} (2\pi)^{3/2} \Gamma\left(n - \frac{1}{2}\right), \end{aligned} \quad (19)$$

соответствующим $n = 5$. В случае произвольных n для этих моделей нет явного аналитического выражения для потенциала $\phi(x)$, но есть соответствующее нелинейное уравнение 2-го порядка для потенциала, следующее из уравнения Пуассона (уравнение Лейна–Эмдена). Его исследование показывает (см. ВТ), что политропные модели с $n > 5$ имеют бесконечную массу и нерелевантны. Однако модели с $1/2 < n < 5$, которые хотя и обладают (в отличие от моделей, приведенных выше) конечным радиусом b , тем не менее тоже должны содержать в спектре масштабно-инвариантную моду, поскольку этот радиус является единственным масштабом длины в модели. В частности, для $n = 1$, когда уравнение Лейна–Эмдена становится линейным, существует аналитическое решение с конечными радиусом и массой:

тическое решение с конечными радиусом и массой:

$$\phi(x) = -\frac{\sin(\pi x)}{\pi x}, \quad \varrho(x) = \frac{\sin(\pi x)}{4x}, \quad x \leq 1, \quad (20)$$

$$\mathcal{F}(\mathcal{E}) = \frac{1}{16\pi} \mathcal{E}^{-1/2}, \quad 0 \leq \mathcal{E} \leq 1. \quad (21)$$

Обратим внимание, что модели с $n < 3/2$ имеют положительный знак производной по энергии $E = -\frac{MG}{b}\mathcal{E}$, т.е. $\mathcal{F}'(\mathcal{E}) < 0$, и, в принципе, могут оказаться неустойчивыми. Мы не будем здесь более подробно обсуждать этот вопрос.

Рассмотрим изменение параметров модели, связанное с вариацией масштабного фактора b , $b = b_0 + \delta b$:

$$\begin{aligned} \Phi(r, b) &= \Phi_0(r, b_0) + \epsilon \Phi_1(r, b_0) + \\ &+ \epsilon^2 \Phi_2(r, b_0) + \mathcal{O}(\epsilon^3), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \rho(r, b) &= \rho_0(r, b_0) + \epsilon \rho_1(r, b_0) + \\ &+ \epsilon^2 \rho_2(r, b_0) + \mathcal{O}(\epsilon^3), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} F(\mathcal{E}, b) &= F_0(\mathcal{E}, b_0) + \epsilon f_1(\mathcal{E}, b_0) + \\ &+ \epsilon^2 f_2(\mathcal{E}, b_0) + \mathcal{O}(\epsilon^3). \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь $\epsilon = \delta b/b_0 \ll 1$ – параметр разложения. Заметим, что мы заготовили разложение всех величин вплоть до второго порядка. Хотя в линейной теории знание величин второго порядка не требуется, мы делаем это с целью получения корректного выражения для потенциальной и кинетической энергий, которые являются величинами 2-го порядка по амплитуде возмущения ϵ , и не могут быть вычислены просто как билинейная форма из величин 1-го порядка. Полагая далее $G = M = 1$, имеем для потенциала:

$$\Phi_1 = -\frac{1}{b_0} (x\phi)', \quad (25)$$

$$\Phi_2 = \frac{1}{2b_0} [2(x\phi)' + x(x\phi)''],$$

для плотности:

$$\rho_1 = -\frac{1}{b_0^3} (3\varrho + x\varrho'), \quad (26)$$

$$\rho_2 = \frac{1}{b_0^3} \left(6\varrho + 4x\varrho' + \frac{1}{2}x^2\varrho'' \right),$$

для функции распределения:

$$f_1 = \frac{1}{b_0^{3/2}} \left\{ -\frac{3}{2}\mathcal{F} + \mathcal{F}'(\mathcal{E})[\mathcal{E} + (x\phi)'] \right\}, \quad (27)$$

$$f_2 = \frac{1}{2b_0^{3/2}} \left\{ \frac{15}{4} \mathcal{F} - \mathcal{F}' [3\mathcal{E} + 3(x\Phi)' + x(x\Phi)''] + \right. \\ \left. + \mathcal{F}' [\mathcal{E} + (x\Phi)']^2 \right\}. \quad (28)$$

Штрих у функций означает производную по соответствующему аргументу. Далее без ограничения общности можно принять $b_0 = 1$ и записать, используя (25):

$$f_1 = \left\{ -\frac{3}{2} \mathcal{F}(\mathcal{E}) + \mathcal{F}'(\mathcal{E}) [\mathcal{E} - \Phi_1(x)] \right\}. \quad (29)$$

Несложно убедиться в том, что возмущение массы системы, обязанное такому возмущению ФР и плотности, действительно, равно нулю как в 1-м, так и во 2-м порядках: $\int d^3\mathbf{r} \int d^3\mathbf{v} f_{1,2} = 0$.

Возмущения величин первого порядка Φ_1 , ρ_1 и F_1 представляют собой тестовое возмущение, которое в задаче на собственные значения соответствует собственной частоте $\omega = 0$. Если же исследовать динамику возмущений с помощью решения системы эволюционных уравнений на амплитуды Фурье-гармоник возмущенной ФР f_n , задавая начальную ФР в виде (27), а потенциал в виде (25), мы должны получить $\partial f_n / \partial t = 0$.

Действительно, линеаризованное кинетическое уравнение для радиальных возмущений $f \equiv F_1$ и $\Phi \equiv \Phi_1$ в переменных действие–угол имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\Omega \frac{\partial}{\partial w} (f + \mathcal{F}' \Phi), \quad (30)$$

где $\Omega \equiv \Omega_R(\mathcal{E}, L)$ – частота, соответствующая радиальному действию J_R , $\Omega_R = \partial H_0 / \partial J_R$; $L = J_\theta + |J_\phi|$ – угловой момент, а $w \equiv w_R$ – угловая переменная, сопряженная радиальному действию, $dw/dt = \Omega$. В гармониках имеем

$$\frac{\partial f_n}{\partial t} = -in\Omega(f_n + \mathcal{F}' \Phi_n), \quad (31)$$

где

$$f_n(\mathcal{E}, L; t) = \oint dw f(\mathcal{E}, L, w, t) e^{-inw}, \\ \Phi_n(\mathcal{E}, L; t) = \oint dw \Phi(\mathcal{E}, L, w, t) e^{-inw}, \\ \Phi(\mathcal{E}, L, w, t) \equiv \Phi(r(\mathcal{E}, L, w), t).$$

Из (29) имеем

$$f_n(\mathcal{E}, L) = -\mathcal{F}'(\mathcal{E}) \Phi_n(\mathcal{E}, L), \quad n \neq 0, \quad (32)$$

для ненулевых гармоник. С помощью (31) убеждаемся, что, действительно, $\partial f_n / \partial t = 0$ при всех n , как и должно быть.

Итак, мы показали, что возмущенная ФР для тестового возмущения, действительно, остается постоянной при решении эволюционного урав-

нения, или является собственной функцией задачи на собственные значения с собственным значением $\omega = 0$.

Тест уравнения (31) реально был выполнен на изохронной модели (7), для которой достаточно просто получить аналитические выражения, связывающие радиальную координату r с переменными угол–действие, или, что здесь эквивалентно, с переменными $\mathcal{E}$, L и радиальной угловой переменной² w . Зная параметрическую связь r с w

$$r(\mathcal{E}, L, \xi) = \sqrt{\left(\frac{1 - p \cos \xi}{2\mathcal{E}} \right)^2 - 1}, \\ w = \xi - p \sin \xi, \quad p = \sqrt{(1 - 2\mathcal{E})^2 - 2\mathcal{E}L^2}, \quad (33) \\ -\pi \leq \xi \leq \pi \quad \text{и} \quad -\pi \leq w \leq \pi,$$

можно численно выполнить разложение по Фурье-гармоникам радиальной угловой переменной w . Задавая в качестве начального возмущения ФР f_1 и потенциала Φ_1 функции (27) и (25) соответственно и разлагая их по гармоникам,

$$f_1(\mathcal{E}, L, w) = (2\pi)^{-1} \sum f_n(\mathcal{E}, L; 0) e^{inw}, \\ \Phi_1(\mathcal{E}, L; w) = (2\pi)^{-1} \sum \Phi_n(\mathcal{E}, L; 0) e^{inw},$$

действительно, получаем, что $f_n(\mathcal{E}, L; t) = f_n(\mathcal{E}, L; 0)$.

Кроме того, для этой модели выполнен контроль сохранения полной массы, т.е. обращение в нуль интеграла от нулевой гармоники возмущенной ФР по допустимой области фазовой плоскости

$\mathcal{W} \equiv (\mathcal{E}, L)$ модели, $M_1 = (2\pi)^2 \int d^2\mathcal{W} f_{n=0}(\mathcal{E}, L) = 0$:

$$M_1 = (2\pi)^2 \int_0^{1/2} \frac{d\mathcal{E}}{\Omega(\mathcal{E})} \int_0^{L_{\text{circ}}(\mathcal{E})} d(L^2) \left\{ 2\pi \left[-\frac{3}{2} \mathcal{F}(\mathcal{E}) + \right. \right. \\ \left. \left. + \mathcal{E} \mathcal{F}'(\mathcal{E}) \right] - \mathcal{F}'(\mathcal{E}) \Phi_{n=0}(\mathcal{E}, L) \right\} = 0,$$

где $L_{\text{circ}}(\mathcal{E}) = \frac{1 - 2\mathcal{E}}{\sqrt{2\mathcal{E}}}$ – линия круговых орбит, а

$$\Phi_{n=0}(\mathcal{E}, L) = 2\pi \frac{(2\mathcal{E})^{3/2}}{\sqrt{4 + L^2}}.$$

3. ЭНЕРГИЯ ВОЗМУЩЕНИЯ

В этом разделе мы хотим на примере тестового возмущения проверить корректность выражения для энергии, которое, являясь величиной второго порядка, тем не менее строится из возмущений

² Дополнительные преимущества изохронной модели состоят в том, что для нее существуют явные аналитические выражения, связывающие гамильтониан $H_0(\mathbf{J}) = E$ с переменными действия $\mathbf{J} = (J_R, J_\theta, J_\phi)$ (см. [1], eq. (3.226)), а радиальная частота $\Omega(\mathbf{J})$ зависит только от энергии, $\Omega = [-2E(\mathbf{J})]^{3/2}$ ($M = G = b = 1$).

только первого порядка. Начнем с гравитационной потенциальной энергии. Для рассматриваемых нами моделей с единственным масштабным параметром b имеем

$$W = \frac{GM^2}{b}V, \quad (34)$$

$$V = -\frac{1}{2} \int x^2 [\phi'(x)]^2 dx.$$

Разлагая W в ряд Тейлора по $\epsilon = \delta b/b_0$, и полагая $G = M = b_0 = 1$, имеем $\delta W = \epsilon W_1 + \epsilon^2 W_2 + \mathcal{O}(\epsilon^3)$, где

$$W_1 = -V, \quad W_2 = V. \quad (35)$$

Подчеркнем, что выражения (35) дают корректные выражения для возмущений потенциальной энергии 1-го и 2-го порядка. В частности, именно с выражением для $\epsilon^2 W_2$ необходимо сравнить билинейную форму $\tilde{W} = \frac{1}{2} G \epsilon^2 \int d^3 \mathbf{r} \rho_1(\mathbf{r}) \Phi_1(\mathbf{r}) = -(8\pi)^{-1} \epsilon^2 \int d^3 \mathbf{r} [\nabla \Phi_1(\mathbf{r})]^2$, которую в литературе принято называть потенциальной энергией возмущения. С другой стороны, зная явные выражения (25) для $\Phi_{1,2}(\mathbf{r})$, мы имеем возможность проверить правильность выражения (35) непосредственным интегрированием. В 1-м порядке $W_1 = -\int dx x^2 \Phi'_0(x) \Phi'_1(x)$, или, после подстановки $\Phi'_0 = \phi'$, $\Phi'_1 = -(x\phi)''$,

$$W_1 = \frac{1}{2} \int x^2 \phi'^2 dx = -V, \quad (36)$$

как и должно быть, согласно (35). Во 2-м порядке

$$W_2 = -\frac{1}{2} \int x^2 [\Phi_1'^2(x) + 2\Phi_0'(x)\Phi_2'(x)] dx, \quad (37)$$

где, учитывая, что (см. (25)) $\Phi_2' = \frac{1}{2x^2} [x^3(x\phi'')]'$,

получим после цепочки интегрирований по частям

$$W_2 = -\frac{1}{2} \int x^2 \phi'^2 dx = V < 0. \quad (38)$$

Снова получилось $W_2 = V$, как и должно быть, согласно (35). Итак, мы убедились на примере тестового возмущения, что правильное выражение для потенциальной энергии второго порядка W_2 получается лишь при учете вклада в (37) потенциала второго порядка Φ_2 . Это означает, что билинейная форма

$$\epsilon^2 \tilde{W}_2 = -\frac{1}{2} \epsilon^2 \int x^2 \Phi_1'^2(x) dx, \quad (39)$$

составленная только из возмущений 1-го порядка, не является потенциальной энергией 2-го порядка.

С другой стороны, можно показать, не выходя за рамки линейного приближения, что для возмущений в системах с эргодической ФР $F(E)$ ($F'(E) < 0$) при отсутствии внешних сил существует квадратичный интеграл движения³:

$$\tilde{E}_{\text{pert}} = \epsilon^2 (\tilde{T}_2 + \tilde{W}_2), \quad (40)$$

где

$$\tilde{T}_2 = \frac{1}{2} \int \frac{f_1^2 d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{v}}{-dF_0/dE}, \quad (41)$$

$$\tilde{W}_2 = \frac{1}{2} \int d^3 \mathbf{r} \Phi_1(\mathbf{r}) \rho_1(\mathbf{r}) = -\frac{1}{8\pi} \int d^3 \mathbf{r} [\nabla \Phi_1(\mathbf{r})]^2.$$

Это выражение для $\tilde{E}_{\text{pert}}$ можно получить, рассматривая работу, выполняемую над системой внешней силой $-\epsilon \nabla \Phi_{\text{ext}}$, считающейся величиной 1-го порядка (см. [33], а также [1], раздел 5.4.2):

$$\frac{d\tilde{E}_{\text{pert}}}{dt} = -\epsilon^2 \int d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{v} f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi_{\text{ext}}. \quad (42)$$

Именно поэтому величину $\tilde{E}_{\text{pert}}$ принято ассоциировать с полной энергией возмущения, причем, $\epsilon^2 \tilde{T}_2$ с кинетической, а $\epsilon^2 \tilde{W}_2$ с потенциальной ее частями⁴.

Но мы выше, на примере тестового возмущения, продемонстрировали, что величина $\epsilon^2 \tilde{W}_2$ не является настоящей потенциальной энергией. Это означает, что, возможно, и величина $\epsilon^2 \tilde{T}_2$ тоже не является настоящей кинетической энергией.

Действительно, корректное выражение для кинетической энергии 2-го порядка, назовем его T_2 , имеет вид:

$$T_2 = \epsilon^2 \int d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{v} f_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \frac{v^2}{2}, \quad (43)$$

так что корректное выражение для полной энергии возмущений 2-го порядка, которое обозначим E_{pert} (без знака $\sim$), имеет вид

$$E_{\text{pert}} = T_2 + W_2, \quad (44)$$

³ Подчеркнем, что далее отмечаем знаком “тильда” ($\sim$) билинейные формы, составленные только из величин 1-го порядка, а без знака “тильда” — честные величины 2-го порядка, учитывающие вклад возмущений 2-го порядка.

⁴ Недавно Лау и Бинни [13] удалось обобщить выражение для энергии возмущений на случай произвольных неэргодических систем с интегрируемым гамильтонианом, в частности, на случай анизотропных сферических систем $F = F(E, L)$.

или

$$E_{\text{pert}} = \epsilon^2 \left\{ \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} f_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \frac{v^2}{2} + \left[\tilde{W}_2 + \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} f_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \Phi_0(\mathbf{r}) \right] \right\}. \quad (45)$$

Обратим внимание, что выражение в квадратных скобках в ф-ле (45) представляет корректное выражение для потенциальной энергии W_2 , учитывающее вклад 2-го порядка. Это уравнение можно записать как

$$E_{\text{pert}} = \epsilon^2 \left[\int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} f_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}) E + \tilde{W}_2 \right], \quad (46)$$

где $E = \frac{1}{2}v^2 + \Phi_0(\mathbf{r})$ — энергия звезды, являющаяся интегралом движения невозмущенной системы. Мы видим, что корректное выражение (46) для энергии возмущения, включающее все вклады, отличается от принятой в литературе ф-лы (40) (см., напр., [1]) различными выражениями как для потенциальной, так и для кинетической энергии: $\tilde{T}_2 \neq T_2$, $\tilde{W}_2 \neq W_2$. Тем не менее оказывается, что производные по времени от их сумм совпадают. Иными словами, хотя $W_2(t) \neq \tilde{W}_2(t)$, а $T_2(t) \neq \tilde{T}_2(t)$, сумма $W_2 + T_2$ равна сумме $\tilde{W}_2 + \tilde{T}_2$ с точностью до аддитивной постоянной. Покажем это.

Имеем во 2-м порядке кинетического уравнения:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial \Phi_0}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) f_2 = \\ & = \frac{\partial \Phi_2}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial F_0}{\partial \mathbf{v}} + \frac{\partial \Phi_1}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} + \frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}}. \end{aligned} \quad (47)$$

Здесь мы еще добавили в правую часть внешний потенциал $\Phi_{\text{ext}}(\mathbf{r})$, который должен служить источником изменения полной энергии, поскольку создаваемая им гравитационная сила $-\nabla \Phi_{\text{ext}}$ совершает работу над звездами системы. Умножим обе части (47) на E и проинтегрируем по фазовому объему, учитывая, что E — интеграл невозмущенного движения. Получим:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} f_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}) E = \\ & = \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} E \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial F_0}{\partial \mathbf{v}} + \frac{\partial \Phi_1}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} + \frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} \right). \end{aligned} \quad (48)$$

Первое слагаемое в правой части (48) обращается в нуль из-за антисимметрии подынтегрального выражения по $\mathbf{v}$, так как $E \partial F_0 / \partial \mathbf{v} = E \mathbf{v} F'_0(E)$. Второе слагаемое после цепочки преобразований

превращается в $-\frac{d\tilde{W}_2}{dt}$. Действительно, имеем для него (48):

$$\begin{aligned} & \int d^3\mathbf{r} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \mathbf{r}} \int d^3\mathbf{v} E \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} = - \int d^3\mathbf{r} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \mathbf{r}} \int d^3\mathbf{v} (\mathbf{v} f_1) = \\ & = \int d^3\mathbf{r} \Phi_1(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int d^3\mathbf{v} (\mathbf{v} f_1) = - \int d^3\mathbf{r} \Phi_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \\ & = - \int d^3\mathbf{r} \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \rho_1(\mathbf{r}) = - \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} \left[\Phi_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \rho_1 \right] = \\ & = - \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} \int d^3\mathbf{r} (\rho_1 \Phi_1) \right] = - \frac{d\tilde{W}_2}{dt}. \end{aligned} \quad (49)$$

Третье слагаемое превращается в $-\int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} f_1 \mathbf{v} \nabla \Phi_{\text{ext}}$:

$$\begin{aligned} & \int d^3\mathbf{r} \frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial \mathbf{r}} \int d^3\mathbf{v} E \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} = \\ & = - \int d^3\mathbf{r} \frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial \mathbf{r}} \int d^3\mathbf{v} \mathbf{v} f_1 = - \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} f_1 \mathbf{v} \nabla \Phi_{\text{ext}}. \end{aligned} \quad (50)$$

В итоге, объединяя (48), (49) и (50), получаем, что скорость изменения энергии системы, связанная с работой внешней силы, есть

$$\begin{aligned} \frac{dE_{\text{pert}}}{dt} & \equiv \epsilon^2 \frac{d}{dt} \left[\int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} f_2 \frac{v^2}{2} + W_2 \right] = \\ & = - \epsilon^2 \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} f_1 \mathbf{v} \nabla \Phi_{\text{ext}}. \end{aligned} \quad (51)$$

Сравнивая правые части (42) и (51), находим $dE_{\text{pert}}/dt = d\tilde{E}_{\text{pert}}/dt$, так что истинная полная энергия возмущений $E_{\text{pert}}(t)$ отличается от той билинейной конструкции, которую принято называть энергией возмущения, $\tilde{E}_{\text{pert}}(t)$, на постоянную величину. Это означает, что обе эти величины 2-го порядка при отсутствии внешних сил сохраняются в ходе эволюции системы. Поэтому конструкцию $\tilde{E}_{\text{pert}}(t)$, выражаемую соотношениями (40) и (41), по аналогии с линейной теорией сдвиговых течений жидкости уместно назвать псевдоэнергией. Напомним, что в теории сдвиговых течений тоже существует понятие интеграла псевдоэнергии, который строится как билинейная форма возмущений 1-го порядка. Псевдоэнергия отличается от истинной энергии, которая должна вычисляться с учетом возмущений 2-го порядка (см. [22, 34]).

Заметим, что псевдоэнергия и истинная энергия 2-го порядка могут отличаться знаком. Так, можно показать, что псевдоэнергия собственных мод систем с убывающей эргодической ФР, $F'_0(E) < 0$ (т.е. мод ван Кампена [12]), положительна, хотя истинная энергия может быть любого знака. Это обстоятельство может оказаться важным с точки зрения попыток построения термодинамики звездных скоплений, основанной на привлечении волн ван Кампена [12]. Для успеш-

ности таких попыток положительность знака энергии является критической. Однако, например, для нашего тестового возмущения истинная энергия отрицательна. Это следует из соотношения вириала, $2T + W = 0$, которое должно выполняться в всех порядках теории возмущений в силу стационарности возмущения. В частности, во 2-м порядке имеем $2T_2 + W_2 = 0$. Поэтому $E_{\text{pert}} = \epsilon^2(T_2 + W_2) = \frac{1}{2}\epsilon^2 W_2$. Но, как следует из (38), $W_2 < 0$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что для тестирования кодов при численном исследовании динамики малых возмущений в сферических звездных системах существует контрольное радиальное стационарное возмущение, для которого в явном виде можно получить выражения для функции распределения, плотности и гравитационного потенциала. Это возмущение релевантно для эргодических систем, в моделях которых присутствует единственный масштабный фактор размерности длины. Приведены примеры нескольких известных в литературе моделей такого типа. При решении задачи на собственные значения (любым из известных матричных методов) это возмущение должно дать собственную частоту $\omega = 0$ и соответствующие известные собственные функции, а при решении начальной задачи для возмущения ФР $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t)$ должно подтвердить выполнение сохранения ФР в каждой точке фазового пространства $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}; 0)$, если в качестве начального принято тестовое возмущение.

Кроме того, в работе проанализировано понятие энергии возмущения, которое фигурирует в линейной теории возмущений бесстолкновительных звездных систем. Известно, что хотя истинная энергия возмущений, будучи величиной 2-го порядка по амплитуде возмущения, в принципе не может быть вычислена в рамках линейной теории, можно построить билинейную форму из величин первого порядка, которая является интегралом линеаризованных уравнений. По форме эта величина очень похожа на энергию и представляет сумму из двух вкладов, которые обычно называют “кинетической” и “потенциальной” энергиями возмущения. На примере тестового возмущения, для которого мы имеем возможность получить выражения в любом порядке теории возмущений, мы убедились, что выражения для “кинетической” и “потенциальной” энергий, полученные в рамках линейной теории, не совпадают с корректными выражениями для кинетической и потенциальной энергий, получаемыми с учетом возмущений 2-го порядка. В работе показано, что интеграл движе-

ния, представляемый корректным выражением для энергии возмущения, и интеграл, соответствующий “энергии”, построенной в рамках линейной теории (псевдоэнергии), хотя и не совпадают, но различаются лишь на не зависящую от времени величину (константу). Однако эти величины могут отличаться знаком, что может оказаться важным для задач, связанных с приложением мод ван Кампена к звездным системам.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 20-1-2-33), Программы Президиума РАН № 28 “Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей” (подпрограмма II “Астрофизические объекты как космические лаборатории”), а также Министерства науки и высшего образования РФ (И.Ш.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. Binney and S. Tremaine*, Galactic Dynamics: 2nd ed. (Princeton Univ. Press, NJ, 2008), ВТ.
2. *А. Б. Михайловский, А. М. Фридман, Я. Г. Эпельбаум*, ЖЭТФ **59**, 1608 (1970).
3. *В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман*, Астрон. журн. **50**, 97 (1973).
4. *В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман*, Астрон. журн. **50**, 721 (1973).
5. *А. Г. Морозов, В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман*, Астрон. журн. **51**, 75 (1974).
6. *J. Kalnajs*, Astrophys. J. **205**, 751 (1976).
7. *В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман*, Астрон. журн. **58**, 933, (1981).
8. *E. V. Polyachenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **348**, 345 (2004).
9. *E. V. Polyachenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **357**, 559 (2005).
10. *C. Hamilton and T. Heinemann*, arXiv:2011.14812 [astro-ph.GA] (2020).
11. *C. Hamilton*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **501**, 3371 (2021).
12. *J. Y. Lau and J. Binney*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **507**, 2241 (2021).
13. *J. Y. Lau and J. Binney*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **507**, 2562 (2021).
14. *A. M. Fridman and V. L. Polyachenko*, *Physics of Gravitating Systems* (Berlin: Springer-Verlag, 1984).
15. *P. L. Palmer*, *Stability of Collisionless Stellar Systems: Mechanisms for the Dynamical Structure of Galaxies* (Dordrecht, Boston: Kluwer Academic Publishers, 1994).
16. *M. D. Weinberg*, Astrophys. J. **421**, 481 (1994).
17. *D. C. Heggie, P. G. Breen, and A. L. Varri*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **492**, 6019 (2020).
18. *S. D. Mathur*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **243**, 529 (1990).

19. *N. G. van Kampen*, *Physica* **21**(6), 949 (1955).
20. *Л. Д. Ландау*, *ЖЭТФ* **16**, 574 (1946).
21. *E. V. Polyachenko, I. G. Shukhman, and O. I. Borodina*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **503**, 660 (2021).
22. *E. V. Polyachenko and I. G. Shukhman*, *Phys. Fluids* **34**(6), id. 064108 (2022).
23. *Ц. Ц. Линь*, *Теория гидродинамической устойчивости* (М.: ИЛ, 1958).
24. *J. Barré, A. Olivetti, and Y. Y. Yamaguchi*, *J. Physics A: Mathematical and Theoretical* **44**(41), id. 405502 (2011).
25. *R. King*, *Astron. J.* **71**, 64 (1966).
26. *S. Tremaine*, *Astrophys. J.* **625**, 143 (2005).
27. *E. V. Polyachenko, V. L. Polyachenko, and I. G. Shukhman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, 1966 (2008).
28. *E. V. Polyachenko and I. G. Shukhman*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **451**, 5120 (2015).
29. *M. Hénon*, *Ann. d'Astrophysique* **23**, 474 (1960).
30. *L. Hernquist*, *Astrophys. J.* **356**, 359 (1990).
31. *W. Jaffe*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **202**, 995 (1983).
32. *H. C. Plummer*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **71**, 460 (1911).
33. *R. W. Nelson and S. Tremaine*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **306**, 1 (1999).
34. *M. Held*, *J. Atmospher. Sci.* **42**, 2280 (1985).

SCALE-INVARIANT MODE IN COLLISIONLESS SPHERICAL STELLAR SYSTEMS

E. V. Polyachenko^a and I. G. Shukhman^b

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Institute of Solar-Terrestrial Physics of Siberian Branch of RAS, Irkutsk, Russia*

An analytical solution of the perturbed equations is obtained, which exists in all ergodic models of collisionless spherical stellar systems with a single length parameter. This solution corresponds to variations of this parameter, that is, the stretching/contraction of the sphere keeping the total mass constant. During the process, the system remains in an equilibrium state. The simplicity of the solution makes it possible to explicitly give expressions for the distribution function, potential, and density in all orders of perturbation theory. This, in turn, helps to clarify the concept of perturbation energy, which, being a second-order magnitude in amplitude, cannot be calculated in linear theory. The expression for the 2nd-order perturbation energy does not match the well-known quadratic form for perturbation energy derived from 1st-order perturbations in linear theory. However, both of these energies are integrals of motion and differ only by a constant. The obtained solution can be used to control the correctness of codes and the accuracy of calculations in the numerical study of collisionless stellar models.

Keywords: stellar systems, stellar clusters and associations, stellar dynamics

ГРАВИТАЦИОННЫЕ МИССИИ СЛЕДУЮЩЕГО ПОКОЛЕНИЯ: ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ МУЛЬТИПАРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

© 2023 г. А. И. Филеткин^{1,2,*}, А. С. Жамков^{1,**}, С. В. Аюков^{1,***}, В. К. Милуков^{1,****}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

²Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: ai.filetkin@physics.msu.ru

**E-mail: zhamkov@physics.msu.ru

***E-mail: s.ayukov@gmail.com

****E-mail: vmilyukov@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.07.2023 г.

После доработки 27.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

В работе выполнено исследование потенциальных возможностей космических группировок, состоящих из двух пар космических аппаратов, движущихся на разных орбитах, так называемых, гравитационных миссий следующего поколения, для повышения пространственного и временного разрешения измерений и повышения точности восстановления гравитационного поля Земли. В результате численного моделирования орбитального движения космических аппаратов мультипарной группировки и решения обратной задачи по восстановлению гравитационного поля Земли по модельным измерениям, выполняемым в данной группировке, была найдена мультипарная конфигурация с орбитальными параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и $h = 370$ км, $i = 70.0^\circ$, которая позволяет повысить как пространственное, так и временное разрешение моделей гравитационного поля Земли со значительным уточнением зональных, секториальных и тессеральных гармоник по сравнению с однопарной близполярной группировкой.

Ключевые слова: гравитационное поле Земли, космическая гравиметрия, мультипарная группировка, восстановление гравитационного поля, гравитационные миссии следующего поколения

DOI: 10.31857/S0004629923110063, EDN: HZYXDC

1. ВВЕДЕНИЕ

Прошлая и настоящая гравитационные миссии GRACE [1] и GRACE FO [2], состоящие из двух спутников-близнецов, существенно улучшили наше представление о глобальном гравитационном поле Земли, и впервые начали регистрировать его временные вариации на месячном интервале времени. Основная задача гравитационных миссий следующего поколения (ГМСП) — долговременные высокоточные и однородные определения временных вариаций гравитационного поля Земли (ГПЗ) со значительным увеличением точности пространственного и временного разрешения по сравнению с миссиями GRACE и GRACE FO.

Спутниковая система GRACE является базовой при рассмотрении гравитационных орбитальных группировок следующих поколений, основанных на принципе измерения расстояния

“спутник—спутник”. Подобная конфигурация позволяет измерить разницу первых производных геопотенциала между двумя космическими аппаратами (далее КА), находящихся на небольшом расстоянии друг от друга (≈ 200 км). Выбор полярной орбиты спутников обеспечивает глобальное покрытие поверхности Земли, что позволяет наблюдать изменение масс в полярных областях. Однако такая конфигурация обладает рядом существенных недостатков. Различная плотность покрытия наблюдениями поверхности Земли в приполярных и экваториальных областях приводит к зависимости точности ежемесячных моделей от географической широты, т.е. ошибки определения высот геоида имеют четко выраженную северо-южную ориентацию, что на картах представления пространственного разрешения ежемесячных моделей GRACE выглядит в виде характерных цветных полос, обозначающих разный уровень ошибок.

Другой существенный недостаток космических гравитационных группировок, состоящих из пары спутников, находящихся на одинаковых орбитах, связан с тем, что невозможно одновременно улучшить пространственное и временное разрешение моделей гравитационного поля Земли [3, 4].

Решением проблемы может быть мультипарная группировка, которая позволяет одновременно покрывать треками существенно разные участки поверхности Земли. Например, использование двух пар спутников, находящихся на разных орбитах, может существенно улучшить пространственное и временное разрешения. Основная задача таких конфигураций — обеспечить более равномерное распределение плотности треков на различных широтах и большую изотропность измерений, что в конечном итоге обеспечит более высокую точность моделей ГПЗ. Такие измерения могут быть реализованы различными конфигурациями мультипарной группировки. Как правило, одной из пар является близполярная пара типа GRACE. В последние годы было опубликовано достаточно большое количество исследований, касающихся концепций гравитационных миссий следующего поколения [5–22]. Наиболее перспективной конфигурацией, которая рассматривается в качестве кандидата для реализации гравитационной миссии следующего поколения в ближайшем будущем, является конфигурация BENDER [5]. Эта конфигурация, в которой реализуются измерения по разным направлениям, образована двумя парами спутников, находящихся на орбитах с разными наклонениями (одна полярная пара и одна наклонная). Для того, чтобы повысить чувствительность к вариациям гравитационного поля, орбиты спутников ГМСП должны быть ниже орбит GRACE (400 км и ниже) и, следовательно, требуется применение системы компенсации сброса для компенсации негравитационных ускорений.

Целью данной работы является исследование потенциальных возможностей гравитационных миссий следующего поколения для повышения пространственного и временного разрешения измерений и повышения точности восстановления гравитационного поля Земли.

2. МУЛЬТИПАРНАЯ КОСМИЧЕСКАЯ ГРУППИРОВКА ТИПА BENDER

Конфигурация BENDER состоит из двух коллинеарных пар спутников, расположенных по типу GRACE: одна пара спутников, S_1 и S_2 , находится на близполярной орбите, а другая, S_3 и S_4 , на наклонной (рис. 1). Относительно наклонения второй орбиты имеются различные рекомендации, от 63° до 75° [5]. Обе пары спутников изме-

ряют межспутниковое расстояние вдоль траектории полета (вдоль треков). Результаты моделирования показывают, что использование мультипарной конфигурации эффективно подавляет широтную зависимость ошибок моделей ГПЗ и приводит к однородному их распределению по поверхности Земли.

Близполярная пара КА в мультипарной группировке является опорной и обеспечивает полное глобальное покрытие подспутниковыми трассами поверхности Земли, включая полярные области. Наклонная пара является дополнительной и обеспечивает более плотное покрытие близэкваториальных и средних широт.

Каждая из пар спутников измеряет компонент ГПЗ вдоль направления движения. Использование одной близполярной пары обеспечивает хорошую долготную заполняемость, что важно при измерении зональных гармоник ($n \neq 0$, $m = 0$, n и m — степень и порядок сферической гармоники), однако для получения полного спектра разложения ГПЗ необходимо также измерять секториальные ($n = m$) и тессеральные гармоники ($n \neq m \neq 0$). Наклонная пара, за счет наклона орбиты, позволяет измерять секториальные и тессеральные гармоники, таким образом обеспечивая широтный компонент при заполняемости поверхности Земли подспутниковыми трассами.

На рис. 2 показаны подспутниковые трассы близполярной и наклонной пар для мультипарной конфигурации типа BENDER с высотами орбиты 370 км и наклонениями 90.5° и 75.0° соответственно на временном интервале 10 сут.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ МУЛЬТИПАРНОЙ ГРУППИРОВКИ

Модели ГПЗ, как правило, задаются разложением по сферическим функциям

$$R = (U - U_0) \approx \frac{GM}{r} \left[\sum_{n=2}^{N_{\max}} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a_E}{r} \right)^n \bar{P}_{nm}(\sin \varphi) \times \right. \\ \left. \times (\bar{C}_{nm} \cos m\lambda + \bar{S}_{nm} \sin m\lambda) \right], \quad (1)$$

где GM — геоцентрическая гравитационная постоянная; r , φ , λ — сферические координаты точки (или КА) в системе координат, жестко связанной с Землей; a_E — средний экваториальный радиус Земли; $\bar{P}_{nm}(\sin \varphi)$ — нормированные присоединенные функции Лежандра степени n и порядка m ; $\bar{C}_{nm}$, $\bar{S}_{nm}$ — нормированные коэффициенты Стокса; $N_{\max}$ — максимальная степень разложения.

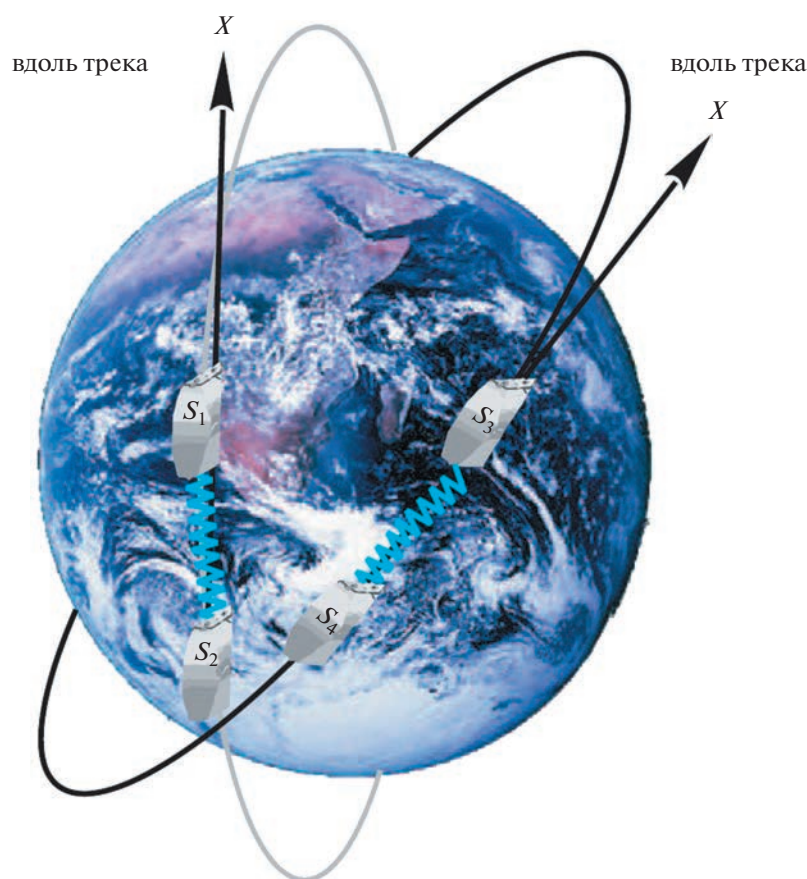


Рис. 1. Четырехспутниковая конфигурация ГМСП BENDER.

Максимальная степень разложения в выражении (1) определяет пространственное разрешение моделей ГПЗ, а временной интервал, на котором строится данная модель, определяет ее временное разрешение. Важно не только количество коэффициентов Стокса (сферических гармоник), которые определяют пространственное разрешение, но и точность их определения. Формально разложение имеет смысл, пока величина ошибки сферической гармоники не станет равной значению самой сферической гармоники.

Моделирование орбитального движения мультипарной группировки выполнялось с учетом моделей сил, действующих на КА, которые перечислены в табл. 1. Параметры моделирования, общие для всех рассмотренных сценариев, указаны в табл. 2.

Отметим, что моделирование орбитального движения проводилось с учетом возмущений гармонических коэффициентов ГПЗ только до 10 степени и порядка включительно, так как ана-

Таблица 1. Список учитываемых параметров при полномасштабном моделировании

№	Название	Флаг включения
1	Глобальное гравитационное поле Земли до 10 степени и порядка	Да (EGM96)
2	Воздействие от третьих тел (планет Солнечной системы)	Да (DE421)
3	Океанические приливы	Да (FES 2004)
4	Влияние океанических приливов на положение полюса	Да (FES 2004)
5	Твердые приливы	Да (IERS 2010)
6	Влияние твердых приливов на положение полюса	Да (IERS 2010)
7	Атмосферное сопротивление	Нет
8	Давление солнечного излучения	Да

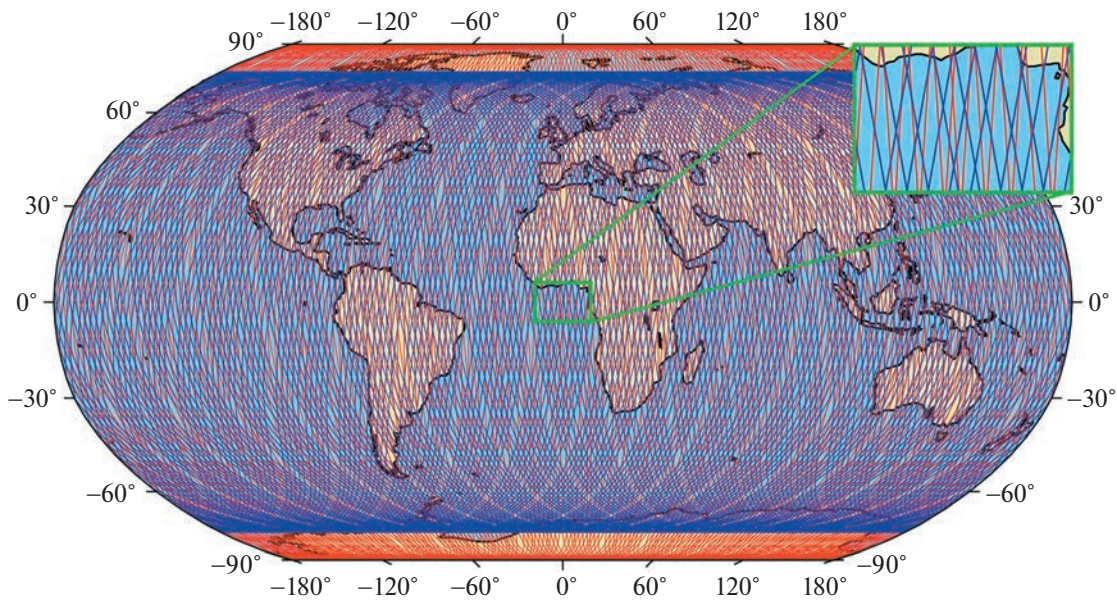


Рис. 2. Покрытие подспутниковыми трассами (красные линии — близполярная, синие линии — наклонная) поверхности Земли спутниками с параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и $h = 370$ км, $i = 75.0^\circ$ на временном интервале 10 сут.

лиз покрытия треками не требует высокой точности модели движения КА, вклад от гармоник более высоких степеней незначительный. Отметим также, что не учитывалось влияние атмосферы, т.е. концепция будущей мультипарной конфигурации предполагает оснащение КА системой компенсации сноса и контроля высоты орбиты. В противном случае деградация высоты орбиты со временем будет влиять на картину покрытия поверхности Земли измерениями и не обеспечивать возможности построения серии высокоточных моделей ГПЗ на заявленном пространственном разрешении за установленный интервал времени в процессе функционирования миссии.

Задачей будущих мультипарных миссий является увеличение как пространственного, так и

временного разрешения восстановленных моделей ГПЗ. С этой целью было исследовано влияние орбитальных параметров КА на повышение пространственного разрешения ГПЗ по измерениям мультипарной группировкой для временного разрешения 10 сут.

Методика моделирования покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА с целью нахождения оптимальных значений орбитальных параметров для повышения пространственного разрешения при заданном временном заключалась в следующем. Вся поверхность Земли (360° по долготе и 180° по широте) разбивается на целое количество сегментов размером $x^\circ \times x^\circ$, которые в свою очередь задают угловое (пространственное) разрешение моделей ГПЗ. Для за-

Таблица 2. Общие параметры моделирования для всех конфигураций

Параметр	Значение
Начальная эпоха	2021-01-01 00:00:00
Интервал интегрирования	10, 15 и 30 сут
Шаг интегрирования	5 с
Межспутниковое расстояние	220 км
Высота орбиты опорной и дополнительной пар	370 км
Эксцентриситет	0.001
Аргумент перицентра первого спутника в каждой паре	0.0°
Аргумент перицентра второго спутника в каждой паре	93.0°
Долгота восходящего узла КА в каждой паре	0.0°
Средняя аномалия КА в каждой паре	0.0°

Таблица 3. Оценка равномерности и плотности покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами однопарными конфигурациями на интервале 10, 15 и 30 сут

№	Конфигурация	Пространственное разрешение	Процент глобального покрытия	Макс. пропуск по долготе	Макс. пропуск по широте
30 сут					
1	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 89.5^\circ$	$2^\circ \times 2^\circ$	100%	2.04°	23.78°
2	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$	$1^\circ \times 1^\circ$	100%	0.83°	5.84°
15 сут					
1	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 89.5^\circ$	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	100%	2.75°	38.43°
2	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$	$2.4^\circ \times 2.4^\circ$	100%	2.32°	20.20°
10 сут					
1	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 89.5^\circ$	$3^\circ \times 3^\circ$	100%	2.75°	42.56°
2	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$	$3.6^\circ \times 3.6^\circ$	100%	3.79°	25.93°

данного разрешения ($x^\circ \times x^\circ$) оценивается процент глобального покрытия, как отношение количества сегментов k , в которые попала хотя бы одна точка трассы (измерение), к общему числу сегментов K по всей поверхности Земли, т.е. k/K [23, 24].

Исходя из рекомендаций, что орбиты будущих мультипарных конфигураций должны быть ~400 км и ниже, мы выбрали высоту орбит КА космической группировки, равной 370 км. Выбор наклона орбиты опорной близполярной пары типа GRACE был сделан на основании плотности и равномерности покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами КА в долготном и широтном направлениях, мерой которого является расстояние между соседними подспутниковыми трассами, или иными словами “пропуск по широте” и “пропуск по долготе”. Одна из задач оптимизации орбит заключается в том, чтобы минимизировать максимальные значения этих параметров. Мы рассмотрели традиционное наклонение 89.5° , рекомендованное в большинстве работ по мультипарным конфигурациям, и симметричное ему относительно полюса наклонение 90.5° . Результаты сравнения приведены в табл. 3.

Близполярная пара № 2 для всех временных интервалов при 100% покрытии имеет меньшие значения максимальных пропусков по широте по сравнению с традиционной близполярной парой № 1, поэтому в нашем исследовании для опорной пары были выбраны орбитальные параметры $h = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$. Дополнительная наклонная пара рассматривалась на той же высоте орбиты с варьированием по наклонению от 50° до 75° с шагом 5° .

Полномасштабное численное интегрирование выполнялось с помощью программного комплекса, разработанного в ГАИШ МГУ. Программный комплекс позволяет моделировать движение КА на низкой околоземной орбите в соответствии с рекомендациями IERS2010 (International Earth Rotation Service) [25]. Модель ГПЗ рассчитывалась на основе алгоритма Беликова и Тайбаторова [26], воздействие негравитационных эффектов (давление солнечного излучения) с учетом геометрии КА учитывалось в соответствии с выводами [27]. Моделирование проводилось для КА с параметрами КА GRACE: масса 700 кг, размеры: 3 м (вдоль орбиты) $\times$ 1.5 м $\times$ 1.5 м.

Результаты расчетов представлены в табл. 4. Все мультипарные конфигурации достигают 100% глобального покрытия на пространственном разрешении $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ и $3^\circ \times 3^\circ$ на интервале 10 сут. Основные различия выражаются в равномерности покрытия в долготном и широтном направлениях. Максимальный пропуск по долготе для всех конфигураций приблизительно одинаков. С точки зрения максимального пропуска по широте наиболее предпочтительными мультипарными конфигурациями, которые обеспечивают 100% глобальное покрытие с наибольшим равномерным заполнением (т.е. с минимальным пропуском по широте между соседними подспутниковыми трассами), являются конфигурации № 5 и № 6 (табл. 4).

Для конфигурации № 6 на рис. 2 показаны подспутниковые трассы на интервале 10 сут, а на рис. 3 показана гистограмма покрытия поверхности Земли измерениями на том же интервале времени.

Расчеты, выполненные для конфигурации № 6 на временных интервалах 15 и 30 сут, показывают, что 100% глобальное покрытие измерениями

Таблица 4. Оценка равномерности и плотности покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами мультипарными конфигурациями типа BENDER на интервале 10 сут

№	Конфигурация	Пространственное разрешение	Процент глобального покрытия	Макс. пропуск по долготе	Макс. пропуск по широте
1	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$ $h_2 = 370 \text{ км}, i_2 = 50.0^\circ$	$3^\circ \times 3^\circ$	100%	3.74°	18.45°
2	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$ $h_2 = 370 \text{ км}, i_2 = 55.0^\circ$	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	100%	3.74°	14.28°
3	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$ $h_2 = 370 \text{ км}, i_2 = 60.0^\circ$	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	100%	3.74°	14.20°
4	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$ $h_2 = 370 \text{ км}, i_2 = 65.0^\circ$	$3.6^\circ \times 3.6^\circ$	100%	3.79°	10.52°
5	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$ $h_2 = 370 \text{ км}, i_2 = 70.0^\circ$	$3^\circ \times 3^\circ$	100%	3.79°	9.46°
6	$h_1 = 370 \text{ км}, i_1 = 90.5^\circ$ $h_2 = 370 \text{ км}, i_2 = 75.0^\circ$	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$	100%	3.74°	7.10°

достигается на пространственном разрешении $1.8^\circ \times 1.8^\circ$ и $1^\circ \times 1^\circ$ соответственно. Для мультипарной конфигурации № 5 100% покрытие на тех же временных интервалах достигается на пространственном разрешении $2^\circ \times 2^\circ$ и $1^\circ \times 1^\circ$ соответственно. На рис. 4 и 5 показаны гистограммы

покрытия поверхности Земли измерениями для мультипарной конфигурации № 6 на временных интервалах 15 и 30 сут.

Близполярная и наклонная пары имеют одинаковое количество измерений, однако плотность заполнения зависит от наклона и пло-

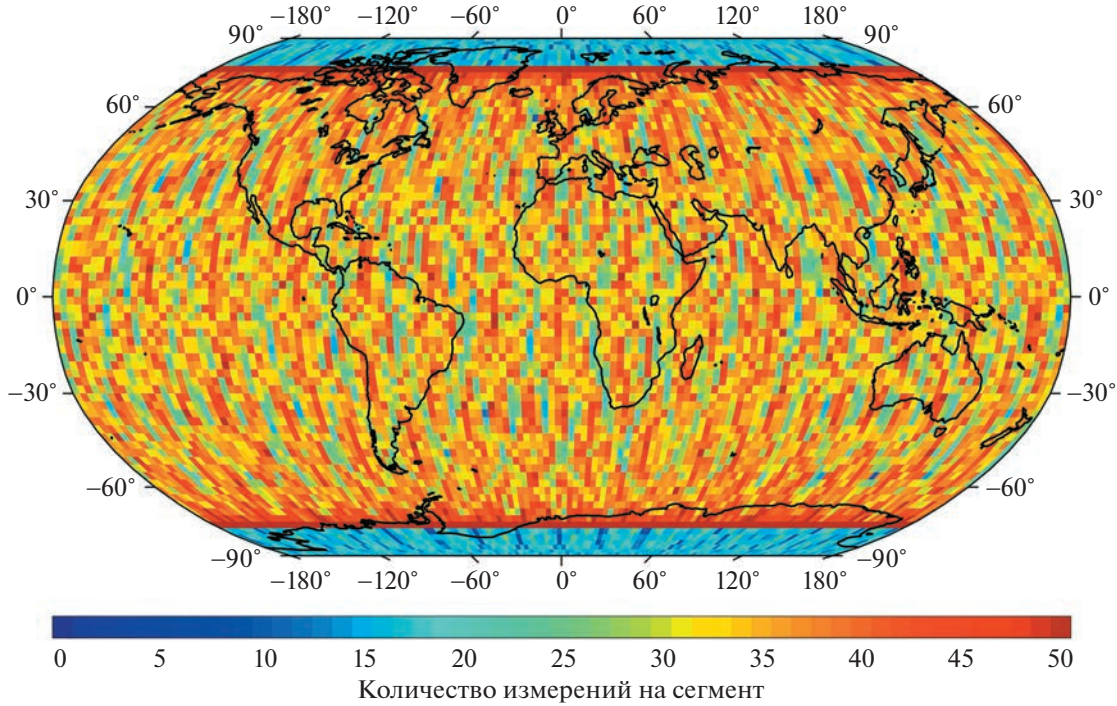


Рис. 3. Гистограмма покрытия поверхности Земли измерениями спутниками с параметрами $h = 370 \text{ км}, i = 90.5^\circ$ и $h = 370 \text{ км}, i = 75.0^\circ$ в сегментах $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ на временном интервале 10 сут (величина глобального покрытия 100%). Цветовая шкала показывает количество измерений от 0 до 50, приходящихся на соответствующий сегмент земной поверхности.

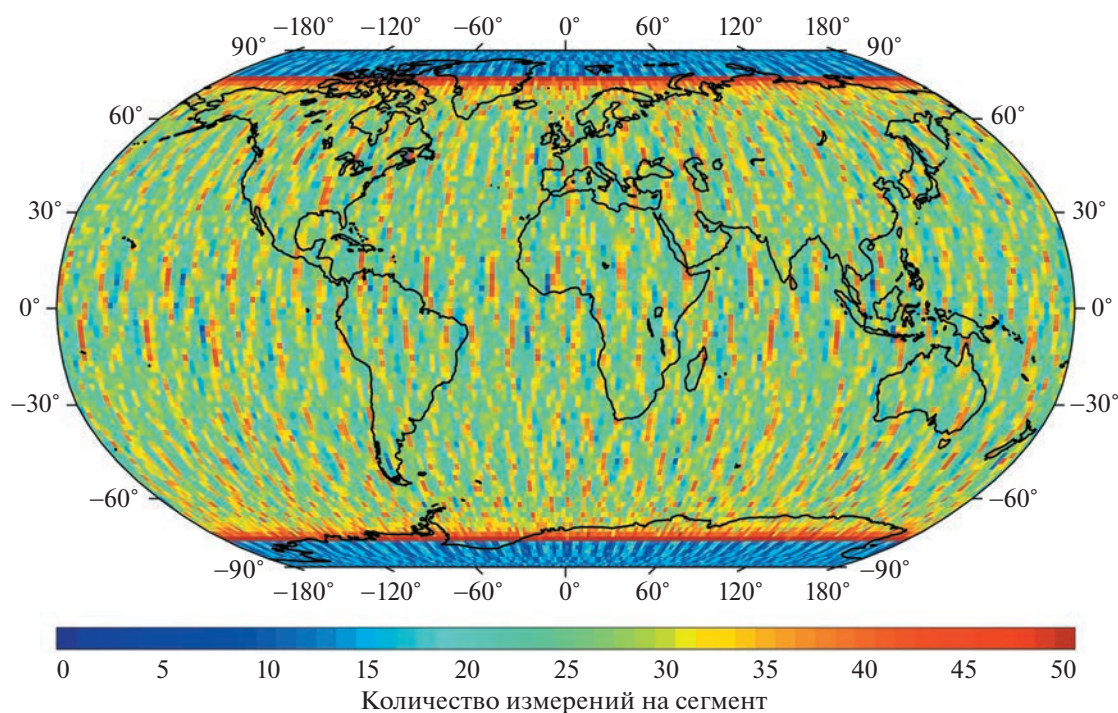


Рис. 4. Гистограмма покрытия поверхности Земли измерениями спутниками с параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и $h = 370$ км, $i = 75.0^\circ$ в сегментах $1.8^\circ \times 1.8^\circ$ на временном интервале 15 сут (величина глобального покрытия 100%). Цветовая шкала показывает количество измерений от 0 до 50, приходящихся на соответствующий сегмент земной поверхности.

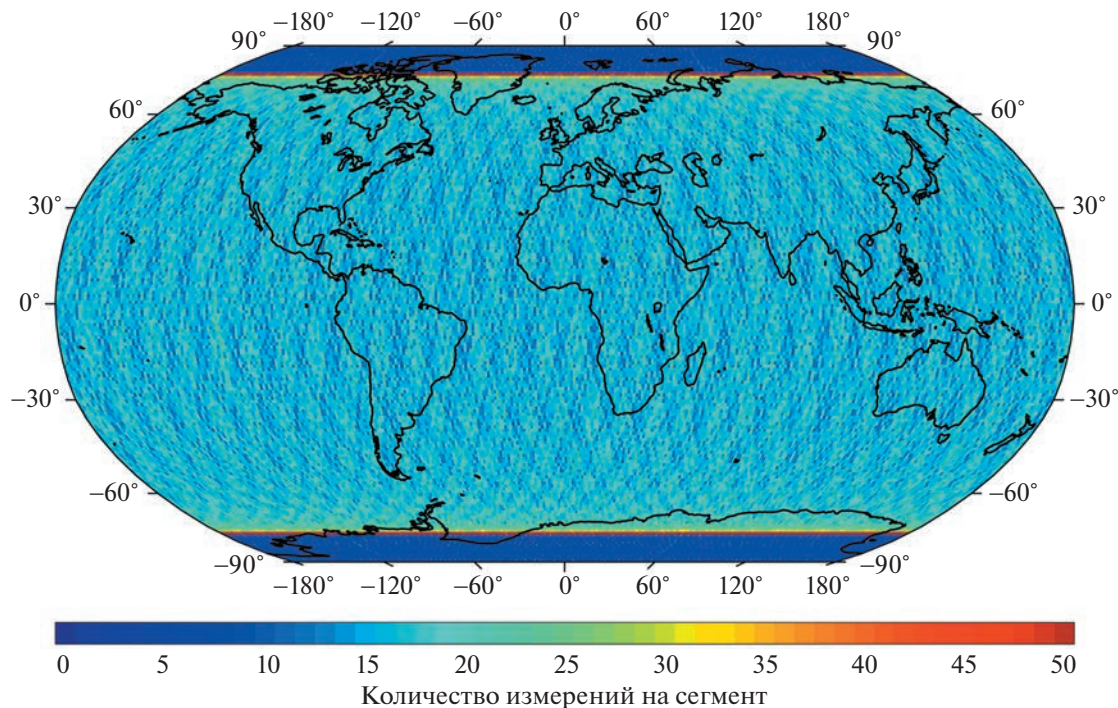


Рис. 5. Гистограмма покрытия поверхности Земли измерениями спутниками с параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и $h = 370$ км, $i = 75.0^\circ$ в сегментах $1^\circ \times 1^\circ$ на временном интервале 30 сут (величина глобального покрытия 100%). Цветовая шкала показывает количество измерений от 0 до 50, приходящихся на соответствующий сегмент земной поверхности.

щади поверхности Земли, покрываемой измерениями (чем меньше наклонение, тем меньше покрываемая площадь, следовательно, тем больше плотность при одинаковом количестве измерений за заданный интервал времени). Например, на рис. 3 резкий контраст по цветовой шкале на широте 75.0° наглядно демонстрирует эту особенность, количество измерений на сегмент скачкообразно возрастает с 10–20 в приполярных областях до 30–50 на широтах, меньших 75.0° .

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ГПЗ ДЛЯ МУЛЬТИПАРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Входными данными, на основании которых строится решение обратной задачи по восстановлению ГПЗ, являются синтетические (модельные) данные измерений в мультипарных группировках под воздействием сил, указанных в табл. 1, без добавления шумов. Исходным (модельным) гравитационным полем, в котором рассчитываются орбиты спутников и генерируются модельные измерения (координаты и скорости КА, вариации межспутниковых расстояний), является глобальная модель EGM96. В данном случае для решения задачи восстановления ГПЗ модель EGM96 использовалась в разложении по сферическим гармоникам до 100 степени и порядка включительно. В качестве истинного гравитационного поля была выбрана модель ГПЗ EGM2008. После восстановления ГПЗ с использованием модельных измерений решение (результат восстановления) должно приближаться к истинному ГПЗ, т.е. EGM2008.

Таким образом, в данном разделе мы будем иметь дело с тремя представлениями ГПЗ: исходным (MOD), представленным моделью EGM96, истинным (REAL), представленным моделью EGM2008, и полем, являющимся результатом восстановления ГПЗ по синтетическим (модельным) измерениям (RES). Сравнивая эти три модели друг с другом, мы можем оценить результат восстановления ГПЗ, т.е. насколько наше решение улучшилось или приблизилось к истинному: чем меньше величина расхождения, тем лучше результат восстановления.

Задача восстановления ГПЗ решалась для мультипарных конфигураций № 5 и № 6 (табл. 3). Оценки и сравнения полученных решений были выполнены на различных интервалах времени (временных разрезах моделей ГПЗ).

Для представления результатов и сравнения различных решений ГПЗ принято использовать несколько величин, которые характеризуют ошибки и неопределенности оценок коэффициентов в спектре сферических гармоник разложения гравитационного поля Земли.

Выражение (2) называется степенной дисперсией и используется для сравнения различных степеней в рамках одной модели ГПЗ [28]

$$\sigma_n^2 = R_E^2 \sum_{m=0}^n \sigma_{nm}^2 = R_E^2 \sum_{m=0}^n (C_{nm}^2 + S_{nm}^2), \quad (2)$$

где R_E — средний экваториальный радиус Земли, n и m — степень и порядок сферической гармоники соответственно. Отметим, что в данном представлении степенные дисперсии имеют размерность длины (например, метры) и характеризуют высоты геоида.

Выражение (3), полученное из (2), называется разностью степенных дисперсий и используется для представления расхождений или сравнения двух различных моделей ГПЗ по степеням

$$\Delta\sigma_n^2 = R_E^2 \sum_{m=0}^n (\Delta C_{nm}^2 + \Delta S_{nm}^2). \quad (3)$$

В рамках данного исследования ΔC_{nm} и ΔS_{nm} представляют разность коэффициентов истинной (REAL) и восстановленной (RES) моделей ГПЗ: $\Delta C_{nm} = (C_{nm})_{\text{real}} - (C_{nm})_{\text{res}}$ и $\Delta S_{nm} = (S_{nm})_{\text{real}} - (S_{nm})_{\text{res}}$.

Выражение (3) используется во всех сценариях моделирования для оценки эффективности процедуры восстановления, т.е. насколько восстановленное поле близко к истинному для каждой из степеней разложения (т.е. суммируются все коэффициенты с разными порядками m в рамках одной степени n).

На рис. 6 и 7 представлены разности степенных дисперсий истинного и восстановленного полей для конфигураций № 5 и № 6 для разных временных интервалов измерений (10, 15 и 30 сут) в сравнении с однопарной конфигурацией на временном интервале 30 сут. Можно отметить, что разности степенных дисперсий для однопарной группировки существенно больше соответствующих разностей для обеих мультипарных группировок, причем на интервале степеней 70–100 больше практически на 2 порядка. Для мультипарных конфигураций с увеличением времени измерений происходит уменьшение разности степенных дисперсий в среднечастотной области спектра гармоник (от 70 до 100). Можно также отметить более точное восстановление ГПЗ для мультипарной конфигурации № 5 по сравнению с конфигурацией № 6 в низкочастотной части спектра (10–40) для всех временных интервалов, а также в среднечастотной части для временного интервала 30 сут.

Эффективность полученных решений по восстановлению ГПЗ по отношению к истинному гравитационному полю EGM2008 можно оценить по распределению разностей коэффициентов ΔC_{nm} и ΔS_{nm} (ф-ла (3)), где каждый отдельный сег-

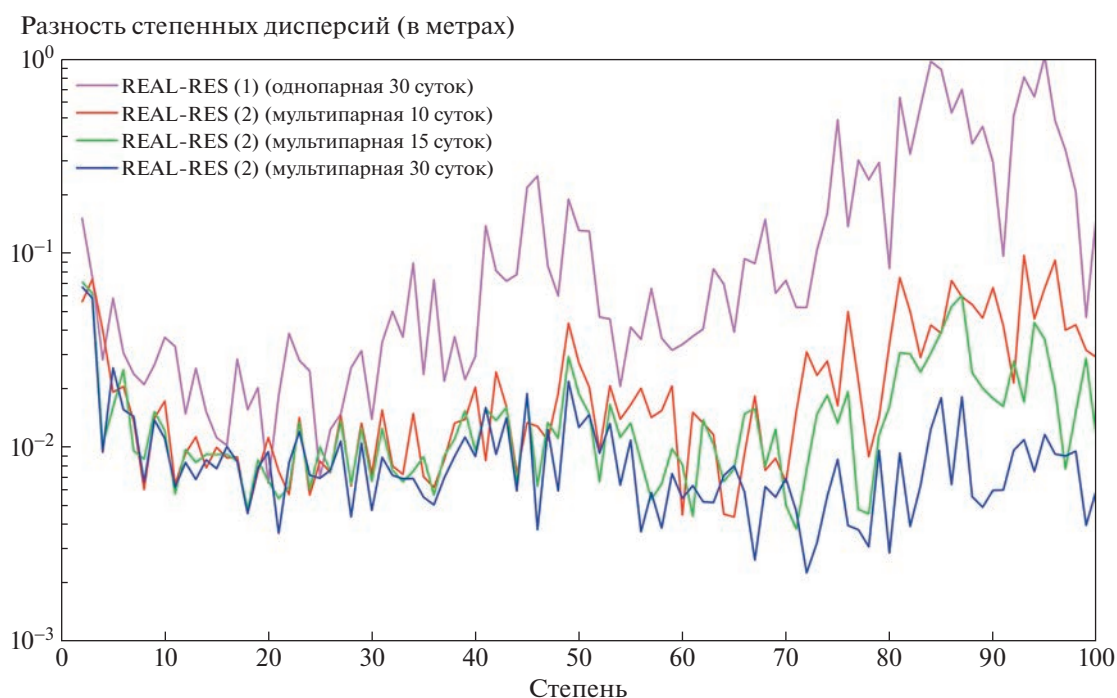


Рис. 6. Разности степенных дисперсий истинного и восстановленного ГПЗ для однопарной конфигурации с параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и мультипарной конфигурации № 5 с параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и $h = 370$ км, $i = 70.0^\circ$.

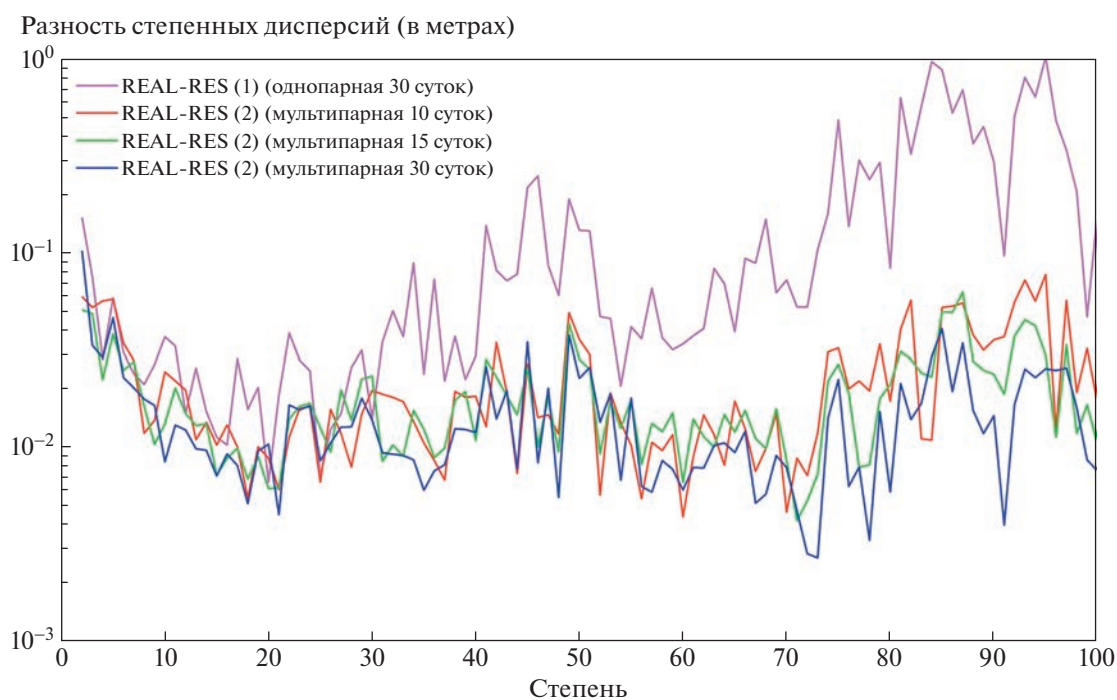


Рис. 7. Разности степенных дисперсий истинного и восстановленного ГПЗ для однопарной конфигурации с параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и мультипарной конфигурации № 6 с параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и $h = 370$ км, $i = 75.0^\circ$.

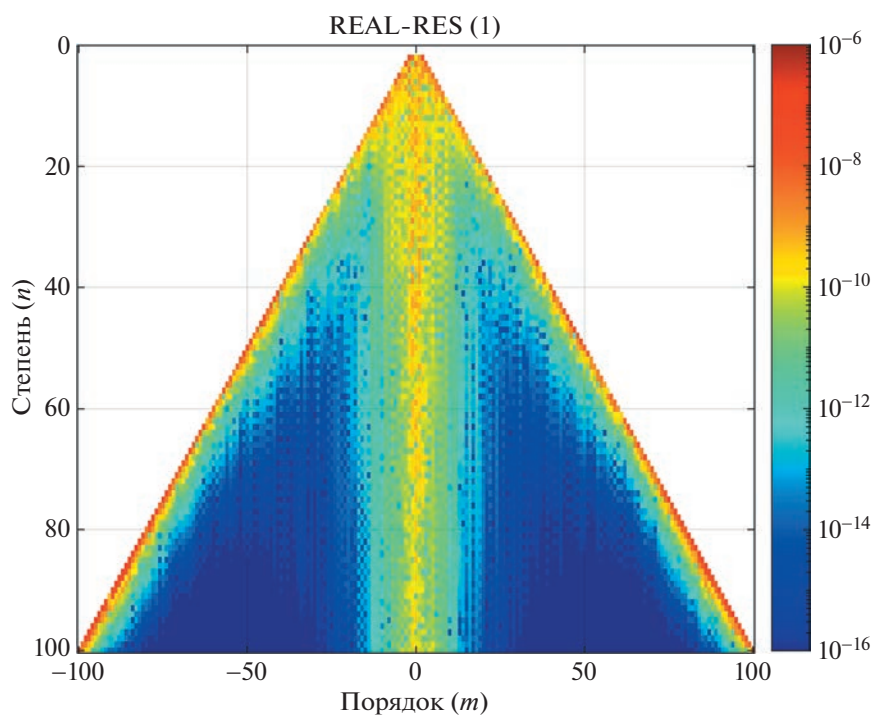


Рис. 8. Распределение разности гармонических коэффициентов истинного EGM2008 (REAL) и восстановленного поля (RES) до 100 степени и порядка включительно для однопарной конфигурации $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ на интервале времени 30 сут.

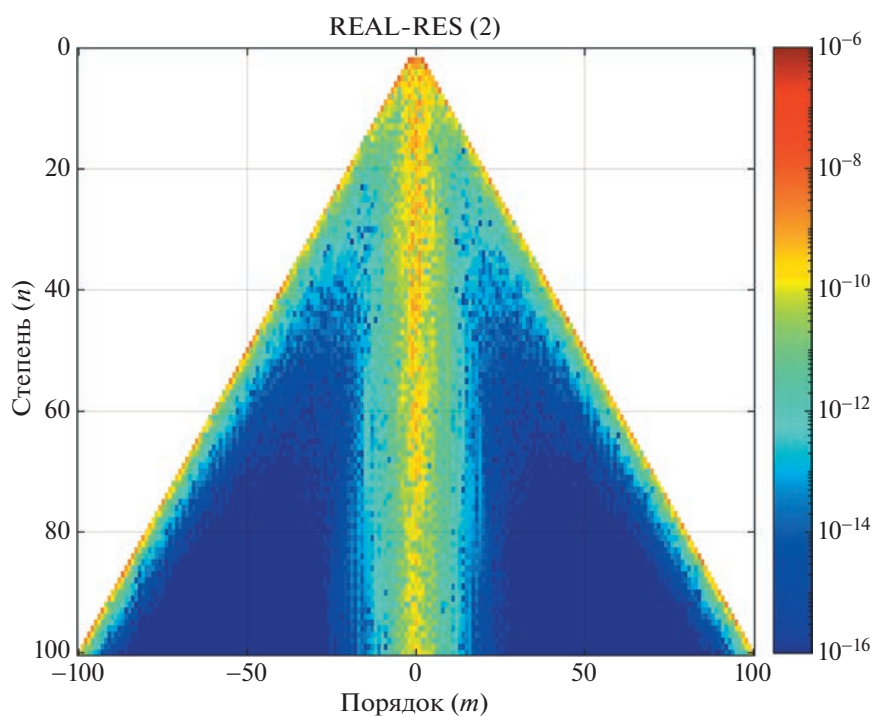


Рис. 9. Распределение разности гармонических коэффициентов истинного EGM2008 (REAL) и восстановленного поля (RES) до 100 степени и порядка включительно для мультипарной конфигурации № 5 на интервале времени 30 сут.

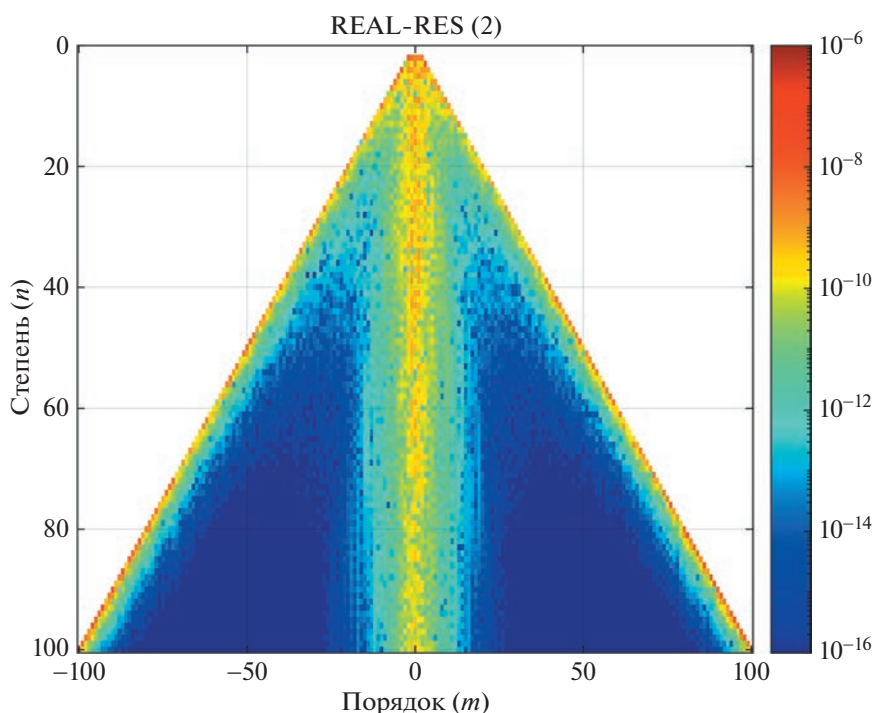


Рис. 10. Распределение разности гармонических коэффициентов истинного EGM2008 (REAL) и восстановленного поля (RES) до 100 степени и порядка включительно для мультипарной конфигурации № 5 на интервале времени 10 сут.

мент отвечает за разность коэффициентов степени n и порядка m , а цветовая шкала характеризует величину этой разности. Такое распределение разности гармонических коэффициентов для однопарной группировки на интервале 30 сут представлено на рис. 8. На рис. 9 и 10 приведены распределения разностей гармонических коэффициентов ΔC_{nm} и ΔS_{nm} для мультипарной группировки № 5 на временных интервалах 30 и 10 сут.

Анализ рис. 8 и 9 показывает, что восстановление ГПЗ по модельным измерениям для мультипарной конфигурации № 5 на временном интервале 30 сут по сравнению с однопарной конфигурацией позволяет существенно уточнить коэффициенты Стокса в области близзональных ($m \approx 0$, $n \neq 0$) и тессеральных гармоник ($m \neq n \neq 0$), а в области секториальных гармоник ($n = m$) уточнение происходит практически на 2 порядка (от $\sim 10^{-8}$ до $\sim 10^{-10}$). В свою очередь, сравнение рис. 9 и 10 показывает, что расхождение между ними несущественно. Это свидетельствует о том, что даже на интервале 10 сут мультипарная конфигурация позволяет достаточно эффективно уточнить все гармонические коэффициенты.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффективным решением проблемы существенного повышения пространственного и временного разрешения гравитационного поля Земли являются мультипарные спутниковые группировки. Концепции мультипарных группировок сейчас интенсивно изучаются в ряде мировых научных гравитационных центров и планируются к реализации в качестве гравитационных миссий следующего поколения.

Важным фактором, определяющим пространственное разрешение моделей ГПЗ, является плотность покрытия поверхности Земли подспутниковыми трассами. В работе выполнено полномасштабное численное моделирование взаимного орбитального движения мультипарной группировки КА с учетом возмущающих факторов гравитационных и негравитационных сил. Критерием оптимизации орбитальных параметров было 100% покрытие поверхности Земли подспутниковыми трассами с минимальными расстояниями между трассами по долготе и широте для интервалов времени 10, 15 и 30 сут. Для двух мультипарных конфигураций с оптимальными параметрами выполнено решение обратной задачи по восстановлению ГПЗ с целью уточнения коэффициентов Стокса и оценки эффективности полученных решений.

Мультипарная конфигурация с орбитальными параметрами $h = 370$ км, $i = 90.5^\circ$ и $h = 370$ км, $i = 70.0^\circ$ позволяет повысить как пространственное, так и временное разрешение существующих моделей ГПЗ при 100% покрытии со значительным уточнением зональных, секториальных и тессеральных гармоник. Найденная мультипарная конфигурация позволяет получить следующие высокоточные модели ГПЗ:

1. с пространственным разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ (длина полуволны ≈ 111 км) на интервале 30 дней;
2. с угловым разрешением $2^\circ \times 2^\circ$ (длина полуволны ≈ 222 км) на интервале 15 дней;
3. с угловым разрешением $3^\circ \times 3^\circ$ (длина полуволны ≈ 333 км) на интервале 10 дней.

Разность степенных дисперсий истинного и восстановленного ГПЗ для мультипарной группировки в среднечастотной части спектра достигает долей сантиметра, что практически на два порядка меньше соответствующей разности для однопарной группировки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда Грант № 23-42-00055.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. D. Tapley, S. Bettadpur, M. M. Watkins, and Ch. Reigber, *Geophys. Res. Letters* **31**(9), id. L09607 (2004).
2. R. P. Kornfeld, B. W. Arnold, M. A. Gross, N. T. Dahya, W. M. Klipstein, P. F. Gath, and S. Bettadpur, *J. Spacecraft and Rockets* **56**(3), 931 (2019).
3. T. Reubelt, N. Sneeuw and M. A. Sharifi, in: *Gravity, Geoid and Earth Observation*, edited by S. P. Mertikas (Springer, 2010), p. 163.
4. А. С. Жамков, В. К. Милуков, *Физика Земли* № 2, 139 (2021).
5. P. L. Bender, D. Wiese, and R. S. Nerem, in: *Proc. of the Third Intern. Symp. on Formation Flying, Missions and Technologies*, ESA/ESTEC, Noordwijk, 23–25 April 2008, The Netherlands, 1 (2008).
6. D. Wiese, W. Folkner, and R. Nerem, *J. Geodesy* **83**, 569 (2009).
7. D. Wiese, R. Nerem, and S.-C. Han, *J. Geophys. Res. Solid Earth* **116**, 405 (2011).
8. B. Elsaka, J. Kusche, and K.-H. Ilk, *Adv. Space Research* **50**(11), 1534 (2012).
9. I. Panet, J. Flury, R. Biancale, T. Gruber, et al., *Surveys Geophysics* **34**, 141 (2012).
10. S. I. Pour, T. Reubelt, and N. Sneeuw, *Adv. Space Research* **52**(5), 916 (2013).
11. B. Elsaka, J.-C. Raimondo, Ph. Brieden, T. Reubelt, et al., *J. Geodesy* **88**(1), 31 (2014).
12. B. Elsaka, *Intern. J. Geosciences* **5**(3), 267 (2014).
13. Daras and R. Pail, *J. Geophys. Res. Solid Earth* **122**(9), 7343 (2017).
14. S. Dionisio, A. Anselmi, L. Bonino, S. Cesare, L. Massotti, and P. Silvestrin, in: *15th International Conference on Space Operations 2018* (Amer. Inst. Aeronautics and Astronautics, 2018) p. 2495.
15. A. F. Purkhauser and R. Pail, *Geophys. J. Intern.* **217**(2), 1314 (2019).
16. R. Pail, H.-C. Yeh, W. Feng, M. Hauk, et al., *Remote Sensing* **11**(22), 2654 (2019).
17. R. Pail, J. Bamber, R. Biancale, R. Bingham, et al., *J. Geodetic Sci.* **9**(1), 48 (2019).
18. M. Hauk and R. Pail, *Remote Sensing* **11**(5), 537 (2019).
19. R. Haagmans, C. Siemes, L. Massotti, O. Carraz, and P. Silvestrin, *Rendiconti Lincei Sci. Fisiche Naturali* **31**(1), 15 (2020).
20. L. Massotti, C. Siemes, G. March, R. Haagmans, and P. Silvestrin, *Remote Sensing* **13**(19), 3935 (2021).
21. L. Massotti, J. Gonzalez del Amo, P. Silvestrin, D. Krejci, et al., *CEAS Space J.* **14**, 109 (2022).
22. P. L. Bender, *Remote Sensing* **14**(4), 948 (2022).
23. В. К. Милуков, А. И. Филеткин, А. С. Жамков, *Астрон. журн.* **98**(4), 342 (2021).
24. В. К. Милуков, А. И. Филеткин, А. С. Жамков, *ЖЭТФ* **161**(4), 596 (2022).
25. G. Petit and B. Luzum, in: *IERS Conventions. IERS Technical Note No. 36* (Frankfurt am Main, Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, 2010), p. 179.
26. М. В. Беликов, К. А. Тайбатов, *Кинематика и физика небесн. тел* **6**(2), 24 (1990).
27. O. Montenbruck and E. Gill, *Satellite Orbits. Models, Methods, and Applications* (NY: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000).
28. B. Elsaka, *Simulated Satellite Formation Flights for Detecting the Temporal Variations of the Earth's Gravity Field*, Inaugural-Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur, Bonn, 168 p. (2010).

NEXT GENERATION GRAVITY MISSIONS: STUDYING THE POSSIBILITIES OF MULTIPLE CONSTELLATION

A. I. Filetkin^{a,b}, A. S. Zhamkov^a, S. V. Ayukov^a, and V. K. Milyukov^a

^a*Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

^b*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

We study potential possibilities of space constellation consisting of two pairs of spacecraft moving in different orbits, the so-called next generation gravity missions, aimed at increasing the spatial and temporal resolution of measurements and improving the accuracy of the recovery of the Earth's gravity field. As a result of numerical simulation of the orbital motion of the multiple spacecraft constellation and solving the inverse problem of recovering the Earth's gravitational field based on model measurements performed in this constellation, a multiple configuration with orbital parameters $h = 370$ km, $i = 90.5^\circ$ and $h = 370$ km, $i = 70.0^\circ$, was found. Such a multiple constellation makes possible to increase both the spatial and temporal resolution of the Earth's gravity field models with a significant refinement of zonal, sectorial and tesseral harmonics compared to the one-pair near-polar configuration.

Keywords: Earth's gravity field, space gravimetry, multipair constellation, gravity field recovery, next generation gravity missions

ПАРАМЕТРЫ РАДИОПУЛЬСАРОВ НА РАЗНЫХ РАССТОЯНИЯХ ОТ “ЛИНИИ СМЕРТИ”

© 2023 г. З. В. Кенько^{1,*}, И. Ф. Малов^{2,**}

¹Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Пушкинская радиоастрономическая обсерватория им. В.В. Виткевича,
Астрокосмический центр, Пуццоно, Россия

*E-mail: ibick@mail.ru

**E-mail: malov@prao.ru

Поступила в редакцию 18.07.2023 г.

После доработки 17.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Проведены вычисления углов β между магнитным моментом и осью вращения в радиопульсарах, находящихся на разных расстояниях от “линии смерти”. Показано, что при приближении к “линии смерти” β уменьшается от 36° до 10° . Эти значения соответствуют пульсарам с кинематическим возрастом от 1 до 10 млн. лет. Показано также, что при этом уменьшается их светимость, что свидетельствует о постепенном затухании радиопульсара при увеличении его возраста.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары, наклоны осей

DOI: 10.31857/S0004629923110075, **EDN:** YGCTWC

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших параметров, определяющих структуру магнитосферы пульсара, протекающие в ней физические процессы, а иногда и механизмы генерируемого излучения, следует считать угол β между магнитным моментом и осью вращения центральной нейтронной звезды. На начальных этапах исследования пульсаров полагали, что угол β уменьшается экспоненциально с возрастом пульсара (см., напр., [1]). Бескин, Гуревич и Истомин [2] рассмотрели модель токовых потерь, которая предсказывает рост угла β до 90° , т.е. все пульсары должны эволюционировать к ортогональным ротаторам. Однако магнитогидродинамические расчеты [3] показали, что при достаточно разумных предположениях ожидается уменьшение угла β обратно пропорционально квадратному корню из возраста пульсара. Обнаружить изменения угла β с помощью прямых измерений вряд ли возможно, поскольку временные ряды остаются очень короткими. Поэтому необходимо использовать статистические методы анализа с целью ответить на вопрос об изменении этого угла с возрастом пульсара. В работе [4] с помощью одного из таких методов было показано, что наклон магнитного момента к оси вращения с возрастом уменьшается. Независимый способ проверить эволюционный ход угла β

связан с оценкой его значения для пульсаров, находящихся на разном расстоянии от “линии смерти” на диаграмме $\{dP/dt - P\}$. Приближение к ней означает увеличение возраста пульсара. В отличие от статьи [4], в которой использованы индивидуальные оценки для возраста каждого пульсара, мы предлагаем здесь использовать средний возраст объектов в полосах на диаграмме $\{dP/dt - P\}$, отстоящих на разных удалениях от “линии смерти” (см. рис. 1). Такой подход позволяет проанализировать статистическое отличие углов β для пульсаров разного возраста, что может служить проверкой результатов, полученных в [4]. Этой задаче и посвящена настоящая работа.

В качестве “линии смерти” использовалось выражение для модели III' из статьи [5]:

$$\lg(dP/dt) = 2 \lg P - 16.52 + \lg \rho_6, \quad (1)$$

полученное для случая существенно недипольного магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. В выражении (1) ρ_6 — радиус кривизны силовой линии магнитного поля, отнесенный к радиусу нейтронной звезды. Мы в дальнейшем положим ρ_6 равным единице. Для анализа использована выборка из 1381 радиопульсара с $0.1 \text{ с} < P < 2 \text{ с}$. Наш выбор обусловлен тем обстоятельством, что замедление вращения во входящих в нее пульсарах может быть описано сов-

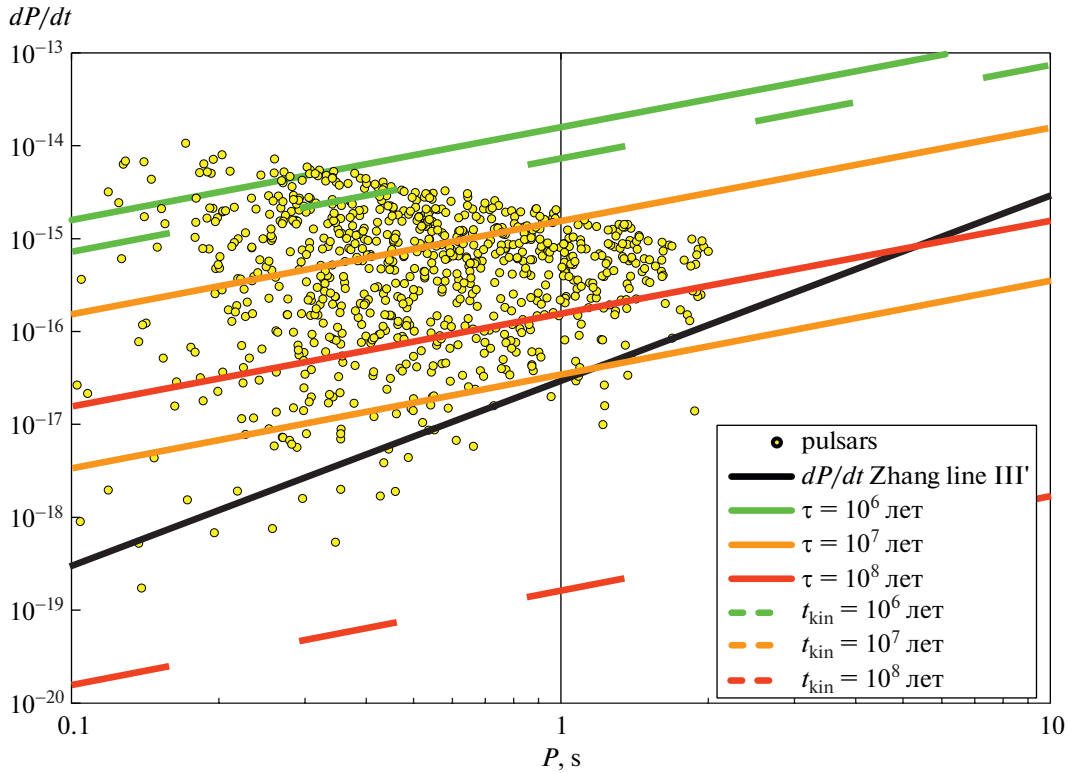


Рис. 1. Положение радиопульсаров, имеющих постоянный возраст от 1 до 100 млн. лет. Соответствующие прямые постоянных возрастов показаны разными цветами.

местным и приблизительно равным вкладом магнитодипольного излучения и пульсарного ветра [6]. Это означает, что можно воспользоваться уравнением:

$$\frac{dE/dt}{2} = \frac{I\Omega d\Omega/dt}{2} = \frac{2B_{eq}R_*^6\Omega^4 \sin^2 \beta}{3c^3}, \quad (2)$$

где B_{eq} — индукция магнитного поля на экваторе нейтронной звезды, $\Omega = 2\pi/P$ — угловая скорость вращения пульсара, E — его энергия вращения, R — радиус нейтронной звезды. Заметная роль магнитодипольного торможения позволяет использовать вычисленные в рамках этого механизма параметры радиопульсаров (в частности, используемый в настоящей работе характеристический возраст) из пополняемого каталога ATNF [7].

В этом каталоге существуют пульсары с более длинными периодами ($P > 2$ с), которые могут характеризоваться другими параметрами и в которых могут работать другие механизмы торможения. Их особенности мы планируем проанализировать в следующей работе.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛОВ β

Используя методы вычисления углов β , описанные в монографии [8] и использованные в [4], мы провели оценки этих углов для ряда полос на диаграмме $\{dP/dt - P\}$, соответствующих разному постоянному характеристическому возрасту пульсаров,

$$\tau = P/(2dP/dt), \quad (3)$$

($\tau = 10^6, 10^7$ и 10^8 лет) или постоянному кинематическому возрасту t_{kin} :

$$t_{kin} = Z/V, \quad (4)$$

($t_{kin} = 10^6, 10^7$ и 10^8 лет).

В выражении (4) Z — расстояние пульсара от плоскости Галактики, V — составляющая скорости пульсара, перпендикулярная диску Галактики. Линии равного характеристического возраста рассчитывались на основе выражения:

$$\lg \tau (\text{лет}) = \lg P - \lg(dP/dt) - 7.8. \quad (5)$$

Для расчета линий постоянного кинематического возраста использована эмпирическая зависимость между t_{kin} и τ из нашей статьи [4]:

$$\lg t_{kin} = (0.43 \pm 0.06) \lg \tau + (3.28 \pm 0.44). \quad (6)$$

Из ф-лы (6) следует довольно сильное расхождение между t_{kin} и τ , которое становится все больше с увеличением характеристического возраста: при $\tau = 10^6$ лет значение $t_{\text{kin}} = 7.15 \times 10^5$ лет, т.е. $\tau/t_{\text{kin}} = 1.4$; при $\tau = 10^7$ значение $t_{\text{kin}} = 1.92 \times 10^6$ лет, $\tau/t_{\text{kin}} = 5.2$; при $\tau = 10^8$ значение $t_{\text{kin}} = 5.18 \times 10^6$ лет, $\tau/t_{\text{kin}} = 19.3$. Линия $t_{\text{kin}} = 10^8$ лет находится глубоко под “линией смерти”, и таких пульсаров вообще нет. На рис. 2 показаны полученные распределения среднего значения $\langle \beta \rangle$, которые вычислены с использованием трех методов, описанных в [4], для указанных ниже областей:

– Зона $\tau < 10^6$ лет (и соответствующая ей зона $t_{\text{kin}} < 7.15 \times 10^5$ лет), число пульсаров $N = 24$:

$$n_i(\beta) = (4.53 \pm 0.43) \times \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta - (35.8^\circ \pm 1.3^\circ)}{11.0^\circ \pm 1.1^\circ}\right)^2\right). \quad (7)$$

Выражение (7) и последующие показывают вписанные в соответствующие распределения гауссианы.

– Полоса $10^6 < \tau < 10^7$ лет (и соответствующая ей полоса $7.15 \times 10^5 < t_{\text{kin}} < 1.92 \times 10^6$ лет), $N = 266$):

$$n_i(\beta) = (50.92 \pm 2.79) \times \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta - (27.2^\circ \pm 0.7^\circ)}{10.5^\circ \pm 0.7^\circ}\right)^2\right). \quad (8)$$

– Полоса $10^7 < \tau < 10^8$ лет (и соответствующая ей полоса $1.92 \times 10^6 < t_{\text{kin}} < 5.18 \times 10^6$ лет), $N = 390$:

$$n_i(\beta) = (79.28 \pm 2.11) \times \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta - (14.5^\circ \pm 1.1^\circ)}{14.0^\circ \pm 1.0^\circ}\right)^2\right). \quad (9)$$

– Полоса $10^8 < \tau < \text{возраста, соответствующего “линии смерти”}$ (и соответствующая ей полоса $5.18 \times 10^6 < t_{\text{kin}} < \text{возраста пульсаров на “линии смерти”}$), $N = 129$:

$$n_i(\beta) = (58.55 \pm 3.18) \times \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta - (9.7^\circ \pm 0.3^\circ)}{3.9^\circ \pm 0.3^\circ}\right)^2\right). \quad (10)$$

– Зона под линией смерти, $N = 26$:

$$n_i(\beta) = (11.69 \pm 0.72) \times \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta - (10.2^\circ \pm 0.3^\circ)}{4.0^\circ \pm 0.3^\circ}\right)^2\right). \quad (11)$$

Из приведенных данных следует, что под “линией смерти” (на “кладбище”) наблюдаемое число пульсаров мало. Вообще их наличие в этой области связано, по-видимому, со специфическими параметрами этих объектов. Вполне возможно, что вместо “линии смерти” нужно рассматривать “полосу смерти”. Такой вывод следует, например, из работы [9]. Нужно подчеркнуть, что подавляющее большинство пульсаров расположено выше “линии смерти” и при любом описывающем ее уравнении проведенные нами оценки будут справедливыми.

На рис. 3 показано изменение значений $\langle \beta \rangle$, соответствующих максимумам во вписанных на рис. 2 гауссианах, также показаны дисперсии этих гауссиан.

Эту диаграмму можно также представить в виде зависимости средних значений угла $\langle \beta \rangle$ от среднего возраста пульсаров в выбранной полосе (см. рис. 4). На рис. 4 не показаны значения для пульсаров под “линией смерти”.

Из рис. 2–4 следует, что угол β уменьшается с возрастом пульсара. Максимальная разность между n_{i1}/N_1 (полоса $\langle \tau \rangle = 5 \times 10^5$ лет, $N_1 = 24$) и n_{i4}/N_4 (полоса $\langle \tau \rangle = 8.4 \times 10^8$ лет, $N_4 = 129$) составила $d_{\text{max}} = 0.457$. Квантиль Колмогорова:

$$\lambda = d_{\text{max}} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}}, \quad (12)$$

при этом оказывается равным $\lambda = 2.06$. Это означает, что два указанных распределения значимо отличимы с доверительной вероятностью 99.96%.

Линейная аппроксимация зависимости на рис. 4 дает выражение:

$$\lg \langle \beta \rangle = -(0.19 \pm 0.02) \lg \tau [\text{лет}] + (2.63 \pm 0.15), \quad (13)$$

откуда следует

$$\langle \beta \rangle = 30.63^\circ \tau_6^{-0.19}. \quad (14)$$

3. ЗАВИСИМОСТЬ СВЕТИМОСТИ ОТ ВОЗРАСТА ПУЛЬСАРА

С использованием условных светимостей $R_{\text{lum}(400 \text{ МГц})}$ и $R_{\text{lum}14(1400 \text{ МГц})}$ из каталога ATNF и следующих уравнений для их пересчета в физические светимости [10, 11]:

$$\lg L [\text{эрг/с}] = (1.03 \pm 0.03) \times \lg R_{\text{lum}(400)} [\text{МЯн кпк}^2] + (26.46 \pm 0.07), \quad (15)$$

$$\lg L [\text{эрг/с}] = (0.91 \pm 0.55) \times \lg R_{\text{lum}14(1400)} [\text{МЯн кпк}^2] + (27.74 \pm 2.57), \quad (16)$$

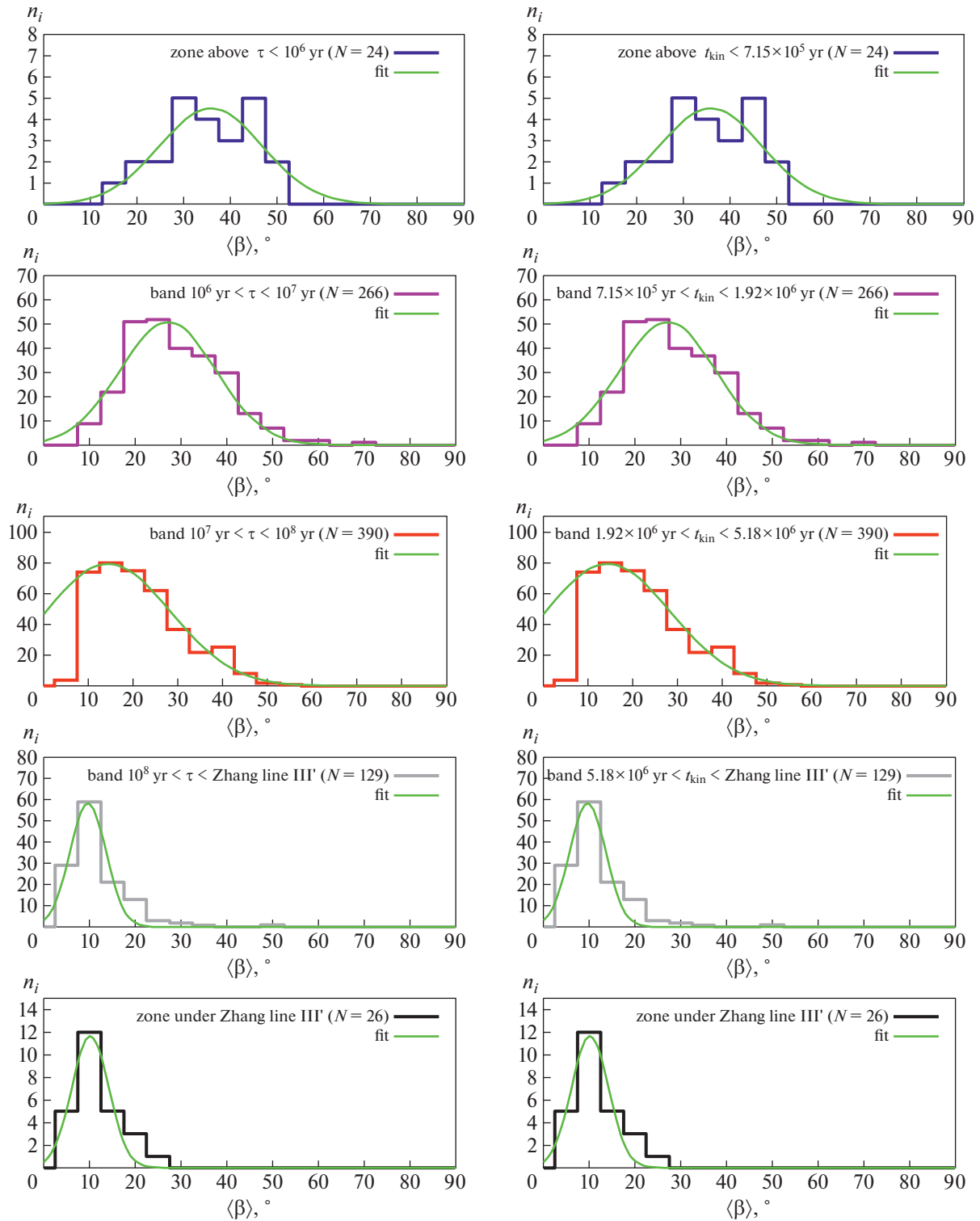


Рис. 2. Распределения средних углов β в соответствующих полосах возраста пульсаров.

были получены выражения для связи L и τ (см. рис. 5):

$$\lg L_{400} = -(0.21 \pm 0.05) \lg \tau + (29.82 \pm 0.34), \quad (17)$$

$$\lg L_{1400} = -(0.18 \pm 0.03) \lg \tau + (29.88 \pm 0.18). \quad (18)$$

На рис. 6 показаны полученные распределения $\langle L_{400} \rangle$ и $\langle L_{1400} \rangle$ для указанных ниже областей.:

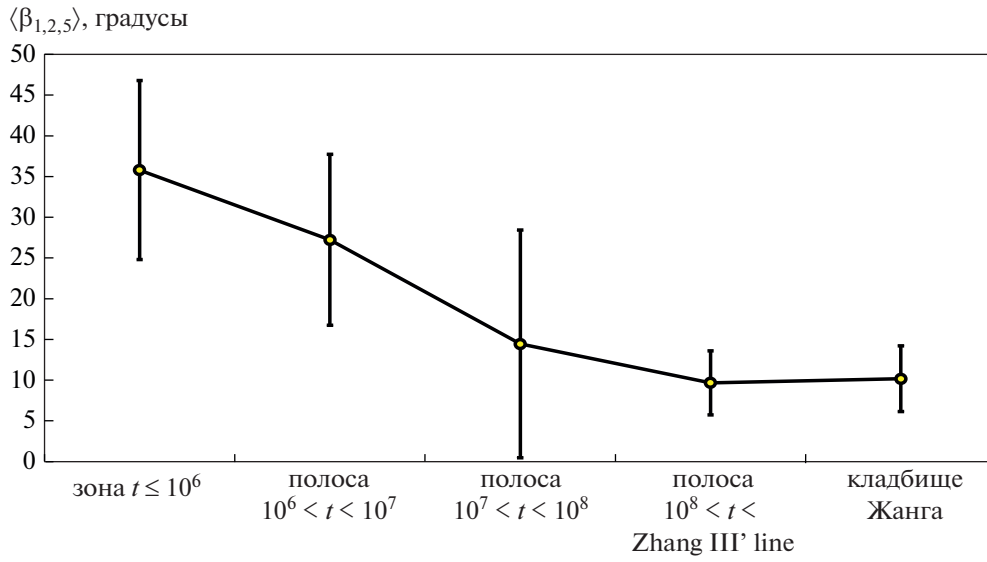


Рис. 3. Изменение значений $\langle \beta \rangle$, соответствующих максимумам во вписанных на рис. 2 гауссианах.

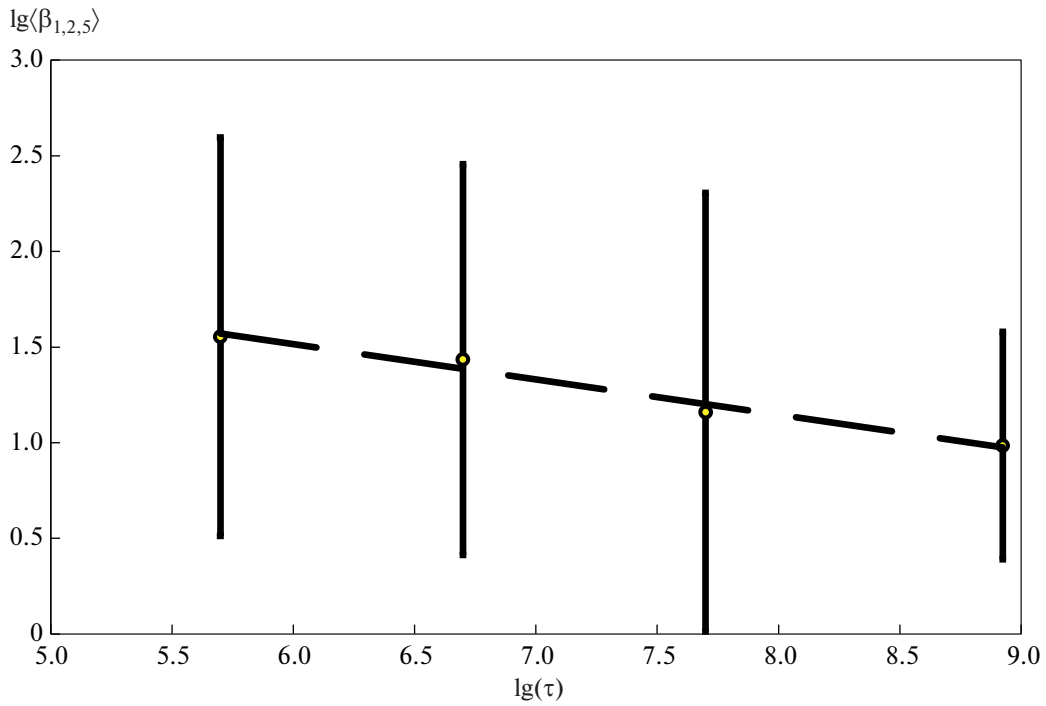


Рис. 4. Зависимость средних значений угла $\langle \beta \rangle$ от среднего возраста пульсаров в выбранной полосе.

– Зона $\tau < 10^6$ лет (и соответствующая ей зона $\langle L_{400} \rangle$, $N = 24$:
 $t_{\text{kin}} < 7.15 \times 10^5$ лет по ф-ле (6)): $\langle L_{400} \rangle$, число пульсаров $N = 8$:

$$n_i(\lg L_{400}) = (1.64 \pm 0.84) \times \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{400} - (29.37 \pm 0.69)}{1.07 \pm 0.57} \right)^2 \right), \quad (19)$$

$$n_i(\lg L_{400}) = (6.09 \pm 0.80) \times \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{400} - (29.12 \pm 0.13)}{0.80 \pm 0.13} \right)^2 \right). \quad (20)$$

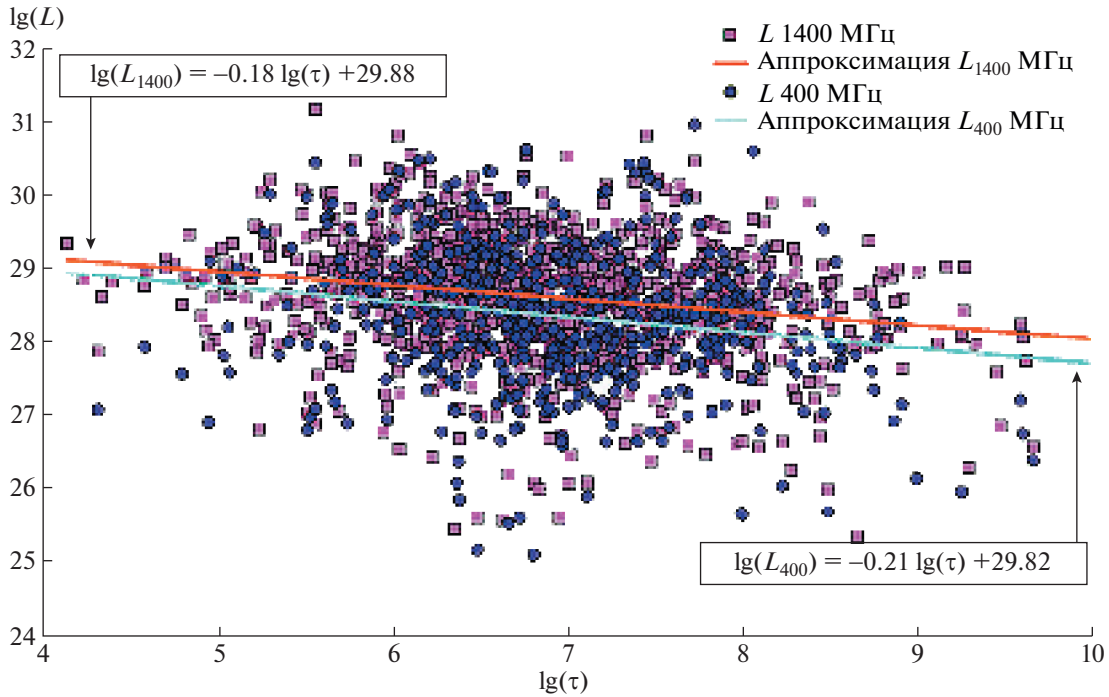


Рис. 5. Распределение зависимости светимости L пульсаров от характеристического возраста τ .

– Полоса $10^6 < \tau < 10^7$ лет (и соответствующая ей полоса $7.15 \times 10^5 < t_{\text{kin}} < 1.92 \times 10^6$ лет): $\langle L_{400} \rangle$, $N = 122$:

$$n_i(\lg L_{400}) = (26.97 \pm 1.33) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{400} - (28.82 \pm 0.05)}{0.88 \pm 0.05} \right)^2\right), \quad (21)$$

$\langle L_{1400} \rangle$, $N = 243$:

$$n_i(\lg L_{1400}) = (61.62 \pm 2.84) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{1400} - (29.06 \pm 0.04)}{0.77 \pm 0.04} \right)^2\right). \quad (22)$$

– Полоса $10^7 < \tau < 10^8$ лет (и соответствующая ей полоса $1.92 \times 10^6 < t_{\text{kin}} < 5.18 \times 10^6$ лет): $\langle L_{400} \rangle$, $N = 179$:

$$n_i(\lg L_{400}) = (46.65 \pm 1.61) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{400} - (28.56 \pm 0.03)}{0.74 \pm 0.03} \right)^2\right), \quad (23)$$

$\langle L_{1400} \rangle$, $N = 285$:

$$n_i(\lg L_{1400}) = (78.73 \pm 1.94) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{1400} - (28.85 \pm 0.02)}{0.70 \pm 0.02} \right)^2\right). \quad (24)$$

– Полоса $10^8 < \tau$ выше “линии смерти” (и соответствующая ей полоса $5.18 \times 10^6 < t_{\text{kin}}$ над “линией смерти”): $\langle L_{400} \rangle$, $N = 44$:

$$n_i(\lg L_{400}) = (11.95 \pm 0.83) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{400} - (28.34 \pm 0.06)}{0.69 \pm 0.06} \right)^2\right), \quad (25)$$

$\langle L_{1400} \rangle$, $N = 98$:

$$n_i(\lg L_{1400}) = (27.92 \pm 1.70) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{1400} - (28.68 \pm 0.05)}{0.66 \pm 0.05} \right)^2\right). \quad (26)$$

– Зона под “линией смерти”: $\langle L_{400} \rangle$, $N = 5$:

$$n_i(\lg L_{400}) = (1.78 \pm 0.18) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{400} - (26.88 \pm 0.07)}{0.57 \pm 0.07} \right)^2\right), \quad (27)$$

$\langle L_{1400} \rangle$, $N = 19$:

$$n_i(\lg L_{1400}) = (5.23 \pm 1.16) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg L_{1400} - (28.37 \pm 0.14)}{0.66 \pm 0.23} \right)^2\right). \quad (28)$$

Здесь следует заметить, что можно было бы воспользоваться одной из эмпирических зависимостей (15) или (16) для вычисления L . Мы, однако, приводим распределения на основе обоих урав-

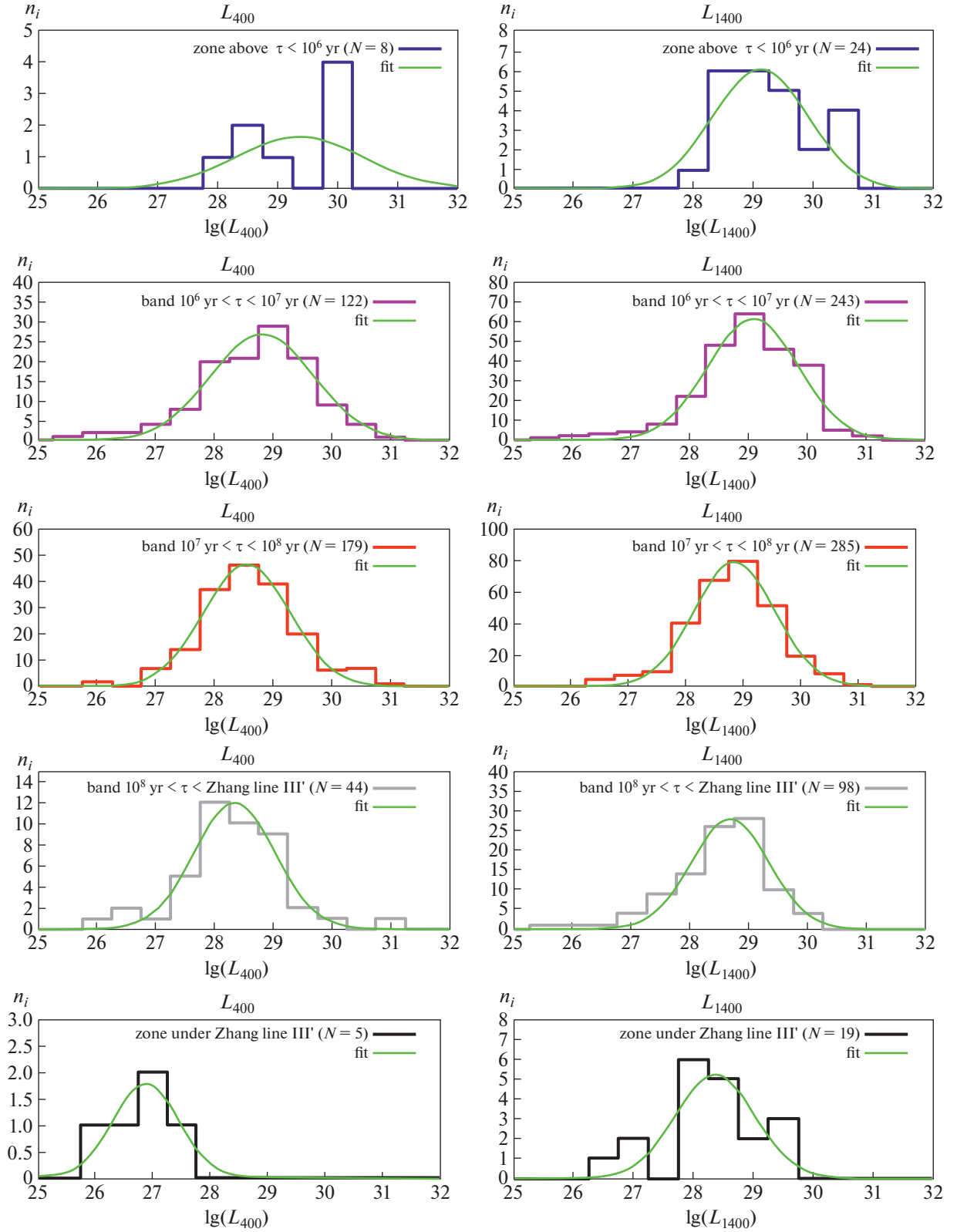


Рис. 6. Полученные распределения $\langle L_{400} \rangle$ и $\langle L_{1400} \rangle$ для рассматриваемых областей на диаграмме $\{dP/dt - P\}$.

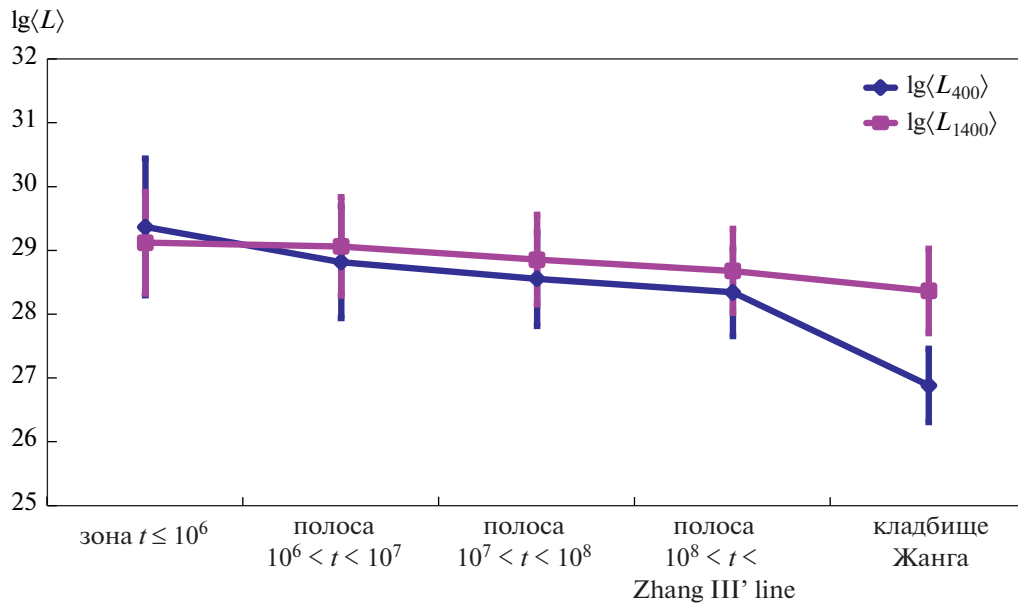


Рис. 7. Средние значения $\langle L_{400} \rangle$ и $\langle L_{1400} \rangle$ и их дисперсии в различных полосах на диаграмме $\{dP/dt - P\}$.

нений, поскольку в каталоге ATNF значения R_{lum} и R_{lum14} даны для разного количества пульсаров, и полученные по ним распределения L несколько отличаются. Для понимания, на основе каких значений R_{lum} вычислялись светимости, мы обозначили их как L_{400} и L_{1400} .

На рис. 7 и в табл. 1 показаны средние значения $\langle L_{400} \rangle$ и $\langle L_{1400} \rangle$ и их дисперсии в различных полосах.

На рис. 8 представлены зависимости светимости от возраста для пульсаров над “линией смерти”. Прямые на этом рисунке описываются следующими уравнениями. Для L_{400} :

$$\lg L_{400} = -(0.31 \pm 0.06) \lg \tau [\text{лет}] + (31.00 \pm 0.50) \quad (29)$$

(коэффициент корреляции $K = 0.96$), откуда следует:

$$L_{400} = 10^{31} \tau^{-0.31}. \quad (30)$$

И для L_{1400} :

$$\lg L_{1400} = -(0.14 \pm 0.02) \lg \tau [\text{лет}] + (30.00 \pm 0.10) \quad (31)$$

(коэффициент корреляции $K = 0.98$), откуда следует:

$$L_{400} = 10^{30} \tau^{-0.14}. \quad (32)$$

Различию светимостей для двух полос с $\tau < 10^6$ лет и $\tau \sim 10^8$ лет соответствует квантиль $\lambda = 1.24$ и вероятность их различия 90.76%.

4. ДИСКУССИЯ. ВЫВОДЫ

Проведенный анализ показал, что изменение угла β между магнитным моментом и осью вращения пульсара происходит за время порядка миллионов лет. Поэтому трудно ожидать обнаружение такого изменения за несколько десятков лет, прошедших с момента обнаружения первого пульсара. Для решения задачи об эволюции этого угла приходится обращаться к статистическим методам. Один из них использован в представленной работе и основан он на сравнении угла β для пульсаров на диаграмме $\{dP/dt - P\}$ с разным возрастом.

В результате показано, что этот угол уменьшается от 35.8° до 9.7° в максимуме полученных рас-

Таблица 1. Средние значения распределений $\lg \langle L_{400} \rangle$ и $\lg \langle L_{1400} \rangle$ в разных зонах характеристического (τ) и кинематического (t_{kin}) возрастов пульсаров

τ , годы	t_{kin} , годы	Среднее значение $\lg \langle L_{400} \rangle$	σ_{L400}	Среднее значение $\lg \langle L_{1400} \rangle$	σ_{L1400}
5×10^5	5.31×10^5	29.37	1.07	29.12	0.80
5×10^6	1.43×10^6	28.82	0.88	29.06	0.77
5×10^7	3.84×10^6	28.56	0.74	28.85	0.70
8.4×10^8	1.29×10^7	28.34	0.69	28.68	0.66
Под линией смерти		26.88	0.57	28.37	0.66

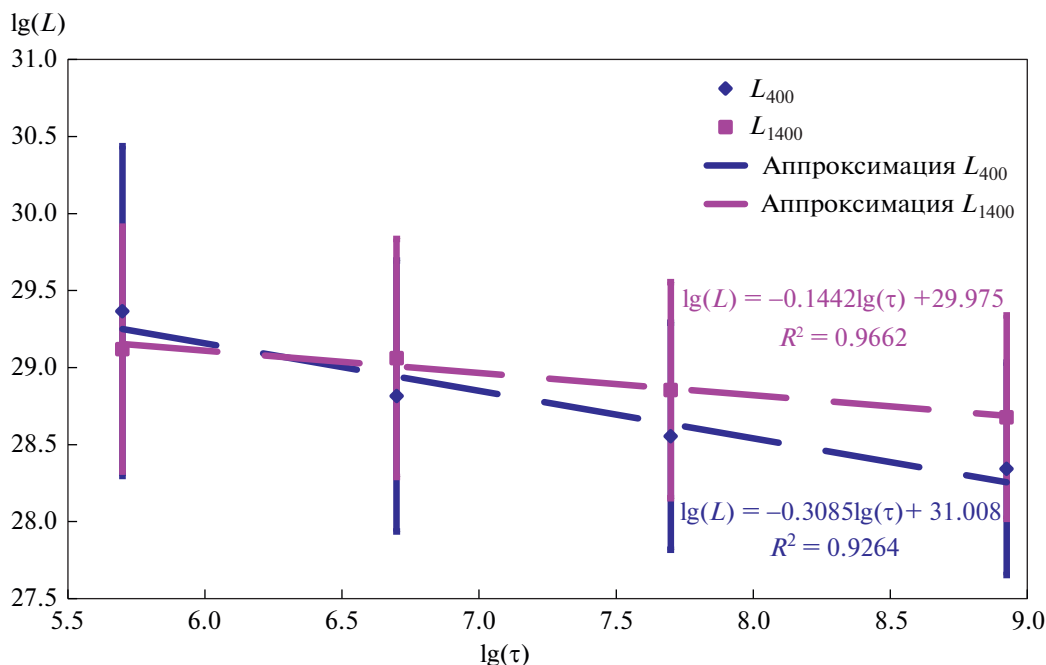


Рис. 8. Зависимости светимости L от характеристического возраста τ для пульсаров над линией смерти.

пределений при приближении к “линии смерти” или при увеличении кинематического возраста пульсара от 1 миллиона до десятков миллионов лет. Таким образом, радиопульсары с большим возрастом представляют собой ротаторы, близкие к соосным, в то время как около 70% объектов с возрастом от миллиона до нескольких миллионов лет обладают углами от 20° до 50° .

Проведенный анализ подтверждает сделанный в [4] вывод об уменьшении угла β с возрастом пульсара.

Предположение об уменьшении угла наклона конуса излучения к оси вращения пульсара при приближении к “линии смерти” было сделано в работе [12] на основе оценок относительного углового размера этого конуса ($W_{50}/P^{0.5}$). Мы здесь использовали прямые вычисления угла β для пульсаров на разных расстояниях от линии смерти.

Широкие распределения углов для пульсаров с разными возрастами может свидетельствовать о том, что при взрыве сверхновых пульсары рождаются с произвольными наклонами магнитного момента к оси вращения нейтронной звезды. Такой вывод был действительно сделан в работе [10] при анализе параметров пульсаров, находящихся в настоящее время в остатках сверхновых, т.е. на ранних стадиях своей эволюции.

При приближении к “линии смерти” наблюдается также уменьшение на порядок светимости пульсаров (от 2.34×10^{29} до 2.19×10^{28} эрг/с в максимумах исследованных распределений).

Для пульсаров же под “линией смерти” $\langle L \rangle = 7.59 \times 10^{26}$ эрг/с. Следовательно, действительно на пути к “линии смерти” пульсар затухает.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают признательность Л.Б. Потановой за большую помощь в подготовке статьи к печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. Davis and M. Goldstein*, *Astrophys. J.* **59**, L81 (1970).
2. *В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, *ЖЭТФ* **85**(2), 401 (1983).
3. *A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J. G. Li*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **441**, 1879 (2014).
4. *Z. V. Ken'ko and I. F. Malov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **522**, 1826, (2023).
5. *B. Zhang, A. K. Harding, and A. G. Muslimov*, *Astrophys. J.* **531**, L135 (2000).
6. *И. Ф. Малов, А. П. Морозова*, *Астрон. журн.* **99**(1), 29 (2022).
7. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
8. *И. Ф. Малов*, *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
9. *V. S. Beskin and A. Yu. Istomin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **516**(4), 5084 (2022), arXiv:2207.04723 [astro-ph.HE].
10. *I. F. Malov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 809 (2021).
11. *И. Ф. Малов, О. И. Малов*, *Астрон. журн.* **83**(6), 542 (2006).
12. *I. Contopoulos and A. Spitkovsky*, *Astrophys. J.* **643**, 1139 (2006).

PARAMETERS OF RADIO PULSARS AT DIFFERENT DISTANCES FROM THE “DEATH LINE”

Z. V. Ken’ko^a and I. F. Malov^b

^aBelarusian State University, Minsk, Republic of Belarus

*^bLebedev Physical Institute of the RAS, Pushchino Radioastronomical Observatory,
Astrospace Center, Pushchino, Russia*

Calculations of angles β between magnetic moments and rotation axes have been carried out for radio pulsars located at different distances from the “death line”. It is shown that these angles decrease from 36° to 10° when pulsars move to the “death line”. Such values correspond to kinematic ages from 1 to 10 millions of years. It is detected also that for these ages radio luminosities of pulsars decrease. This means that radio pulsars fade out when their age increases.

Keywords: neutron stars, radio pulsars, angles between axes

ПЛАНЕТА ИЛИ ПЕРВИЧНАЯ ЧЕРНАЯ ДЫРА ВО ВНЕШНЕЙ ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ И ПОТОК ПЫЛИ ВБЛИЗИ ОРБИТЫ ЗЕМЛИ

© 2023 г. Ю. Н. Ерошенко^{1,2,*}, Е. А. Попова^{1,2,**}

¹Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: eroshenko@inr.ac.ru

**E-mail: m02pea@gmail.com

Поступила в редакцию 08.08.2023 г.

После доработки 06.09.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

В последние годы были получены свидетельства того, что во внешней области Солнечной системы (во внутренней части облака Оорта) на расстоянии $\sim 300\text{--}700$ а.е. от Солнца может находиться захваченная планета или первичная черная дыра. В данной работе мы показываем, что гравитационное рассеяние на этом объекте пылевых частиц, находящихся в той же области, может переводить их на новые вытянутые орбиты, достигающие орбиты Земли. При массе захваченного объекта порядка 5–10 масс Земли рассчитанный поток пыли вблизи Земли $\sim 0.1\text{--}3$ мкг м⁻² год⁻¹ сравним по порядку величины с наблюдаемым потоком. Этот эффект дает совместные ограничения на параметры захваченного объекта и на количество пыли в облаке Оорта.

Ключевые слова: Солнечная система, 9-я планета, космическая пыль, метеороид, первичные черные дыры

DOI: 10.31857/S0004629923110051, **EDN:** YGHSEJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение скоррелированных движений транснептуновых объектов вызвало появление гипотезы о том, что на расстоянии 300–700 а.е. от Солнца может находиться 9-я планета [1] или первичная черная дыра (ПЧД) [2] с массой 5–15 масс Земли, которая возмущает их движение (см. в [3] критическое обсуждение данной гипотезы). Свидетельства наличия 9-й планеты с примерно теми же орбитальными параметрами было получено также в работе [4]. Хотя вариант с ПЧД выглядит более экзотическим по сравнению с планетой, существование таких объектов во Вселенной вполне вероятно, а вероятность захвата в Солнечную систему свободно летающих планет в Галактике и ПЧД, как показано в [2], примерно одинакова.

Возможность формирования ПЧД в ранней Вселенной была предсказана Я.Б. Зельдовичем и И.Д. Новиковым в теоретической работе [5] (см. также обзоры [6, 7]). В последние годы ПЧД привлекли к себе повышенное внимание, поскольку они могут объяснять часть гравитационно-волновых событий LIGO/Virgo [8]. Предсказываемый в некоторых моделях спектр масс ПЧД также хорошо соответствует наблюдениям [9]. ПЧД могут

объяснять наличие квазаров на больших красных смещениях и формирование ранних галактик, обнаруженных недавно космическим телескопом им. Джеймса Уэбба [10]. ПЧД остаются одним из кандидатов на роль темной материи (скрытой массы) во Вселенной. Эта возможность обсуждалась, в частности, в работе [11]. Однако доля ПЧД в составе темной материи была сильно ограничена различными эффектами [12, 13].

Далее мы для краткости будем говорить про ПЧД, но большинство рассуждений применимы и к захваченной планете. Мы покажем, что если на периферии Солнечной системы находится ПЧД, то своим гравитационным полем она возмущает орбиты частиц пыли, и часть частиц может попадать во внутреннюю область Солнечной системы, залетая внутрь орбиты Земли. Если масса ПЧД порядка $10M_{\oplus}$, и полная масса пыли во внутреннем облаке Оорта имеет тот же порядок величины, то рассчитанный в данной работе поток пыли оказывается сравним с тем, что реально наблюдается путем подсчета пылинок на льду Антарктиды и путем прямых измерений на космических аппаратах. Из этих данных было получено, что поток пылевых частиц вблизи орбиты Земли составляет $\sim 3.0\text{--}5.6$ мкг м⁻² год⁻¹ [14]. Возмуще-

ния орбит и выбросы крупных ледяных тел полем 9-й планеты уже рассматривалось в работе [15], однако моделирование было ограничено только внешней областью Солнечной системы.

Взаимодействие ПЧД с телами Солнечной системы исследовалось в ряде работ в различных аспектах. В работе [2] исследован вопрос о том, не может ли ПЧД играть роль 9-й планеты, которая возмущает орбиты транснептуновых объектов. В работе [16] делалась попытка оценить частоту пролета через Солнечную систему ПЧД малых масс $\sim 10^{-10} M_{\odot}$ по эффекту роста эллиптичности орбит транснептуновых объектов, и было показано, что этот эффект незначителен. Для более массивных ПЧД (от массы Земли до массы Солнца), в работе [17] получены ограничения на основе возмущения орбиты Нептуна. Ограничения по сейсмическим событиям, возбуждаемым ПЧД, рассматривались в [18].

Помимо динамических ограничений, на ПЧД в Солнечной системе могут быть найдены ограничения на основе других эффектов. В работе [19] было исключено нахождение ПЧД внутри Земли из-за недопустимо большой аккреции и нейтринного излучения. В работе [20] обсуждаются ограничения, которые в будущем могут быть получены путем наблюдения рентгеновских вспышек. Эти вспышки должны возникать при столкновении ПЧД с ледяными телами на периферии Солнечной системы. А в работе [21] предлагается искать излучение Хокинга радиочастотного диапазона с помощью пролетающих мимо ПЧД микрозондов. В работе [2] рассмотрено ограничение по аннигиляционному излучению от пика плотности темной материи, формирующегося вокруг ПЧД. Такое ограничение будет иметь место, если частицы темной материи способны аннигилировать, и если продукты аннигиляции принципиально наблюдаемые.

Рассматриваемый нами новый эффект относится к классу динамических эффектов. На его основе также можно будет получить ограничения на ПЧД в Солнечной системе после того, как будут уточнены структура и состав облака льда и пыли на расстояниях 300–700 а.е. от Солнца. Но уже в настоящий момент можно сделать вывод, что при достаточно правдоподобных предположениях производимый ПЧД поток пыли на Земле может быть сравним по порядку величины с тем потоком, который реально наблюдается.

Детальные вычисления рассеяния света с солнечным спектром на частицах различного состава показывают, что отношение силы радиационного давления к силе гравитации Солнца составляет $\leq 3\%$ для частиц любого состава с размерами ≥ 10 мкм и неметаллических/неграфитовых частиц с размерами ≤ 0.02 мкм, тогда как для желе-

зосодержащих веществ и графита указанное отношение в области ≤ 0.02 мкм остается на уровне порядка единицы (см. [22], рис. ~7a,b). Таким образом, наши расчеты применимы ко всем пылевым или метеороидным частицам крупнее примерно 10 мкм и к частицам без содержания железа и графита с размерами менее 0.02 мкм. Отметим, что класс рассматриваемых нами частиц пересекается с классом метеороидов (частиц размером от 30 мкм до 1 м), поэтому в данном случае вместо пыли можно говорить и о метеороидах.

Данная статья организована следующим образом. В разделе 2 мы строим модельную функцию распределения для частиц пылевого облака. В разделе 3 описан численный алгоритм, применяемый для расчета потока пыли внутрь орбиты Земли. В разделе 4 приведен расчет времени существования пылинок на орбитах, заходящих внутрь орбиты Земли, с учетом их выброса гравитационным полем Юпитера. В разделе 5 приведены итоговые результаты расчетов с учетом обоих эффектов: поступления и выброса пыли. В разделе 6 даны некоторые выводы. В Приложении для сравнения с численным расчетом приведены простые оценки по порядку величины для потока пылевых частиц.

2. МОДЕЛЬ ПЫЛЕВОГО ОБЛАКА

Согласно наблюдениям, межзвездные газопылевые облака в Галактике примерно на 1% по массе состоят из твердых пылевых частиц. Если учесть, что все планеты земной группы и ядра планет-гигантов образовались путем агрегации твердых частиц — галек (pebbles) и планетезималий, которые сами образовались из мелких пылевых частиц, то можно с достаточной уверенностью предположить, что протопланетный диск содержал массу пыли, как минимум, в несколько масс Земли. Также из аналитических и численных моделей образования планет следует, что значительная часть пыли не вошла в состав планет, а была вынесена из внутренней области Солнечной системы давлением излучения и звездным ветром. В итоге эта пыль вошла в состав Облака Оорта, где кроме пыли присутствуют также в большом количестве ледяные тела разного масштаба.

Свидетельством наличия в Солнечной системе пыли является зодиакальный свет. Он обусловлен пылью во внутренней области Солнечной системы, куда она была вынесена кометами из облака Оорта [23, 24], образовалась в результате дробления астероидов в поясе астероидов [25, 26] или поступила из пояса Койпера неметаллическими способами [27, 28]. Астероидную пыль по ее происхождению можно назвать пылью второго поколения [29]. Эволюция в Солнечной системе пы-

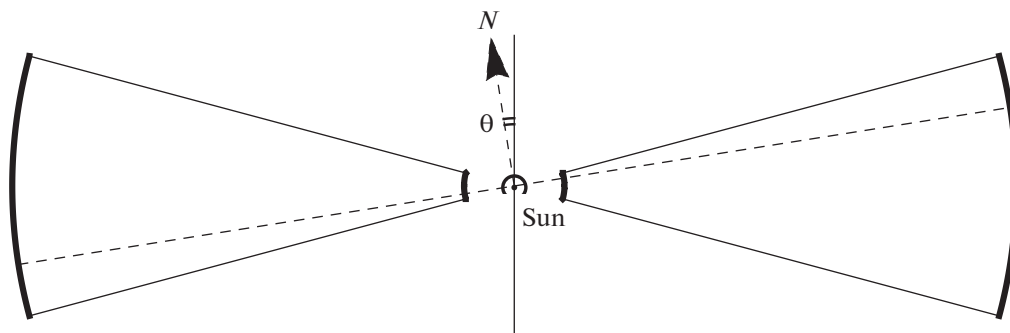


Рис. 1. Поперечное сечение пылевого облака тороидальной формы. Штриховая линия показывает сечение одной из плоскостей, в которых лежат орбиты пылинок. Вектор $\vec{N}$ — нормаль к этой плоскости, образующая угол θ с нормалью к плоскости планетного диска.

левых потоков, созданных кометами, была рассмотрена в работе [30]. Миграция пыли в Солнечной системе и формирование зодиакального облака описаны в обзоре [31]. Мы также рассматриваем перенос пыли из облака Оорта, но за счет другого эффекта — рассеяния пылинок на ПЧД. Поэтому нас, прежде всего, интересует вопрос о том, как много пыли сконцентрировано во внутреннем облаке Оорта. Согласно оценке, сделанной в работе [32] на основе данных по наблюдению долгопериодических комет, масса комет в облаке Оорта составляет 1–5 масс Земли. В качестве разумной гипотезы можно предположить, что такой же порядок величины имеет общая масса неводяной пыли.

Наблюдения в ИК-диапазоне теплового излучения пыли с помощью космического телескопа IRAS позволили получить данные (подтвержденные также в наблюдениях COBE и Spitzer) о пыли в области формирования зодиакального света [33]. Пыль в Солнечной системе можно регистрировать с помощью радиотелескопов, предназначенных для исследования реликтового излучения. Такие исследования, для которых пыль является источником мешающего фона, начали проводиться еще в период работы телескопа COBE. Данные наблюдения пыли в Солнечной системе телескопом Планк приведены в работе [34], однако по имеющимся данным пока сложно оценить общую массу пыли во внутреннем Облаке Оорта, поскольку на больших расстояниях от Солнца нагрев пыли становится слабым.

Прямые наблюдения с космического аппарата STEREO (Solar TErrestrial RElations Observatory) дают значение потока нанопыли (пылинок с массами $\sim 10^{-24}$ кг) на уровне $\sim 3 \times 10^{-6}$ мкг м⁻² год⁻¹ [35], однако этот компонент космической пыли, если он образован металлическими или графитовыми соединениями, короткоживущий (быстро выметается), и поэтому, вероятно, обязан своим происхождением процессу фрагментации

малых тел Солнечной системы. Еще одним прямым наблюдением пыли является подсчет пылинок космического происхождения во льду Антарктиды. Как уже было сказано выше, этот подсчет дает для потока пыли вблизи Земли величину $\sim 3.0\text{--}5.6$ мкг м⁻² год⁻¹ [14].

Существенное влияние на величину потока пыли вблизи орбиты Земли должен оказывать вид распределения пылевых частиц по их размерам (массам). Лишь частицы с размерами более 10 мкм (и неметаллические неграфитовые частицы с размерами ≤ 0.02 мкм) не испытывают заметного влияния радиационного давления [22]. Функция распределения частиц во внутреннем облаке Оорта неизвестна, и косвенно о ней можно судить только по распределению кометной пыли на меньших расстояниях от Солнца, но данный метод не дает надежных сведений о свободной пыли во внутреннем Облаке Оорта. Ввиду имеющихся неопределенностей, далее под полной массой пыли подразумевается только полная масса тех частиц, которые слабо подвержены влиянию радиационного давления.

Таким образом, полная масса и распределение пыли во внутреннем Облаке Оорта остаются в настоящее время по большей мере свободными параметрами. Для расчета, демонстрирующего возможную ожидаемую величину потока пыли, мы выбрали одну простую модель, и все модельные предположения перечисляются далее в тексте. В качестве рабочего примера мы построим модельное распределение пыли, по конфигурации напоминающее тор, но с поперечным сечением, которое ограничено двумя прямыми линиями и двумя концентрическими окружностями с радиусами $R_{\min}$ и $R_{\max}$. Сечение плоскостью, проходящей через Солнце и нормалью к планетному диску, показано на рис. 1.

Орбиты пылинок лежат в плоскостях, проходящих через Солнце. На рис. 1 показано сечение

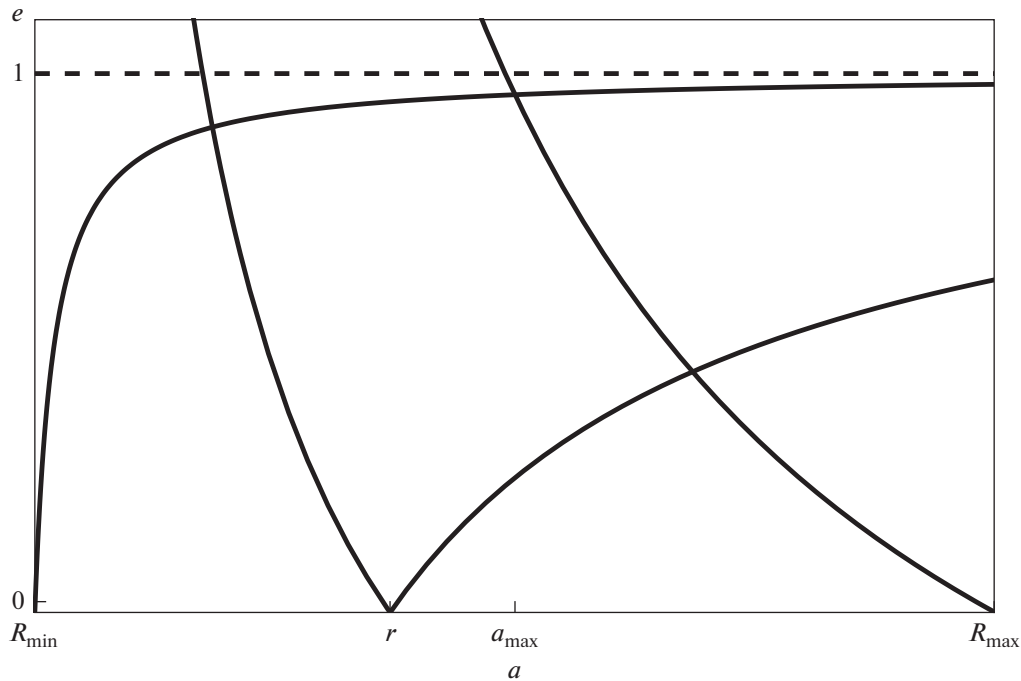


Рис. 2. Четырехугольная искривленная область, ограниченная сплошными кривыми, содержит допустимые параметры распределения для пылинок,двигающихся внутри тороидального распределения и проходящих через точку на расстоянии r от Солнца в случае $r < a_{\max}$.

одной из таких плоскостей, имеющей вектор нормали $\vec{N}$. Предполагаем, что угол θ между $\vec{N}$ и нормалью к планетному диску ограничен интервалом $0 < \theta < \theta_{\max}$. То есть наше распределение по орбитам в общем случае имеет тороидальную форму и становится сферически симметричным только при $\theta_{\max} = \pi$ (если учитывать движение по орбитам в двух направлениях). Предполагаем далее, что статистическое распределение орбит соответствует заметаемым вектором $\vec{N}$ телесным углам. Если ввести сферическую систему координат с углами ϕ и θ , то распределение по углам, характеризующим направление вектора $\vec{N}$, примет вид

$$P_1 d\phi d\theta = \frac{\sin \theta}{2\pi(1 - \cos \theta_{\max})} d\phi d\theta. \quad (1)$$

Обозначим через $f(a, e)$ функцию распределения пылинок по большим полуосям a и эксцентриситетам e их орбит, предполагая, что $\int f(a, e) da de = 1$ при интегрировании по всей допустимой области. Радиальное расстояние от r до $r + dr$ пылинки проходит за время dt дважды за свой орбитальный период T , поэтому массовое распределение пыли по радиусу имеет вид

$$dF_M = P_1 d\phi d\theta f(a, e) da de \frac{2dt}{T dr}, \quad (2)$$

где согласно [36]

$$T = \frac{\pi G M_{\odot}}{2^{1/2} |\epsilon|^{3/2}}, \quad (3)$$

а полная энергия на единицу массы

$$\epsilon = \frac{v^2}{2} - \frac{G M_{\odot}}{r} = -\frac{G M_{\odot}}{2a}. \quad (4)$$

Величина dt/dr дается известным уравнением движения по эллиптической орбите [36]:

$$\frac{dt}{dr} = \frac{1}{\sqrt{2[\epsilon - u(r)] - l^2/r^2}}, \quad (5)$$

где $u = -G M_{\odot}/r$, а связь углового момента на единицу массы l с другими переменными имеет вид:

$$e = \sqrt{1 + \frac{2\epsilon l^2}{G^2 M_{\odot}^2}}. \quad (6)$$

Рассмотрим теперь условия, при которых орбита пылинки лежит внутри тороидального распределения и проходит через точку на расстоянии r от Солнца. Эти условия имеют вид:

$$R_{\min} \leq a(1 - e) \leq r \leq a(1 + e) \leq R_{\max}. \quad (7)$$

Два внешних условия определяют всю область определения функции распределения. На рис. 2 она ограничена осью $e = 0$ и кривыми, проходя-

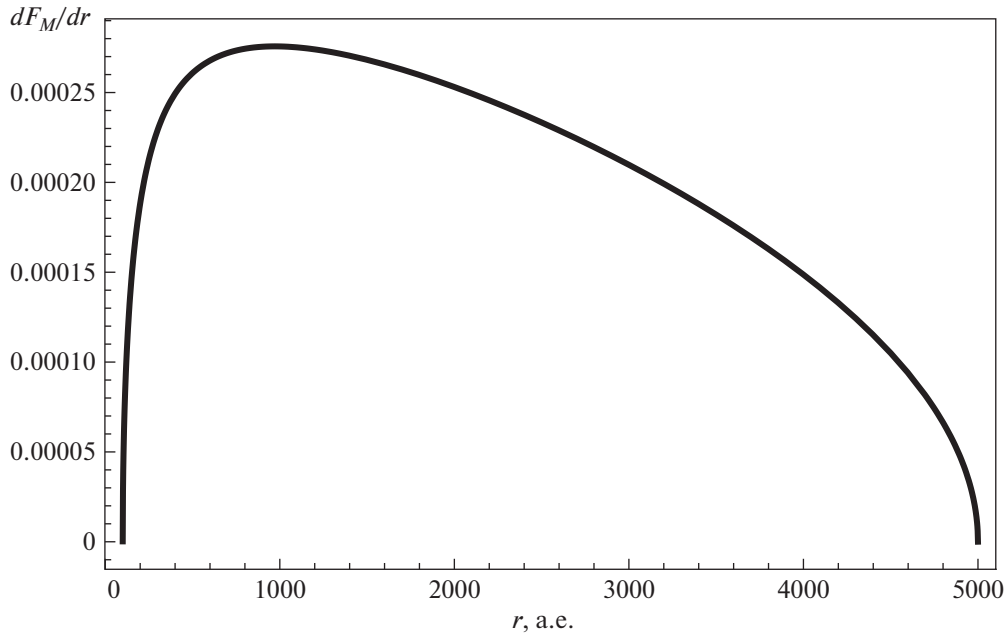


Рис. 3. Модельная массовая функция распределения пылинок по радиусу во внутреннем облаке Оорта.

щими через точки $(R_{\min}, 0)$ и $(R_{\max}, 0)$. Предположим, что реализуется самый простой случай $f = \text{const}$, тогда из условия $\int f(a, e) da de = 1$, интегрируя по указанной выше области, получаем

$$f = \left[R_{\max} \ln \left(\frac{R_{\max}}{a_{\max}} \right) - R_{\min} \ln \left(\frac{a_{\max}}{R_{\min}} \right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

где мы обозначили $a_{\max} = (R_{\min} + R_{\max})/2$.

Условию (7) соответствует четырехугольная искривленная область, ограниченная кривыми на рис. 2 для случаев $r < a_{\max}$ (и аналогичная область при $r > a_{\max}$). При численном исследовании рассеяния пылинок на ПЧД необходимо выбирать массив точек вблизи от орбиты ПЧД и рассмотреть пылинки, проходящие через эти точки по различным направлениям с различной скоростью. Если точка пространства задана, то распределение пылинок по орбитам имеет область параметров в указанной искривленной четырехугольной области, а также различные переменные параметры ϕ и θ для наклона орбиты (направления нормального вектора).

Выражение $(1/T)dt/dr$ можно преобразовать к следующему удобному виду:

$$\frac{1}{T} \frac{dt}{dr} = \frac{r^{1/2}}{2\pi a^{3/2}} \frac{1}{[e^2 - (1 - r/a)^2]^{1/2}}. \quad (9)$$

Если проинтегрировать распределение по всем ϕ , θ , e , a , то можно получить массовое распреде-

ление пылинок по радиусу dF_M/dr . Интегрирование по ϕ , θ тривиально, а численное интегрирование по четырехугольным искривленным областям производится путем разбиения интеграла на три части для каждого из случаев $r < a_{\max}$ и $r > a_{\max}$. В двойных интегралах внутреннее интегрирование по e производится аналитически, а внешнее интегрирование по a выполняется численным путем. В результате получаем распределение dF_M/dr , показанное на рис. 3. Для примера положено $R_{\min} = 100$ а.е. и $R_{\max} = 5000$ а.е. (этот интервал содержит ПЧД). Для расчета плотности необходимо разделить dF_M/dr на $4\pi r^2$.

Интегрируя dF_M/dr по r от $R_{\min}$ до $R_{\max}$, с точностью до вычислительных ошибок получаем $\int (dF_M/dr) dr = 1$.

3. РАССЕЯНИЕ ПЫЛИНОК: ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

Предположим, что орбита ПЧД лежит в плоскости, характеризуемой нормальным вектором $\vec{N}_0$, и имеет параметры орбиты a_0 и e_0 . Орбита ориентирована на плоскости определенным образом, и планета имеет некоторый начальный угол орбитального движения. Средние параметры орбиты ПЧД выбираем в соответствии с работами [1, 15], но рассматриваем несколько различных вариантов параметров, отличающихся от средних.

Введем две декартовы прямоугольные системы координат с центром в Солнце: (1) барицентрическую систему координат (x, y, z) , у которой ось z направлена вдоль оси планетного диска, и (2) систему координат (x', y', z') , у которой оси y' и z' лежат в плоскости орбиты ПЧД. Одну систему координат можно перевести в другую путем вращения на угол ϕ в плоскости x, y и на угол θ относительно оси y' . Преобразование компонента радиуса-вектора при этом имеет вид

$$\begin{aligned} x &= x' \cos \theta \cos \phi - y' \sin \phi + z' \sin \theta, \\ y &= x' \cos \theta \sin \phi + y' \cos \phi + z' \sin \theta \sin \phi, \\ z &= -x' \sin \theta + z' \cos \theta. \end{aligned} \quad (10)$$

В координатах (x', y', z') уравнения движения ПЧД [36]

$$\begin{aligned} x' &= a(\cos \xi - e), \\ y' &= a\sqrt{1 - e^2} \sin \xi, \\ z' &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где параметр ξ за орбитальный период изменяется от 0 до 2π . Переменная ξ и время t связаны уравнением Эйлера, но нам его решать не требуется. В процессе численных расчетов указанный интервал ξ разбивается на множество шагов, и каждому приращению $\Delta\xi$ соответствует приращение

$$\Delta t = \frac{dt}{d\xi} \Delta\xi = \left(\frac{a^3}{GM_\odot} \right)^{1/2} (1 - e \cos \xi) \Delta\xi. \quad (12)$$

В численном алгоритме суммируются потоки пыли, направленные внутрь орбиты Земли, производимые ПЧД по мере ее движения по орбите с учетом длительности Δt каждого шага. Скорость ПЧД $\vec{V}$ в системе (x, y, z) находится путем дифференцирования по времени уравнения (12) и преобразования по формулам (11).

Пусть ПЧД в некоторый момент находится в точке с радиусом-вектором $\vec{r} = (x, y, z)$. Рассмотрим пылинку, двигающуюся вблизи этой точки со скоростью $\vec{v}$ по орбите с параметрами a, e . Скорость пылинки $\vec{v}$ образует с $\vec{r}$ угол γ :

$$\sin \gamma = \sqrt{2 \left(\frac{r}{a} \right) \left(1 - \frac{r}{2a} \right)}. \quad (13)$$

Для каждого r в общем случае имеются по два угла γ , за исключением точек $r \rightarrow R_{\min}$ и $r \rightarrow R_{\max}$, где всегда $\gamma \rightarrow \pi/2$. Зная a, e и r , легко найти абсолютную величину скорости v , и затем с помощью ф-лы (13) можно найти компонент скорости $\vec{v}_r$ вдоль $\vec{r}$ и компонент $\vec{v}_{tr}$ перпендикулярно $\vec{r}$.

Структура пылевого облака во внешней области Солнечной системы остается пока неизвестной. В численном расчете мы будем использовать распределение пыли (2) в сферически симметричном случае, когда $\theta_{\max} = \pi$. Это даст нам консервативную оценку, т.к. в случае пылевого облака, сильнее сконцентрированного к плоскости планетного диска, плотность пыли вблизи орбиты ПЧД будет выше (при той же общей массе пыли), и, соответственно, генерируемый поток пыли у Земли будет больше. В случае сферически симметричного распределения пыли перпендикулярный компонент $\vec{v}_{tr}$ имеет равновероятные направления при вращении относительно $\vec{r}$. Для задания перпендикулярного компонента мы введем базис из векторов

$$\vec{f}_1 = \frac{\vec{r} \times \vec{k}}{|\vec{r} \times \vec{k}|}, \quad \vec{f}_2 = \frac{\vec{f}_1 \times \vec{r}}{|\vec{f}_1 \times \vec{r}|}, \quad (14)$$

где $\vec{k} = (0, 0, 1)$ — единичный вектор вдоль направления оси z . Тогда скорость пылинки выражается следующим образом:

$$\vec{v} = \vec{v}_r + v_{tr} (\vec{f}_1 \cos \omega + \vec{f}_2 \sin \omega), \quad (15)$$

где угол ω принимает случайные значения и “разыгрывается” методом Монте-Карло.

Рассеяние пылинок гравитационным полем ПЧД мы будем рассматривать в приближении гравитационного маневра, когда за время рассеяния гравитационное поле Солнца можно не учитывать, т.к. рассеяние, ведущее к попаданию пылинок в область орбиты Земли, происходит лишь на достаточно малом расстоянии от ПЧД. Перейдем в систему покоя ПЧД. В этой системе пылинки имеют скорость $\vec{w} = \vec{v} - \vec{V}$ и некоторый прицельный параметр b . Введем вектор $\vec{b}$ с длиной b и направлением от ПЧД к пылинке в момент минимального сближения в том случае, если бы не было рассеяния. Вектор $\vec{b}$ можно задать путем изменения параметров орбиты пылинки a, e, ω в некоторых малых интервалах, но в численном расчете более удобным методом являются фиксация средних значений a, e, ω и прямое варьирование величины и направления $\vec{b}$. С этой целью введем два единичных вектора, перпендикулярных $\vec{w}$ и друг другу:

$$\vec{e}_1 = \frac{\vec{r} \times \vec{w}}{|\vec{r} \times \vec{w}|}, \quad \vec{e}_2 = \frac{\vec{e}_1 \times \vec{w}}{|\vec{e}_1 \times \vec{w}|}. \quad (16)$$

Компоненты $\vec{b}$ в этом базисе задаются как $b_1 = b \cos \beta$, $b_2 = b \sin \beta$, где интервал угла β и величина b разбиваются на множество мелких интервалов с дальнейшим суммированием потока частиц пыли по всем элементам разбиения.

Прицельный параметр связан с углом рассеяния следующим соотношением [36]:

$$b = \pm \frac{GM_{\text{ПВН}}}{w^2} \operatorname{ctg} \frac{\chi}{2}. \quad (17)$$

Скорость пылинки после рассеяния

$$\vec{w}' = \vec{w} \cos \chi - \frac{\vec{b}}{b} w \sin \chi, \quad (18)$$

а скорость пылинки после рассеяния в системе (x, y, z) :

$$\vec{v}' = \vec{w}' + \vec{V}. \quad (19)$$

Зная радиальное расстояние r и скорость v' , по формулам (4) и (6) рассчитываем итоговые параметры орбиты пылинки a' , e' . Если $a'(1 - e') < R_E$, где R_E — радиус орбиты Земли, то мы делаем вывод, что пылинка попадает в область орбиты Земли и дает вклад в поток пыли у Земли. В процессе численного моделирования за один орбитальный период ПЧД вычисляется сумма

$$J = \sum_{\xi} \sum_i \sum_j \rho_i w_i b_j (\Delta b)_j (\Delta \beta)_j \Delta t_{\xi} / T_{ij}, \quad (20)$$

где слагаемые i соответствуют подсистемам пыли, изначально двигающимся с различными скоростями $\vec{v}_i$ и “разыгрываемым” методом Монте-Карло, а слагаемые j соответствуют суммированию по величинам и направлению прицельного параметра. Интервал времени Δt соответствует интервалу изменения параметра ξ согласно (12). Орбитальные периоды T_{ij} пылинок на новых орбитах, которые необходимо учитывать для расчета потока пыли у Земли, выражаются через итоговую большую полуось a' . В сумме (20) мы оставляем только те слагаемые, для которых $a'(1 - e') < r_E$. Суммируя по интервалам ξ за орбитальный период, мы находим общий поток пыли за орбитальный период, и затем полный поток, который был создан за время существования Солнечной системы. Для пересчета создаваемого потока пыли к потоку на Земле необходимо учитывать долю времени, которую пылинки в течение своего орбитального периода проводят внутри орбиты Земли, и характерную скорость пылинок в этой области.

Для описанного расчета необходимо найти вероятность выброса пылинки с орбиты за счет переменного гравитационного поля системы Солнце—Юпитер (другие планеты дают меньший вклад), или, иными словами, время жизни пылинки на орбите t_{ej} , что является темой следующего раздела.

4. ВРЕМЯ ВЫБРОСА С ОРБИТЫ

Рассмотрим пылинку, которая после рассеяния на ПЧД перешла на орбиту, заходящую внутрь орбиты Земли, т.е. $a'(1 - e') < R_E$. Во внутренней области орбиты эта пылинка будет подвергаться воздействию гравитационных полей планет, прежде всего, Юпитера, и ее орбита начнет эволюционировать. Поскольку тесные сближения с Юпитером маловероятны, эволюция орбиты будет происходить малыми шагами при каждом пролете пылинки через центральную область Солнечной системы. И, так как при каждом пролете Юпитер практически случайно оказывается по разные стороны от траектории пылинки, он оказывает воздействия разных знаков, и процесс эволюции орбиты будет идти диффузионным образом. Для точного численного расчета этого процесса требуются большие вычислительные ресурсы, поэтому в данной работе мы ограничимся аналитической оценкой в диффузионном импульсном приближении с адиабатической поправкой.

Характерное расстояние пылинки от Юпитера r , когда на нее происходит воздействие, имеет порядок радиуса орбиты Юпитера $r \sim R_J$, а характерное время движения от орбиты Юпитера к орбите Земли и обратно составляет $\Delta t \sim 2R_J / (GM_J / R_J)^{1/2} = T_J / \pi$, где T_J — орбитальный период Юпитера. На пылинку с массой m Юпитер воздействует с силой $F = GM_J m / r^2$. Поскольку скорость пылинки при пролете орбиты Юпитера в среднем в $\sqrt{2}$ раза больше орбитальной скорости Юпитера, при использовании импульсного приближения требуется учесть адиабатическую поправку. Поправка в форме Вейнберга [37] имеет величину $A = (1 + (\sqrt{2})^2)^{-3/2} \simeq 0.2$. Воздействие Юпитера в течение времени Δt приведет к изменению удельного углового момента пылинки на величину

$$\Delta l_1 = A \sqrt{2GM_J R_J}. \quad (21)$$

В диффузионном приближении изменение квадрата удельного углового момента за время t составляет

$$(\Delta l)^2 = \sum (\Delta l_1)^2 \simeq (\Delta l_1)^2 \frac{t}{2T}, \quad (22)$$

где суммирование идет по каждому пролету пылинки через внутреннюю область Солнечной системы, и учтено, что только примерно в половине случаев Юпитер оказывается в той части своей орбиты, где он может оказывать влияние на угловой момент пылинки.

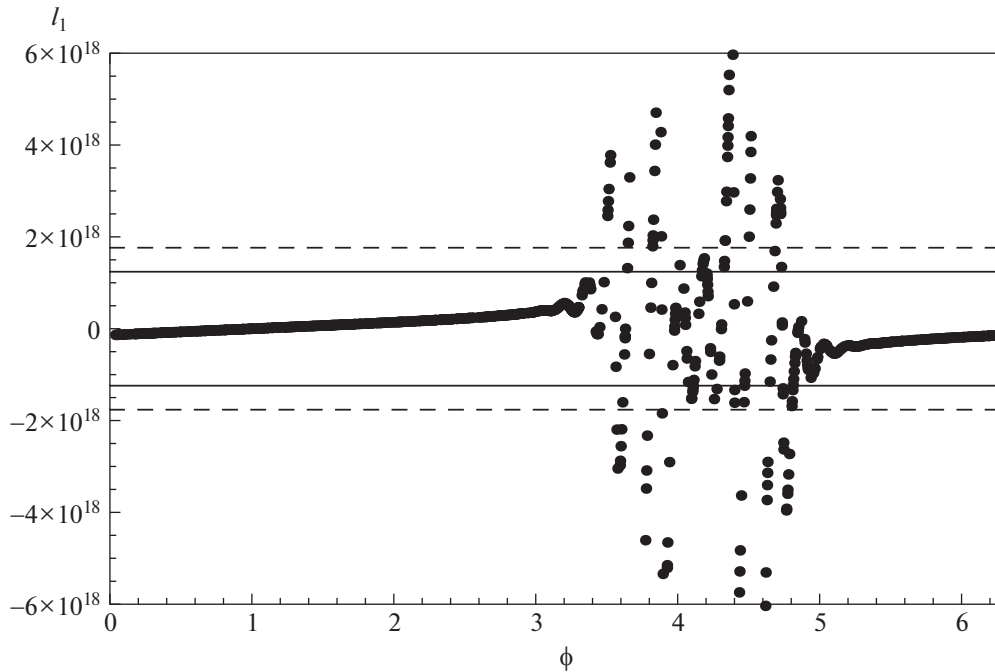


Рис. 4. Приращение величины удельного углового момента l_1 (в единицах $\text{см}^2/\text{с}$) при одном пролете через внутреннюю область солнечной системы в зависимости от начальной фазы положения Юпитера на орбите. Точки представляют результаты численных моделирований, сплошная линия показывает величину (21) (умноженную на ± 1), а штриховая — среднее значение модуля l_1 в численном эксперименте (умноженное на ± 1).

Учтем теперь, что рассматриваемые пылинки движутся по очень вытянутым орбитам с $1 - e' \ll 1$. В этом случае можно записать

$$e' = \left(1 - \frac{l^2}{GM_\odot a'}\right)^{1/2} \simeq 1 - \frac{l^2}{2GM_\odot a'}, \quad (23)$$

а минимальное расстояние от Солнца,

$$r_{\min} = a'(1 - e') \simeq \frac{l^2}{2GM_\odot}, \quad (24)$$

зависит только от l . Для того, чтобы пылинка покинула область орбиты Земли, необходимо характерное изменение $\Delta r_{\min} \sim r_{\min}$, что соответствует $\Delta l \sim l/2$. Подставляя в (22) и выражая l из (24) при условии $r_{\min} \simeq R_E$, получаем характерное время, за которое орбита пылинки выйдет из области орбиты Земли,

$$t_{\text{ej}} \simeq \frac{T}{2A^2} \frac{M_\odot R_E}{M_J R_J}. \quad (25)$$

Численно

$$t_{\text{ej}} \simeq 2.7 \times 10^6 \left(\frac{T}{10^3 \text{ лет}} \right) \text{ лет}. \quad (26)$$

В рассматриваемых нами случаях время t_{ej} оказывается всегда меньше времени жизни Солнеч-

ной системы $t_s = 5$ млрд. лет, но в общем случае суммирование потока пыли для каждой области параметров необходимо выполнять за время $t = \min\{t_s, t_{\text{ej}}\}$.

Для проверки оценки (21) нами выполнен численный эксперимент из 10^3 моделирований пролета пылинки через внутреннюю область Солнечной системы. Каждое моделирование начиналось с конфигурации, когда пылинка находилась на 15 а.е. от Солнца, а начальное положение Юпитера на орбите задавалось генератором случайных чисел: фаза его движения выбиралась случайным образом в интервале от 0 до 2π . Большая полуось орбиты пылинки полагалась равной 500 а.е., а ее эксцентриситет 0.998 — в этом случае минимальное сближение пылинки с Солнцем составляет 0.5 а.е., т.е. пылинка заходит внутрь орбиты Земли. Далее прослеживалось движение пылинки и Юпитера по их эллиптическим невозмущенным орбитам (изменение углового момента в этой оценке рассматривается как поправка следующего порядка малости). Для каждого положения пылинки и Юпитера на орбитах вычислялся вектор силы, и по мере движения вычислялось приращение удельного углового момента

$$\Delta \vec{l}_1 = \int d\vec{r} \times \vec{F}/m. \quad (27)$$

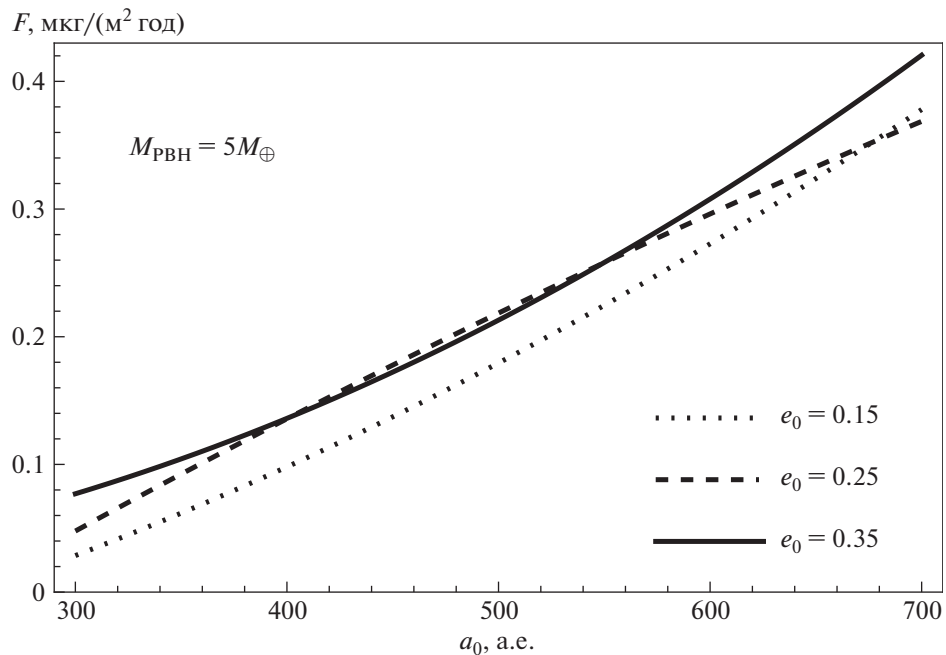


Рис. 5. Поток пыли вблизи орбиты Земли в зависимости от большой полуоси орбиты ПЧД (9-й планеты) в случае ее массы $M_{PBH} = 5M_{\oplus}$ для эксцентриситетов орбиты $e_0 = 0.15, 0.25$ и 0.35 (пунктирная, штриховая и сплошная линии соответственно).

Результат эксперимента показан на рис. 4. Видно, что в зависимости от положения Юпитера на орбите есть области большого и малого набора углового момента. Примерно для $2/3$ интервала начальных фаз орбиты Юпитера набор момента пылинкой мал, а основная часть набора происходит примерно для $1/3$ начальных положений Юпитера. Для среднего приращения l_1 получено хорошее согласие с (21). Численная величина среднего приращения всего лишь в 1.4 раза превышает значение (21), а среднее время выброса, соответственно, лишь в 1.2 раза больше, что близко к точности нашего численного моделирования.

Отметим также, что для достаточно крупных частиц световое давление и эффект Пойнтинга-Робертсона не важны, поэтому эти эффекты приводят к выметанию только очень мелкой пыли с орбит, проходящих через область орбиты Земли. В данной работе мы рассматриваем только те достаточно массивные пылевые частицы (с размерами ≥ 10 мкм), которые выметаются лишь за счет гравитационного влияния Юпитера. Рассмотрение более общей задачи требует учета дополнительных факторов и выходит за пределы данной работы.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

В численном расчете мы для примера использовали сферически симметричное распределение

пыли по орбитальным параметрам, описанное в разделе 2 с $R_{\min} = 100$ а.е., $R_{\max} = 5000$ а.е. Полная масса пыли в этом облаке M_d входит в результат (поток пыли у Земли) как общий множитель, поэтому мы приводим результаты для случая $M_d = 5$ масс Земли, а для других значений M_d результат может быть получен простым пересчетом. В расчете использовался описанный в разделе 3 алгоритм и время выброса пылинок с орбиты, найденное в разделе 4. Результаты расчетов приведены на рис. 5 и 6. Расчеты были выполнены для трех значений $a_0 = 300, 500$ и 700 а.е., а промежуточные точки кривых представляют собой параболическую интерполяцию.

Как видно из графиков, в случае $M_d = 5M_{\oplus}$ ПЧД с массой $5M_{\oplus}$ с указанными параметрами орбиты может создать поток пыли у Земли величиной $\sim 0.05\text{--}0.4$ мкг м⁻² год⁻¹, а ПЧД с массой $10M_{\oplus}$ с указанными параметрами орбиты может создать поток пыли у Земли величиной $\sim 0.5\text{--}3$ мкг м⁻² год⁻¹, что сравнимо с реально наблюдаемым потоком [14]. Таким образом, значительная часть пыли у орбиты Земли могла быть направлена в эту область из внутреннего Облака Оорта при рассеянии на ПЧД (или на 9-й планете). Зависимость от M_{PBH} достаточно сильная, и в случае $M_{PBH} = 1M_{\oplus}$ поток еще в несколько раз меньше (в этом случае в произведенных нами

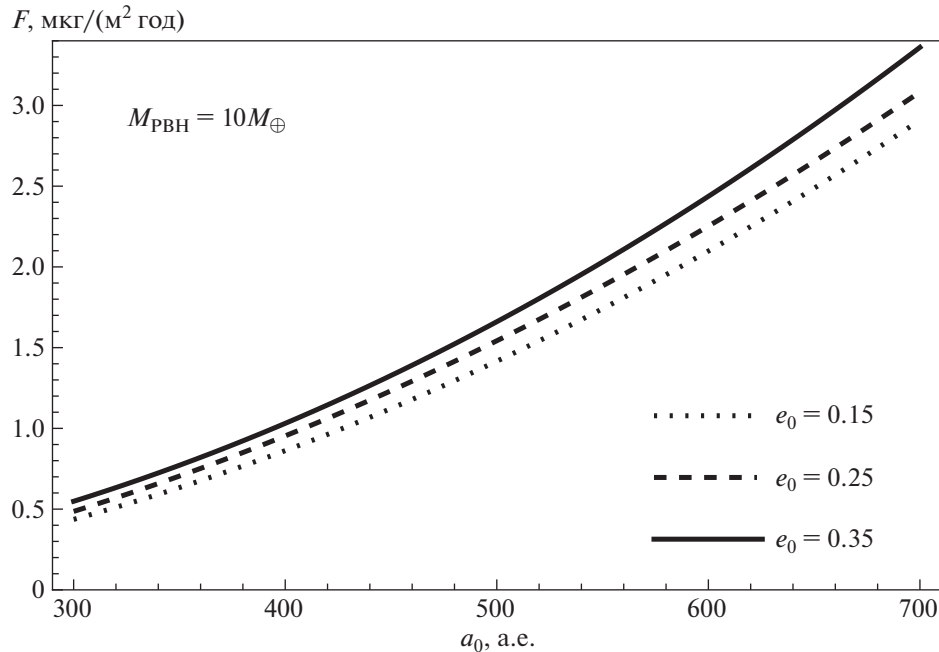


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для случая $M_{\text{PBH}} = 10 M_{\oplus}$.

расчетах становятся большими вычислительные погрешности, и результаты мы не приводим). Малая точность при малой массе M_{PBH} связана с тем, что в этом случае рассеяние слабое, поэтому требуется более частая сетка по прицельному параметру b . В случае $M_d = 5 M_{\oplus}$ различие кривых на рис. 5 сопоставимо с вычислительной погрешностью, но для $M_d = 10 M_{\oplus}$ точность вычислений выше, и на рис. 6 виден небольшой рост потока пыли при увеличении эксцентриситета e_0 орбиты ПЧД.

Несмотря на то, что при удалении от Солнца с расстояний 300 до 700 а.е. плотность пыли в нашей модели пылевого облака уменьшается, поток пыли на Земле растет при увеличении большой полуоси орбиты ПЧД в этих пределах. Мы объясняем такое поведение тем, что на больших расстояниях орбитальные скорости пылинок меньше, поэтому они могут легче терять поперечный компонент скорости при рассеянии на ПЧД и начинать падать в сторону Земли.

Пылинки, прилетающие с периферии Солнечной системы имеют в среднем в $\sqrt{2}$ раза большую скорость, чем пылинки, постоянно обращающиеся вокруг Солнца по околоземным орбитам. Таким образом, эти пылинки представляют высокоскоростной компонент.

В описанном расчете использовалось модельное сферически симметричное распределение пыли. Следует отметить, что если пылевое облако сжато к плоскости эклиптики (как показано на

рис. 1), то при той же полной массе пыли в облаке оно будет иметь большую плотность, и поток пыли вблизи Земли будет в несколько раз больше, чем получено в нашем расчете.

В данной работе мы говорим лишь о пылевых частицах. Не исключено, что в области 300–700 а.е. от Солнца имеются и кометные ядра с размерами в сотни метров/километров. Вопрос о темпе их вброса во внутреннюю область Солнечной системы при взаимодействии с ПЧД требует отдельного исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При достаточно консервативном выборе параметров пылевого облака (массы $\sim 5 M_{\oplus}$ в пределах ~ 5000 а.е.) производимый ПЧД в процессе гравитационного рассеяния поток пыли на Земле может иметь величину $\sim 0.1\text{--}3 \text{ мкг м}^{-2} \text{ год}^{-1}$, который близок к реально наблюдаемому вблизи Земли потоку пыли $\sim 3.0\text{--}5.6 \text{ мкг м}^{-2} \text{ год}^{-1}$ [14]. Если ПЧД имеет меньшую массу, или, если меньше полная масса пыли, чем полагалось в расчете, то поток пыли также будет, соответственно, меньше.

Обычно считается, что наблюдаемая пыль приносится к Земле пролетающими мимо кометами или происходит от столкновений и разрушений объектов в поясе астероидов. Мы видим, что наличие на периферии Солнечной системы захваченной ПЧД или планеты может создать такой же по порядку величины поток пыли при нали-

чий значительного ее количества во внутреннем облаке Оорта. Неопределенность в наших расчетах связана с сильными неопределенностями в массе и распределении пыли на расстояниях $\sim 300\,700$ а.е. от Солнца. В настоящее время известны лишь несколько крупных объектов из этой области, и можно получить лишь очень приближенные оценки с точностью до порядка величины. В будущем, когда структура, масса и состав этого облака будут уточнены, можно будет сделать более надежные предсказания о потоке пыли во внутренние области Солнечной системы и о наличии или отсутствии захваченной ПЧД или планеты.

Если бы рассчитанный поток пыли, производимый ПЧД, оказался бы больше наблюдаемого потока, то это позволило бы исключить модели пылевого облака и ограничить массу ПЧД. Даже небольшой вклад в общий поток рассматриваемой высокоскоростной пыли с химическим составом, отличающимся от состава пыли из пояса астероидов, может представлять интерес для понимания устройства внутреннего Облака Оорта. Высокоскоростная пыль вблизи орбиты Земли может играть также роль в ухудшении функционирования оптических и других сенсоров на космических аппаратах.

Конечно, не вся наблюдаемая пыль приходит из-за орбиты Нептуна. Пылевой компонент имеет несколько подсистем (кометная пыль, пыль от дробления астероидов и др.). Рассматриваемая в данной статье новая подсистема может давать лишь малую часть полного потока пыли. Описанный расчет показал, что при достаточно правдоподобных предположениях поток пыли из-за орбиты Нептуна может быть на уровне наблюдаемого потока, однако нельзя утверждать, что пыль из-за орбиты Нептуна действительно преобладает в этом потоке. Она может составлять лишь очень малую часть, 10% или значительно меньше. Точная величина, как объяснено выше, зависит от массы и конфигурации пылевого облака и массы далекой планеты.

Можно было бы рассмотреть поток пыли не от захваченной в Солнечную систему планеты или ПЧД, а от пролетающих через Солнечную систему объектах из гало Галактики со скоростью ~ 200 км/с. Расчет, однако, показывает, что поток пыли от гравитационного воздействия пролетающих тел планетной массы меньше на несколько порядков. Таким образом, на основе потока пыли нельзя ограничить количество ПЧД или свободно летающих в Галактике планет. Вероятность захвата в Солнечную систему планеты или ПЧД с массой порядка 5–10 масс Земли за все время жизни Солнечной системы очень мала и составляет $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ [38]. Но если такой объект все же был захвачен в Солнечную систему, то, как

мы показали, он способен создавать на Земле значительный поток пыли, сопоставимый с тем, что реально наблюдается.

Приложение А

ПРОСТЫЕ ОЦЕНКИ

Для исследования рассеяния пылинок гравитационным полем ПЧД нами был выполнен численный расчет. В данном разделе мы покажем, как поток пыли может быть простым способом оценен по порядку величины. Пусть характерный радиус пылевого облака равен r_i , тогда его плотность

$$\rho_d \simeq \frac{3M_d}{4\pi r_i^3}. \quad (A1)$$

Рассмотрим пылинку, движущуюся по орбите вокруг Солнца на расстоянии r_i со скоростью $v_i \simeq (GM_\odot/r_i)^{1/2}$, и пусть мимо пылинки на прицельном расстоянии b пролетает ПЧД с массой $M_{\text{ПВН}}$. Предполагаем, что начальные орбиты как пылинки, так и ПЧД не круговые, но не очень вытянутые, их эксцентриситет $(1-e) \sim 1$. В этом случае относительная скорость ПЧД и пылинки $v_{\text{rel}} \sim v_i$. При пролете пылинки получает буст скорости по направлению к точке максимального сближения

$$\Delta v \simeq \frac{2GM_{\text{ПВН}}}{bv_{\text{rel}}}. \quad (A2)$$

Это выражение является предельным видом импульсного приближения, которое здесь справедливо по порядку величины. Скорость пылинки после взаимодействия обозначим через v_f . Если буст скорости в значительной мере компенсирует начальную скорость, то пылинка потеряет угловой момент и начнет падать почти по направлению к Солнцу по вытянутой орбите. Условие того, что пылинка при сближении с Солнцем войдет внутрь орбиты Земли, можно найти из условия сохранения углового момента:

$$l \sim r_i v_f \sim v_E R_E, \quad (A3)$$

где $R_E = 1$ а.е. — радиус орбиты Земли, а скорость $v_E \simeq (GM_\odot/R_E)^{1/2}$. Из (A3) получаем

$$v_f \sim v_i \left(\frac{R_E}{r_i} \right)^{1/2} \ll v_i. \quad (A4)$$

Из условия компенсации начальной скорости пылинки $\Delta v \sim v_i$ получаем

$$b \simeq \frac{2GM_{\text{ПВН}}}{v_i^2}. \quad (A5)$$

Для типичных параметров величина b имеет порядок 3 млн. км. Как следует из (A2), конечная скорость пылинки составит v_f лишь для некоторого узкого интервала δb прицельных параметров

$$\frac{\delta b}{b} \simeq \frac{v_f}{v_i}. \quad (\text{A6})$$

Если начальная скорость пылинки была направлена вне плоскости, нормальной к траектории ПЧД, то после компенсации скорости v_i пылинка получит дополнительную скорость перпендикулярно радиусу-вектору, направленному от Солнца. Чтобы пылинка при этом все же смогла попасть внутрь орбиты Земли, эта дополнительная скорость не должна превышать v_f . Отсюда следует, что только пылинки с начальными скоростями внутри угла $\phi \simeq v_f/v_i$ относительно указанной плоскости могут попасть внутрь орбиты Земли. Напротив, прирост скорости вдоль радиуса-вектора не повлияет на факт попадания внутрь орбиты Земли и не изменяет порядки величин.

Собирая вместе сказанное выше, получаем, что масса пыли, направляемая внутрь орбиты Земли за единицу времени при рассеянии на ПЧД, составляет

$$\frac{dM_d}{dt} \simeq b(\delta b) \phi \rho_d v_i. \quad (\text{A7})$$

Рассмотрим те пылинки, которые после рассеяния на ПЧД начинают пролетать внутри орбиты Земли. Обозначим через T полный орбитальный период пылинки после рассеяния, а через Δt время ее нахождения внутри орбиты Земли. Вероятность нахождения пылинки внутри орбиты Земли можно оценить следующим образом

$$P_i = \frac{\Delta t}{T} \sim \frac{(2R_E/v_E)}{(2r_i/v_i)}. \quad (\text{A8})$$

С учетом времени выброса пылинки с орбиты t_{ej} , стационарная плотность пыли внутри орбиты Земли составляет

$$\rho_s \sim \frac{P_i (dM_d/dt) t_{ej}}{(4\pi R_E^3/3)}, \quad (\text{A9})$$

и ее поток

$$F = \rho_s v_E \simeq \frac{9}{4\pi^2} \frac{GM_{\text{ПВН}}^2 M_d t_{ej}}{M_{\odot} R_E r_i^4}. \quad (\text{A10})$$

Численно получаем

$$F \simeq 0.4 \left(\frac{M_{\text{ПВН}}}{10M_{\oplus}} \right)^2 \left(\frac{M_d}{5M_{\oplus}} \right) \left(\frac{t_{ej}}{2.5 \times 10^6 \text{ лет}} \right) \times \left(\frac{r_i}{500 \text{ a.e.}} \right)^{-4} \text{ мкг}^{-2} \text{ год}^{-1}. \quad (\text{A11})$$

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда¹ № 23-22-00013.

Авторы признательны рецензентам статьи за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. Batygin, F. C. Adams, M. E. Brown, and J. C. Becker*, Phys. Rep. **805**, 1 (2019).
2. *J. Scholtz and J. Unwin*, Phys. Rev. Letters **125**, id. 051103 (2020).
3. *K. J. Napier, D. W. Gerdes, H. W. Lin, S. J. Hamilton, et al.*, Planetary Sci. J. **2**(2), id. 59 (2021).
4. *P. S. Lykawka and T. Ito*, Astron. J. **166**(3), id. 118 (2023).
5. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков*, Астрон. журн. **43**, 758 (1966).
6. *А. Д. Долгов*, Успехи физ. наук **188**, 121 (2018).
7. *B. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama*, Reports Progress Phys. **84**(11), id. 116902 (2021).
8. *S. Blinnikov, A. Dolgov, N. K. Porayko, and K. Postnov*, J. Cosmology and Astroparticle Phys. **11**, id. 036 (2016).
9. *Dolgov and K. Postnov*, J. Cosmology and Astroparticle Phys. **07**, id. 063 (2020).
10. *S.-Y. Guo, M. Khlopov, X. Liu, L. Wu, Y. Wu, and B. Zhu*, arXiv:2306.17022 [hep-ph] (2023).
11. *P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novikov*, Phys. Rev. D. **50**, 7173 (1994).
12. *B. Carr and F. Kühnel*, Ann. Rev. Nuclear and Particle Sci. **70**, 355 (2020).
13. *A. M. Green and B. J. Kavanagh*, J. Physics G: Nuclear and Particle Phys. **48**(4), id. 043001 (2021).
14. *J. Rojas, J. Duprat, C. Engrand, E. Dartois, et al.*, Earth and Planet. Sci. Lett. **560**, id. 116794 (2021).
15. *K. Batygin and M. E. Brown*, Astrophys. J. Letters **910**, id. L20 (2021).
16. *A. Siraj and A. Loeb*, arXiv:2103.04995 [astro-ph.CO] (2021).
17. *A. Siraj and A. Loeb*, Res. Notes Amer. Astron. Soc. **5**, 145 (2021).
18. *Y. Luo, S. Hanasoge, J. Tromp, and F. Pretorius*, Astrophys. J. **751**, id. 16 (2012).
19. *Л. В. Волкова, В. И. Докучаев*, Письма в ЖЭТФ **60**(7), 72 (1994).

¹ <https://rscf.ru/project/23-22-00013/>

20. *A. Siraj and A. Loeb*, *Astrophys. J. Letters* **898**, id. L4 (2020).
21. *A. Arbey and J. Auffinger*, arXiv:2006.02944 [gr-qc] (2021).
22. *J. A. Burns, P. L. Lamy, and S. Soter*, *Icarus* **40**, 1 (1979).
23. *B. Gundlach, M. Fulle, and J. Blum*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 3690 (2020).
24. *Б. М. Шустов, П. В. Золотарёв*, *Астрон. журн.* **99**(2), 165 (2022).
25. *В. Г. Фесенков*, *Астрон. журн.* **35**, 327 (1958).
26. *N. Gorkavyi, L. Ozernoy, J. Mather, and T. Taidakova*, *ASP Conf. Ser.* **207**, 462 (1999); arXiv:astro-ph/9910551.
27. *D. E. Backman, A. Dasgupta, and R. E. Stencel*, *Astrophys. J.* **450**, L35 (1995).
28. *N. N. Gorkavyi, L. M. Ozernoy, T. Taidakova, and J. C. Mather*, arXiv:astro-ph/0006435 (2000).
29. *G. D'Angelo and F. Marzari*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **509**, 3181 (2022).
30. *А. В. Тутуков, М. Д. Сизова, С. В. Верещагин*, *Астрон. журн.* **98**(9), 780 (2021).
31. *М. Я. Маров, С. И. Инамов*, *Успехи физ. наук* **193**, 2 (2023).
32. *N. A. Kaib and K. Volk*, Chapter in press for the book *Comets III*, edited by K. Meech and M. Combi (University of Arizona Press, 2022); arXiv:2206.00010 [astro-ph.EP].
33. *D. Nesvorný, P. Jenniskens, H. F. Levison, W. F. Bottke, D. Vokrouhlický, and M. Gounelle*, *Astrophys. J.* **713**, 816 (2010).
34. *О. В. Верходанов*, *Успехи физ. наук* **186**, 3 (2016).
35. *I. Mann, N. Meyer-Vernet, and A. Czechowski*, *Phys. Rep.* **536**, 1 (2014).
36. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Механика* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007).
37. *O. Y. Gnedin and J. P. Ostriker*, *Astrophys. J.* **513**, 626 (1999).
38. *M. Lingam and A. Loeb*, *Astron. J.* **156**, 193 (2018).

A PLANET OR PRIMORDIAL BLACK HOLE IN THE OUTER REGION OF THE SOLAR SYSTEM AND THE DUST FLOW NEAR EARTH'S ORBIT

Yu. N. Eroshenko^a and E. A. Popova^{a,b}

^a*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Pulkovo Observatory of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia*

In recent years, evidence has been obtained that in the outer region of the Solar System (in the inner Oort cloud) at a distance of $\sim 300\text{--}700$ AU from the Sun, there may be a captured planet or a primordial black hole. In this paper, we show that the gravitational scattering on this object of dust particles located in the same region can transfer them to new elongated orbits reaching the Earth's orbit. With the mass of the captured object of the order of 5–10 Earth masses, the calculated dust flow near the Earth is $\sim 0.1\text{--}3\ \mu\text{g m}^{-2}\text{ year}^{-1}$ is comparable in order of magnitude with the observed flow. This effect gives a joint restriction on the parameters of the captured object and on the amount of dust in the Oort cloud.

Keywords: Solar system, 9th planet, cosmic dust, meteoroid, primordial black holes

К ВОПРОСУ О ЛОКАЛИЗАЦИИ МЕСТ РОЖДЕНИЯ КВМ НА СОЛНЦЕ

© 2023 г. С. А. Язев^{1,2,*}, В. М. Томозов²

¹Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

²Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

*E-mail: syazev@gmail.com

Поступила в редакцию 05.03.2023 г.

После доработки 19.05.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

Исследована локализация зон возникновения КВМ на Солнце в период с ноября 2006 по февраль 2007 г. по каталогу SOHO. Описан метод сопоставления таких зон с активными областями (АО) как на видимом, так и на невидимом полушариях Солнца. Показано, что простое линейное продолжение проекций траектории движения КВМ на Солнце во многих случаях проходит мимо АО. 63.5% КВМ удалось привязать к АО, 19% — не удалось, а для 17.5% должен быть сделан выбор между АО и факельными площадками, где пятна наблюдались на 1–3 оборота Солнца раньше. Обсуждается гипотеза, что смещение начала траектории движения КВМ от центроида АО связано с несимметричностью расположения магнитного жгута, на основе которого формируется КВМ, относительно АО: одно основание жгута находится вблизи сильных магнитных полей пятен, второе — в области слабых полей на периферии или за пределами АО.

Ключевые слова: корональные выбросы массы, активные области, пятна на Солнце

DOI: 10.31857/S0004629923100080, **EDN:** STHYAG

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные выбросы массы (КВМ) являются наиболее энергичными явлениями на Солнце (помимо сильных солнечных вспышек) и в настоящее время считаются основным фактором, воздействующим на космическую погоду в окрестностях Земли. КВМ были обнаружены в 70-х годах прошлого века американской внеатмосферной обсерваторией OSO-7 и затем интенсивно изучались с помощью коронографов, установленных на космических аппаратах (Skylab, SMM, SOHO и др.) [1]. Масса КВМ достигает 1.5×10^{12} кг, размеры превышают радиус Солнца, а скорости наиболее быстрых из них могут достигать значений ~ 3000 км/с [2]. В то же время существуют выбросы и значительно меньших масштабов, вплоть до эрупций мини-волокон.

Исторически, однако, первыми были обнаружены возмущения космической погоды (1700-е годы) по косвенным данным — солнечным пятнам, полярным сияниям и геомагнитным бурям. Затем были открыты солнечные вспышки (XIX век) и явления, связанные с солнечными энергичными частицами (SPE, XX век). Только после изучения этих феноменов удалось объединить их в одно физически взаимосвязанное явление [1].

Мощные вспышечные явления, сопровождаемые КВМ, способны сильно возмущать магнито-

сферу Земли, порождая геомагнитные бури. Рентгеновское излучение сильных вспышек, в свою очередь, оказывает непосредственное влияние на ионосферу Земли, вызывая ионизацию ее верхних слоев, изменяя ее проводимость и приводя к другим сложным, в том числе и химическим, процессам.

В настоящее время феномен КВМ продолжает интенсивно изучаться с помощью космических аппаратов в целях прогнозирования прихода выбросов к Земле, поскольку изучение космической погоды представляет чрезвычайную важность как для наземного электронного оборудования и обеспечения качественной радиосвязи, так и для межпланетных космических полетов [3, 4].

Выявлена тесная взаимосвязь между КВМ и солнечными вспышками [5]. Наиболее сильные события (рентгеновские, протонные и гамма-вспышки) относятся к разряду самых мощных проявлений солнечной активности. Они происходят в сложных активных областях (АО) и практически всегда сопровождаются появлением ускоренных частиц в гелиосфере и формированием КВМ. По современным представлениям, одним из основных механизмов ускорения частиц в больших солнечных вспышках является выделение свободной магнитной энергии в токовых слоях в результате процесса магнитного пересоединения с последующим стохастическим ускорением.

ем частиц вследствие развития неустойчивостей плазмы [6]. Еще один механизм ускорения частиц во вспышках (особенно в протонных явлениях) связан с ускорением частиц на фронтах ударных волн, которые возникают, когда КВМ, покидая АО, распространяются в короне и межпланетной среде. К возникновению сильных вспышек и связанных с ними КВМ приводит нарушение равновесия магнитных структур в АО в процессе их эволюции. При непрерывном воздействии сдвиговых (и других) движений оснований магнитных петель вдоль нейтральных магнитных линий волокна (протуберанцы), расположенные над нейтральной линией, теряют устойчивость и поднимаются вверх с ускорением, приводя к открыванию магнитной структуры в АО и формируя ядро КВМ.

Проблема определения областей зарождения КВМ на Солнце возникла с момента их открытия и окончательно не решена до сих пор [1, 5, 7–9].

Кинематические характеристики КВМ во внутренней и внешней короне, несущие информацию о свойствах их источников, изучались в работе [10]. Области источников 59 изученных КВМ были отождествлены как АО, активные протуберанцы или области эрупции протуберанцев. Было также показано, что области источников КВМ оставляют своеобразные “отпечатки” в статистических корреляциях между разными кинематическими параметрами КВМ.

Подробно изучались области источников вспышек и КВМ в работе [11], в которой прослеживалась эволюция 19 выходящих из-за восточного лимба АО от их рождения до генерации первых больших вспышек или КВМ. Показано, что 11 КВМ образовались на так называемой столкновительной линии раздела полярностей (PIL) между близкими друг к другу магнитными биполями. Столкновения сопровождались сдвигами и гашениями магнитных потоков, развивающимися на PIL, причем в 84% случаев длина “области столкновения” превышала 18 Мм. Было найдено также, что балл вспышек положительно коррелирует с длиной участка активной PIL.

Таким образом, принято считать, что часть популяции КВМ связана с АО, тогда как другая часть — с эрупцией волокон [12]. Согласно данным [13], 85% КВМ связаны с АО, 15% — со спокойными областями и эрупцией волокон, 44% — с эрупцией волокон в АО (здесь следует оговориться, что статистика цитируемого исследования невелика — всего 32 события).

Сопоставление КВМ с сильными вспышками приводит к следующим выводам. Вероятность возникновения КВМ зависит от продолжительности связанной с ним вспышки: для вспышек, длящихся менее часа, такая вероятность равна 26%, для длительных вспышек (более 6 ч) — 100%

[14]. Поскольку сильные вспышки наблюдаются только в АО (преимущественно крупных), это лишний раз подчеркивает важную связь КВМ с АО. В пользу тезиса о важной связи АО и КВМ говорит и корреляция числа солнечных пятен с частотой генерации КВМ, а также тот факт, что КВМ, как правило, возникают в “королевской зоне” — в диапазоне широт менее 45° [8].

С другой стороны, в период максимума цикла отмечаются и более высокоширотные КВМ (где гарантированно не формируются АО). Кроме того, статистика показывает, что среднюю частоту генерации КВМ на Солнце можно оценить в пределах 1.5–2.1 событий в сутки, хотя наблюдается и по 6 и более событий в день [7, 8]. Но генерация КВМ не прекращается (хотя и спадает) даже в минимуме цикла, — в том числе и тогда, когда пятна не наблюдаются совсем [8, 9]. Этот факт свидетельствует в пользу утверждения о том, что КВМ возникают (в том числе) и в областях без пятен. Впечатляющие примеры порождающей КВМ эрупции диффузных протуберанцев, расположенных вдали от АО, приведены, например, в монографии Филиппова [9].

В рамках другого подхода классификация КВМ строится на их принадлежности к тому или иному типу структур в короне (выделяемых на уровне поверхности источника) — вдоль пояса корональных стримеров либо вблизи цепочек стримеров. Различие состоит в топологии поля — как известно, цепочки стримеров разделяют области с одинаковой магнитной полярностью, тогда как пояс корональных стримеров лежит между областями разной полярности. Установлено, что эти типы КВМ различаются по типичным скоростям и углам раскрытия [15]. Показано, кроме того, что места возникновения КВМ тяготеют к нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника [16]. Многие авторы отмечают также, что КВМ рождаются вблизи нейтральных линий на уровне фотосферы, что естественно, поскольку основой КВМ является магнитный жгут (арка), чьи основания закреплены в областях с различными магнитными полярностями. Кроме того, протуберанцы (включая эруптивные), также располагаются над нейтральными линиями.

Настоящая работа посвящена изучению вопроса о локализации мест возникновения 345 КВМ, наблюдавшихся в период с ноября 2006 по февраль 2007 г. В этот период на фазе спада 23 цикла солнечной активности было сравнительно немного АО, что упростило проведение анализа. С другой стороны, в это же время на Солнце развивался уникальный комплекс активности (КА), вызвавший большой интерес исследователей (см., например, [17, 18]).

First C2 Appearance Date Time [UT]		Central PA [deg]	Angular Width [deg]	Linear Speed [km/s]	2nd-order Speed at final height [km/s]	2nd-order Speed at 20 Rs [km/s]	Accel [m/s ²]	Mass [gram]	Kinetic Energy [erg]	MPA [deg]	Daily Movies and Plots	Remarks
2006/12/02	05:12:04	117	28	206	231	672	17.3 ⁺¹	----	----	117	C2 C3 PHTX DST Java Movie	Very Poor Event; Only C2
2006/12/02	06:12:04	287	38	512	737	2227	205.5 ⁺¹	----	----	287	C2 C3 PHTX DST Java Movie	Only C2
2006/12/02	07:12:04	82	46	131	29	0	-61.4 ⁺¹	----	----	91	C2 C3 PHTX DST Java Movie	Very Poor Event; Only C2
2006/12/03	06:48:04	108	34	360	341	0	-13.0 ⁺¹	----	----	106	C2 PHTX DST Java Movie	Poor Event; Only C2
2006/12/04	04:36:05	104	54	574	480	0	-61.7 ⁺¹	----	----	94	C2 PHTX DST Java Movie	Only C2

Рис. 1. Фрагмент каталога КВМ по данным коронографов LASCO космического аппарата SOHO.

2. МЕТОДИКА

Данные о КВМ были взяты из каталога [19].

На рис. 1. приведен фрагмент указанного каталога.

Использована авторская компьютерная программа “Солнцеворот” [20], позволяющая произвольно вращать трехмерную виртуальную каркас-сферу с нанесенным на нее изображением Солнца (фотосферным снимком, магнитограммой либо фильтрограммой), и проецировать на нее продолжение траекторий КВМ до пересечения с предполагаемым источником. Для определения направления траекторий движения КВМ использовались данные, полученные на космическом аппарате SOHO [19] (см. столбец 3 в таблице на рис. 1).

Методика локализации мест генерации КВМ сводилась к следующему. Для КВМ, происходивших во время сильных вспышек в упомянутом выше КА, локализация КВМ считалась очевидной. Во всех остальных случаях на изображение магнитограммы Солнца, нанесенное на каркас-сферу, проецировалось продолжение траектории движения КВМ, определенной по данным о позиционных углах проекций КВМ на картинную плоскость из упомянутого выше каталога. Проекция траектории выглядела как обруч, надетый на сферу (рис. 2).

Если вблизи продолжения траектории КВМ на диске Солнца (в пределах до 3–5 гелиографических градусов) оказывалась область сильных магнитных полей АО, то принималась гипотеза о том, что КВМ сформировался в данной АО. При неоднозначности выбора учитывалось возможное влияние эффекта проекции: как правило, углы раскрытия КВМ (их значения взяты в каталоге SOHO, столбец 4 на рис. 1) оказываются больше в тех случаях, когда источник находится ближе к центру диска, чем в случае генерации выброса вблизи лимбов. Кроме того, учитывалась возможность того, что на первом этапе распространения в нижней короне выброс может двигаться с отклонением от радиального направления. Это обстоятельство увеличивает дисперсию при определении места образования КВМ по данным о направлении его движения в верхней короне, полученным по изображениям с коронографов SOHO. Кроме того, учитывалось, что изменение направления движения КВМ в ходе распространения в нижней гелиосфере воздействует на видимые форму и угловые размеры выброса, наблюдаемого в картинной плоскости.

Статистика проанализированного набора КВМ говорит о том, что в ряде случаев (но далеко не всегда) источники сильных магнитных полей АО оказывались точно на продолжении оси КВМ. В таких ситуациях формулировался вывод о том, что КВМ сформировался непосредственно

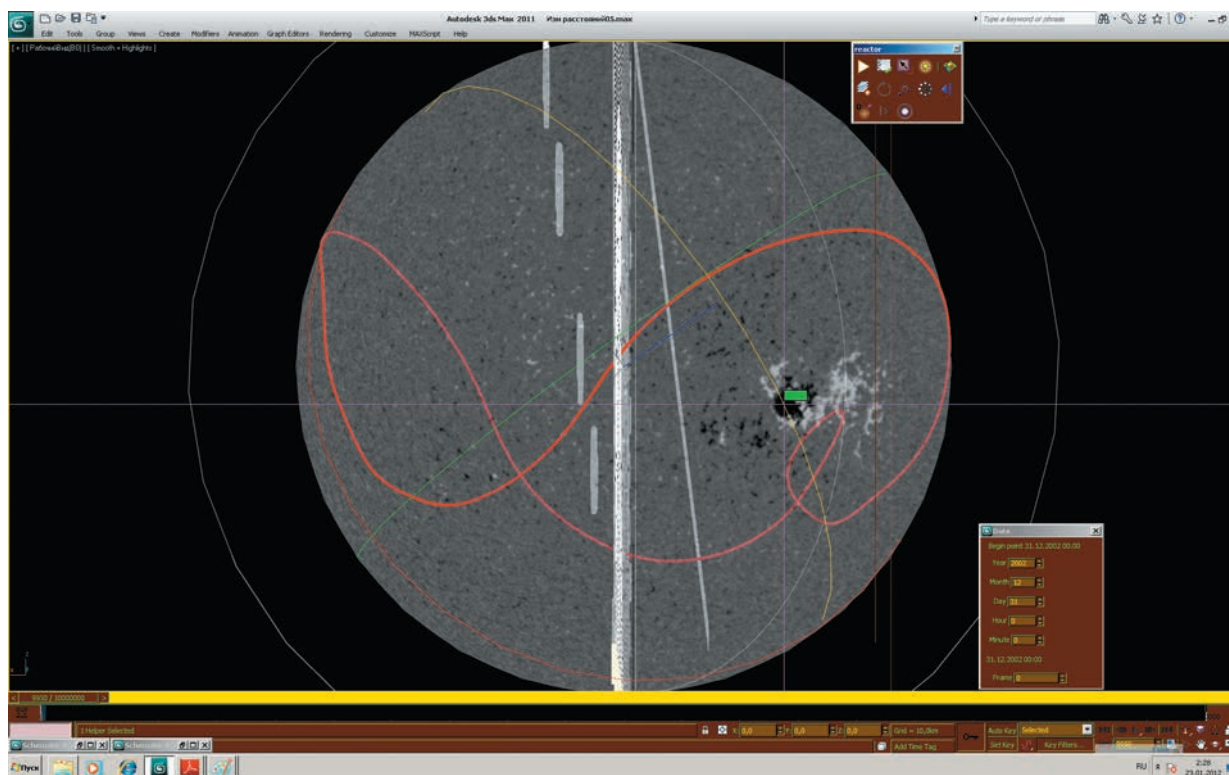


Рис. 2. Скриншот интерфейса программы “Солнцеворот”. Используется текстура магнитограммы Солнца, красная линия — проекция оси КВМ на солнечную поверхность.

в области пятен или флоккулов (факельных площадок) конкретной АО. Однако такими случаями ситуация не исчерпывалась.

Напротив, продолжение проекции траектории КВМ часто проходило с заметными отклонениями (как правило, более десяти гелиографических градусов) от АО. По магнитограммам SOHO была выявлена связь таких отклонений с геометрией взаимного расположения магнитных полюсов друг относительно друга, а также относительно направления траектории движения КВМ. Кроме того, было выявлено влияние угла наклона петельных структур, предположительно порождающих КВМ, к поверхности Солнца по изображениям верхней короны, полученным инструментами SOHO. Исходя из гипотезы о том, что развитие КВМ происходит в форме раздувающейся магнитной арки, в общем случае изначально наклоненной к поверхности Солнца, производились расчет и привязка предполагаемого источника КВМ к координатам оснований таких петель в гелиографической системе координат. Чем больше оказывался наклон магнитных арок в АО, предположительно порождавшей КВМ, к локальной поверхности Солнца, а также чем больше была длина петель в этой АО, тем на большем расстоянии от предполагаемого источника собы-

тия оказывалась проекция траектории КВМ на каркас-сфере.

Важным фактором при решении вопроса о локализации мест генерации КВМ оказались также топология и ориентация петель в АО. Таким образом, если учитывать только случаи с “идеальным” пересечением АО и продолжения траектории КВМ, локализация места события во многих случаях оказалась бы затруднена.

Был выполнен анализ возможных вариантов областей генерации КВМ как на видимом, так и на невидимом полушариях Солнца, поскольку коронографы SOHO демонстрируют движение КВМ в картинной плоскости, а сам диск Солнца вплоть до нижней короны закрыт маской коронографа, и изначально (за редкими исключениями сильных вспышек) неизвестно, на видимом или невидимом полушарии Солнца возник КВМ. Для изучения ситуации на невидимом полушарии Солнца использовались изображения, полученные за неделю до либо через неделю после даты наблюдения КВМ, что позволяло восстанавливать всю поверхность Солнца и анализировать объекты, находившиеся в момент генерации КВМ на продолжении оси движения выброса на невидимом полушарии с естественной оговоркой о влиянии фактора эволюции АО.

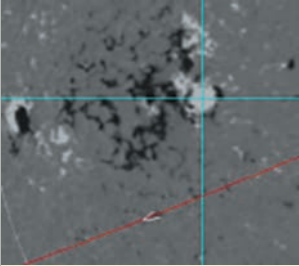
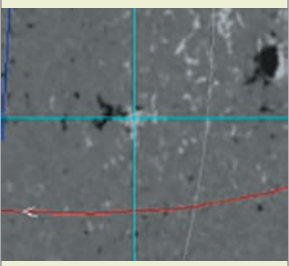
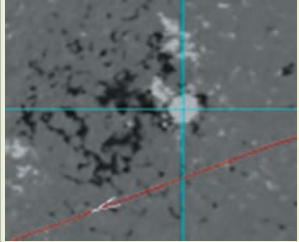
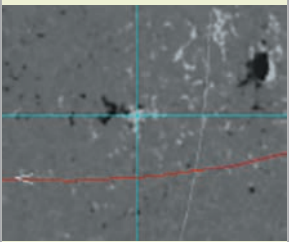
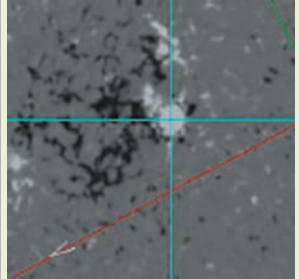
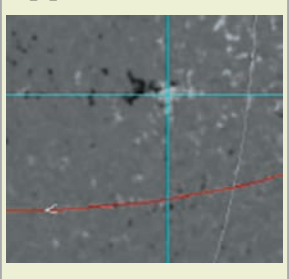
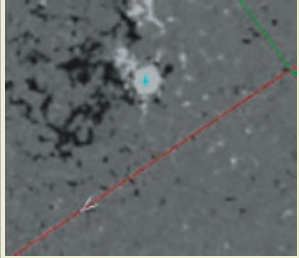
Дата и Время События КВМ [UT]	Направ- ление КВМ [deg]	Угловая Ширина КВМ [deg]	Долгота источни- ка I- вар.	Широта источника I-вар.	Увеличенное изображение области источника КВМ	Долгота источни- ка II- вар.	Широта источника II-вар.	Увеличенное изображение области источника КВМ II-вар
2007/01/03 15:30:05	245	17	35.42	-4.51	Лицевая сторона 2007_01_03 16:03 	349.55	-14.24	Лицевая сторона 2007_01_10 16:00 
2007/01/03 23:06:04	247	23	35.42	-4.51	Лицевая сторона 2007_01_04 00:03 	349.55	-14.24	Лицевая сторона 2007_01_10 16:00 
2007/01/04 09:30:04	242	24	35.42	-4.51	Лицевая сторона 2007_01_04 09:39 	349.55	-14.24	Лицевая сторона 2007_01_10 16:00 
2007/01/04 12:54:04	235	29	35.42	-4.51	Лицевая сторона 2007_01_04 12:47 			

Рис. 3. Фрагмент рабочего каталога КВМ, содержащего области — кандидаты, возможно, генерировавшие данный КВМ.

Был составлен каталог всех наблюдавшихся в исследуемый период КВМ, дополненный изображениями фрагментов магнитограмм и снимков фотосферы, через которые проходило продолжение траектории КВМ (рис. 3).

В ряде случаев ситуация по-прежнему оставалась неоднозначной. Были выявлены случаи, когда продолжение проекции траектории КВМ проходило поблизости от двух АО, иногда расположенных в разных (видимом и невидимом) по-

Таблица 1. КВМ в январе 2006—феврале 2007 г.

	Число КВМ в АО	Число КВМ вне АО	Число КВМ либо в АО, либо вне АО	Общее число КВМ
Ноябрь 2006	86	7	1	94
Декабрь 2006	28	18	9	55
Январь 2007	73	18	19	110
Февраль 2007	32	23	31	86
Итого	219	66	60	345

Таблица 2. Связь КА с АО

	За 3 оборота	За 2 оборота	За 1 оборот	Одновременно с пятнами	Через 1 оборот	Через 2 оборота	Через 3 оборота
Число случаев	0	6	8	219	15	11	4

лушариях Солнца. Кроме того, имелись примеры, когда вблизи продолжения траектории КВМ на диске Солнца не наблюдалось ни одной группы пятен. В таких случаях по обе стороны от оси КВМ по магнитограммам Солнца осуществлялся поиск старых факельных площадок, где не было пятен, но присутствовали бы усиленные магнитные поля факелов. Когда удавалось найти такие области, с учетом этого и других указанных выше факторов принималось решение, что данная область без пятен является источником КВМ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты приведены в табл. 1.

Всего 63.5% от общего числа КВМ в рассматриваемый период удалось однозначно привязать к группам пятен. Это означает, что проекции продолжений траекторий КВМ проходили точно через АО с пятнами либо вблизи их (ближе, чем в 10 гелиографических градусах), при этом альтернативные варианты не просматривались. Таких событий оказалось 219 (первый столбец таблицы).

Всего 19% от общего числа КВМ оказалось невозможным привязать к каким-либо группам пятен. Это означает, что проекции продолжений траекторий КВМ не пересекали никакие группы пятен и не проходили ближе, чем в 10 гелиографических градусах от них. В этих случаях привязка осуществлялась к магнитным полям АО без пятен, через которые, или вблизи которых проходили проекции продолжений траекторий КВМ (второй столбец таблицы, 66 случаев).

Кроме того, 17.5% от общего числа КВМ не допускали однозначной локализации: продолжение проекции траектории КВМ проходило одновременно и через АО, и через факельные площадки без пятен, аналогичные по структуре тем, для которых в других случаях решение о локализации

было принято. Данные о таких примерах приведены в третьем столбце табл. 1. Корректное решение о привязке таких КВМ к той или иной АО не могло быть обосновано. В реальности КВМ, содержащиеся в третьем столбце, должны пополнить либо первый, либо второй столбцы. Ввиду их относительно малочисленности (менее 18%, 60 случаев), они не должны существенно влиять на общую картину распределения.

На рис. 4 приведены распределения КВМ по углам раскрытия. На верхней панели представлены случаи, когда места формирования КВМ были отождествлены с группами пятен, на нижней панели — случаи, когда КВМ возникали в областях в отсутствие пятен.

Несмотря на то, что статистика невелика, усматривается тенденция к различиям в положениях максимумов распределений: КВМ, возникшие в АО, отличаются преимущественно большими углами раскрытия по сравнению с КВМ, которые формировались в областях без пятен. Это различие, с точки зрения авторов, является дополнительным доводом в пользу корректности применявшейся методики.

Рассмотрим подробнее полученные данные. Вполне обоснованной, с точки зрения авторов, выглядит гипотеза о том, что КВМ, локализованные в магнитных полях беспятенных АО, могли быть на самом деле связаны с полноценными АО, содержащими пятна, но существовавшими на тех же гелиографических координатах ранее. Для проверки этой гипотезы была рассмотрена эволюция беспятенных областей, где возникали КВМ, на три кэррингтоновских оборота вперед и на три оборота назад от оборота, когда наблюдался КВМ. Итоги приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что в подавляющем большинстве случаев КВМ связаны с АО на стадии существования в них пятен. В трех последних

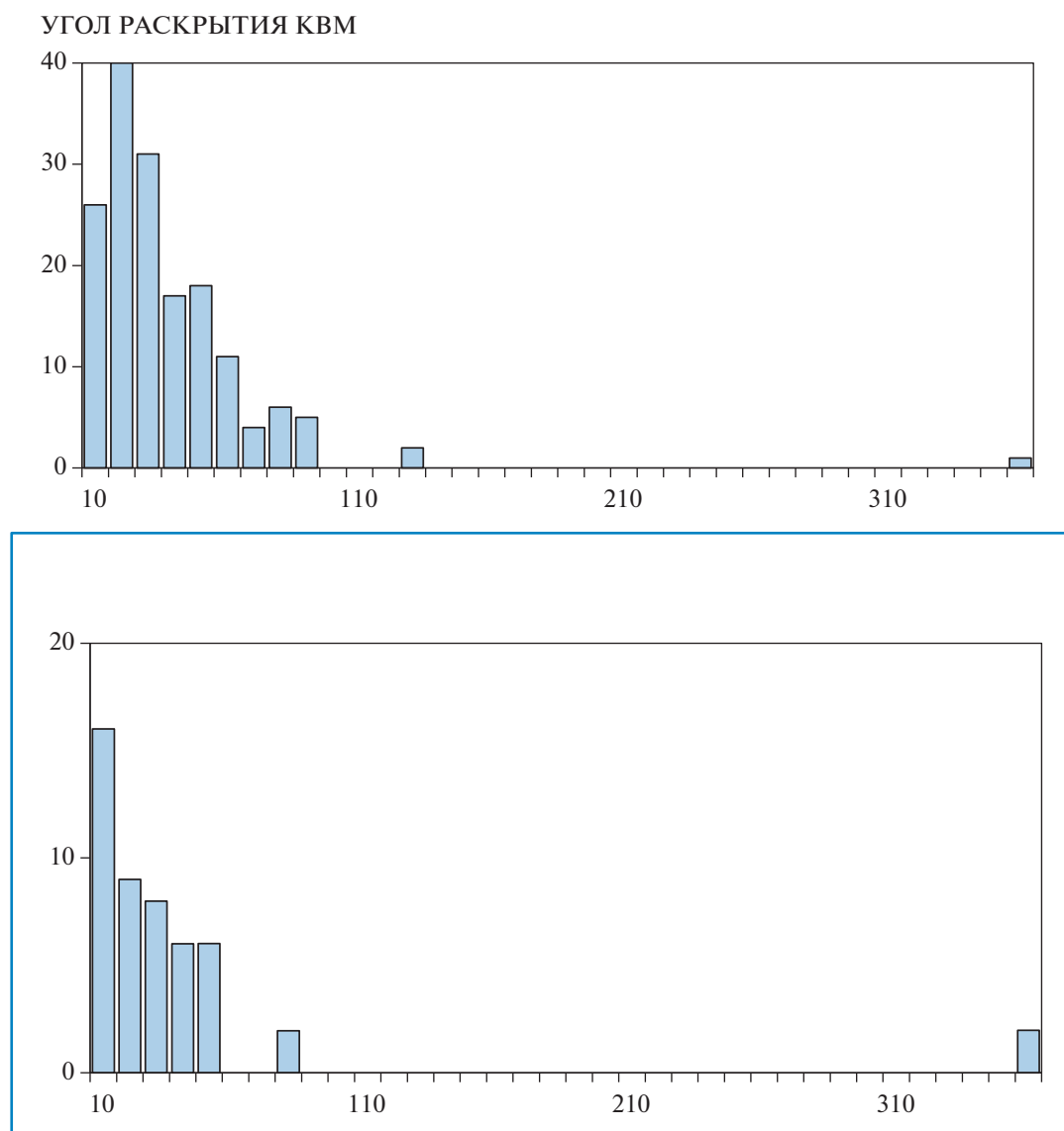


Рис. 4. Углы раскрытия для КВМ, локализованных в АО (вверху) и вне АО (внизу).

столбцах таблицы приведено число КВМ, возникших соответственно спустя 1, 2, 3 кэррингтоновских оборота после оборота, когда в АО существовали пятна, — в пределах факельной площадки, сохранившейся на месте исчезнувших пятен. Во втором, третьем и четвертом столбцах указано число КВМ, наблюдавшихся соответственно за 1, 2 и 3 оборота до появления пятен на этом месте. Видно, что АО, понимаемые в широком смысле, остаются предпочтительным местом для возникновения КВМ даже после исчезновения в них пятен. Способность генерировать КВМ остается у АО, постепенно спадая, на протяжении как минимум трех оборотов после исчезновения пятен. При этом соответственно уменьшаются поперечные градиенты магнитного поля на нейтральной линии и соответственно этому изменяется мор-

фология хромосферных образований на этой линии — от флоккулярного коридора и волокна АО к каналу волокна и диффузному волокну (протуберанцу) [21].

Интересными выглядят немногочисленные случаи, когда КВМ возникали за 1–2 солнечных оборота до появления пятен в АО (третий и четвертый столбцы табл. 2). Эта небольшая популяция КВМ потребовала дополнительного анализа. Выяснилось, что подобные случаи связаны на самом деле с остаточными магнитными полями старых АО, где спустя оборот или два происходит повторный выход магнитного потока в виде пятен и факелов новой АО. Если это так, то подобные случаи из третьего и четвертого столбца должны быть перенесены в последние столбцы

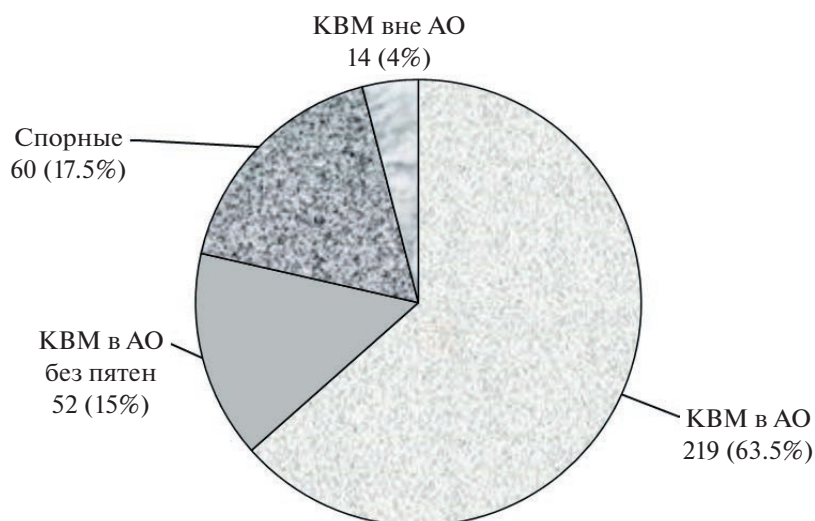


Рис. 5. Распределение КВМ по типу связи с АО.

таблицы, поскольку здесь, очевидно, основную роль играют остаточные магнитные поля ранее существовавшей АО, а не еще не наблюдаемые. Это означает, что обоснованным является рассмотрение связи КВМ с ранее исчезнувшей на этом месте АО, а не с АО, которой еще предстоит сформироваться в будущем, что выглядит вполне естественным.

Таким образом, те КВМ, которые были первоначально идентифицированы, как не связанные с АО, в действительности оказались в определенном смысле все-таки связанными с ними: подавляющее большинство таких событий происходит в АО, хотя и после исчезновения здесь пятен. Результаты итогового анализа приведены на рис. 5.

К 219 (63.5% от общего числа) уверенно определенных случаев связи КВМ с пятненными АО следует добавить 52 (15%) случая связи с беспятненными АО (рис. 5), поскольку большинство таких случаев из третьего столбца табл. 1 в действительности оказались все-таки связанными с пятненными АО, но находившимися здесь в предыдущих оборотах (эффект последействия). Таким образом, с АО (пятненными или уже беспятненными) оказались связаны 78.5% всех КВМ за рассматриваемый период. Если в табл. 1 (второй столбец) указано, что 19% от общего числа КВМ не связаны с АО, то дополнительный анализ показал, что почти $\frac{3}{4}$ от этой популяции событий (15 из 19%) возникли на беспятненных факельных площадках старых распадающихся АО, где пятна наблюдались 1–3 кэррингтоновских оборота назад.

“Спорные” 60 КВМ (17.5% от общего числа) остаются связанными либо с пятненными, либо беспятненными АО, и имеющейся информации не хватает, чтобы сделать окончательный вывод.

Тем не менее оставшиеся 4% от общего числа КВМ не обнаруживают связи с АО ни в каком смысле. Это означает, что продолжение проекции траектории КВМ на диске не проходит вблизи хотя бы старых (уже беспятненных) АО либо что АО здесь были, но более трех оборотов назад. Кроме того, могут сказываться ограничения методики, связанные с тем, что мы не наблюдаем одновременно всю поверхность Солнца, а изображения невидимого полушария Солнца, использовавшиеся для анализа, были неизбежно смещены на неделю относительно даты КВМ. Отметим также, что в настоящей работе не рассматривался вопрос о связи КВМ с эрупцией диффузных волокон за пределами АО. Не исключено, что этот фактор также имеет значение.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Связь КВМ со вспышками высоких рентгеновских классов выглядит очевидной и сомнений не вызывает. Анализ каталога сильных вспышек, порождающих на орбите Земли протоны с энергией выше 10 МэВ в потоке, превышающем 10 частиц в секунду на квадратный сантиметр [19], демонстрирует стопроцентную связь: подобные вспышки всегда сопровождаются КВМ. В частности, все 42 подобных события, зарегистрированных в 24 цикле солнечной активности, были связаны с КВМ. При этом 84% таких вспышек произошли в АО, входящих в состав КА [22].

Сопоставление КВМ с гамма-вспышками на Солнце приводит к аналогичному выводу: эти два типа наиболее энергичных проявлений солнечной активности оказываются тесно связанными: например, в 24 цикле отмечено 31 гамма-событие, и все они сопровождались КВМ. Согласно

[23], гамма-вспышки в 24 цикле происходили либо в АО в составе КА, либо (иногда) в индивидуальных, но достаточно крупных и сложных АО вне КА.

Тем не менее настоящее исследование показало, что имели место и другие случаи: КВМ порождались не очень большими АО, а также возникали в отсутствие групп пятен в районе старых АО, где сохранились факельные площадки. Здесь, вероятнее всего, в основе КВМ лежала эрупция высоких диффузных волокон (протуберанцев), которые никогда не наблюдаются внутри АО.

Примененная геометрическая методика идентификации мест формирования КВМ, безусловно, обладает рядом погрешностей, и в ряде неоднозначных случаев решение о привязке КВМ к той или иной АО, включая “старые” АО без пятен, принималось авторами. Тем не менее основной вывод не меняется: значительная часть КВМ порождалась в АО либо вблизи АО.

Следует заметить, что этот вывод может быть отнесен только к фазе спада цикла. Процентное распределение зон зарождения КВМ на других этапах развития цикла может оказаться иным, — например, на фазе минимума цикла, когда пятен практически нет, а КВМ, тем не менее, возникают.

Вызывает вопрос выявленное заметное боковое отклонение проекций продолжений траекторий движения КВМ от центроидов АО. Случаев, когда проекция продолжения траектории не пересекала группу пятен, а проходила в 5–10 градусах от пятен АО (примерно в 60–120 Мм), оказалось много. При этом КВМ, связанные с сильными вспышками рентгеновского X-класса возле долгоживущего пятна в уникальном комплексе активности [24], согласно использованной методике, также происходили не в самой АО, а около этой АО. Это обстоятельство требует дополнительного анализа.

В работе [25] было выполнено детальное исследование девяти сильных солнечных вспышек, сопровождавшихся КВМ, по данным наблюдений хромосферы в линии H_{α} . Все эти примеры продемонстрировали, что на ранней стадии развития хромосферной вспышки, когда начинают формироваться эмиссионные вспышечные ленты, наблюдаются, кроме того, специфические тонкоструктурные эмиссионные образования — структуры на концах вспышечных лент (СКВЛ), периферийные структуры (ПС) и отдаленные уярчения (remote brightenings, или RB). Для объяснения происхождения этих структур авторами было выдвинуто предположение, что именно так выглядят основания магнитного жгута, который позднее трансформируется в тело КВМ. Эта концепция может быть проиллюстрирована изображением на рис. 6.

В работах [26, 27] приведено детальное описание хромосферных вспышечных структур, вызвавших сорок лет назад определенное недоумение — двойная эмиссионная дорожка, быстро вытягивавшаяся по направлению к головному пятну АО, располагалась в пределах области одного знака магнитного поля (ПС на рис. 6). Это обстоятельство не позволяло объяснить данный феномен аналогично классической модели вспышечных лент как цепочки оснований магнитных арок по обе стороны от нейтральной линии. В работе [25] эмиссионные периферийные структуры ПС интерпретируются как цепочки систем вложенных корональных арок, формирующих одно из оснований будущего КВМ.

Кроме того, во вспышке наблюдались отдаленные уярчения (RB), которые рассматривались как хромосферное проявление второго основания КВМ. Эти уярчения, расположенные через экватор к югу от вспышечного КА на расстоянии 200–300 Мм, проявляли себя как группа узлов усиленной хромосферной сетки, которые существенно увеличивали яркость во время вспышки (контраст по отношению к среднему уровню невозмущенной хромосферы поднимался от 1.28 до 1.73).

Аналогичные примеры еще восьми вспышек, сопровождавшихся КВМ, приведены в работе [25]. Во всех этих случаях в хромосфере наблюдались яркие динамично меняющиеся эмиссионные спиралевидные структуры на концах вспышечных лент внутри АО, а также тонкоструктурные эмиссионные образования — периферийные структуры и отдаленные уярчения за пределами АО.

Схема формирования КВМ во время сильной вспышки в крупной АО показана на рис. 7.

Важной особенностью описанных структур является тот факт, что первоначальный магнитный жгут, судя по всему, является существенно асимметричным: одно из его оснований находится в области сильных магнитных полей вблизи пятен внутри АО и вблизи нейтральной линии (структура СКВЛ), тогда как второе основание расположено достаточно далеко (на расстоянии до 300 Мм), в области факельной площадки (флоккула), на периферии АО или даже за ее пределами (периферийная структура ПС и отдаленное уярчение RB). В результате середина магнитного жгута (в будущем — центр поднимающегося купола КВМ) оказывается заметно смещенной относительно центроида группы пятен АО. Эффекты, связанные с наклоном плоскости магнитного жгута и первоначально нерадиального направления движения КВМ, усиливают этот эффект. В результате может сформироваться впечатление, что КВМ образовался вдали от АО и даже не имеет к ней отношения. Данные, получен-

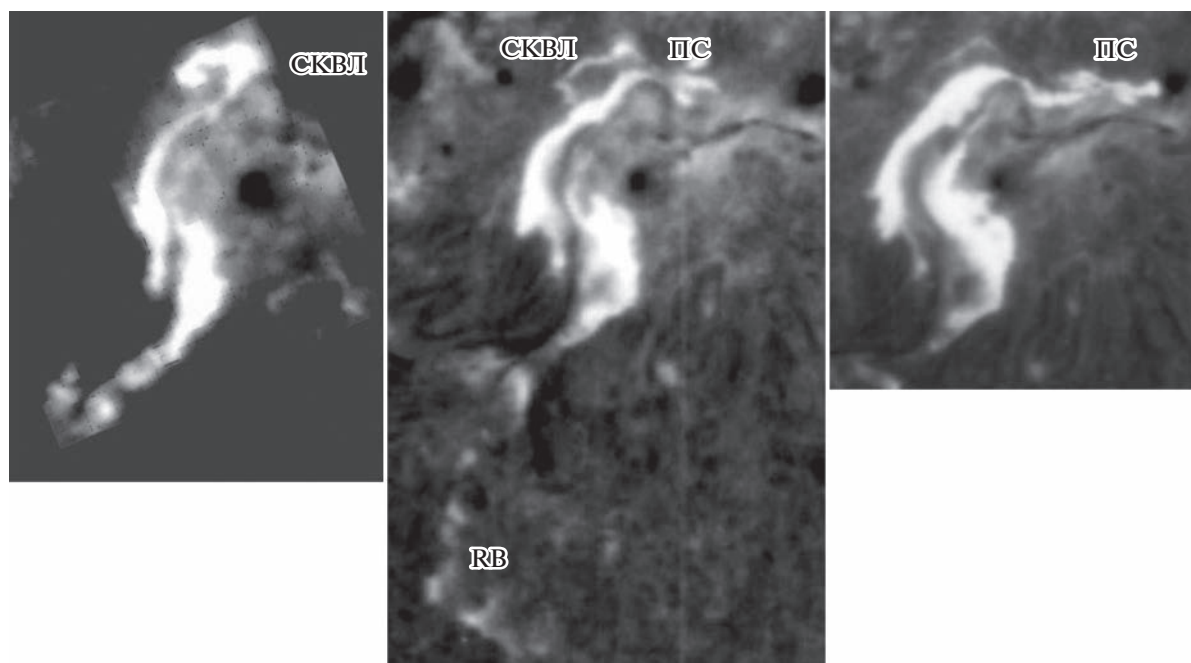


Рис. 6. Фильтрограммы в линии H α вспышки 16 мая 1981 г., балл 3В/X1, фото С.А. Язева, полученное в Байкальской астрофизической обсерватории (БАО) ИСЗФ СО РАН. Показаны: СКВЛ спиральной формы во время импульсной фазы вспышки, цепочка отдаленных уярчений RB, двойная полоска эмиссии периферийных структур (ПС).

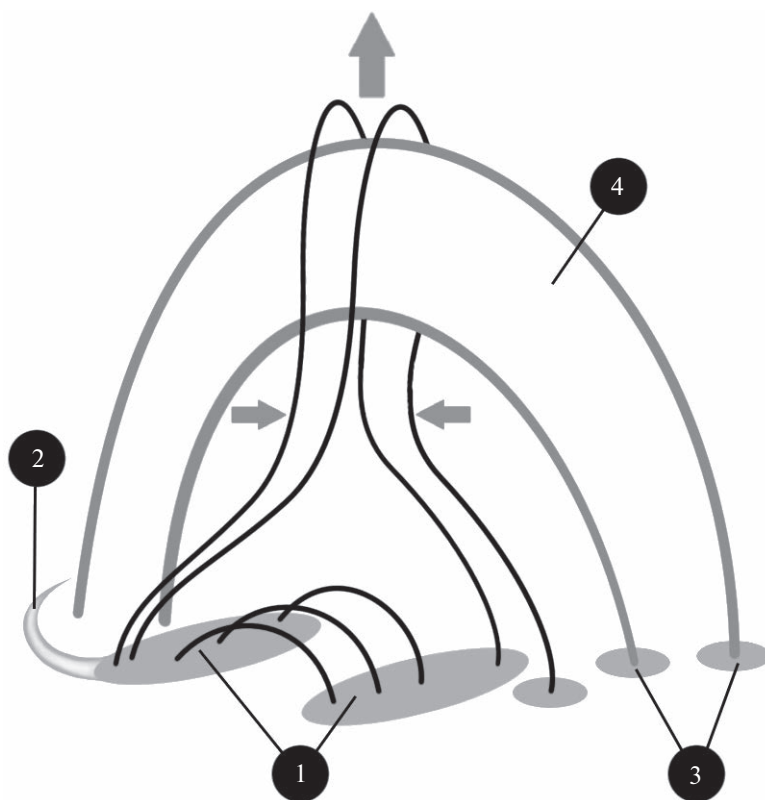


Рис. 7. Схема крупной вспышки с КВМ. Показаны вспышечные ленты (1), а также хромосферные основания КВМ: СКВЛ (2) — структуры на концах вспышечных лент, — отдаленные уярчения (remote brightenings) (3). КВМ, опирающийся на СКВЛ и на RB, представлен в виде магнитного жгута (4). Ниже КВМ горизонтальными стрелками показано образование высоких вспышечных петель.

ные в настоящей работе, указывают (с точки зрения авторов) на то, что с учетом изложенных факторов фактически все выбросы КВМ связаны с АО: либо во время существования пятен на основе несимметричной магнитной петли, одно из оснований которой находится далеко за пределами АО, либо на фазе разрушения АО и исчезновения пятен внутри факельной площадки, где нейтральную линию трассирует диффузное волокно (протуберанец), способное к эрупции.

Результаты работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. По данным наблюдений коронографами космического аппарата SOHO в период с ноября 2006 по февраль 2007 г. показано, что подавляющая часть (63.5%) из 345 отмеченных в этот период КВМ сформировались в районе АО, содержащих пятна.

2. Большая часть КВМ, формально не связанных с группами пятен, обнаруживает, тем не менее, связь с АО, в которых пятна существовали 1–3 кэррингтоновских оборота назад. С учетом этих случаев, доля КВМ, связанных в том или ином смысле с АО, оказывается близкой к 90%. Для оставшихся выбросов КВМ недостаточно информации, чтобы сделать окончательный вывод.

3. Максимумы распределений значений углов раскрытия КВМ различаются для случаев возникновения в АО с пятнами и без пятен АО. Для КВМ, возникающих в АО с пятнами, максимум распределения лежит в пределах 10–30°, для КВМ в беспятенных областях максимум распределения – меньше 10°.

4. Смещение области возникновения КВМ от пятен внутри АО может быть связано с асимметрией магнитного жгута, порождающего КВМ: одно основание жгута находится в области сильного магнитного поля вблизи пятен, второе основание – в области слабых флоккульных полей на периферии или за пределами АО.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке проекта “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ”, соглашение ЕВ-075-15-2021-675 Министерства науки и высшего образования РФ (проекты FZZE-2023-0004, FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность М.Ю. Савинкину за возможность использования авторской компьютерной программы [20].

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Gopalswamy, *Geoscience Letters* **3**, 8, 18 (2016).
2. P. L. Lamy, O. Floyd, B. Boslet et al., *Space Science Rev.* **215**, 39 (2019).
3. R. Schwenn, *Living Rev. Sol. Phys.* **3**, 2 (2006).
4. M. Temmer, *Living Rev. Sol. Phys.* **18**, 4 (2021).
5. A. Compagnino, P. Romano, F. Zuccarello, *Solar Phys.* **292**, 5 (2017).
6. Е. Р. Прист, Т. Форбс *Магнитное пересоединение. МГД теория и приложения* (М.- Физматлит, 591 с., 2005).
7. D. F. Webb, *Adv. Space Res.* **11**, 1, 37–40 (1991).
8. В. Д. Кузнецов, *Плазменная гелиогеофизика в 2 т.* (М.-Физматлит, Т. 1, под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. с. 81–97, 2008).
9. Б. П. Филиппов *Эруптивные процессы на Солнце* (М.-Физматлит, 216 с., 2007).
10. S. Majumdar, R. Patel, R. Pant et al., *Astrophys. J.* **919**, 115, 8 (2021).
11. L. Liu, Y. Wang, Z. Zhou, et al., Major Flares and CMEs in Emerging Active Regions. The Source Locations, *Astrophys. J.* **909**, 142, 23 (2021).
12. И. А. Биленко, *Солнечно-земная физика* **12**, 1, 60–61 (2008).
13. P. Subramanian, *Astrophys. J.* **561**, 372 (2001).
14. В. Н. Обридко, Ю. А. Наговицын *Солнечная активность, цикличность и методы прогноза* (СПб: Изд-во ВВМ, 466 с., 2017).
15. Е. В. Иванов, Г. В. Руденко, В. Г. Файнштейн, *Солнечно-земная физика* **12**, 1, 36–38 (2008).
16. Е. В. Иванов, *Труды конференции. С.-Петербург, Пулков. 3–9 октября 2010* (С. Петербург, ГАО РАН, с. 163–166, 2010).
17. M. Yu. Savinkin, V. I. Sidorov, S. A. Yazev, *Geomagnetism and Aeronomy* **49**, 8, 1072–1075 (2009).
18. Г. Я. Смольков, А. М. Уралов, И. А. Бакунина, *Солнечно-земная физика* **12**, 1, 40–43 (2008).
19. <https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/>.
20. М. Ю. Савинкин, С. А. Язев, *Исследователь Солнца в единой неискаженной системе координат* (Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2009610344. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 13 января 2009).
21. Г. М. Хмыров, С. А. Язев *Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца* (М.: Наука, вып. 91, с. 55–62, 1990).
22. Е. С. Исаева, В. М. Томозов, С. А. Язев, *Астрон. журн.* **3**, 256–264 (2018).
23. В. М. Томозов, С. А. Язев, Е. С. Исаева, *Астрон. журн.* **97**, 8, 722–730 (2020).
24. V. I. Sidorov, S. A. Yazev, *Geomagnetism and Aeronomy* **49**, 8, 1076–1079 (2009).
25. В. И. Сидоров, Г. Н. Кичизин, С. А. Язев, *Серия “Науки о Земле”* **3**, 2, 139–155 (2010).

26. В. Г. Банин *Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца* (М.: Наука, вып. 65, с. 129–150, 1983).
27. В. Г. Банин, А. В. Боровик, С. А. Язев *Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца* (М.: Наука, вып. 65, с. 151–164, 1983).

TO THE QUESTION OF THE LOCALIZATION OF CME GENERATION ON THE SUN

S. A. Yazev^{a,b} and V. M. Tomozov^b

^a*Irkutsk State University, Irkutsk, Russia*

^b*Institute of Solar-Terrestrial Physics of the Siberian Branch of the RAS, Irkutsk, Russia*

The localization of CME occurrence zones on the Sun from November 2006 to February 2007 was studied using the SOHO catalog. A method is described for comparing such zones with active regions (ARs) both in the visible and invisible hemispheres of the Sun. It is shown that a simple linear continuation of the projections of the CME trajectory on the Sun in many cases passes by the AO. 63.5% of CMEs managed to be tied to ARs, 19% failed, and for 17.5% a choice must be made between ARs and flare sites, where spots were observed 1–3 rotations of the Sun earlier. The hypothesis is discussed that the displacement of the beginning of the CME trajectory from the AR centroid is associated with the asymmetry of the location of the magnetic rope, on the basis of which the CME is formed, with respect to the AO: one base of the rope is located near the strong magnetic fields of sunspots, the second is in the region of weak fields on the periphery or outside the AO.

Keywords: coronal mass ejections, active regions, sunspots

СТАТИСТИКА ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОВОЙ ПЛАЗМЫ И НЕТЕПЛОВЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК С ГЕЛИОСЕЙСМИЧЕСКИМ ОТКЛИКОМ

© 2023 г. И. Н. Шарыкин^{1,*}, И. В. Зимовец¹, А. Г. Косовичев²

¹Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Технологический институт Нью-Джерси, Ньюарк, США

*E-mail: ivan.sharykin@phystech.edu

Поступила в редакцию 13.07.2023 г.

После доработки 17.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Приводятся результаты статистического анализа различных параметров тепловой плазмы и нетепловых рентгеновских спектров гелиосейсмически активных (продуцирующих “солнцетрясения”) солнечных вспышек 24-го солнечного цикла до февраля 2014 г. Сравниваются две выборки вспышек: с гелиосейсмической активностью в виде солнцетрясений и без фотосферных возмущений. Также исследованы зависимости рассматриваемых параметров вспышек от энергии гелиосейсмических возмущений. Количественные параметры солнечных вспышек берутся из статистических работ серии “Global Energetics”, выполненных Маркусом Ашванденом в 2014–2019 гг. Рассматриваются термодинамические параметры плазмы, полученные из анализа рентгеновских спектров RHESSI и дифференциальной меры эмиссии (по ультрафиолетовым изображениям AIA), а также характеристики нетепловых рентгеновских спектров по RHESSI. Статистический анализ подтвердил, что гелиосейсмически активные солнечные вспышки характеризуются значительно большими потоками нетеплового рентгеновского излучения по сравнению со вспышками без фотосферных возмущений. Найдена линейная взаимосвязь гелиосейсмической энергии с полным потоком нетеплового рентгеновского излучения, а также полной энергией ускоренных электронов. Показано, что степенной индекс нетеплового рентгеновского спектра не является тем параметром, по которому можно разделить две рассматриваемые группы вспышек. Анализ рентгеновских тепловых спектров показывает небольшое отличие вспышек с солнцетрясениями от вспышек без фотосферного отклика. Анализ дифференциальной меры эмиссии выявил тождественность двух выборок вспышек. Обсуждается найденная корреляция энергии солнцетрясений с параметрами тепловой плазмы. В целом полученные статистические результаты косвенно свидетельствуют в пользу теории генерации солнцетрясений пучками ускоренных электронов, инжектированных в плотные слои солнечной атмосферы.

Ключевые слова: солнечные вспышки, гелиосейсмические возмущения, рентгеновское излучение, ускоренные электроны, фотосфера, ультрафиолетовое излучения

DOI: 10.31857/S0004629923110099, **EDN:** FWNACW

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечная вспышка, проявляющая себя во всех диапазонах электромагнитного спектра, является уникальной естественной лабораторией физики плазмы, предоставленной нам природой для всестороннего исследования. Современные как наблюдательные, так и теоретические исследования вспышек посвящены самым различным аспектам их энерговыделения: магнитное пересоединение, ускорение заряженных частиц, связь с корональными выбросами массы (КВМ) и др. Среди всего многообразия различных видов энерговыделения солнечных вспышек одним из наименее изученных является гелиосейсмическое

возмущение. Считается, что сильные фотосферные возмущения во время солнечных вспышек с оптическим свечением сопровождаются генерацией гелиосейсмических волн, известных как “солнцетрясения” (англ. *sunquakes*). Возможность такого явления первоначально обсуждалась в работе [1]. Затем было сделано теоретическое предсказание [2] на базе газодинамического численного моделирования. Впервые солнцетрясение было обнаружено [3] с помощью доплерограмм прибора MDI (Michelson Doppler Imager, [4]) на борту орбитальной гелиосферной обсерватории SOHO (Solar Orbital Heliospheric Observatory, [5]).

Обычно гелиосейсмические волны наблюдаются на доплерограммах (фотосферные карты скоростей по лучу зрения) в виде концентрических (обычно сильно анизотропных) волн, распространяющихся от начальных фотосферных вспышечных возмущений, наблюдаемых во время импульсной фазы в виде ярких и темных контрастных групп пикселей. С точки зрения физики, солнцетрясения представляют собой акустические волны, проходящие через солнечную конвективную зону и возвращающиеся обратно к фотосфере за счет рефракции (из-за преломления, вызванного возрастающей с глубиной температурой). Выходящие изнутри Солнца в фотосферу волновые фронты наблюдаются на доплерограммах в виде пакетов бегущих круговых волн с характерной пространственно-временной зависимостью. Гелиосейсмические возмущения обычно связаны с достаточно компактными возмущениями фотосферы и появлением оптического излучения вблизи акустических источников, реконструированных методом гелиосейсмической (или акустической) голографии [6–9].

Обзор наблюдательных свойств солнцетрясений, морфологии гелиосейсмических вспышек и теории их генерации можно найти в статьях [10, 11]. Мы кратко упомянем только основные гипотезы возникновения солнцетрясений. Наиболее обсуждаемым механизмом генерации первоначального фотосферного возмущения является инжекция ускоренных электронов в нижние слои солнечной атмосферы. Данная гипотеза предполагает, что солнцетрясение возникает в результате реакции на непосредственный быстрый нагрев фотосферы инжектируемыми ускоренными электронами [2], что подтверждается тесной временной и пространственной связью очагов солнцетрясений с источниками жесткого рентгеновского излучения [например, 12–14]. Недавнее гелиосейсмическое моделирование солнцетрясений, проведенное [15], показало, что, по крайней мере, половина изученных событий согласуется с гипотезой электронного пучка. Еще более мощным агентом инициации солнцетрясений могут быть ускоренные протоны [16]. Возможно, что эффект разогрева фотосферы ультрафиолетовым излучением вспышки также может вызвать возмущение давления, необходимое для генерации волн солнцетрясений [10]. Другая альтернативная гипотеза допускает, что импульс фотосферной плазме может передаваться за счет динамики градиента давления из-за эрупции магнитного жгута (например, [17, 18]) или за счет импульса силы Лоренца, который может быть стимулирован изменением магнитного поля в нижней части солнечной атмосферы [19–23]. В работах [24, 25] обсуждалось, что быстрая диссипация электрических токов в нижней атмосфере также может объяснить возникновение

солнцетрясений. Возможно, разные события могут быть вызваны разными механизмами, или же описанные механизмы могут действовать вместе и их вклад также может изменяться во время развития вспышки.

Несмотря на наличие ряда гипотез, опирающихся на наблюдательный материал и небольшое количество моделей, мы констатируем факт, что до конца природа солнцетрясений не понятна. Это связано с несколькими аспектами. Во-первых, детально разработанных теоретических моделей генерации солнцетрясений фактически нет. Во-вторых, наблюдательный материал по гелиосейсмически активным солнечным вспышкам относительно беден и иногда противоречив в сравнении с другими активно исследуемыми аспектами энерговыделения солнечных вспышек. В действительности все наблюдательные работы обычно посвящены фрагментарным исследованиям отдельных событий. Статистических исследований свойств солнечных вспышек, сопровождающихся солнцетрясениями, фактически не проводилось. Однако на сегодняшний день такое исследование возможно благодаря наличию нескольких каталогов гелиосейсмически активных солнечных вспышек. Более того, есть первые результаты статистических исследований, важные для понимания природы солнцетрясений.

Первые каталоги гелиосейсмически активных солнечных вспышек были представлены в [9] и [26] для 23-го и 24-го солнечных циклов (до февраля 2014 г.). В каталогах для этих циклов приведены 23 и 18 гелиосейсмических события соответственно, в первой работе рассматривались только вспышки с наблюдавшимся жестким рентгеновским излучением выше 50 кэВ (по каталогу RHESSI, Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager, [27]). В работе [28] методом акустической голографии проанализировано 60 мощных вспышек (с рентгеновским классом GOES выше M5) в 24-м солнечном цикле для поиска солнцетрясений методом гелиосейсмической голографии (англ. Acoustic Holography [8]). В общей сложности 24 вспышки были признаны сейсмически активными. Однако в данной работе статистических исследований каких-либо параметров вспышек не проводилось.

Наиболее полный каталог гелиосейсмически активных солнечных вспышек 24-го цикла описан в работе [29] (далее на данный каталог мы будем ссылаться как на SQ24), где использовались данные наблюдений инструмента Helioseismic Magnetic Imager (HMI, [30]) на борту космической обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO, [31]). В рамках данного исследования были обнаружены 94 вспышки с надежно отождествленными солнцетрясениями и небольшая группа потенциально возможных кандидатов. Также бы-

ло проведено статистическое исследование данных наблюдений GOES полного потока мягкого рентгеновского излучения в канале 1–8 Å и показано, что мощность солнцетрясений больше коррелирует с максимумом производной потока мягкого рентгеновского излучения, а не рентгеновским (GOES) классом вспышки. Данный факт косвенно указывает на то, что природа солнцетрясений связана с наличием популяций ускоренных электронов во вспышечной области. Такой вывод был сделан на основании эффекта Нойперта [32, 33], утверждающего, что производная потока мягкого теплового рентгеновского излучения коррелирует с потоком жесткого рентгеновского излучения. Этот эффект является результатом нагрева хромосферы электронным пучком, а нетепловое рентгеновское излучение генерируется электронным пучком в результате кулоновских столкновений с ионами плазмы [34]. Пучок нагревает хромосферную плазму до корональных температур, вызывая ее испарение и увеличение потоков теплового мягкого рентгеновского излучения в короне, как следует из моделирования радиационной гидродинамики [35–38]. Однако реальная информация об ускоренных электронах не может быть получена только при использовании косвенных эффектов. Необходим анализ спектров жесткого рентгеновского излучения или микроволнового радиоизлучения.

На сегодняшний день известна единственная попытка статистического анализа рентгеновских спектров применительно к гелиосейсмически активным вспышкам [39]. В данной работе представлен сравнительный анализ нетепловой энергии двух выборок мощных (GOES класс в диапазоне M7.2–X6.9) вспышек: 12 вспышек с солнцетрясениями, 8 вспышек без фотосферных возмущений. В работе [39] утверждается, что гелиосейсмически активные вспышки характеризуются более высокими интегральными энергиями нетепловых электронов (нетепловая энергия) выше 300 кэВ, тогда как полная нетепловая энергия электронов с энергиями выше 50 кэВ в среднем практически не отличается в этих двух группах. Другими словами, вспышки с солнцетрясениями “жестче” по спектрам с преобладанием высокоэнергичных ускоренных электронов. Однако с нашей точки зрения статистика в данной работе достаточно бедна и сводится только к сравнению жесткости спектра ускоренных частиц без рассмотрения других параметров, получаемых из анализа рентгеновского излучения. Кроме того, сравнение гистограмм в данной работе не позволяет сделать четкий вывод о различии спектров в высоких энергиях.

Данная статья посвящена детальному статистическому исследованию гелиосейсмически активных солнечных вспышек из каталога SQ24. Основной целью является получение новой ин-

формации о свойствах вспышек с солнцетрясениями, необходимой для понимания физики данного явления. В частности, мы собираемся подкрепить новыми наблюдательными статистическими данными наиболее естественную (на наш субъективный взгляд) гипотезу о генерации солнцетрясений ускоренными электронами. В рамках данной работы решаются две основные задачи:

1) статистическое исследование термодинамических параметров солнечных вспышек с солнцетрясениями на базе наблюдений рентгеновского излучения по данным RHESSI и на базе анализа дифференциальной меры эмиссии (ДМЭ), полученных по данным наблюдений экстремального ультрафиолетового излучения (ЭУФ) инструментом Atmospheric Imaging Assembly (AIA, [40]) на борту SDO;

2) статистическое исследование параметров нетепловых рентгеновских спектров солнечных вспышек с солнцетрясениями на базе наблюдений рентгеновского излучения по данным RHESSI. Определение нетепловых энергий солнечных вспышек.

Стоит заметить, что первая задача не касается прямым образом основных гипотез генерации солнцетрясений. Решение данной задачи необходимо, прежде всего, для формирования общего взгляда на морфологию и тепловой отклик вспышек с гелиосейсмической активностью. Термодинамические и нетепловые параметры будут браться из опубликованных каталогов других авторов (подробно в следующем разделе). Каждая из двух задач методологически расщепляется на:

1) сравнительный анализ вспышек с солнцетрясениями и без фотосферных возмущений (вспышки с фотосферными возмущениями не обязательно дают солнцетрясения) по различным тепловым и нетепловым параметрам;

2) анализ корреляционных связей между различными исследуемыми параметрами вспышек и энергией гелиосейсмических волн, оцененных с помощью метода акустической голографии.

Статья состоит из пяти разделов, не считая Введения. В первом разделе кратко описан каталог SQ24, а также каталоги, из которых мы берем необходимые параметры в рамках двух рассматриваемых задач. Затем в следующем разделе рассматривается статистика параметров тепловой плазмы по данным рентгеновской спектроскопии RHESSI. В третьем, самом крупном разделе статьи, обсуждается статистика параметров нетеплового рентгеновского спектра по тем же данным RHESSI. Также здесь приводятся статистические данные по нетепловой энергии ускоренных частиц в рассматриваемых группах вспышек. В четвертом разделе описаны результаты статистического анализа параметров тепловой плазмы,

полученных из анализа дифференциальной меры эмиссии по данным AIA. В конце каждого из разделов 2–4 мы приводим списки основных результатов статистического анализа, чтобы разгрузить последний раздел, в котором мы обсуждаем главные выводы и результаты статьи.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ И КАТАЛОГИ, ОТБОР ВСПЫШЕК ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Обсудим основные аспекты выполненной работы по поиску гелиосейсмических вспышек для каталога SQ24 [29]. Все отобранные солнечные вспышки за 24-й цикл анализировались на наличие гелиосейсмических волн по доплерограммам HMI/SDO следующими методами:

1) визуальный метод, основанный на создании фильмов, на которых показана временная последовательность разностных доплерограмм HMI, фильтрованных в диапазоне частот 5–7 МГц;

2) метод построения диаграмм время–расстояние с различным усреднением из точек, где наблюдались наиболее сильные фотосферные возмущения на доплерограммах;

3) восстановление карт источников гелиосейсмических волн методом акустической голографии [8].

Вспышка считалась гелиосейсмически активной, если один из этих трех методов давал положительный результат. Всего было проанализировано 507 солнечных вспышек M и X GOES класса за 24-й цикл с расстоянием от центра диска Солнца до 800 угл. сек. Кол-во солнечных вспышек с фотосферными возмущениями, видимыми на доплерограммах, и с оптическим свечением составляло 181. Кол-во солнечных вспышек с гелиосейсмическими возмущениями, которые были зарегистрированы, как минимум, одним из трех методов: 93 (плюс 19 кандидатов) в 35 активных областях. Таким образом, с учетом кандидатов, более половины событий с фотосферными возмущениями сопровождались генерацией гелиосейсмических волн. В данной работе мы будем рассматривать только те гелиосейсмически активные вспышки (80 событий), в которых удалось зарегистрировать акустические источники методом акустической голографии. Для таких вспышек у нас есть оценки полной энергии солнцетрясений в частотном диапазоне 5–7 МГц. И поэтому для данных вспышек мы будем способные провести корреляционный анализ между энергией гелиосейсмического возмущения и различными параметрами в рамках решаемых двух задач (см. Введение).

На панели рис. 1а показана зависимость полной акустической энергии от GOES класса (максимальное значение потока рентгеновского излу-

чения в канале 1–8 Å). Панель b этого же рисунка демонстрирует зависимость максимального значения временной производной потока 1–8 Å от энергии гелиосейсмического возмущения. Все события, обозначенные на графиках красным и синим цветом (значение данных цветов обсудим немного ниже), являются реальными гелиосейсмически активными вспышками, тогда как черный цвет соответствует событиям-кандидатам в каталоге SQ24. Для наглядности на рисунках приводятся значения коэффициентов корреляции для разных групп вспышек (по Пирсону и ранговая корреляция), чтобы продемонстрировать более сильную связь производной с энергией солнцетрясений. При учете кандидатов в солнцетрясения, коэффициент корреляция становится ниже (0.4 и 0.57 для а и b). В данной статье далее мы не будем использовать кандидатов для расширения статистики и ограничимся только “надежными” событиями.

Далее мы обсудим используемые каталоги с параметрами солнечных вспышек. Прежде всего стоит отметить, что мы решили не проводить свой собственный глобальный анализ параметров солнечных вспышек в силу крайней сложности такой работы. Было решено использовать результаты других статистических исследований, в которых рассматривались солнечные вспышки без привязки к гелиосейсмическим эффектам. На сегодняшний день существуют уникальные каталоги с большим количеством параметров солнечных вспышек, определенных в рамках проекта “глобальная энергетика солнечных вспышек” (англ. Global Energetics of Solar Flares), изложенного в серии из 12 статей, опубликованных с 2014 по 2020 г. Маркусом Ашванденом (Markus Aschwanden). В данных работах рассматривались самые разные аспекты энерговыделения солнечных вспышек 24-го цикла солнечной активности в диапазоне дат 01.06.2010–31.01.2014: параметры тепловой плазмы, характеристики ускоренных электронов, динамика KBM, магнитные энергии и др. Все таблицы из данных работ опубликованы в интернете на сайте VizieR On-line Data Catalog. В нашей работе мы будем касаться только двух статей, в которых описан анализ параметров тепловых и нетепловых рентгеновских спектров [41] (далее обозначаем как каталог GEVIII, см. <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/ApJ/881/1>) и характеристики тепловой плазмы, полученные с помощью ДМЭ анализа [42] (далее обозначаем как каталог GEII, см. <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/ApJ/802/53>).

Красным цветом на рис. 1 мы выделили те вспышки из каталога SQ24, для которых был проведен анализ рентгеновских спектров (всего 22 вспышки) в рамках работы [41], по которой составлен каталог GEVIII. Примечателен тот факт, что для данной ограниченной выборки коэффи-

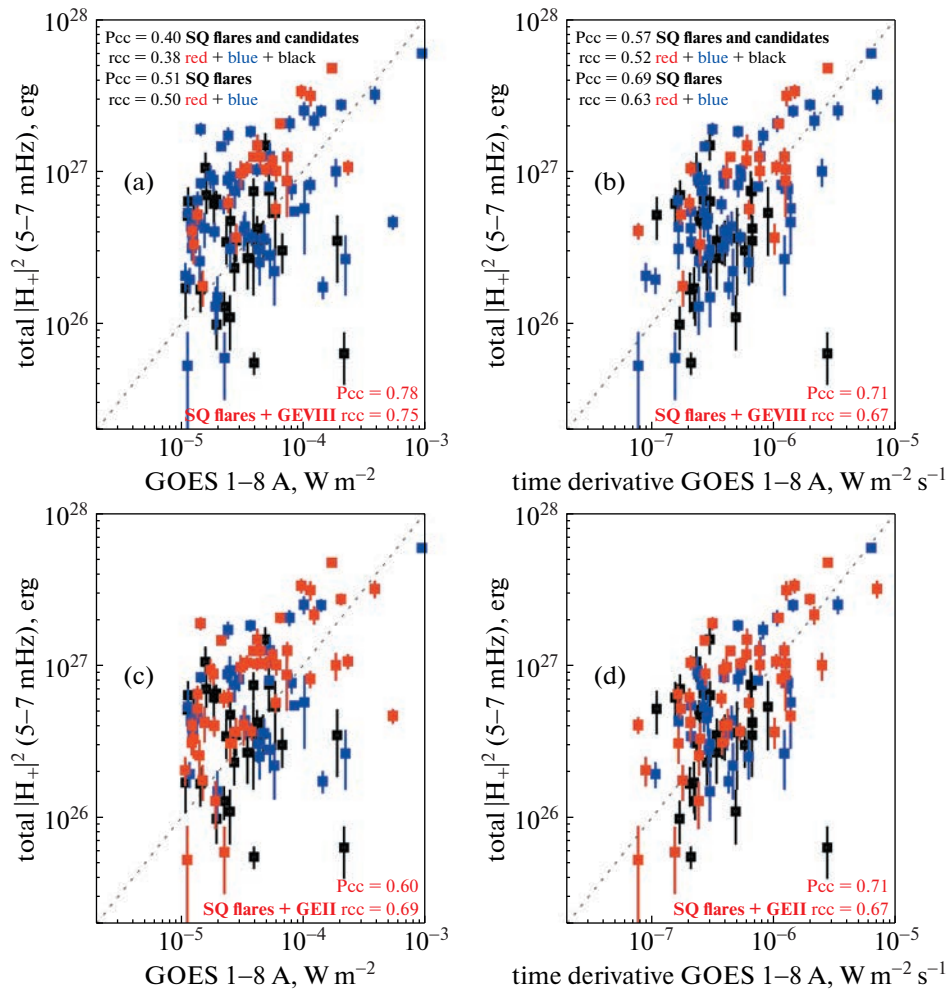


Рис. 1. Зависимости полной акустической мощности солнцетрясений из каталога SQ24 в диапазоне частот 5–7 мГц от GOES класса вспышки (а, с) и максимума производной по времени в канале GOES 1–8 Å (b, d). Вспышки с надежной регистрацией солнцетрясения, для которых был проанализирован рентгеновский спектр в GEVIII (обозначено как “SQ flares + GEVIII”), показаны красным на панелях а и b. Вспышки с солнцетрясениями, для которых анализировалась ДМЭ в рамках каталога GEII (обозначено как “SQ flares + GEVII”), показаны красным цветом на панелях с и d. Синий цвет обозначает события вне каталога GEVIII (а и b) и GEII (с и d). Черным цветом показаны вспышки – кандидаты в солнцетрясения из каталога SQ24. Пунктир соответствует биссектрисе. Коэффициенты корреляции Пирсона (P_{cc}) и ранговый (r_{cc}) показаны непосредственно на панелях.

коэффициент корреляции равен 0.78 по Пирсону на рис. 1а (против 0.71 для панели 1b), где по оси абсцисс мы рассматриваем GOES класс. Данные значения не согласуются с результатами анализа всей выборки из SQ24: для всей совокупности синих и красных точек мы имеем коэффициент корреляции по Пирсону 0.51 (рис. 1а) и 0.69 (рис. 1b). Скорее всего, данное разногласие связано именно с малостью выборки. В рамках выборки с 22 событиями не удастся точно сказать, на сколько одна корреляция лучше другой. Сравнение 0.71 и 0.78 указывает на то, что обе корреляции достаточно хороши с учетом ошибки коэффициента корреляции (стандартное отклонение): ± 0.16 и ± 0.14 . Дальнейший статистический ана-

лиз параметров вспышек уточнит реальные взаимосвязи. В случае же рассмотрения вспышек, для которых проведен ДМЭ анализ (каталог GEII), мы имеем выборку из 46 событий. В этом случае сравнение корреляций для аналогичных зависимостей на рис. 1с, 1d не показывает существенных расхождений с результатами работы [29]: 0.6 ± 0.11 для GOES класса и 0.71 ± 0.12 для производной по времени.

В разделе, в котором будем рассматривать корреляционные зависимости энергии солнцетрясений от различных параметров, мы будем оценивать достоверность корреляции t-критерием с порогом доверительной вероятности 95 процентов. В случае удовлетворения критерию мы будем на-

зывать корреляцию удовлетворительной. Для порогов доверительной вероятности 99 и 99.9% корреляция будет называться соответственно хорошей и отличной. При сравнении нормированных распределений параметров двух групп вспышек (с солнцетрясениями и без фотосферных возмущений) мы будем использовать U-критерий Манна–Уитни (сравнение медиан распределений, функция ‘rs_test.pro’ в IDL) и тест Колмогорова–Смирнова (процедура ‘kstwo.pro’ в IDL) с порогом вероятности 5%. Другими словами, различающиеся распределения будут обладать меньшими вероятностями совпадений распределений и их медиан. Причем важно также будет сравнивать абсолютные значения медиан. Критерии могут указать на различие в распределениях, но медианы будут отличаться очень слабо и явного физического смысла в разнице между распределениями не будет. С нашей субъективной точки зрения разница в медианах примерно в три раза дает минимальный порог, при котором мы будем говорить о разнице между распределениями в среднем. Если мы имеем число пять и даже порядок, то мы говорим о явном различии между распределениями в среднем. Само собой, при этом используемые критерии должны давать малые вероятности. Особенно важно при сравнении распределений выявить те параметры, по которым мы имеем наибольшую разницу.

Далее в тексте мы обсудим некоторые детали методов расчета параметров вспышек для каталогов GEII и GEVIII. Далее следующие три раздела будут посвящены конкретным задачам статистического анализа: анализ параметров тепловой плазмы по рентгеновским спектрам RHESSI, статистика параметров нетепловых спектров рентгеновского излучения по RHESSI, анализ параметров тепловой плазмы по анализу ДМЭ, полученных с помощью ультрафиолетовых изображений AIA.

3. СТАТИСТИКА ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОВОЙ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Сравнивая каталоги GEVIII и SQ24, мы находим 22 вспышки, в которых были исследованы рентгеновские спектры для энергий более 3 кэВ (границы анализа спектра плавающие) на длительности всего события. Стоит отметить, что мы используем таблицы из статьи [41], хотя ранее была опубликована статья [43], где также рассматривается анализ тепловой плазмы и нетепловой энергии ускоренных электронов по данным RHESSI. Наш выбор в пользу более позднего каталога продиктован тем фактом, что каталог на базе первой работы 2016 г. показывает параметры рентгеновских спектров только с позиции модели “теплой мишени” (“warm target”, [44]), в которой

низкоэнергетическая граница спектра ускоренных электронов определяется температурой плазмы и степенным индексом. Более поздний каталог GEVIII является расширенным каталогом версии 2016 г. с использованием различных моделей низкоэнергетической границы спектра ускоренных электронов. В этом разделе мы не будем говорить о проблеме низкоэнергетической границы (см. следующий раздел), поскольку здесь мы будем обсуждать только параметры теплового рентгеновского спектра: максимальной температуры, меры эмиссии и тепловой энергии плазмы. Данные параметры, а также оценки характерных линейных размеров вспышечной области и длительности вспышки доступны в сети Интернет только для каталога GEVIII.

На рис. 2 приводится сравнение нормированных распределений (гистограммы) различных параметров вспышек для двух выборок: 22 вспышки с гелиосейсмическим откликом (красный цвет) и 72 вспышки без фотосферных возмущений (черный цвет). Для сравнения мы также указываем значения медиан распределений и отношение двух медиан. Наибольшие отличия по медианам характерны для распределений максимальной меры эмиссии EM (рис. 2а), оценки плотности тепловой плазмы $n_{th} = \sqrt{EM/L^3}$ (рис. 2е) и максимальной тепловой энергии $E_{th} = 3k_B T \sqrt{EM/L^3}$ (рис. 2д), где L — характерный линейный масштаб вспышечной области. Также для этих распределений больше всего бросается в глаза их относительный сдвиг, как “в целом”, так и с точки зрения положения максимума распределения.

Для рассматриваемых двух выборок распределения линейных масштабов (рис. 2с), максимальных температур (рис. 2б) и характерных длительностей вспышек (рис. 2ф) практически одинаковы с точки зрения формы распределения, положения максимумов и медиан. Оценка характерного масштаба длины вспышечной области есть результат анализа карт ДМЭ (подробнее в работе [45]), в которых выделялись области выше некоторого фиксированного значения меры эмиссии. Длительности вспышек в GEVIII брались из GOES каталога как разница между временем конца события и его начала.

Стоит заострить особое внимание на идентичности распределений характерных длительностей вспышек. Дело в том, что этот факт противоречит выводам работы [29], в которой рассматривались временные характеристики вспышек с солнцетрясениями на базе данных GOES и было показано, что вспышки с солнцетрясениями в среднем короче по длительности по сравнению со вспышками без фотосферного отклика. Однако в работе [29] длительности импульсных фаз определялись по кривой производной потока мягкого рентге-

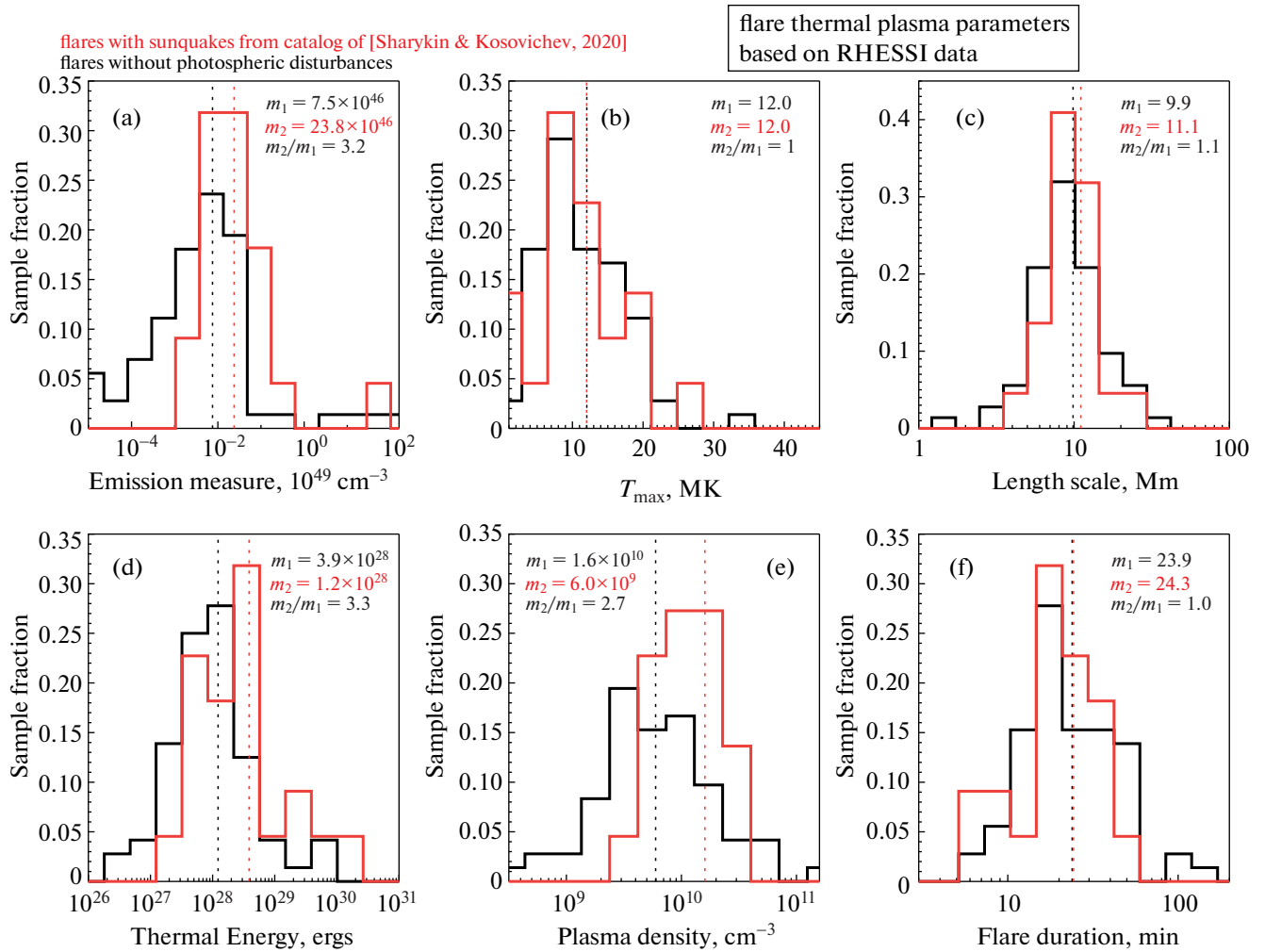


Рис. 2. Сравнение распределений (нормированные гистограммы) параметров тепловой плазмы (по данным RHESSI из GEVIII): а) мера эмиссии, б) пиковая температура, с) характерный линейный масштаб, д) тепловая энергия, е) концентрация плазмы, ф) длительность вспышки по каталогу RHESSI. Гистограммы приводятся для группы вспышек с гелиосейсмическим откликом (красный) и без него (черный). Вертикальными линиями показаны медианные значения, которые также дублируются числами на панелях рисунка.

новского излучения в канале 1–8 Å (временной интервал, в течение которого производная потока выше 0.1 от ее максимума). Мы заметили, что при использовании времени старта по GOES данным длительности вспышек не так сильно (рис. 2f) различаются в двух выборках, так как алгоритм фиксирования начала вспышки часто срабатывает на малых потоках излучения в предвспышечной фазе. Тогда как условное окончание вспышки определяется по времени уменьшения потока в два раза по сравнению с максимумом (определяется достоверно из-за высоких значений потоков). Также совпадение распределения длительностей вспышек в данном исследовании может быть связано с эффектом селекции следующего рода. RHESSI наблюдает Солнце с периодическими интервалами, связанными с заходом в тень

Земли и иногда в южную магнитную аномалию (детекторы перенасыщаются за счет высоких потоков радиации). В среднем за один оборот имеется порядка 40–50 минут наблюдательного времени. Скорее всего, по этой причине вспышки отобрались с временами менее 60 мин (будучи более вероятными для полного наблюдения). Для более длительных вспышек вероятность измерить их полную длительность ниже. Мы считаем, что обсуждаемое противоречие является артефактом методики составления каталога GEVIII и особенностями наблюдений Солнца космическим аппаратом RHESSI и GOES. Таким образом, с нашей точки зрения результат о ярко выраженной импульсности гелиосейсмически активных вспышек не отменяется.

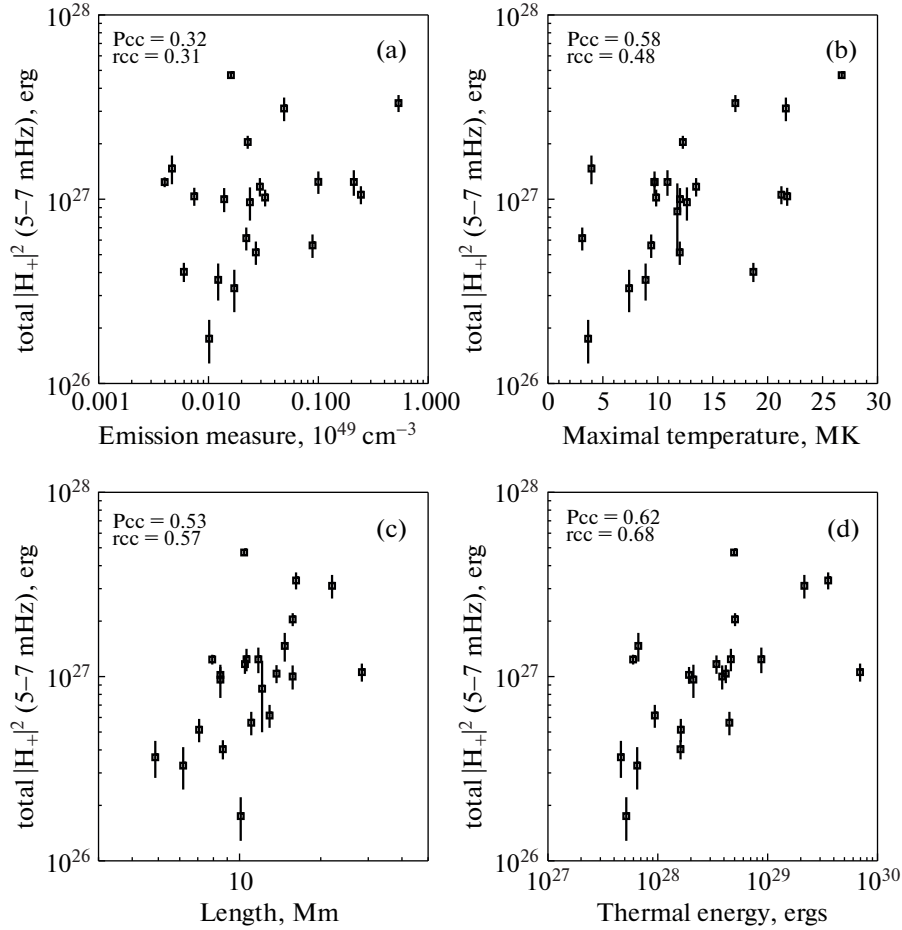


Рис. 3. Зависимости полной акустической мощности солнцетрясений для 22 вспышек в диапазоне частот 5–7 мГц от параметров тепловой плазмы (по данным RHESSI из GEVIII): а) мера эмиссии, б) пиковая температура, в) характерный линейный размер, д) тепловая энергия. Значения коэффициента корреляции Пирсона (P_{cc}) и ранговый (r_{cc}) указаны на панелях рисунка.

На рис. 3 приводим анализ зависимостей параметров гелиосейсмически активных вспышек из каталога GEVIII от полной энергии солнцетрясения в частотном диапазоне 5–7 мГц. На рисунке указаны значения коэффициента корреляции по Пирсону (P_{cc}) и ранговый коэффициент корреляции (r_{cc}). Далее мы будем для краткости упоминать только корреляцию по Пирсону. Видно, что для тепловой энергии (рис. 3д) мы имеем корреляцию $P_{cc} = 0.62$ (лучшую из всех тепловых параметров) с энергией солнцетрясений, несмотря на отсутствие линейной взаимосвязи с мерой эмиссии ($P_{cc} = 0.32$). Данный факт, в частности, связан с тем, что корреляция гелиосейсмической энергии с температурой (рис. 3б) и характерным размером (рис. 3с) равна соответственно 0.58 и 0.53. Видно, что эти значения сильно отличаются от корреляции $P_{cc} = 0.78$ для GOES класса (рис. 1а–1б), что опять же указывает скорее на малое количество событий в выборке вспышек с солнцетря-

сениями. Данные зависимости мы проверим ниже на данных ДМЭ, для которых выборка примерно в два раза больше.

Подводя итоги данного раздела статьи, мы выделим и повторим полученные статистические результаты. Во-первых, сравнительный анализ параметров тепловой плазмы (по данным RHESSI) вспышек без фотосферных возмущений с теми же параметрами гелиосейсмически активных вспышек показывает:

1) наличие небольших различий в распределении параметров для двух выборок. Есть небольшие смещения распределений друг относительно друга, показывающие, что вспышки с солнцетрясениями в среднем чуть больше излучают за счет большей меры эмиссии (медианы 23.8×10^{46} и $7.5 \times 10^{46} \text{ см}^{-3}$), имеют чуть большую плотность плазмы (1.6×10^{10} и $6.0 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$), а также обладают большей максимальной тепловой энергией плазмы (3.9×10^{28} и $1.2 \times 10^{28} \text{ эрг}$);

2) распределения температуры (медианы 12 МК для обоих распределений), характерных размеров вспышечной области (11.1 и 9.9 Мм) и длительности вспышек (24.3 и 23.9 мин) для данных двух выборок практически не отличаются друг от друга;

3) идентичность распределений по длительности, скорее всего, является особенностью метода регистрации вспышек GOES и условий наблюдений RHESSI. Данный факт не противоречит более точному анализу в статье [29], в которой было показано, что вспышки с солнцетрясениями более импульсные и менее длительные по сравнению со вспышками без фотосферного отклика.

Во-вторых, исследования взаимосвязей между мощностью гелиосейсмических возмущений и параметрами тепловой плазмы выявили следующие особенности:

1) чем мощнее гелиосейсмическая вспышка, тем она крупнее в размерах, горячее и обладает большей полной энергией тепловой плазмы. Для данных зависимостей коэффициенты корреляции находятся в диапазоне 0.53–0.62;

2) энергия солнцетрясений не имеет линейной взаимосвязи с мерой эмиссии плазмы ($P_{cc} = 0.32$).

4. СТАТИСТИКА ПАРАМЕТРОВ НЕТЕПЛООВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА

В данном разделе мы будем обсуждать статистический анализ параметров нетеплового рентгеновского спектра, используя каталог GEV8. Количество вспышек без фотосферных возмущений и событий с гелиосейсмической активностью такое же, как и в предыдущем разделе, где рассматривались параметры тепловой плазмы. Сначала мы выполним сравнительный анализ двух выборок, а затем проведем корреляционный анализ между параметрами нетеплового рентгеновского спектра, нетепловой энергии ускоренных электронов и энергией солнцетрясений.

Для физики солнечных вспышек одной из центральных проблем при определении интегральных характеристик ускоренных электронов (поток, плотность, энергия) является определение значения низкоэнергетической границы в спектре, которая определяется физикой процесса ускорения. Часто ее фиксируют на некотором стандартном значении (например, 20 кэВ). Также иногда получается определить значение низкоэнергетической границы при аппроксимации спектра жесткого рентгеновского излучения в рамках алгоритма оптимизации подгонки модели к реальным данным. Некоторые аналитические модели позволяют оценить значение низкоэнергетической границы, основываясь на физических предположениях. В частности, в рамках модели

теплой мишени [44] низкоэнергетическая граница определяется температурой плазмы и степенным индексом спектра ускоренных электронов. Значение данной границы энергии может быть в несколько раз меньше типичного значения пересечения тепловой и степенной частей рентгеновского спектра (~20 кэВ). В работе [43] приводились низкоэнергетическая граница и величина полной нетепловой энергии ускоренных электронов только в рамках модели тепловой мишени. Нас же интересуют данные не только о нетепловой энергии, но и основные параметры нетеплового спектра: нормировочный множитель для энергии 50 кэВ, (определяющий плотность потока рентгеновского излучения на данной энергии), степенной индекс нетеплового рентгеновского спектра, низкоэнергетическая граница (пересечение тепловой и нетепловой части спектра). На основе данных параметров нетеплового рентгеновского спектра в данном разделе анализируются результаты статистического исследования.

Выбор параметров для статистического анализа продиктован следующими соображениями. Дело в том, что, опираясь на базовые параметры спектра фотонов, мы можем определить характеристики спектра ускоренных электронов, который также является степенным. Затем, применяя ту или иную физическую модель (в том числе и модель тепловой мишени), можно оценить полную энергию и поток ускоренных электронов. Мы будем использовать классическую модель “толстой мишени” [34], в которой низкоэнергетическая граница является одним из параметров. Заметим, что любое статистическое исследование предполагает построение зависимостей (гистограмм) числа событий от ряда параметров, которые следуют из наблюдений, либо получены в упрощающих предположениях (моделях). В нашем случае статистическое исследование распределения числа вспышек будем проводить, прежде всего, для параметров рентгеновского спектра, по которым можно косвенно судить о характеристиках ускоренных электронов, рассматривая модель “толстой мишени”. Для подобного рода статистических исследований применение более сложных моделей взаимодействия пучков ускоренных электронов в магнитоактивной плазме вспышечных петель представляется преждевременным.

Сравнение распределений параметров нетеплового рентгеновского спектра для двух выборок вспышек показано на рис. 4. В отличие от распределений тепловых параметров (описанных в предыдущем разделе) здесь мы наблюдаем сильное разделение гистограмм. Наиболее ярким образом вспышки с солнцетрясениями отличаются от вспышек без фотосферных возмущений при сравнении распределений нормировочного коэффициента степенного спектра (панель 4а). Раз-

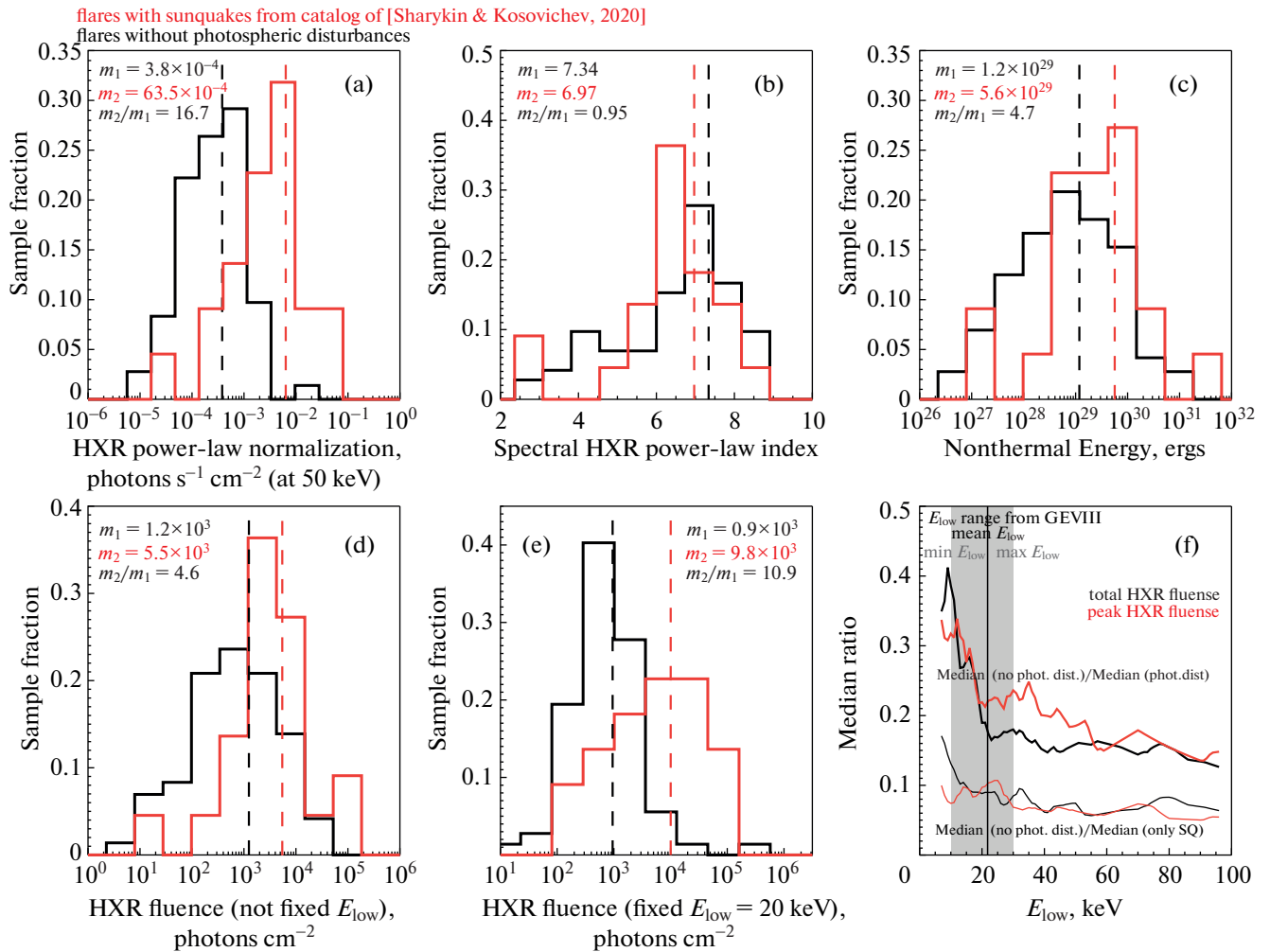


Рис. 4. Сравнение распределений параметров (нормированные гистограммы) степенного спектра нетеплового жесткого рентгеновского излучения (по данным RHESSI из GEVIII). Вертикальными штриховыми линиями показаны медианные значения, которые также дублируются числами на панелях рисунка. Гистограммы приводятся для группы вспышек с гелиосейсмическим откликом (красный) и без него (черный). На панели f показано поведение отношения медианных значений в зависимости от величины низкоэнергетической границы (выше которой интегрируется рентгеновский спектр) для двух распределений параметров нетеплового рентгеновского спектра: полный поток рентгеновского излучения за все время вспышки (черный) и в ее пике (красный). Отношения медиан считается для двух пар выборок вспышек: для вспышек с солнцетрясениями и без фотосферных возмущений (тонкие нижние линии), для вспышек с фотосферными возмущениями и без них (толстые верхние линии). Вертикальная серая полоса показывает диапазон низкоэнергетических границ от минимального до максимального значения. Вертикальная черная линия соответствует среднему значению распределения низкоэнергетических границ.

личие в медианах достигает 16.7 раза в пользу выборки гелиосейсмически активных вспышек. Заметим, что данное различие определяется узкой полушириной распределений, которая составляет примерно порядок величины параметра. Данные распределения явно разделяются и практически не пересекаются из-за своей узости. Если сравнивать пики вероятности распределений, то различие чуть меньше и составляет примерно порядок.

Другой важный результат связан со сравнением распределений степенных индексов нетепловых рентгеновских спектров (рис. 4b). Анализ по-

казал, что гистограммы отличаются слабо друг от друга. В обоих распределениях медианное значение составляет примерно 7 : 7.3 для вспышек без фотосферных возмущений и 7.0 для вспышек с солнцетрясениями.

С точки зрения нетепловых энергий (рис. 4c) распределения различаются по медианам примерно в пять раз. Значения нетепловых энергий считались в рамках модели “толстой мишени”. Для расчета полной нетепловой энергии мы интегрировали спектр ускоренных электронов выше значения энергии (низкоэнергетическая граница), соответствующей пересечению степенной

части рентгеновского спектра с ее тепловой частью. В статье мы не сравниваем распределения самих низкоэнергетических границ из-за особенностей компоновки рисунка. Мы лишь укажем на то, что данные распределения очень похожи друг на друга, а также покажем среднее, минимальное и максимальное значения низкоэнергетических границ на панели 4f серой полосой и черной линией (среднее значение). Заметим, что здесь различие между медианами гистограмм не так значительно (примерно в 5 раз) по сравнению со случаем распределений в зависимости от нормировочного коэффициента. Также гистограммы имеют более широкую форму, что, скорее всего, связано с большей неопределенностью низкоэнергетической границы (далее E_{low}). Далее в тексте мы представим параметрический анализ с учетом разных значений низкоэнергетической границы, выше которой мы интегрируем спектр рентгеновских фотонов. Если рассматривать потоки ускоренных электронов [электроны с^{-1}] (примерно равны частному нетепловой энергии и низкоэнергетической границы), то мы получим распределения, похожие на распределения нетепловых энергий на панели с.

На рис. 4d, 4e мы сравниваем распределения рассчитанного интегрального потока жесткого рентгеновского излучения выше низкоэнергетической границы, определенной по пересечению теплового и нетеплового компонента рентгеновского спектра (панель 4d) и для фиксированного значения нижней энергии 20 кэВ (панель 4e) для времени всей вспышки. Полагая реальный динамический спектр нетепловых рентгеновских фотонов степенным от энергии и времени $I(E, t) = A_{50}(t)(E/50)^{-\gamma(t)}$, где A_{50} — нормировочный коэффициент рентгеновского спектра на энергии 50 кэВ, а γ — степенной индекс рентгеновского спектра, получим оценку полного потока на базе имеющихся величин каталога GEVIII следующим образом:

$$I_{\text{tot}} = \int_{t_{\text{start}}}^{t_{\text{fin}}} \int_{E_{\text{low}}(t)}^{\infty} I(E, t) dE dt \sim \sim A_{50} \left(\frac{E_{\text{low}}}{50 \text{ кэВ}} \right)^{-\gamma} \frac{E_{\text{low}}}{\gamma - 1} \tau_{\text{flare}}. \quad (1)$$

Здесь мы сделали переход через знак “ $\sim$ ” от реальных значений, изменяющихся во времени параметров нетеплового рентгеновского спектра, к фиксированным значениям из каталога GEVIII, которые никак не отображают динамику спектра. Величина τ_{flare} соответствует характерной длительности вспышки, которая переоценивает время импульсной фазы с жестким рентгеновским излучением. Фактически представленное выражение является оценкой сверху полного потока

фотонов [фотоны см^{-2}]. Если отбросить интегрирование по времени, то получим оценку максимума за время вспышки потока рентгеновских фотонов [фотоны $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$].

Сравнение гистограмм на панелях d и e рис. 4 показывает смещенные друг относительно друга распределения по интегральному потоку ЖР излучения для двух рассматриваемых классов вспышек. Особенно ярко группа вспышек с солнцетрясениями отличается от вспышек без фотосферных возмущений на панели 4e, где мы рассматриваем фиксированное значение низкоэнергетической границы, равной 20 кэВ (примерно среднее значение по распределению всех вспышек из GEVIII). Здесь медианы отличаются на порядок, а максимумы распределений еще больше, тогда как для нефиксированной низкоэнергетической границы, взятой из каталога, медианы отличаются примерно в пять раз. Вообще говоря, различие медиан рассматриваемых распределений указывает на значительные отличия (между двумя выборками) для всех интегральных характеристик ускоренных электронов, поскольку в формулы для определения данных характеристик (см., [34]) входит интегральный поток фотонов. Заметим также, что различие распределений по потокам нетепловых фотонов и нормировочному коэффициенту больше (различие в медианах составляет порядок), чем в случае тепловых параметров (медианы максимум отличаются в три раза), рассмотренных в предыдущем разделе. Это указывает на принципиальное значение ускоренных частиц для гелиосейсмической активности вспышек и дает веский дополнительный аргумент в пользу модели генерации солнцетрясений пучками ускоренных частиц, инжектируемых в плотные слои солнечной атмосферы.

На последней панели рис. 4 показаны результаты параметрического анализа отношения медиан распределений полного потока фотонов (черный цвет) для всей вспышки и максимального за время вспышки потока (красный цвет) в зависимости от величины низкоэнергетической границы (на оси абсцисс от 7 до 90 кэВ). Причем мы рассматриваем две разные пары распределений, для того чтобы подчеркнуть различие между вспышками с фотосферным возмущением и без фотосферного отклика. Первая пара соответствует тому, что мы рассматривали на всех предыдущих панелях рис. 4 и на всех гистограммах рис. 2: сравнение вспышек без фотосферных возмущений и гелиосейсмически активных вспышек, т.е. те события, которые дали солнцетрясение (тонкие нижние линии). Вторая пара распределений сравнивает вспышки с и без фотосферных возмущений (толстые верхние линии). Напомним, что не все вспышки с фотосферными возмущениями, зарегистрированными на доплерограммах или

на картах континуума НМІ, характеризуются наличием гелиосейсмических волн. Таким образом, мы дополнительно рассматриваем более общий случай вспышек с фотосферной активностью, которые включают в себя подмножество гелиосейсмически активных вспышек (41 вспышка в выборке).

Рисунок 4f показывает, что для самых разных значений низкоэнергетической границы мы имеем значительную разницу в распределениях вспышек с солнцетрясениями и вспышек без фотосферных возмущений. Данное различие составляет около порядка на протяжении всего рассматриваемого диапазона значений низкоэнергетических границ. В случае второй пары распределений (вспышки с и без фотосферных возмущений) эта разница составляет примерно пять раз (для энергий выше примерно 20 кэВ) в пользу вспышек с фотосферными возмущениями. Для более низких энергий разница начинает уменьшаться. В итоге мы видим, что фотосферные возмущения в общем случае (в том числе и без солнцетрясений) и солнцетрясения, в частности, (и в большей степени) явно связаны с повышенными потоками ускоренных электронов по сравнению со вспышками без каких-либо фотосферных проявлений.

Рисунок 5 показывает результаты анализа зависимостей гелиосейсмической мощности от параметров нетеплового рентгеновского спектра, которые мы обсуждали выше в случае гистограмм на рис. 4. Для нормировочного коэффициента для энергии 50 кэВ и длительности вспышки мы имеем соответственно корреляцию с коэффициентами: 0.56 и 0.51 (рис. 4а и 4с). В случае степенного индекса корреляции нет ($P_{cc} = 0.18$).

На рис. 5d–5f приведены зависимости полной акустической мощности солнцетрясений для 22 вспышек в диапазоне частот 5–7 мГц от параметров нетеплового рентгеновского спектра — интегрального потока рентгеновского излучения для длительности всей вспышки, максимального потока и полной нетепловой энергии ускоренных электронов за все время вспышки в рамках модели толстой мишени. Черным цветом мы обозначаем случай нефиксированной низкоэнергетической границы спектра ускоренных электронов, которую мы брали из каталога GEVIII. Наибольшее значение коэффициента корреляции составляет 0.61 для полного потока рентгеновского излучения за все время вспышки (рис. 5d). Менее всего коррелирует нетепловая энергия ускоренных электронов с энергией солнцетрясений ($P_{cc} = 0.51$). Результаты расчета для фиксированной низкоэнергетической границы 20 кэВ обозначена красным цветом. Заметим, что в этом случае коэффициент корреляции становится выше: на панелях 5d и 5e коэффициент корреляции прини-

мает значение 0.68 (доверительная вероятность более чем 99.9%), а для нетепловой энергии на панели 5f увеличивается до 0.55.

Сравнение гистограмм и результаты корреляционного анализа для случая плавающего значения энергии нормировочного множителя показывают результаты, подобные приведенным на рис. 4f и рис. 5g–5i. Если анализ проводить для более высоких энергий (как для нормировки, так и для низкоэнергетической границы), например, до 300 кэВ (как в [Wu2023]), то мы получим слабую корреляцию между интегральным потоком нетепловых рентгеновских фотонов и энергией солнцетрясений, что, скорее всего, следует из неопределенности вида энергетического спектра в области выше 100 кэВ — спектр может отличаться по наклону и иметь, например, излом. Поэтому мы рассматриваем нижние границы энергии и нормировки спектра до энергии 100 кэВ и продолжаем спектр модельно с одной степенью.

Анализ зависимости коэффициента корреляции от величины фиксированной низкоэнергетической границы для графиков типа 5d–5f показан на панелях 5g–5i. Диапазон варьирования низкоэнергетической границы аналогичен случаю на рис. 4f и составляет 7–90 кэВ. На графиках приведены зависимости, как для рангового коэффициента корреляции, так и для коэффициента Пирсона (более гладкая кривая). Серой полосой показаны границы от минимального до максимального значения низкоэнергетической границы из выборки по каталогу GEVIII. Вертикальной линией показано среднее значение низкоэнергетической границы по данной выборке. Заметим, что для полного потока (рис. 5g) и максимального значения потока (рис. 5h) рентгеновского излучения коэффициент корреляции достигает пика в области 20 кэВ для случая коэффициента Пирсона и в области 15 кэВ для рангового коэффициента корреляции. Для более высоких энергий взаимосвязь между рассматриваемыми характеристиками и энергией солнцетрясений начинает ухудшаться. Данный факт указывает на возможную слабую взаимосвязь солнцетрясений с высокоэнергичной частью спектра ускоренных электронов. Для нетепловой энергии ускоренных электронов (рис. 5i) пик коэффициента корреляции по Пирсону (имеет очень пологую форму) в районе 30 кэВ и для рангового коэффициента корреляции максимум достигается при низкоэнергетической границе около 25 кэВ. При этом корреляция в целом хуже по сравнению с корреляцией, показанной на графиках рис. 5g и 5h.

В качестве итогов просуммируем полученные выше статистические результаты. Во-первых, сравнительный анализ параметров нетеплового спектра рентгеновского излучения (по данным

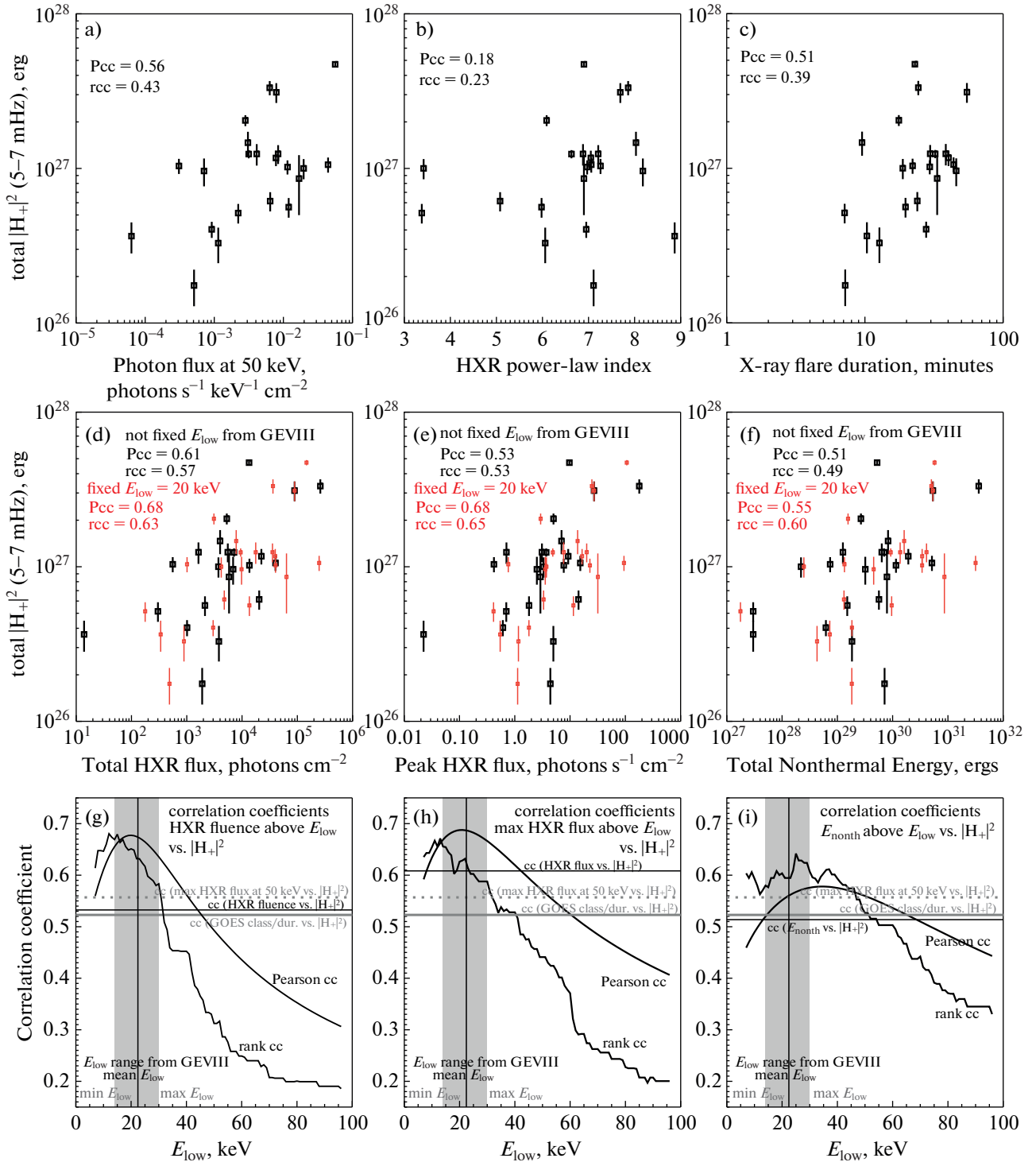


Рис. 5. Зависимости полной акустической мощности солнцетрясений для 22 вспышек в диапазоне частот 5–7 мГц от параметров нетеплового рентгеновского спектра (по данным RHESSI из GEVIII). На панелях d–f показаны черным цветом зависимости в случае интегрирования спектра выше низкоэнергетической границы, взятой из GEVIII (значение данной границы не фиксировано). Красным цветом обозначается случай использования фиксированного значения низкоэнергетической границы, равной 20 кэВ для всех событий. Значения коэффициента корреляции Пирсона (Pcc) и ранговый (rcc) указаны на панелях рисунка. На панелях g–i рассматривается зависимость коэффициента корреляции (рангового и Пирсона) от значения низкоэнергетической границы, выше которой мы интегрируем спектр. Анализ проводится для параметров рентгеновского спектра, аналогичных d–f. Горизонтальные линии соответствуют значениям коэффициентов корреляции для разных параметров, указанных текстом на рисунке. Вертикальная серая полоса показывает диапазон низкоэнергетических границ от минимального до максимального значения. Вертикальная черная линия соответствует среднему значению распределения низкоэнергетических границ из GEVIII.

RHESSI) вспышек без фотосферных возмущений с теми же параметрами гелиосейсмически активных вспышек показывает:

1) данные выборки больше всего различаются в распределении нормировочного коэффициента степенного нетеплового рентгеновского спектра для энергии 50 кэВ. Отношение медиан двух распределений составляет почти 17 в пользу вспышек с солнцетрясениями;

2) при сравнении распределений полных (за все время вспышки) и максимальных потоков нетеплового рентгеновского излучения мы также обнаружили значительное смещение распределений относительно друг друга. Отношение медиан распределений становится еще больше (примерно порядок величины) при рассмотрении фиксированных значений низкоэнергетической границы, выше которой мы интегрируем спектр. Анализ зависимости отношения медиан от выбора величины низкоэнергетической границы показал, что для самых разных значений разница медиан слабо меняется и составляет примерно порядок;

3) для распределений нетепловой энергии ускоренных электронов в рамках модели “толстой мишени” также установлено различие в распределениях. Отношение медиан составляет примерно 5 раз;

4) анализ распределений степенных индексов нетеплового рентгеновского спектра показал слабое различие между данными выборками.

Во-вторых, анализ корреляций между мощностью гелиосейсмических возмущений и параметрами нетепловых рентгеновских спектров выявил следующие особенности:

1) обнаружено полное отсутствие корреляции энергии гелиосейсмических возмущений от степенного индекса нетеплового рентгеновского спектра;

2) обнаружена корреляция ($P_{cc} = 0.61$) между гелиосейсмической энергией и полным потоком нетеплового рентгеновского излучения для всей вспышки в случае нефиксированного значения низкоэнергетической границы (взятой из каталога GEVIII). Для фиксированной низкоэнергетической границы $E_{low} = 20$ кэВ максимальное значение коэффициента корреляции составляет 0.68;

3) коэффициент корреляции между гелиосейсмической энергией и полной нетепловой энергией ускоренных электронов за все время вспышки составляет 0.58, если рассматривать фиксированное $E_{low} = 30$ кэВ. Для нефиксированных значений E_{low} $P_{cc} = 0.51$.

Вообще говоря, все результаты можно свести к одному выводу — гелиосейсмически активные солнечные вспышки являются событиями, более насыщенными ускоренными электронами по

сравнению со вспышками без фотосферных возмущений. Этот вывод является дополнительным веским аргументом в пользу основной гипотезы о причинах солнцетрясений, связанной с проникновением нетепловых электронов в нижние слои солнечной атмосферы.

5. СТАТИСТИКА ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОВОЙ ПЛАЗМЫ, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ АНАЛИЗА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ МЕРЫ ЭМИССИИ

В предыдущих двух разделах мы рассмотрели статистику солнечных вспышек на базе наблюдений рентгеновского излучения космической обсерваторией RHESSI. В частности, мы исследовали особенности солнечных вспышек с гелиосейсмическим откликом с точки зрения термодинамических параметров горячей плазмы — максимальных значений меры эмиссии, температуры и тепловой энергии. Полученная статистика указывает на наличие корреляции энергии солнцетрясения с максимальной тепловой энергией ($P_{cc} = 0.62$) и температурой ($P_{cc} = 0.58$) нагреваемой плазмы. При этом оказалось, что корреляция с мерой эмиссии не высокая ($P_{cc} = 0.32$). В данном разделе мы приведем результаты статистического анализа термодинамических параметров вспышек для расширенных выборок на базе наблюдений экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения по данным AIA/SDO, которые позволяют нам дополнить полученные результаты по распределениям термодинамических параметров вспышек по данным RHESSI. Статистический анализ также разделяется на две части: 1) сравнительный анализ распределений параметров вспышек с солнцетрясениями и вспышек без солнцетрясений; 2) корреляционный анализ взаимосвязей термодинамических параметров вспышечной плазмы с энергией солнцетрясений, рассчитанной методом акустической голографии.

Далее мы приведем относительно краткое описание ультрафиолетового космического телескопа AIA и методики анализа нагрева плазмы с помощью метода “прямой подгонки” (англ., forward-fitting) ДМЭ [45], которая легла в основу каталога GEII [42]. Несмотря на подробное описание в оригинальной статье, мы должны указать основные особенности метода, чтобы глубже понять различие с рентгеновской спектроскопией в рамках данной статьи.

Телескоп AIA [40] на борту SDO [31] проводит пространственно разрешенные наблюдения ЭУФ излучения в широком диапазоне длин волн в семи каналах: 94 (Fe XVIII, 7.2 МК), 131 (Fe VIII и XXI, 0.5 МК), 171 (Fe IX, 0.8 МК), 193 (Fe XII и XXIV, 1.5 МК), 211 (Fe XIV, 1.9 МК), 304 (He II, 0.08 МК) и 335 Å (Fe XVI, 2.5 МК). Данный набор каналов позволяет исследовать температурную

структуру короны в широком диапазоне от 0.06 до 20 МК. Используя ЭУФ карты вспышечных областей [42], был составлен каталог GEI термодинамических параметров M и X вспышек, определенных с помощью анализа ДМЭ вспышечной плазмы. Данный подход предполагает определение функции $DEM(T) = n_e^2 dz/dT$ [см⁻⁵ К⁻¹] распределения плазмы по лучу зрения (координата z) в зависимости от температуры T . Заметим, что анализ данных RHESSI (для каталога GEVIII) выполнялся в рамках однотемпературного приближения: рентгеновский спектр (примерно до 20 кэВ) аппроксимировался модельным спектром тормозного теплового излучения изотермической плазмы. Описание в рамках ДМЭ является более полным. Поэтому кроме проверки предыдущих результатов по RHESSI мы получим более расширенные статистические данные.

При определении меры эмиссии и температуры плазмы во вспышечной области авторы GEI пользовались следующей методикой. На входе имелся набор данных размерности (X, Y, λ, t) , состоящий из временной последовательности ЭУФ изображений: две координаты изображения, длина волны канала AIA (всего 6 за вычетом 304 Å, соответствующего хромосфере и переходной зоне), время (со скважностью 12 с). Для каждого пикселя ЭУФ карты в любой момент времени производился подбор ДМЭ в виде гауссианы с тремя варьируемыми параметрами (пик, температура центра гауссианы и ширина) так, чтобы максимально приблизиться к значениям интенсивности во всех 6 каналах. Затем выделялся контур (определяющий размер вспышечной области) по некоторому эмпирически подобранному значению максимума гауссианы. Следующим шагом было суммирование всех гауссиан внутри выбранного контура. Таким образом, мы получали пространственно интегрированную ДМЭ всей вспышечной области как функцию времени. Затем, интегрируя по температуре, получаем временную зависимость полной меры эмиссии, максимальное значение которой указывается в каталоге GEI.

Температура в каталоге GEI приводится в двух вариантах. Первое значение T_p соответствует максимальному значению температуры пика пространственно интегрированной ДМЭ за все время вспышки. Второе значение T_w является максимумом среднего значения температуры, усредненной по ДМЭ. Фактически T_w является центром масс ДМЭ и считается следующим образом:

$$T_w(t) = \frac{\int T DEM(T, t) dT}{\int DEM(T, t) dT} = \frac{\sum_k T_k DEM(T_k, t) \Delta T_k}{EM(t)}.$$

В данной формуле также показан переход от непрерывного представления к дискретному. В работе [42] для определения ДМЭ рассматривался диапазон температур пиков отдельных компонентов гауссиан 0.5–30 МК (36 дискретных значений, эквидистантных в логарифмической шкале), при этом пространственно интегрированная ДМЭ определялась в расширенном диапазоне температур $\lg T_k = 5-8$ для того, чтобы учесть вклад “хвостов” гауссиан для самых холодных и горячих компонентов ДМЭ. ДМЭ анализ показал, что значения $T_w = 6-40$ МК систематически выше, чем значения $T_p = 0.5-25$ МК, что означает больший вклад в полную меру эмиссии плазмы с более низкими температурами. В дискретном виде расчет полной тепловой энергии плазмы во вспышечной области выполняется по ДМЭ следующим образом (подробнее см. Приложение в [42]):

$$E_{th}(t) = 3k_B L^{3/2} \sum_k T_k (DEM(T_k, t) \Delta T_k)^{1/2}.$$

Для нашего статистического исследования мы будем использовать следующую информацию из каталога GEI: максимальная мера эмиссии, характерный масштаб длины L , T_w , T_p , полная тепловая энергия плазмы, плотность плазмы как $\sqrt{EM/L^3}$.

На рис. 6 показано сравнение распределений параметров тепловой плазмы для выборки вспышек с солнцетрясениями и без фотосферных возмущений. Самое главное, что следует из данного рисунка — это фактически полная тождественность выборок: практически одинаковые значения медиан, пиков и ширин гистограмм (в отличие от данных RHESSI на рис. 2). Таким образом, при рассмотрении ДМЭ отличие распределений, замеченное ранее по данным RHESSI, пропадает. Необходимо попытаться понять, есть ли физика в данном различии. Скорее всего, это связано с построением ДМЭ, в которой учитывается вклад плазмы с очень широким спектром температур.

Корреляции параметров тепловой плазмы по ДМЭ и значений полной энергии гелиосейсмических вспышечных возмущений показаны на рис. 7. В отличие от данных RHESSI мы имеем более явную зависимость энергии солнцетрясений от меры эмиссии (рис. 7а) с коэффициентом корреляции 0.56 (примерно вдвое лучше по сравнению с рис. 3а). С температурами ситуация обратная: корреляция хуже и для T_w ($P_{cc} = 0.43$ против 0.58 на рис. 3б), и для T_p ($P_{cc} = 0.36$). Коэффициенты корреляции для максимальной тепловой энергии вспышечной плазмы и характерного масштаба длины примерно одинаковые (0.55 и 0.51). Любопытно, что для плотности плазмы, определенной по ДМЭ, есть слабая антикорреля-

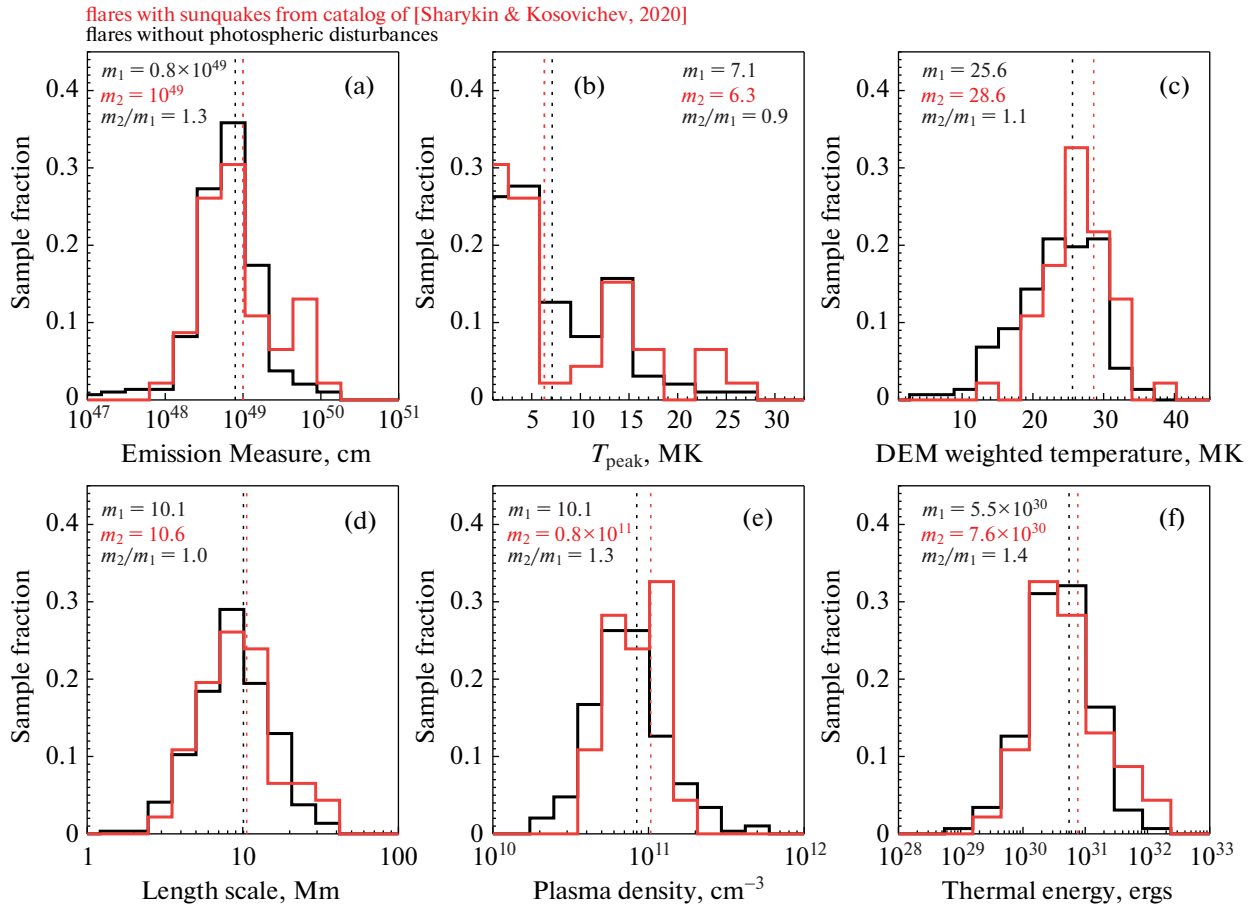


Рис. 6. Сравнение распределений параметров (нормированные гистограммы) тепловой плазмы (по данным AIA из GEI): а) мера эмиссии, б) пиковая температура по ДМЭ, с) температура, полученная усреднением по ДМЭ, d) характерный линейный масштаб, е) характерная концентрация плазмы, f) тепловая энергия. Гистограммы приводятся для группы вспышек с гелиосейсмическим откликом (красный) и без него (черный). Вертикальными точечными линиями показаны медианные значения, которые также дублируются числами m_1 и m_2 на панелях рисунка.

ция с коэффициентом $P_{\text{cc}} = -0.33$. Это значит, что чем вспышка больше себя проявляет в гелиосейсмической активности, тем она с большей вероятностью характеризуется меньшей концентрацией плазмы. Однако различие в концентрациях очень небольшая (10^{11} и $0.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) и корреляция слишком мала ($P_{\text{cc}} = -0.33$), чтобы быть уверенным в данной зависимости. Также стоит отметить, что полученные одинаковые корреляции для обоих типов (по RHESSI и по ДМЭ) максимальных тепловых энергий являются результатами корреляции гелиосейсмической энергии с максимальной вспыхивочной температурой по данным RHESSI в случае рис. 3d и корреляцией с мерой эмиссии, определенной по ДМЭ (на рис. 7f).

Также, учитывая относительную узость распределений вспышек по концентрациям плазмы, а также корреляцию энергии солнцетрясений с характерным масштабом длины ($P_{\text{cc}} = 0.51$

на рис. 7d), мы думаем, что корреляция с мерой эмиссии (рис. 7a) больше связана с объемом вспыхивочной области, так как $EM = n^2 L^3$. Другими словами, большие солнцетрясения связаны с вовлечением во вспыхивочный процесс большего количества магнитных петель. То есть мы имеем однозначный “геометрический эффект большой вспышки”. При этом вспышки с солнцетрясениями и без фотосферных возмущений никак не различаются по геометрическим размерам в рамках методологии оценки длин в каталоге GEI (напомним, что длины в GEI взяты из второго каталога GEI).

В качестве итогов данного раздела укажем следующие результаты статистического анализа вспышек по ДМЭ ЭУФ излучения:

1) вспышки с солнцетрясениями и без фотосферных возмущений тождественны по своим распределениям термодинамических параметров вспыхивочной области в рамках ДМЭ анализа;

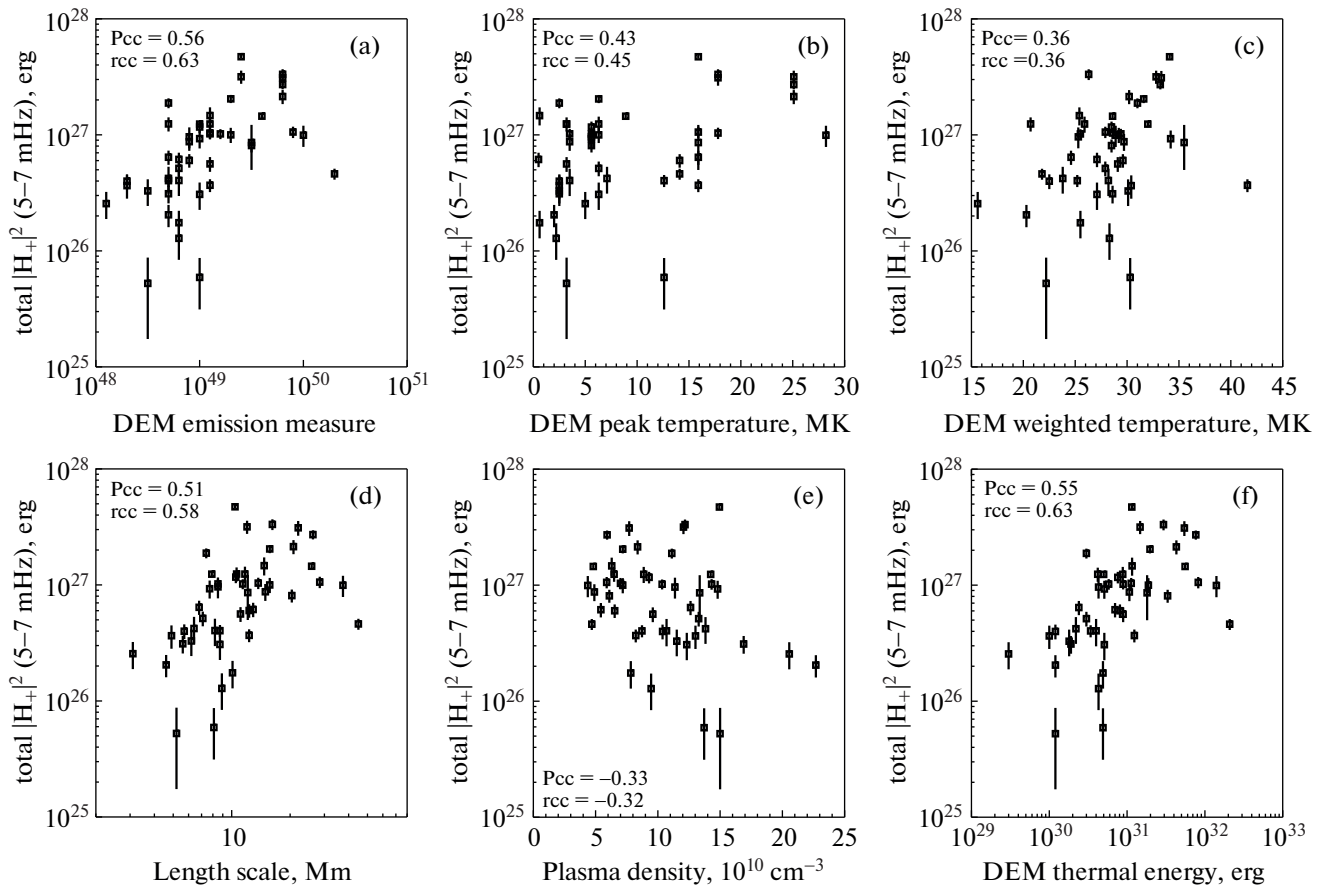


Рис. 7. Зависимости полной акустической мощности солнцетрясений для 22 вспышек в диапазоне частот 5–7 МГц от параметров тепловой плазмы (по данным AIA из GEI): а) мера эмиссии, б) пиковая температура по ДМЭ, с) температура, полученная усреднением по ДМЭ, d) характерный линейный масштаб, е) характерная концентрация плазмы, f) тепловая энергия. Значения коэффициента корреляции Пирсона (P_{cc}) и ранговый (r_{cc}) указаны на панелях рисунка.

2) обнаружена корреляция ($P_{cc} = 0.56$) между энергией гелиосейсмических возмущений и мерой эмиссии (что отличается от результатов анализа данных RHESSI);

3) не найдено корреляции между энергией гелиосейсмических возмущений и температурой, оцененной из ДМЭ двумя разными способами (также противоречит результатам анализа данных RHESSI);

4) мы получили аналогичную (как и для данных RHESSI) корреляцию между гелиосейсмической энергией и максимальной тепловой энергией вспышечной плазмы, полученную в рамках ДМЭ анализа. Однако данная корреляция больше связана с зависимостью энергии солнцетрясений от меры эмиссии и характерного размера вспышечной области. Тогда как для данных RHESSI мы имеем линейную зависимость от температуры и также от длины;

5) получена антикорреляция (единственная во всей работе) между энергией солнцетрясений и концентрацией плазмы. Однако данный резуль-

тат обладает малой достоверностью и в будущем его необходимо проверять на больших выборках или с применением более надежного метода определения геометрических размеров вспышечных областей.

6. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате сравнения гелиосейсмически активных солнечных вспышек и вспышек без фотосферных возмущений мы обнаружили:

1) значительное различие в потоках нетеплового рентгеновского излучения. В среднем потоки двух выборок различаются как минимум на порядок. Максимальное отношение (почти в 17 раз в пользу вспышек с солнцетрясениями) медиан распределений найдено для нормировочного коэффициента степенного нетеплового рентгеновского спектра для энергии 50 кэВ;

2) мы не нашли различий между двумя выборками вспышек с точки зрения распределений степенного индекса нетеплового рентгеновского

спектра (т.е. жесткости спектра ускоренных электронов). Более важным параметром является интегральный поток жесткого рентгеновского излучения;

3) есть небольшое различие в двух рассматриваемых распределениях (смещение) термодинамических параметров, определенных по рентгеновским спектрам RHESSI. Вспышки с солнцетрясениями обладают чуть большей максимальной тепловой энергией, мерой эмиссии и концентрацией горячей плазмы (медианы распределений отличаются примерно в три раза);

4) сравнение распределений характерных размеров вспышечной области показало идентичность двух выборок вспышек в рамках методики выделения геометрического места вспышки по картам ДМЭ;

5) показано, что с точки зрения ДМЭ анализа термодинамические параметры двух выборок вспышек практически не различаются.

Анализ зависимостей гелиосейсмической энергии от различных параметров вспышек, полученных в рамках работ [41, 42], показал следующие основные результаты:

1) наиболее сильная корреляция (по Пирсону 0.68) получена для зависимости гелиосейсмической энергии от полного потока нетепловых рентгеновских фотонов в рамках предположения о фиксированной низкоэнергетической границе 20 кэВ;

2) интересным результатом является найденная корреляция (0.58) энергии солнцетрясений с температурой плазмы по RHESSI, при слабой корреляции с мерой эмиссии ($P_{cc} = 0.32$);

3) наблюдается явная зависимость энергии солнцетрясений от характерных размеров вспышечной области. Благодаря данному эффекту мы также наблюдаем связь ($P_{cc} = 0.56$) между гелиосейсмической энергией и интегральной мерой эмиссии, полученной из ДМЭ анализа;

4) анализ ДМЭ не позволил найти хорошую корреляцию между энергией солнцетрясений и температурой плазмы ($P_{cc} = 0.36$ и 0.43 для температур T_p и T_w), что противоречит данным RHESSI.

7. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обсудим полученные результаты относительно двух важных аспектов: физики солнцетрясений и методике статистического анализа. Прежде всего, заметим, что с точки зрения статистического анализа, потенциал каталога SQ24 далеко не исчерпан. При рассмотрении пересечения с каталогами GEII и GEVIII мы нашли соответственно только 22 и 42 события до февраля 2014 г. При рассмотрении других вспышек после этой

даты мы могли бы расширить каталог, как для ДМЭ анализа, так и для анализа рентгеновского излучения. Однако германиевые полупроводниковые детекторы RHESSI подверглись серьезной деградации, начиная с 2015 г. Поэтому необходима очень большая и аккуратная дополнительная работа для интерпретации рентгеновского спектра вспышек, начиная с 2015 г. (чего не было сделано в рамках серии работ “Global Energetics”). Заметим, что в рамках первоначального статистического анализа нам достаточно данных без пространственного разрешения. В связи с этим, с нашей точки зрения, следующим шагом был бы анализ рентгеновского излучения большего числа событий с помощью инструмента KONUS [46] на борту KA Wind. Данный инструмент отличается наибольшим временем наблюдений по сравнению с другими рентгеновскими спектрометрами, отсутствием затмений и относительно стабильным фоном. Анализ расширенных выборок позволит еще лучше сравнить вспышки с разной степенью фотосферной активности и получить уточненные корреляционные взаимосвязи между энергией солнцетрясений и параметрами рентгеновского нетеплового спектра, косвенно свидетельствующего об ускоренных электронах.

В данной работе мы использовали информацию о характерных линейных размерах вспышечной области. Причем анализ распределений характерных длин показал отсутствие различий между вспышками с солнцетрясениями и вспышками без фотосферных возмущений. Однако мы заметили, что есть корреляция энергии солнцетрясений с характерным размером вспышечной области. Другими словами, мы показали, что быстрые и импульсные вспышки с гелиосейсмическим откликом [29] не обладают свойством компактности областей энерговыделения с точки зрения методики оценки характерных размеров, описанной в [42]. Тем не менее вопрос геометрической структуры вспышечной области в рамках исследований гелиосейсмически активных солнечных вспышек не снимается с повестки и, более того, является крайне важным. В действительности, данная работа показала лишь то, что во всех вспышках условное количество магнитных петель (и их размеры), вовлекаемых во вспышечное энерговыделение, примерно одно и то же. При этом мы не рассматриваем более тонкую пространственную структуру вспышечной области.

С точки зрения гипотезы о генерации гелиосейсмических волн ускоренными электронами, одним из важнейших параметров является площадь их высыпания в нижние слои солнечной атмосферы. При разных значениях площади плотности потока энергии высыпавшихся ускоренных электронов будет также различной и, следовательно, фотосферный отклик будет отли-

чаться. На базе каталога GEVIII мы произвели оценки плотности потока энергии ускоренных электронов и нашли разницу в медианах распределений (вспышки с солнцетрясениями и вспышки без фотосферных возмущений) примерно в пять раз (так же, как и на рис. 4с). Также используемые критерии показали достоверную разницу распределений, несмотря на приблизительность оценки времени импульсной фазы, площади вспышечной области и величины низкоэнергетической границы. Также от уточненных геометрических размеров зависит оценка плотности тепловой плазмы. Уточнение статистики с точки зрения геометрических параметров в дальнейшем позволит значительно улучшить понимание гелиосейсмически активных солнечных вспышек. Кроме этого важно рассматривать множественность компактных областей высыпания ускоренных частиц, а также динамику числа и размеров тех областей, в которые инжектируются ускоренные электроны (возможно, что последовательные инжекции могут усилить гелиосейсмическую волну).

Одним из важных результатов анализа ДМЭ является тождественность выборок солнечных вспышек с солнцетрясениями и без фотосферных возмущений с точки зрения термодинамических параметров. При этом для данных RHESSI мы обнаружили различие в медианах этих распределений. Скорее всего, это связано с построением ДМЭ, в которой учитывается плазма в очень широком спектре температур (от ~ 0.1 до ~ 20 МК). Заметим, что, несмотря на высокие значения $T_w = 6\text{--}40$ МК с медианой ~ 26 МК, превосходящие значения максимальной температуры по RHESSI в диапазоне $T_{\max} = 0.5\text{--}25$ МК и медианой ~ 12 МК, нельзя сравнивать данные температуры прямым образом. Дело в том, что T_w характеризует распределение ДМЭ в целом, тогда как температура по RHESSI определяется из однотемпературной аппроксимации рентгеновского спектра в очень коротких волнах с энергиями (примерно $5\text{--}20$ кэВ), которые на самом деле недоступны AIA. Также AIA обладает слабой чувствительностью к излучению плазмы с температурой выше 20 МК, тогда как RHESSI надежно измеряет рентгеновское излучение плазмы до очень высоких температур. В работе [47] показано, что в среднем отношение температур вспышечной плазмы (для 149 вспышек M и X) по данным RHESSI и AIA составляет 1.9 ± 0.1 . Можно сказать, что в плане диагностики очень горячей плазмы следует больше доверять данным RHESSI. В связи с этими рассуждениями есть соблазн считать плазму, по данным измерений рентгеновского излучения RHESSI, более “прямо” связанной с областью вспышечного энерговыделения, в которой происходит магнитное пе-

ресоединение. Тогда как плазма, наблюдаемая в ЭУФ диапазоне, определяется в большей степени эффектом хромосферного испарения и потому только косвенно связана с областью пересоединения в короне. Другими словами, в полный поток рентгеновского излучения имеется большой вклад от горячей плазмы, непосредственно нагревающейся внутри (или в окрестности) пересоединяющегося токового слоя (вероятными ударными волнами, турбулентностью, диссипацией электрического тока и т.д.). Данный вопрос следует более подробно исследовать в дальнейшем. Здесь мы только высказываем гипотезу, почему анализ данных AIA и RHESSI может приводить к различным результатам.

Также заметим, что в рамках анализа тепловых рентгеновских спектров по данным RHESSI обнаружено, что плотность плазмы вспышек с солнцетрясениями несколько больше (медианы отличаются примерно в три раза), чем для вспышек без фотосферных возмущений, а также есть корреляция ($P_{\text{cc}} = 0.58$) энергии солнцетрясений с максимальной температурой плазмы. Это, возможно, косвенно свидетельствует в пользу того, что в гелиосейсмически активных солнечных вспышках больше горячих электронов в хвосте Максвелловского распределения, которые более эффективно могут ускоряться. Однако это утверждение достаточно спекулятивно, поскольку плотность плазмы определяется специфическим образом, а деталей физики ускорения мы не знаем. В каталоге GEVIII характерный линейный размер определяется, как и в GEII, на базе анализа ДМЭ карт (см. подробнее выше). Вообще говоря, учитывая естественный ход ДМЭ, характеризующийся тем, что в области высоких температур (примерно более 10 МК) плазмы меньше, мы вправе ожидать меньшие объемы плазмы, испускающей тормозное рентгеновское излучение. Однако RHESSI не позволяет получать изображения с широким динамическим диапазоном и высоким (сравнимым с AIA) пространственным разрешением, и потому мы не можем оценить реальные размеры самой горячей части вспышечной области. Следовательно, оценки плотности плазмы по RHESSI достаточно спорны. Из-за этого мы также не приводили график корреляции гелиосейсмической энергии с плотностью плазмы по RHESSI (однако анализ показал, что корреляции фактически нет). Таким образом, мы снова приходим к важности более точного определения геометрических размеров вспышечных областей, необходимого для лучшего понимания особенностей энерговыделения гелиосейсмически активных вспышек.

Теперь перейдем к обсуждению важнейшего результата данной статьи. Вообще говоря, проведенный статистический анализ указывает на то, что наличие повышенных потоков нетеплового

рентгеновского излучения является яркой особенностью гелиосейсмически активных солнечных вспышек. Это косвенно свидетельствует в пользу больших потоков ускоренных электронов по сравнению со вспышками без фотосферного отклика. Также мы получили явную корреляцию (наилучшую среди других исследованных параметров) гелиосейсмической энергии с потоками рентгеновского излучения. Что нам мешает на основании данных результатов сказать о доказанности гипотезы генерации гелиосейсмических возмущений высыпавшимися электронами в нижние слои солнечной атмосферы?

Во-первых, с точки зрения физики, повышенные полные (пространственно интегрированные) потоки нетеплового рентгеновского излучения и, следовательно, повышенные потоки ускоренных электронов могут быть вторичным (сопутствующим) явлением по отношению к какому-то другому более важному параметру вспышечного энерговыделения. Ускорение заряженных частиц, скорее всего, является результатом воздействия на популяции электронов либо крупномасштабных, либо мелкомасштабных электрических полей, генерируемых за счет магнитного пересоединения и различных неустойчивостей пересоединяющегося токового слоя (в самых разных геометриях магнитного поля). Интенсивное магнитное пересоединение может сопровождаться другими значимыми процессами, которые могут воздействовать на нижние слои солнечной атмосферы. Например, эруптивный процесс и динамика магнитного поля на уровне фотосферы могут коррелировать с темпом магнитного пересоединения. Сама эрупция может быть причиной магнитного пересоединения во время импульсной фазы солнечной вспышки, стимулирующая быстрые изменения магнитного поля в нижних слоях солнечной атмосферы [48–50]. В результате скачка магнитного поля может возникнуть импульсная сила Лоренца, теоретически способная генерировать фотосферные возмущения (см. Введение). Также параллельно с ускорением электронов могут ускоряться ионы в самом широком диапазоне энергий. Причем ионы могут быть более предпочтительным агентом (в силу большей массы по сравнению с электронами) возбуждения солнцетрясений [16]. Соответственно, повышенные потоки ускоренных электронов могут косвенно свидетельствовать в пользу ускоренных ионов, само наличие которых и их характеристики крайне сложно надежно устанавливать из имеющихся наблюдательных данных. В будущих исследованиях влияние ускоренных МэВ-ных протонов на возмущение фотосферы может быть оценено по регистрации гамма-излучения. Однако пока не существует систематических наблюдений спектров гамма-излучения даже в режиме наблюдений “Солнце как звезда”.

Во-вторых, большую неопределенность в анализ вносит переход от описания потоков нетеплового рентгеновского излучения к потокам ускоренных электронов и к оценке их полной энергии. Мы использовали простейшую модель “толстой мишени” [34]. Однако в реальности перенос ускоренных частиц может быть гораздо сложнее с учетом дополнительных эффектов: захват в магнитные ловушки (например, [51]), обратный электрический ток (например, [51, 52]), мелкомасштабная турбулентность (например, [53]) и др.

Также спектр рентгеновского излучения зависит от особенностей мишени: теплая, толстая, тонкая, частичная ионизация плазмы и др. Учесть данные эффекты практически невозможно в рамках статистического анализа. Более того, такое исследование сложно сделать даже для отдельных солнечных вспышек. Дополнительные искажения регистрируемого жесткого рентгеновского излучения, усложняющие интерпретацию спектра, могут быть связаны с эффектом комптоновского рассеяния (или альbedo) от фотосферы (см., например, [54]), который зависит от гелиографической долготы и ширины вспышки.

Серьезным препятствием является пока непреодолимая проблема неопределенности низкоэнергетической границы, выше которой интегрируется спектр ускоренных электронов. Достаточно неожиданно было то, что мы получили корреляцию ($P_{cc} = 0.51$) нетепловой энергии (в рамках модели толстой мишени) с полной энергией солнцетрясений с учетом очень грубой оценки низкоэнергетической границы (мы брали пересечение тепловой и нетепловой части рентгеновского спектра).

Стоит также отметить, что мы в данном разделе опустили обсуждение очевидной важности пространственно разрешенных наблюдений и подключение других диапазонов электромагнитного спектра (в частности, микроволнового и гамма-диапазонов) к статистическому анализу. Здесь возникает так много задач, описание которых представляется излишним и выходящим далеко за рамки данной статьи.

В заключение мы хотим заметить, что полученные статистические результаты анализа особенностей энерговыделения гелиосейсмически активных солнечных вспышек являются фактически первыми в мире. Выводы, сделанные из анализа нетепловых рентгеновских спектров, пока только косвенно свидетельствуют в пользу гипотезы генерации солнцетрясений ускоренными электронами. Необходимы дальнейшие обширные исследования. Полученные результаты в данной статье мы рассматриваем как “затравку” для будущих наших (и других авторов) статистических исследований. Во-первых, необходимо бу-

дет уточнять полученные результаты для расширенных выборок вспышек. Во-вторых, совершенствование методик по ряду направлений (см. выше обсуждения) и подключение к статистическому анализу других параметров солнечных вспышек (магнитное поле, динамика КВМ и др.) позволят значительно улучшить понимание условий генерации солнцетрясений. Наряду с анализом данных наблюдений необходимо развивать моделирование солнцетрясений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Представленная работа поддержана грантом РФФ № 23-72-30002.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы статьи утверждают об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. L. Wolff, *Astrophys. J.* **176**, 833 (1972).
2. A. G. Kosovichev and V. V. Zharkova, *Helioseismology* (Paris: ESA, in ESA Special Publication 376, ed. J. T. Hoeksema et al., 341, 1995).
3. A. G. Kosovichev and V. V. Zharkova, *Nature* **393**, 317 (1998).
4. P. H. Scherrer, R. S. Bogart, R. I. Bush, et al., *Solar Phys.* **162**, 129 (1995).
5. V. Domingo, B. Fleck, and A. I. Poland, *Solar Phys.*, **162**, Is. 1–2, 1–37 (1995).
6. C. Lindsey and D. C. Braun, *Astrophys. J.* **485**, 895 (1997).
7. A.-C. Donea, D. C. Braun, and C. Lindsey, *Astrophys. J. Lett.* **513**, L143 (1999).
8. C. Lindsey and D. C. Braun, *Solar Phys.* **192**, 261 (2000).
9. J. C. Buitrago-Casas, J. C. Martínez Oliveros, C. Lindsey, et al., *Solar Phys.* **290**, 3151 (2015).
10. A. Donea, *Space Sci. Rev.* **158**, 451 (2011).
11. A. G. Kosovichev, *Extraterrestrial Seismology* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, ed. V. Tong & R. García, 306, 2015).
12. A. G. Kosovichev, *Solar Phys.* **238**, 1 (2006).
13. A. G. Kosovichev and T. Sekii, *Astrophys. J. Lett.* **670**, L147 (2007).
14. I. N. Sharykin, A. G. Kosovichev, V. M. Sadykov, I. V. Zimovets, and I. I. Myshyakov, *Astrophys. J.* **843**, 67 (2017).
15. J. T. Stefan and A. G. Kosovichev, *Astrophys. J.* **895**, 65, 15 (2020).
16. V. M. Sadykov, J. T. Stefan, and A. G. Kosovichev, eprint arXiv:2306.13162 (2023).
17. S. Zharkov, L. M. Green, S. A. Matthews, and V. V. Zharkova, *Astrophys. J. Lett.* **741**, L35 (2011).
18. S. Zharkov, L. M. Green, S. A. Matthews, and V. V. Zharkova, *Solar Phys.* **284**, 315 (2013).
19. H. S. Hudson, G. H. Fisher, and B. T. Welsch, *Subsurface and Atmospheric Influences on Solar Activity* (San Francisco, CA: ASP, ASP Conf. Ser. 383, ed. R. Howe et al., 221, 2008).
20. G. H. Fisher, D. J. Bercik, B. T. Welsch, and H. S. Hudson, *Solar Phys.* **277**, 59 (2012).
21. J. D. Alvarado-Gómez, J. C. Buitrago-Casas, J. C. Martínez-Oliveros, et al., *Solar Phys.* **280**, 335 (2012).
22. O. Burtseva, J. C. Martínez-Oliveros, G. J. D. Petrie, and A. A. Pevtsov, *Astrophys. J.* **806**, 173 (2015).
23. A. J. B. Russell, M. K. Mooney, J. E. Leake, and H. S. Hudson, *Astrophys. J.* **831**, 42 (2016).
24. I. N. Sharykin, A. G. Kosovichev, and I. V. Zimovets, *Astrophys. J.* **807**, 102 (2015).
25. I. N. Sharykin and A. G. Kosovichev, *Astrophys. J.* **808**, 72 (2015).
26. D. Besliu-Ionescu, A. Donea, and P. Cally, *Sun and Geosphere* **12**, 59 (2017).
27. R. P. Lin, B. R. Dennis, G. J. Hurford, et al., *Solar Phys.* **210**, 3 (2002).
28. R. Chen and J. Zhao, *Astrophys. J.* **908**, 182, 14 (2021).
29. I. N. Sharykin and A. G. Kosovichev, *Astrophys. J.* **895**, 76, 14 (2020).
30. P. H. Scherrer, J. Schou, and R. I. Bush, *Solar Phys.* **275**, Is. 1–2, 207–227 (2012).
31. W. D. Pesnell, B. J. Thompson, and P. C. Chamberlin, *Solar Phys.* **275**, 3–15 (2012).
32. W. M. Neupert, *Astrophys. J. Lett.* **153**, L59 (1968).
33. B. R. Dennis and D. M. Zarro, *Solar Phys.* **146**, 177 (1993).
34. J. C. Brown, *Solar Phys.* **18**, Is. 3, 489–502 (1971).
35. M. A. Livshits, O. G. Badalian, A. G. Kosovichev, and M. M. Katsova, *Solar Phys.* **73**, 269 (1981).
36. G. H. Fisher, R. C. Canfield, and A. N. McClymont, *Astrophys. J.* **289**, 414 (1985).
37. A. G. Kosovichev, *Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory* **75**, 6 (1986).
38. J. C. Allred, A. F. Kowalski, and M. Carlsson, *Astrophys. J.* **809**, 104 (2015).
39. H. Wu, Y. Dai, and M. D. Ding, *Astrophys. J. Lett.* **943**, 1, L6, 7 (2023).
40. J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, et al., *Solar Phys.* **275**, Is. 1–2, 17–40 (2012).
41. M. J. Aschwanden, E. P. Kontar, and N. L. S. Jeffrey, *Astrophys. J.* **881**, 1, 22 (2019).
42. M. J. Aschwanden, P. Boerner, D. Ryan, et al., *Astrophys. J.* **802**, 53, 20 (2015).
43. M. J. Aschwanden, G. Holman, A. O’Flannagain, et al., *Astrophys. J.* **832**, 1, 27, 20 (2016).
44. E. P. Kontar, N. L. S. Jeffrey, A. G. Emslie, and N. H. Bian, *Astrophys. J.* **809**, 1, 35, 11 (2015).
45. M. J. Aschwanden, P. Boerner, A. Caspi, et al., *Solar Phys.* **290**, 10, 2733–2763 (2015).
46. R. L. Apteekar, D. D. Frederics, and S. V. Golenetskii, *Space Science Reviews* **71**, Is. 1–4, 265–272 (1995).
47. D. F. Ryan, A. M. O’Flannagain, M. J. Aschwanden, and P. T. Gallagher, *Solar Phys.* **289**, 2547 (2014).
48. G. J. D. Petrie, *Astrophys. J.* **759**, 50, 18 (2012).

49. *S. Wang, C. Liu, R. Liu, N. Deng, Y. Liu, and H. Wang*, *Astrophys. J. Lett.* **745**, L17, 5 (2012).
50. *I. N. Sharykin, I. V. Zimovets, and A. V. Radivon*, *Cosmic Research* **61**, 4, 265–282 (2023).
51. *A. N. Shabalin, Yu. E. Charikov, and I. N. Sharykin*, *Astrophys. J.* **931**, 1, 27, 13 (2022).
52. *V. V. Zharkova and M. Gordovskyy*, *Astrophys. J.* **651**, 1, 553–565 (2006).
53. *Yu. E. Charikov and A. N. Shabalin*, *Technical Physics* **66**, 1092–1099 (2021).
54. *E. P. Ovchinnikova, Yu. E. Charikov, A. N. Shabalin, and G. I. Vasil'ev*, *Geomagn. Aeron.* **58**, 7, 1008–1013 (2018).

STATISTICS OF THERMAL PLASMA PARAMETERS AND NON-THERMAL X-RAY SPECTRA OF SOLAR FLARES WITH HELIOSEISMIC RESPONSE

I. N. Sharykin^{a,#}, I. V. Zimovets^a, and A. G. Kosovichev^b

^a*Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow 117997, Russia*

^b*New Jersey Institute of Technology, Newark, USA*

We present the results of statistical analysis of various thermal plasma parameters and non-thermal X-ray spectra of helioseismically active (producing “sunquakes”) solar flares of the 24th solar cycle up to February 2014. Two samples of flares are compared: with helioseismic activity in the form of sunquakes and a sample of flares without photospheric disturbances. The dependences of the considered flare parameters on the energy of helioseismic disturbances are also investigated. Quantitative parameters of solar flares are taken from the statistical work of the Global Energetics series by Markus Ashwanden in 2014–2019. We consider thermodynamic plasma parameters derived from the analysis of RHESSI X-ray spectra and differential emission measure (from AIA EUV images), as well as the characterization of non-thermal X-ray spectra from RHESSI. Statistical analysis confirmed that helioseismically active solar flares are characterized by significantly larger fluxes of non-thermal X-ray emission compared to flares without photospheric perturbations. A good linear relationship between helioseismic energy and the total flux of non-thermal X-ray radiation and the total energy of accelerated electrons is found. It is shown that the power-law index of the nonthermal X-ray spectrum is not the parameter by which one can separate the two groups of flares under consideration. The analysis of the X-ray thermal spectra shows a slight difference between the flares with the sunsets.

Keywords: solar flares, helioseismic waves, sunquakes, X-ray emission, nonthermal electrons, photosphere, ultraviolet emission

ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ КАК ВОЗМОЖНЫЙ СЦЕНАРИЙ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЛУНЫ

© 2023 г. А. В. Тутуков^{1,*}, Г. Н. Дремова^{2,**}, В. В. Дремов^{2,***}

¹Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

²Российский федеральный ядерный центр, Снежинск, Челябинская область, Россия

*E-mail: atutukov@inasan.rssi.ru

**E-mail: G.N.Dryomova@mail.ru

***E-mail: V.V.Dryomov@vniitf.ru

Поступила в редакцию 15.06.2023 г.

После доработки 31.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Статья посвящена проблеме происхождения Луны. Обсуждаются современные сценарии формирования системы Земля–Луна: одновременное образование Земли и Луны в околосолнечном газопылевом диске; ударное частичное разрушение Земли массивным астероидом; гравитационный захват Луны Землей; разрушение вначале двойной Луны при сближении с Землей с возможным последующим поглощением Землей компонента меньшей массы. Мы предлагаем двухстадийный сценарий гравитационного захвата Луны Землей на ранних стадиях Солнечной системы. На первой стадии, использующей гибридную численную модель в постановках задачи трех тел (Солнце, Земля и Луна) и N -тел, производится поиск и отбор временных орбит Луны вокруг Земли. Используя метод обратного интегрирования в постановке задачи N -тел, оценивается влияние приливных сил на перекачку орбитального момента Луны (P_{orb}^M) относительно Земли в ее собственный момент P_s^M . Как показывает моделирование, действия одних приливных сил не достаточно для захвата Луны Землей в короткой шкале времени ~ 100 лет ($\Delta P_s^M \sim 10^{-6} P_{\text{orb}}^M$). На второй стадии учитывается фактор вязко-диссипативной среды, приводящей к дополнительному “притормаживанию” Луны, за счет, например, столкновений с астероидами и перехода приливной энергии в тепло, что помогает Луне избавиться от избытка кинетической энергии и обрести постоянную орбиту вокруг Земли.

Ключевые слова: происхождение Луны, гипотезы, моделирование, задача трех тел

DOI: 10.31857/S0004629923110117, **EDN:** FZCDAQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные наблюдения и теория свидетельствуют, что планеты — неотъемлемая часть звездного и, как теперь выясняется, межзвездного мира всех галактик [1–6]. Теоретическая оценка их частоты, основанная на распределении двойных звезд по угловым моментам, допускала, что около трети звезд могут иметь планетные системы [1]. Позднее эта оценка была поддержана наблюдательной статистикой более пяти тысяч околозвездных внесолнечных планет [4, 7]. Максимальное число планет в планетной системе регулируется, вероятно, массами планет и следующими из них критериями устойчивости почти круговых планетных орбит.

Наблюдаемое распределение планет по большой полуоси их орбит может быть представлено выражением в дифференциальной форме: $dN = 4d \lg a$, где N — число планет, a — большая

полуось их орбиты [1, 8, 9]. Интересно, что загадка известного правила Тициуса–Боде заключена в этом соотношении, которое свидетельствует о равномерном распределении планет по логарифму большой полуоси или логарифму удельного углового момента. Кстати, распределение двойных звезд по большой полуоси их орбит следует тому же логарифмическому закону [10]. Среднее отношение наблюдаемых орбитальных периодов соседних планет составляет ~ 1.5 , а минимальное — близко к 1.1 [8, 9]. Ясно, что величина среднего отношения определяется условием устойчивости орбит планет с массой порядка массы Юпитера, а минимальное отношение — свидетельство малых масс этих соседних планет. Планеты с неустойчивыми орбитами при взаимодействии с более массивными соседями будут либо поглощены последними, либо станут членами облака Оорта, либо вообще выброшены из своей системы, став свободными объектами Галактики [6]. Планеты

на неустойчивых орбитах могут напрямую сталкиваться между собой. Такие столкновения сейчас, вероятно, уже зарегистрированы наблюдателями [11].

Примечательно, что планеты-гиганты Солнечной системы имеют много спутников, плоскости орбит которых, как правило, близки к экваторам самих планет. Распределение больших спутников Юпитера по большим полуосям их орбит повторяет указанное выше распределение планет по их большим полуосям орбит вокруг своих звезд. Два этих обстоятельства позволяют полагать, что процесс образования систем спутников около больших планет Солнечной системы повторяет в значительной степени сценарий формирования самой Солнечной системы в протопланетном околозвездном газопылевом диске.

Интересно, что аналог околопланетного газопылевого диска уже обнаружен [12]. Планета CQ Lupi B с массой $\sim 30M_J$ (M_J — масса Юпитера) демонстрирует присутствие около нее пылевого диска с радиусом $\sim 6R_\odot$ ($R_\odot$ — солнечный радиус). Конечно, масса спутника этой звезды заставляет видеть в нем коричневый карлик — вероятный будущий обладатель своей компактной планетной системы. Но существование аналогичных дисков около планет кажется вполне возможным, а сами диски, можно полагать, будут со временем обнаружены. Будут найдены и спутники внесолнечных планет, хотя обычные эффекты наблюдательной селекции пока исключают их обнаружение [13]. Стоит отметить, что обычному транзитному методу, вероятно, вполне доступно обнаружение близких к своим звездам тесных двойных планет со сравнимыми размерами компонентов по периодическому изменению глубины затмений, вызванному орбитальным вращением пары, или по достоверной переменной асимметрии формы кривой затмений.

Малые внутренние планеты Солнечной системы, близкие к Солнцу, такие как Меркурий и Венера, а также Марс, не имеют больших спутников. Земля и, важно, находящийся на краю Солнечной системы продолжающий формироваться и аккрецировать окружающий астероидный материал, Плутон, имеют по одному большому спутнику, что необычно для планет-гигантов нашей планетной системы. Если самые большие спутники планет-гигантов имеют массы порядка 0.001 от массы самих планет, то для системы Земля—Луна это отношение около 0.01, а для системы Плутон—Харон — 0.1. Очевидно заметное отличие последних двух систем от систем спутников планет-гигантов Солнечной системы. Закономерно возникает вопрос о причинах такого отличия и о возможных сценариях их формирования. Для объяснения причин возникновения Солнечной системы обычно привлекают сценарий Канта и

Лапласа об одновременном образовании Солнца в ходе коллапса вращающегося протосолнечного газопылевого облака и его планет и спутников в протопланетном диске, аккумулирующем избыточный угловой момент [1, 2]. Сегодня известно с десяток сценариев, что отражает существенное углубление наших представлений об эволюции одиночных и двойных звезд различных классов [14].

Для упрощения ориентирования в данной статье предлагаем краткое ее описание. Во Введении формулируется проблема происхождения Луны как часть общей проблемы образования спутников планет и феномена двойных планет. В разделе 2 делается небольшой экскурс в историю изучения вопроса происхождения Луны с кратким анализом состояния современных моделей и теорий, а также ставится акцент на общую проблему двойных планет и рассматривается как иллюстрация нашей системы Земля—Луна, в частности. В разделе 3 излагается постановка задачи в моделях трех и N -тел, а также описывается метод интегрирования. В разделе 4 демонстрируются и обсуждаются полученные результаты. В Заключение кратко подводятся итоги моделирования.

2. ИСТОРИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УСЛОВИЙ ОБРАЗОВАНИЯ СИСТЕМЫ ЗЕМЛЯ—ЛУНА

Луна, ярчайший объект ночного неба Земли, с давних времен привлекала внимание естествоиспытателей. Предметом пристального интереса были и остаются как ее наблюдаемые свойства, так и проблема ее возникновения. Уникальность Луны — единственного спутника планеты земного типа — состоит в самом факте ее существования, что заставляет задуматься о ее происхождении. Ниже будут прокомментированы несколько возможных сценариев, предлагающих разные версии появления спутника Земли.

2.1. Сценарий мегаимпакта

Самый популярный на сегодня сценарий возникновения Луны, как “оторванной” части Земли, имеет, что естественно для астрономии, глубокие исторические корни. Ее автор — дед Чарльза Дарвина, утвердившего идею эволюции в биологии. Английский естествоиспытатель и инженер Эразм Дарвин (1731—1802) в поисках разгадки истории Луны предложил обратить внимание на глобус Земли, где, по его мнению, не достает твердого вещества. Не исключено, предложил Дарвин, что молодая Земля вращалась столь быстро, что часть ее в районе Тихого океана оторвалась от Земли, образовав Луну. Сын Чарльза Дарвина, Георгий, ста годами позже прадеда показал, что приливные силы быстровращаю-

щейся молодой Земли могли со временем отодвинуть Луну от Земли на ее современное место [15, 16]. Таким образом, Дарвины создали первый вариант современного популярного сценария образования спутника Земли.

Много позднее, в 1948 г. Биркгофом и другими [17] этот сценарий был “модернизирован”: они предложили, что роль быстрого вращения молодой Земли мог бы сыграть достаточно большой и быстрый астероид, столкнувшийся с Землей и оторвавший ее часть. Со временем вырванное из Земли вещество сформировало Луну. Возможность самого столкновения — мегаимпакта — следует признать очевидной в рамках аккумуляционного сценария образования планет земного типа Солнечной системы. Такие мегаимпакты могут, в частности, объяснить ненулевые эксцентриситеты и наклоны орбит планет Солнечной системы.

Большой вклад в изучение Луны внесла космическая программа НАСА “Аполлон”, основная цель которой как раз состояла в том, чтобы выяснить, как образовалась Луна. К середине 70-х годов XX века сценарий Дарвина-Биркгофа эволюционировал в теорию мегаимпакта [18], согласно которой объект размером с Марс (так называемая Тейя) сталкивается с Протоземлей, в результате чего образуется сначала диск вокруг Земли, а потом Луна. Расчеты первого поколения 3D гидродинамического моделирования [19] показали возможность образования обедненных железом вращающихся дисков вокруг Земли. В более поздних расчетах [20], моделирующих низкоскоростной касательный удар, удалось воспроизвести наблюдаемый ресурс углового момента системы Земля–Луна, а также массу и объемную плотность реальной Луны. Ударный сценарий становился все более популярным и, наконец, приобрел эпитет “канонический”. Его описанию посвящены обзоры [21, 22].

2.2. “Изотопный кризис”

Несмотря на то, что сценарий мегаимпакта признан наиболее хорошо изученным, в последнее десятилетие он стал предметом острых дискуссий [23] из-за трудностей в объяснении сходства изотопов мантий Луны и Земли. Это выглядело парадоксально на фоне данных химического анализа пород Земли и Луны, которые показали различие в содержании тяжелых элементов, таких как Fe или Ni (их обилие на Земле по сравнению с Луной), а также различие в эндогенном составе летучих соединений (отсутствующих на Луне) [24]. Выявленные различия хорошо встраиваются в сценарий мегаимпакта и захвата, полагая что Луна и Земля образовались из разных по химическому составу объектов. Метеориты с Марса и с родительских тел главного пояса астероидов име-

ют отличный от Земли изотопный состав. Почему тогда Земля и Луна оказались “изотопически неразличимы”, например, по содержанию изотопов O_2 и W, а также ряда других литофильных элементов [25]?

Известно, что изотопный состав космических объектов меняется с удалением их от Солнца. Это позволяет предположить, следуя ранним догадкам Си [26], что Земля и Луна образовались в околосолнечном диске как свободные планеты на близких орбитах и были связаны гравитацией в единую систему позднее. Изначальная близость орбит околосолнечных Луны и Земли дает малую величину их относительной скорости, что могло бы обеспечить низкоскоростной касательный мегаимпакт или захват Луны Землей.

Таким образом, разрешение проблемы “изотопного кризиса” потребовало введения дополнительных ограничений, в первую очередь, требование земноподобной Тейи. Постепенно стали вводить разные режимы импактных событий, чтобы лучше обеспечить сходство изотопов Земли и Луны.

2.3. Режимы диффузионной релаксации диска: ко-аккреция, синестии, мультиимпакты

В решении проблемы изотопической тождественности Луны и Земли предлагается сценарий скоростного некасательного удара [27], в результате которого создаются диск и планета, более близкие по химическому составу, чем при “каноническом” мегаимпакте. Основная трудность этого сценария состоит в том, чтобы образовать достаточно массивный диск за одно столкновение.

Режим высокоинтенсивных мегаимпактов, немного превосходящих по энергии “канонический” мегаимпакт, приводит к образованию сильно испаренных “синестий”, когда вращающееся гидростатическое тело выходит за границы своего теплового предела, образуя вязко растекающуюся дискообразную область [28]. В процессе диффузионной релаксации диска происходит перемешивание испаренной фракции протоземной мантии с веществом ударника — Тейи, — начальные составы которых могут отличаться, и изотопный состав выравнивается [29, 30].

Отдельное внимание заслуживает сценарий мультиимпакта, или множественного взаимодействия популяции первичных планетезималей с планетами, обеспечивая рост последних. Динамика макроударов и формирование долунных околоземных роев малых тел, из которых позднее аккрецировала Луна, описываются в модели ко-аккреции, впервые предложенной Рускол [31] на основе идей академика О.Ю. Шмидта. Еще в 40-е годы XX века академик О.Ю. Шмидт сфор-

мулировал эволюционный подход в изучении околосолнечного протопланетного облака, из которого возникли Земля и Луна [32], в противоположность событийному варианту происхождения Луны в результате мегаимпакта. Развивая дальше эти идеи, его ученики, Е.Л. Рускол и В.С. Сафонов, в рамках теории ко-аккреции построили статистическую модель эволюции популяции крупных планетезималей, постепенно истощающихся в результате макроударов, порождающих рой малых тел, из которых позднее аккрецируют спутники, как, например, Луна [33]. Наиболее полные результаты этой теории представлены в работах [34–37], в которых также обсуждаются главные трудности теории ко-аккреции — накопление адекватной массы и углового момента в протопланетном диске.

В другом варианте мультиимпакта, смоделированном Руфу и др. [38], образование Луны в результате серии (более 20) мини-импактов, произведенными менее массивными, чем Тейя, (субмарсианскими) “ударниками”. Каждый такой импакт рождает мини-луну, которая через механизм прилива-отлива мигрирует “наружу”. Все эти мини-луны постепенно “расчищают” себе орбиту от других себе подобных, неизбежно сталкиваясь и слипаясь, формируя современную Луну с составом, близким к составу средней планетезимальной окрестности. Основная проблема этого механизма — низкая эффективность слипания мини-лун [39].

Также делаются попытки разрешения проблемы изотопного сходства в концепции общего газопылевого облака. Его эволюция моделируется методом динамики частиц, позволяющим выделить из кольцеобразных структур диска газопылевые сгущения, интерпретируемые как предвестники систем планета-спутник [40]. В этой же концепции рассматривается сценарий столкновительной эволюции двух газопылевых сгущений, высвобождающей угловой момент, необходимый для формирования системы Земля—Луна [41].

Как уже подчеркивалось, сценарий гравитационного захвата Землей околосолнечной планеты на близкой к Земле орбите также приемлем в решении проблемы изотопного сходства Луны и Земли.

2.4. Сценарий гравитационного захвата Луны

Укажем три фактора, заслуживающих внимание, в отношении уникальности Луны. Во-первых, нужно подчеркнуть соизмеримость масс Земли и Луны, что не характерно для многочисленных спутников планет-гигантов Солнечной системы. Во-вторых, Луна аккумулирует почти 80% углового момента системы Земля—Луна [42].

И еще одной примечательной особенностью Луны является то, что сила притяжения Луны Солнцем почти в два раза превосходит силу притяжения Луны Землей! То есть, фактически, Луна вращается вокруг Солнца, а Земля лишь немного возмущает ее почти круговую околосолнечную орбиту. Все эти обстоятельства приводят к тому, что систему Земля—Луна часто называют двойной планетой.

Названные выше особенности параметров Луны привлекают внимание к сценарию независимого образования Земли и Луны в околосолнечном протопланетном диске с последующим приливным захватом Землей Луны, оказавшейся поблизости, в пределах досягаемости приливных сил Земли [25, 41]. Интересен сценарий гравитационного захвата Солнечной системой Луны и, возможно, других членов Солнечной системы из общегалактического поля свободных астероидов и планет [43].

Захват Луны Землей может быть результатом приливного взаимодействия Земли и Луны в рамках задачи трех тел, имея в качестве третьего тела Солнце, на что указывают современное расстояние между Луной и Землей и почти круговая орбита Луны [16, 44]. Но, не исключено, что такой вариант не реализуется при сближении Земли и Луны в строго динамической постановке этой задачи, и энергия системы Земля—Луна остается положительной. Для сброса остающейся положительной энергии взаимодействия этой системы можно рассмотреть два варианта “антикика”, тормозящего пространственное движение “свободной” Луны относительно Земли. Первый состоит в привлечении приливной диссипации энергии пространственного движения Луны при достаточно близком взаимодействии ее с Землей. Численная величина этого “антикика” может быть оценена при решении задачи трех тел, включающей Солнце, Землю и Луну.

Второй вариант сброса избыточной энергии системы Земля—Луна состоит в предположении, что Луна до сближения с Землей была двойной планетой. Другой компонент, меньшей массы, был Луной потерян, унеся избыток энергии возникшей системы Земля—Луна, как это бывает обычно при гравитационном взаимодействии трех тел [6]. Судьбой потерянного Луной компонента могла стать поглотившая его после освобождения при прямом столкновении Земля. Поглощение планетами своих спутников не следует считать слишком необычным. Такое событие, вероятно, может объяснить чересчур медленное осевое вращение Венеры, необычное положение оси вращения Урана в плоскости его орбиты и, возможно, причину отсутствия спутников у планет земного типа в Солнечной системе. То есть,

например, Венера могла в прошлом поглотить свою Луну и остаться в результате без своего спутника с очень медленным осевым вращением.

Где могла быть исходная одиночная или двойная Луна до встречи с Землей и превращения в спутник Земли? Более вероятным для начальной Луны кажутся исходные орбиты, близкие к орбите растущей в ходе аккреции Земле. Интересно, что акты подобных захватов наблюдаются в настоящее время на примере астероидов [45]. Захват при этом происходил на неустойчивые околоземные орбиты со временем жизни в несколько лет, по происшествии которых астероиды при участии Луны терялись Землей. Еще одно потенциально перспективное местопребывания Луны до встречи с Землей — это точки Лагранжа L_4 и L_5 системы Солнце—Земля. Там недавно были найдены астероиды — Земные Троянцы [46]. Численное моделирование показывает, что в этих областях может сохраниться исходный астероидный материал [6]. Луна могла возникнуть в одной из этих точек и со временем оказаться выбитой из нее случайным астероидом на орбиту, близкую к орбите Земли около Солнца, что облегчило бы ее последующий захват Землей. Возможность гравитационного захвата Землей свободных около-солнечных астероидов подтверждается, например, недавно обнаруженным вторым спутником Земли, астероидом 2020 CD3 [47].

2.5. Проблема двойных планет

Рассмотрим более чем естественный вопрос, почему планеты Солнечной системы за исключением Плутона, вероятно еще не закончившего процесс своего формирования, не имеют спутников с массами, сопоставимыми с массами самих планет? Самый общий вариант ответа причин явной разницы в степени двойственности звезд и планет очевиден. Он состоит в принципиальном отличии механизма формирования звезд (очень глубокий коллапс протозвезды) от механизма образования планет (аккумуляция вещества околозвездного диска). Ясно, что вещество этого диска имеет большой угловой момент и, кажется, это открывает дорогу к образованию двойных планет. Можно в рамках предельно простой модели оценить большую полуось a двойной планеты, образованной в результате консервативной аккумуляции вещества двух соседних узких слоев тонкого околозвездного кеплеровского диска шириной d и массой m каждого слоя около звезды с массой M . Из условия равенства относительного орбитального углового момента этих слоев орбитальному угловому моменту аккумулярованной в ходе аккреции в них двойной планеты следует, что $a/d \approx M/m(d/R)^3$, где R — радиус диска. Для того, чтобы a/d было меньше единицы, что необходи-

мо для гравитационной связанности системы, при наблюдаемом для планетных систем характерном отношении расстояния между планетами к их радиусу орбиты d/R около 0.5 найдем, что масса диска должна быть больше $0.1 M$. Это, вероятно, открывает путь для образования кратных звездных систем в массивных околозвездных дисках. Но массы наблюдаемых планет и протопланетных дисков меньше $0.01 M$. То есть, угловой момент вещества околозвездного диска столь велик, а его масса столь мала, что делает образование двойных планет со сравнимыми массами компонентов за счет консервативной аккумуляции вещества кеплеровского диска невозможным.

Потенциально большие возможности скрыты в приливном взаимодействии Луны и Земли для передачи кинетической энергии и углового момента Луны в энергию и угловой момент вращения Земли за счет их неупругого взаимодействия во время сближений и преходящих фаз существования на квазиустойчивых орбитах, обнаруженных при численном моделировании их гравитационного взаимодействия в рамках задачи трех тел. Простые оценки давно показали, что моментоемкость осевого вращения Земли, оцениваемая из баланса ускорения свободного падения (9.8 м/с^2) и центростремительного ускорения ($\sim 0.0337 \text{ м/с}^2$), в несколько раз превосходит современный орбитальный момент Луны.

Наблюдаемые сейчас вековое удаление Луны от Земли 4 см/год [48] и замедление осевого вращения Земли являются наглядными свидетельствами механизма приливного взаимодействия Луны и Земли. Однако количественный учет этого взаимодействия остается пока сложным [49]. Признавая это удаление вековым, можно найти, что за время жизни Солнца это удаление составит величину порядка современного удаления Луны от Земли. То есть, начальное удаление Луны от Земли могло быть много меньше наблюдаемого сегодня. И, что важно, экстраполяция этого удаления на будущее время жизни Солнца приведет к удвоению наблюдаемого удаления. Но, удвоив свое удаление от Земли, Луна окажется ближе к границе полости Хилла Земли, а ее орбита станет неустойчивой. В результате Земля может потерять Луну еще до окончания эволюции Солнца. Возникает вопрос о ее дальнейшей судьбе. Удалить Луну за пределы Солнечной системы, как это смог бы Юпитер [6], Земля не может из-за своей малой массы и большой глубины потенциальной ямы своей орбиты. Поэтому потерянная Луна либо снова станет спутником Земли, существенно обновив свою орбиту, либо будет поглощена Землей, заметно изменив параметры вращения последней. Простая оценка показывает,

что современного углового момента Земли достаточно для реализации представленного сценария эволюции орбиты Луны. Вопрос об эффективности приливных сил подлежит теперь изучению.

Вероятно, главный источник диссипации углового момента и кинетической энергии протопланетного вещества планет земной группы — взаимодействие твердотельного компонента околосолнечного газопылевого диска с газом. Исходное отношение массы газа к массе пыли в диске достигает ~100, что делает газ потенциально очень эффективным аккумулятором избытков кинетической энергии и углового момента пыли, собираемой гравитацией и аккумуляцией в планеты земной группы. При малых относительных скоростях формирующихся планет земной группы и окружающего их газа в протопланетном газовом диске этот путь избавления от избытка углового момента и кинетической энергии системы Земля—Луна кажется реалистичным [50]. Газовый компонент диска из зоны планет земной группы со временем, очевидно, удаляется, оставляя, в основном, одиночные планеты. Конечно, в этом варианте потери избытков энергии и углового момента формирующихся планет, кажется, остается открытым вопрос о сценарии образования одиночных планет-гигантов Солнечной системы. Напомним, что, как было показано выше, угловой момент газа тонкого диска слишком велик для возникновения в нем планет за счет только гравитации. Вероятный сценарий их образования может быть двухстадийным [51]. Сначала при сопровождении передачи избытка углового момента газовому компоненту диска формируется твердотельное ядро планеты. Газовый компонент околосолнечного диска на далекой холодной периферии Солнечной системы трудноудалим и поэтому аккрецируется массивными твердотельными ядрами планет-гигантов. Проблема удаления избытка углового момента на этой стадии аккреции газа планетами-гигантами, судя по плоской системе окружающих их малых спутников, решается, в основном, путем создания протяженных околосолнечных газовых дисков, аккумулирующих угловой момент молодых планет-гигантов.

2.6. Спутники планет-гигантов

Как уже отмечалось во Введении, планеты-гиганты Солнечной системы имеют много спутников, подсистема которых повторяет, в основном, структуру самой Солнечной системы, что позволяет при поиске сценариев их образования ограничиваться, как правило, традиционным сценарием Канта—Лапласа [52, 53]. Интересно отметить, что распределение спутников планет-гигантов Солнечной системы по большим полуосям a_{moon} их орбит может быть описано в первом

приближении тем же самым соотношением, что приведено во Введении для планет Солнечной системы: $dN = 4d \lg a_{\text{moon}}$ [1]. Это “родство” также является аргументом сценария образования системы спутников планет-гигантов по аналогии с образованием самих планетных систем путем аккумуляции твердых тел в околосолнечном диске [32, 54, 55]. Эта задача решалась неоднократно численно в рамках модели N тел конечных размеров [56–58]. Количество образующихся спутников планеты в рамках этих моделей определялось целиком принятыми начальными размерами диска [56, 58]. При этом компактный диск, вероятно, возникающий при столкновении большого астероида с Землей в рамках ударного сценария Дарвина—Биркгофа [16, 17], быстро за счет столкновительной аккумуляции превращается в Луну. Отсутствие больших спутников у Марса, Венеры и Меркурия в рамках этого сценария можно объяснить отсутствием подходящих ударных астероидов и соответствующих столкновений.

2.7. Двойная планета Плутон—Харон

Двойные астероиды в Солнечной системе хорошо известны [59]. Кроме того, на краю планетной части Солнечной системы имеется двойная планета Плутон—Харон с “иррегулярными” отношением масс компонентов и наклоном орбитальной плоскости системы к плоскости орбит. Примечательно, что эта двойная планета находится в настоящую эпоху на стадии аккумуляционной “сборки”, аккрецируя окружающее ее астероидное вещество пояса Койпера [1]. Примечательно также, что система Плутон—Харон имеет четыре малых спутника с ретроградными орбитами [60]. Отношение масс основных компонентов этой системы — девять, а расстояние между ними около 20 000 км [2].

Двойственность Плутона есть надежное свидетельство того, что на стадии роста больших планет они могут проходить стадию двойных планет, аккумулирующих избыточный угловой момент. Современная масса Плутона в пять раз меньше массы Луны и только в девять раз больше массы Харона [2]. Само существование системы Плутон—Харон подтверждает допустимость предположения о возможной двойственности начальной Луны, еще свободной от Земли. И, кроме того, существование двойной планеты Земля—Луна на фоне системы Плутон—Харон — вероятное свидетельство неоконченной “сборки” нашей планеты, запоздавшей по сравнению с другими планетами земной группы.

2.8. Поиск двойных экзопланет

Изучению двойственности внесолнечных планет пока препятствуют очевидные эффекты на-

блюдательной селекции. Недавнее тщательное исследование затмений 70 звезд с планетами-гигантами [61] показало, что только у одной планеты с орбитальным периодом 737 дней обнаружен близкий спутник с отношением масс ~ 40 . Этот результат укрепляет вывод о том, что двойные планеты с близкими массами компонентов, в отличие от звезд, очень редки. Теоретическая оценка вероятности образования двойных планет-гигантов $\sim 10\%$ [62].

Активное гравитационное взаимодействие планет с близкими орбитами следует признать распространенным явлением в мире планетных систем Галактики. Свидетельством этого является неожиданно большая доля обнаруженных внесолнечных планет с большими эксцентриситетами орбит даже при орбитальных периодах, меньших десяти дней [63, 64]. Причем важно, что даже среди самых близких к своим звездам планет с орбитальными периодами $< 3^d$ заметная часть планет имеет орбиты, сильно отклоняющиеся от плоскости орбит планет своей планетной системы, а часть планет имеют даже ретроградные орбиты [65, 66]. Последнее свидетельствует о том, что планеты-гиганты в процессе “сборки” часто активно взаимодействуют между собой при установлении конечного состояния регулярно распределенных по большой полуоси почти круговых орбит.

Часть планет, оказавшихся в процессе “сборки” на слишком близких неустойчивых орбитах при достаточно больших массах, могут приобрести большие эксцентриситеты своих орбит или, даже, быть выброшены из своих планетных систем, обретя статус “свободных” планет Галактики. Численная модель взаимодействия Юпитера с астероидным и планетным окружением показала высокую эффективность выброса массивными планетами планет малой массы из родительских систем [6].

Микролинзирование оказалось эффективным методом регистрации “свободных” планет. Подробное фотометрическое исследование более двадцати миллионов звезд молодой ОВ ассоциации из Верхней подгруппы Скорпиона позволило обнаружить около сотни “свободных” планет в этой области [67]. Детальный анализ результатов наблюдений привел авторов к выводу, что наблюдательному обнаружению доступны пока только наиболее массивные планеты. Полное число “свободных” планет в Галактике может быть сопоставимо с числом галактических звезд [5, 68]. Это обстоятельство подчеркивает решающую роль активного гравитационного взаимодействия планет на стадии их формирования в околозвездном пространстве.

За рамками рассмотрения остались и другие сценарии появления Луны. Например, сценарий, предполагающий образование компактного пылевого диска или тора около Земли, столкновительная эволюция которого со временем привела бы к образованию Луны. Но причины возникновения такого тора около Земли и отсутствия аналогичных образований около других планет земного типа остаются в этом сценарии неясными.

Прилет Луны с периферии планетной части Солнечной системы или из межзвездного пространства кажется маловероятным из-за большой скорости относительно Земли, которую она бы приобрела из-за большой разности гравитационного потенциала. А моделирование зависимости частоты захвата межзвездных объектов планетами Солнечной системы падает со скоростью V как V^{-2} при скоростях, меньших 1 км/с, и как V^{-6} при больших относительных скоростях [69].

Какой итог можно подвести к разнообразию сценариев происхождения Луны? Несмотря на то, что модель мегаимпакта получила широкую поддержку после Гавайской конференции 1984 г., посвященной проблеме образования Луны, модель захвата остается конкурентноспособной, поскольку располагает значительно большим фазовым объемом для захвата в отличие от модели лунообразующего мегаимпакта, требующего списка ограничений на реализацию низкоскоростного касательного удара [70]. Это позволяет нам непосредственно перейти к описанию задачи.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Наша предыдущая работа по изучению гравитационного рассеяния малых тел Юпитером продемонстрировала некоторые возможности планет-гигантов для формирования околозвездных и межзвездных АКП-структур (АКП: астероиды-кометы-планеты [6]). Повторение этой же процедуры для Земли позволит расширить наше представление о роли планет земного типа в создании архитектуры планетных систем. Юпитер может делать многое своим мощным гравитационным полем, теперь интересно понять, на что способно гравитационное поле Земли в ходе формирования планетных систем.

Мы остановились на сценарии гравитационного захвата околосолнечной Луны Землей с орбиты близкой к земной орбите. Моделирование захвата проводится в два этапа. На первом этапе в рамках задачи трех тел (Солнце, Земля и Луна) осуществляется поиск “перспективных” для захвата Луны околосолнечных орбит, которые бы пересекали сферу гравитационного влияния Земли, т.е. сферу Хилла Земли [71]. Радиус этой сферы оценивается

как $r_{\text{Hill},E} = a_E(M_E/3M_\odot)^{1/3} \approx 1.5 \times 10^9$ м, где M_E и $M_\odot$ — массы Земли и Солнца соответственно, a_E — большая полуось орбиты Земли (1 а.е. = 1.496×10^{11} м). На втором этапе в рамках решения задачи N -тел изучается вопрос о влиянии приливного взаимодействия на отбор орбитального момента системы Земля–Луна.

3.1. Модель планеты в задаче N -тел

Второй этап моделирования реализован в задаче N -тел, или гравитационно связанных структурных элементов, необходимых для учета конечных размеров Луны и Земли, что позволяет оценить эффективность приливного торможения Луны Землей на различной глубине проникания в ее сферу Хилла и продуктивность перекачки орбитального момента Луны относительно Земли в спиновый момент Луны. Для модели Луны и Земли задавалось одинаковое число структурных элементов — “узлов”, — которые распределялись внутри сферы фактического радиуса планеты в соответствии с плотной упаковкой гранецентрированной кубической кристаллической решетки. Каждый такой структурный элемент “прячется” внутри сферы радиуса $r_a = a\sqrt{2}/4$, где a — период решетки, $2r_a$ — расстояние между ближайшими соседями. При выборе $a = d/12$ (d — диаметр планеты) количество структурных элементов — “узлов” — составляет $N = 3583$. Такая модель планеты — искусственная, поскольку напрямую не учитывает давление электромагнитных сил, отвечающих за прочностные характеристики планетного вещества, и переход энергии деформации в тепло. Учет механической прочности задается неявно запретом на сближение узлов на расстояние, меньшее r_a . При нарушении этого условия “включается” алгоритм возвращения “узлов” на прежнее место, а их скорости делаются сонаправленными. В некотором роде это имитация “пластилиновой” планеты, которая под действием приливных сил деформируется, сохраняя суммарный объем разрушенных фрагментов.

3.2. Метод интегрирования

Интегрирование уравнений движения (трех или N тел), записанных в ньютоновской форме в декартовых координатах:

$$M^k \frac{d^2 r_{\alpha}^k}{dt^2} = -\frac{\partial U}{\partial r_{\alpha}^k}, \quad k = 1, \dots, N, \quad \alpha = x, y, z,$$

проводилось с использованием скоростной формулировки численного алгоритма Верлета–Вейса [72]. Здесь

$$U_{ij} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, i \neq j}^N \frac{GM_i M_j}{|\vec{r}_{ij}|}$$

— энергия гравитационного взаимодействия структурных элементов — “узлов” — планеты. Используемый алгоритм интегрирования представляет явную консервативную схему второго порядка точности. Шаг интегрирования выбирается из анализа характерного времени, за которое под действием самогравитации структурный элемент пройдет свой собственный размер $r_a/2$. Например, ускорение свободного падения на Луне $g_M \sim 1.6$ м/с² дает ограничение на Джинсовскую шкалу “узла” $t_J = \sqrt{2r_a/g_M} \approx 500$ с. Выбор шага интегрирования на порядок меньше ($h_t = 25$ с) обеспечивает сохранение всех интегралов движения. Подробное описание численной схемы дано в [73].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

4.1. Задача трех тел: устойчивость околоземных орбит Луны

Данная серия расчетов, проведенная в постановке задачи трех тел, потребовалась для исследования околоземной орбиты Луны на устойчивость. Расчеты охватывают интервал примерно 80 оборотов Земли вокруг Солнца. Изначально Луна задавалась как спутник Земли на круговой орбите с начальным радиусом r_M^0 , который варьировался от 400 000 до миллиона километров. С увеличением r_M^0 орбита Луны становилась нестабильной из-за нарастающих возмущений, вызванных солнечными приливами. Для вариантов с $r_M^0 \leq 500 000$ км изменение радиуса орбиты Луны вследствие эффектов приливной гравитации не превышало 15%, но уже для варианта с $r_M^0 = 650 000$ км приливные возмущения со стороны Солнца достигли амплитуды порядка 50%, т.е. радиус орбиты Луны изменялся более чем в два раза. В расчетах с $r_M^0 \geq 675 000$ км статус Луны как спутника Земли поменялся на статус окололунной планеты.

На рис. 1 приведены результаты расчетов по выборочным вариантам с $r_M^0 = 600 000, 700 000, 800 000$ и 10^6 км. Первый слева столбец графиков показывает изменение со временем расстояния между Землей и Луной на интервале в 80 оборотов Земли вокруг Солнца. Средний столбец графиков иллюстрирует траекторию Луны (красно-оран-

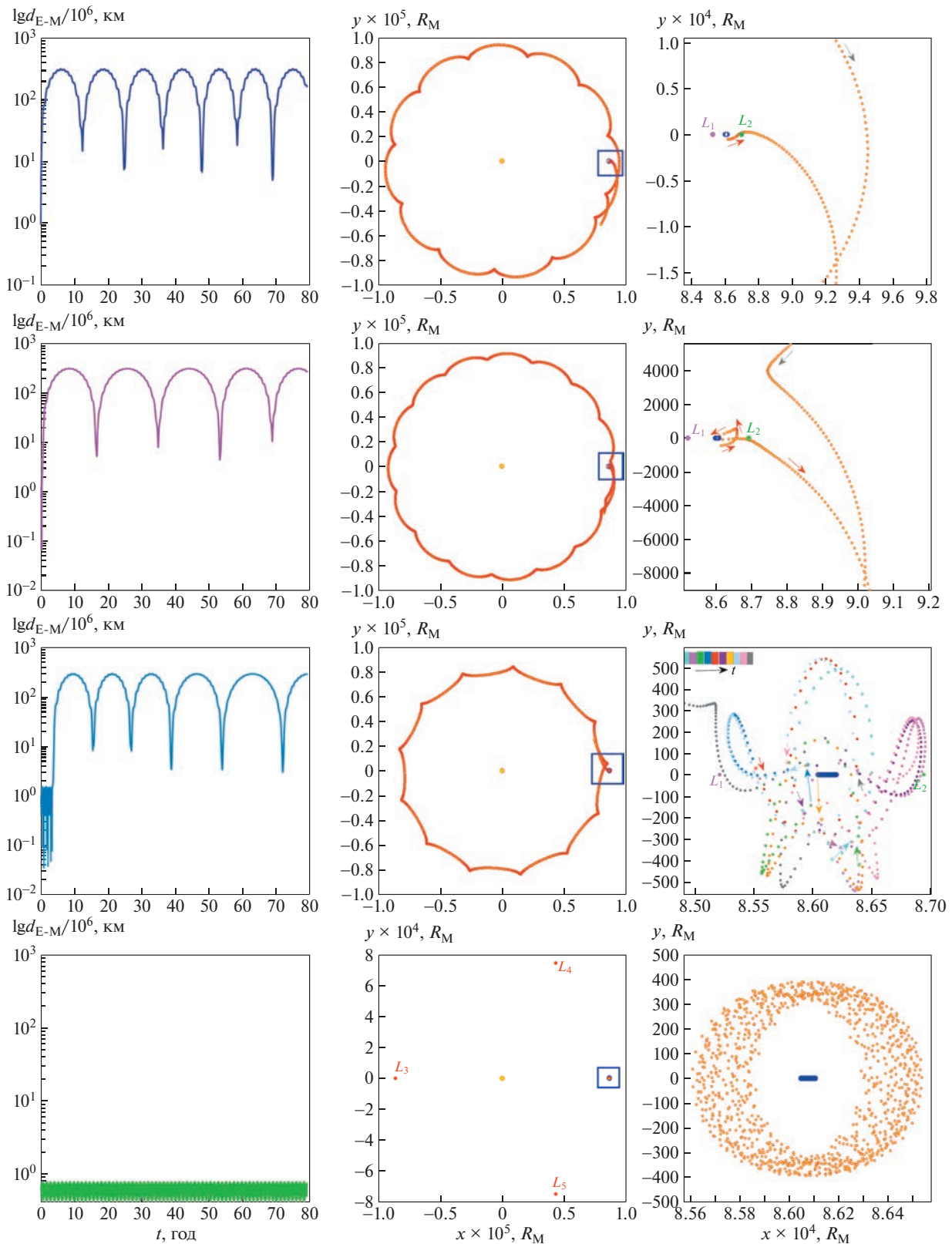


Рис. 1. Расстояние между Землей и Луной как функция времени за интервал в 80 оборотов Земли вокруг Солнца. Каждый ряд графиков соответствует своему значению начального радиуса круговой орбиты Луны: 10^6 км, 8×10^5 км, 7×10^5 км, 6×10^5 км. На левом графике в каждой строке показаны кривые сближения Земли и Луны. Средний график строки дает представление о траектории Луны. Здесь R_M — радиус Луны. Правый график показывает в увеличенном масштабе синий квадрат среднего графика. Красными стрелками показано начало движения, серыми — движение по околосолнечной орбите. Описание правого графика третьей строки см. в тексте.

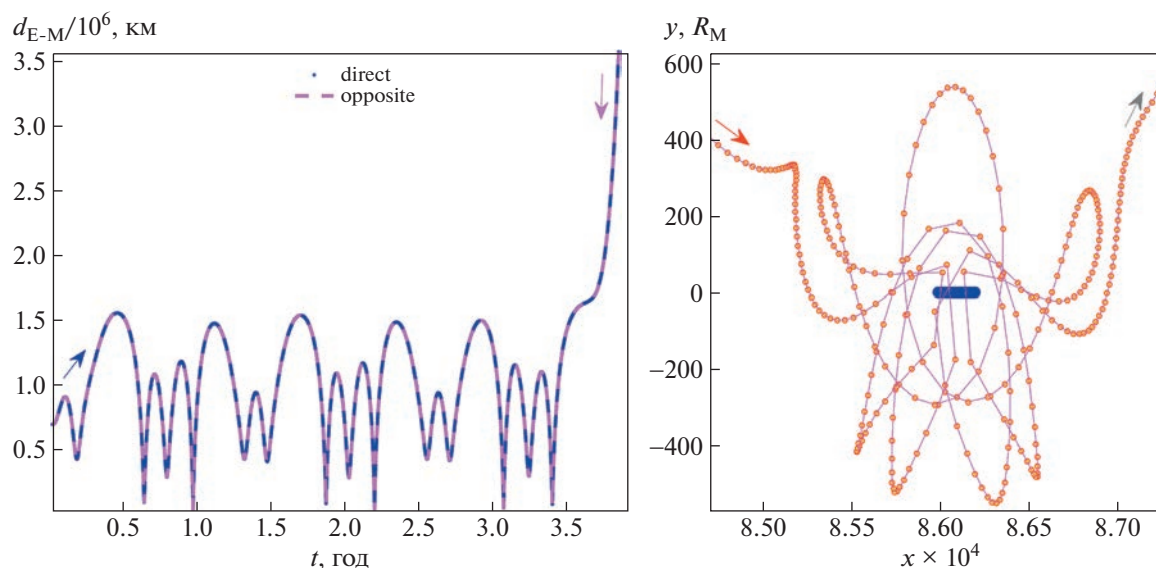


Рис. 2. Вариант расчетов в постановке задачи трех тел с $r_M^0 = 700\,000$ км при прямом и обратном интегрировании. Левая панель — сравнение сближения Луны с Землей как функция времени для прямого (синий цвет) и обратного (цвет маджента) интегрирования. На правой панели выделена область захвата Луны, совершающей 14 оборотов вокруг Земли, прежде чем вновь уйти на околосолнечную орбиту. Красными стрелками показано начало движения, серыми — движение по околосолнечной орбите.

жевые незакрашенные кружки) во вращающейся вместе с Землей (обозначена синим кружком) относительно Солнца (желтый кружок) системе координат. Третий столбец графиков дает подробную траекторию Луны вблизи Земли (в синем квадрате среднего графика).

Как видно из центральных графиков первого и второго ряда рис. 1, в вариантах с $r_M^0 = 10^6$ и $800\,000$ км Луна уходит на околосолнечную внешнюю по отношению к Земле орбиту. Один из признаков внешней околосолнечной орбиты Луны во вращающейся с Землей вокруг Солнца системе координат — это выпуклая форма “фестонов”, накладывающихся на движение Луны. Для варианта с большой полуосью в миллион километров Луна сразу уходит на околосолнечную орбиту (правый график первого ряда рис. 1). В варианте с $r_M^0 = 800\,000$ км Луна, прежде чем выйти на самостоятельную околосолнечную орбиту, делает один оборот вокруг Земли (правый график второго ряда рис. 1).

В варианте с $r_M^0 = 600\,000$ км Луна остается спутником Земли: на левом графике четвертого ряда рис. 1 показана зависимость от времени расстояния между Луной и Землей, которая соответствует эллиптической орбите с большой полуосью $600\,000$ км и эксцентриситетом ≈ 0.3 . На среднем графике четвертого ряда можно видеть свободное околосолнечное пространство: все

движение Луны заключено внутри синего квадрата, что иллюстрирует статус Луны как спутника Земли.

Наибольший интерес представляет вариант с большой полуосью Луны $r_M^0 = 700\,000$ км, в котором Луна совершила 14 оборотов, прежде чем стала внутренней околосолнечной планетой. На среднем графике третьего ряда рис. 1 приведена траектория Луны во вращающейся с Землей системе координат. Вогнутая форма “фестонов”, накладывающихся на траекторию Луны, указывает на ее статус внутренней околосолнечной планеты. На правом графике третьего ряда рис. 1 приведена последовательность околоземных оборотов Луны, которые она совершает до того, как разорвали связь планета-спутник в системе Земля–Луна. Начало и направление каждого оборота обозначены звездочкой и стрелочкой, соответственно, в выведенной на графике панели цветовой последовательности.

Вариант с большой полуосью Луны $r_M^0 = 700\,000$ км был повторен в режиме обратного интегрирования и, как видно из рис. 2, траектория Луны в “реверс-расчете” хорошо совпала с полученной в расчете прямого интегрирования. Этот результат демонстрирует надежность численной схемы интегрирования и дает наглядное представление ситуации захвата Луны с околосолнечной внутренней (по отношению к Земле)

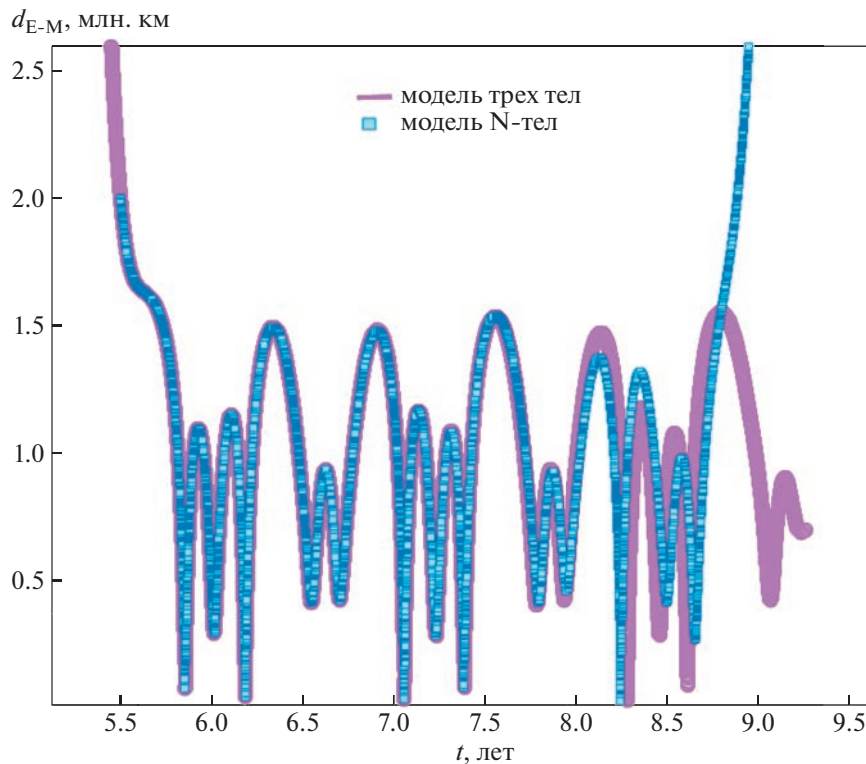


Рис. 3. Сравнение расчета с $r_M^0 = 700\,000$ км, проведенного методом обратного интегрирования в постановке задачи трех тел, и расчета с представлением Луны в модели N -тел.

орбиты, на которой Луна, попадая в зону Хилла Земли, совершает 14 оборотов вокруг Земли и снова уходит на окосолнечную орбиту, но теперь уже внешнюю. “Реверс-расчет” был повторен в модели N -тел, используемой для описания Луны и Земли.

4.2. Задача N тел: устойчивость околоземных орбит Луны

Из простых соображений ясно, что в рассматриваемой геометрии при отсутствии диссипативных сил захват Луны на финитную орбиту вокруг Земли невозможен. Иначе при обратном интегрировании мы приходим к противоречию. Поэтому вариант с $r_M^0 = 700\,000$ км был повторен в постановке задачи N -тел (Луна и Земля представлены в модели N структурных элементов — “узлов”) для оценки степени влияния приливных (диссипативных) сил. Сравнение результатов расчетов, полученных в постановке задачи трех и N -тел, представлены на рис. 3. Хорошо видно совпадение кривых сближения Луны и Земли на первых десяти оборотах Луны вокруг Земли, после которых расхождение стало увеличиваться, и, в итоге, в постановке задачи N -тел Луна раньше на один оборот вокруг Земли ушла на окосол-

нечную орбиту. В модели N -тел для Луны, объекта конечных размеров, был оценен прирост собственного углового момента, по величине которого можно сделать заключение об очень слабом раскручивании Луны — угловая скорость колеблется в диапазоне $\sim 2.25 \times 10^{-7} - 1.2 \times 10^{-6}$ оборотов в секунду ($\sim 10-50$ дней один оборот). Величина собственного момента Луны составляет порядка миллионной доли от ее орбитального момента относительно Земли (рис. 4), т.е. перекачка не эффективна на шкале времени порядка ~ 100 лет, что исключает тенденцию “быстрого” захвата за счет только перекачки орбитального момента системы в осевой момент Луны. Однако моментоемкость вращения Земли превосходит Лунную, что оставляет надежду на существенную дополнительную возможность потери орбитального момента системы.

Захват Луны с таким низким темпом может реализоваться за миллионы лет, нас же интересует “ускоренный” темп перекачки моментов, что возможно в событиях слабых столкновений. Поэтому на следующем этапе моделирования мы подключаем процедуру искусственного “притормаживания” Луны, которое могло быть вызвано столкновениями с астероидами.

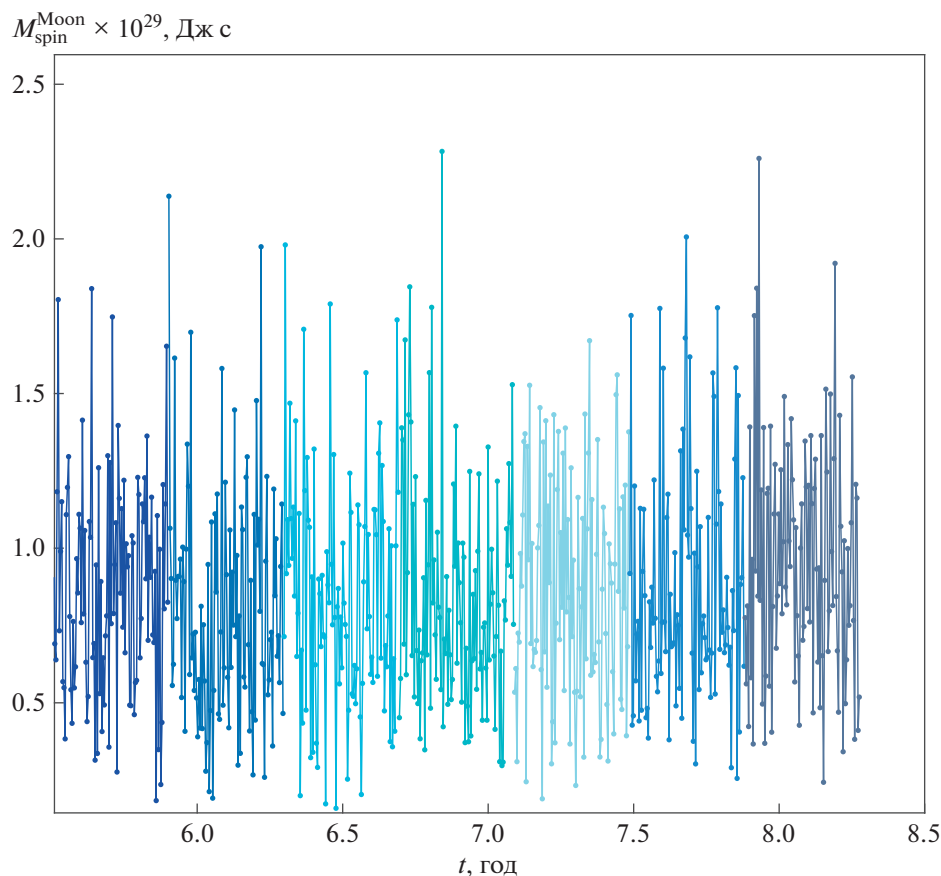


Рис. 4. Изменение со временем собственного момента Луны $M_{\text{spin}}^{\text{Moon}}$, рассчитанного в модели N -тел, в варианте с большой полуосью Луны $a_M = 700\,000$ км.

4.3. Фактор вязкой среды в задаче захвата Луны Землей

Поскольку учета одних приливных сил оказалось недостаточно для задачи захвата свободной Луны Землей на устойчивую орбиту, были включены в рассмотрение другие диссипативные факторы, как, например, вязкость, создаваемая “обломками” неизрасходованного на образование планет твердотельного компонента протопланетного околозвездного диска, тормозимого газом.

Сколько нужно отнять у Луны ее орбитального момента, чтобы произошел захват? На этот вопрос мы ответили серией расчетов, в которых учли искусственное “притормаживание”. За базовый был взят вариант с $r_M^0 = 700\,000$ км, повторенный методом обратного интегрирования до момента сближения Луны и Земли на расстояние двух миллионов километров. С этого зафиксированного положения было проведено шесть расчетов, в которых в первый момент наибольшего сближения Луны с Землей (на расстояние $\sim 76\,200$ км) “включается” процедура притормаживания Луны. Эта процедура включается один

раз, чтобы принудительно уменьшить полную скорость Луны. Было проведено шесть вариантов с уменьшением полной скорости Луны на 2, 1, 0.5, 0.01, 0.05, 0.001% от ее начального значения.

Результаты этих расчетов, проведенных в задаче трех тел, показаны на рис. 5. Согласно расчетам, при изменении полной скорости Луны менее чем на 0.05%, Луна после нескольких сближений с Землей уходит на околосолнечную орбиту. Уменьшая скорость Луны на 0.05–2% от ее начального значения, можно захватить Луну на устойчивую орбиту вокруг Земли. С уменьшением эффекта притормаживания орбита Луны вокруг Земли становится более вытянутой — апогей увеличивается от 143 000 до 1 200 000 км, а перигей уменьшается от 75 000 до 45 000 км. Эти данные дают нам представление о начальных параметрах устойчивой орбиты Луны вокруг Земли, последующее приливное воздействие на которую со стороны Земли и Солнца должно циркуляризовать ее орбиту в масштабе миллиардов лет, что выходит за рамки нашего изучения.

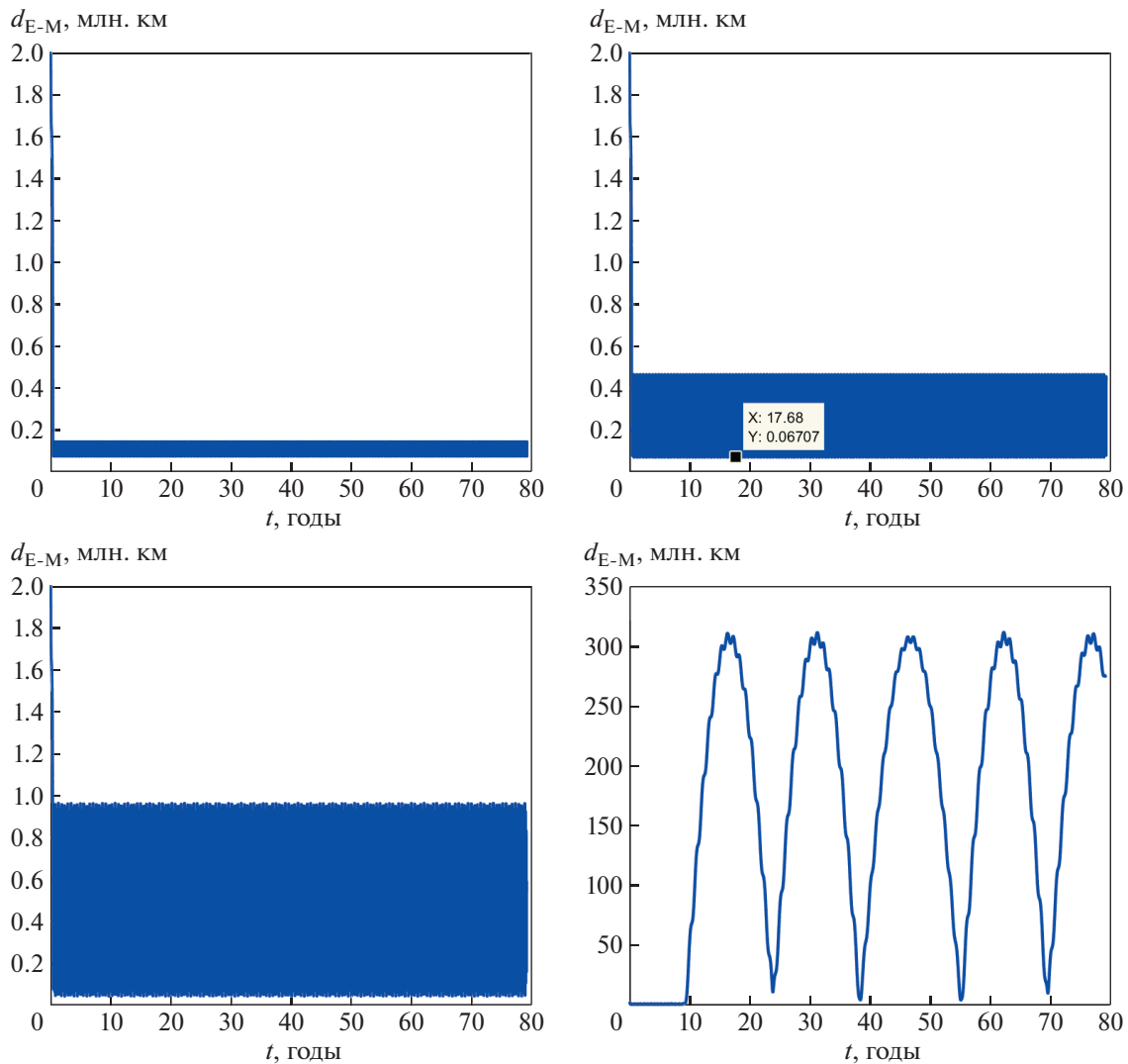


Рис. 5. Варианты расчетов в постановке задачи трех тел с $r_M^0 = 700\,000$ км с процедурой притормаживания Луны за счет одноактного уменьшения ее полной скорости в момент наибольшего сближения с Землей. На графиках (сверху вниз, слева направо) показаны варианты с уменьшением полной скорости Луны на 2, 0.5, 0.01 и 0.001%.

Если же это уменьшение скорости (на 0.05%) перевести в импульс удара, получится величина порядка 10^{24} кг · м/с, что эквивалентно удару тела по массе, например, в 100 раз меньше Луны, которое столкнулось с Луной с относительной скоростью ~ 1.3 км/с. Для одномоментного сброса импульса эта величина соответствует событию импакта, от чего мы хотели бы уйти. Полагая, что сброс энергии происходит постепенно за счет торможения Луны в околоземном пространстве, заполненном осколками астероидов и пылью, по аналогии с движением в вязкой среде, мы “размазали” импульс удара на интервале ~ 100 лет и получили скорость потери импульса $\sim 10^{15}$ кг·м/с.

Учитывая дисперсию скоростей космических “обломков” в околоземном пространстве порядка 1 км/с и среднюю плотность их вещества ~ 4 г/см³, можно оценить их характерный размер, равный ~ 1 км. Если принять большую дисперсию скоростей космических тел в околоземном пространстве, например, ~ 5 км/с, размер космических “обломков” понизится до сотни метров. Согласно результатам, полученным при моделировании бомбардировки Земли и Луны малыми телами при формировании этих планет [74], характерные скорости столкновения тел, прилетевших из зон питания Юпитера и Сатурна, с Луной составляют от 20 до 23 км/с, что дает оценку дисперсии скоростей малых космических тел $\sim 6\text{--}9$ км/с.

Таким образом, захват Луны с околосолнечной орбиты возможен, если во время сближения с Землей Луна будет ежесекундно испытывать столкновения с роем малых космических тел (декаметровых астероидов), “под дождем” которых будет происходить торможение с последующим захватом Луны на околоземную орбиту.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные нами расчеты в рамках задачи трех и N тел показали возможность гравитационного захвата изначально самостоятельной околосолнечной Луны на временную околоземную орбиту. Конфигурации с устойчивыми орбитами в рамках такой постановки недостижимы, иначе при обратном интегрировании это приводило бы к парадоксу — распаду устойчивой двойной системы. Другими словами, выполненное нами численное моделирование демонстрирует, что “чисто” гравитационный захват Луны на устойчивую орбиту вокруг Земли в рамках задачи трех тел невозможен.

В своих расчетах, проведенных в постановке задачи трех тел, мы показали, что для обеспечения гравитационного захвата Луны Землей необходим учет диссипативных факторов, как например, столкновение Луны с малыми космическими телами (астероидами), необходим учет вязкости газа протопланетного и околопланетного дисков, а также приливное взаимодействие Луны с Землей.

Важный для нас результат — это то, что моделирование допускает образование временных систем Земля—Луна на шкале нескольких орбитальных периодов системы, что существенно увеличивает эффективность действия диссипативных факторов в плане сброса избыточных энергии и углового момента. Итогом сброса сравнительно небольших избытков энергии и углового момента может быть образование в конечном итоге устойчивой системы Земля—Луна. Сложности сценария образования подобных систем со сравнимыми массами компонентов объясняют наблюдаемую редкость двойных планет.

В заключение хочется привести слова Жюль Анри Пуанкаре, одного из самых интуитивных физиков-философов нового времени. В своем письме Томасу Джефферсону Си в начале XX века, он написал о роли диссипации в захвате спутников: “Я тогда остановился, не без пользы, на вопросе о захвате планет сопротивляющейся средой... Влияние сопротивляющейся среды сказало в том, что произошел захват спутников” [75, 76].

Мы рассмотрели один из многочисленных возможных вариантов, которыми далеко не ис-

черпывается conundrum Луны — загадка ее происхождения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. V. Tutukov, *Soviet Astron.* **31**, 663 (1987).
2. М. Маров, *Космос от солнечной системы вглубь Вселенной* (М.: Физматлит, 2016).
3. М. Я. Маров, И. И. Шевченко, *Успехи физ. наук* **190** (9), 897 (2020).
4. M. Reggiani, M. R. Meyer, G. Chauvin, A. Vigan, et al., *Astron. and Astrophys.* **586**, id. A147 (2016).
5. C. Clanton and B. S. Gaudi, *Astrophys. J.* **834** (1), id. 46 (2017).
6. А. В. Тутуков, Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, *Астрон. журн.* **97** (11), 939 (2020).
7. B. J. Fulton, L. J. Rosenthal, L. A. Hirsch, H. Isaacson, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **255** (1), id. 14 (2021).
8. E. Kruse, E. Agol, R. Luger, and D. Foreman-Mackey, *Astrophys. J. Suppl.* **244** (1), id. 11 (2019).
9. M. G. MacDonald, R. I. Dawson, S. J. Morrison, E. J. Lee, and A. Khandelwal, *Astrophys. J.* **891** (1), id. 20 (2020).
10. А. Масевич, А. Тутуков, *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
11. K. Baka and E. Schlawin, arXiv:2111.12688 [astro-ph.EP] (2021).
12. T. Stolker, S. Y. Hafferts, A. Y. Kesseli, R. J. van Holstein, et al., *Astron. J.* **162** (6), id. 286 (2021).
13. V. Dobos, S. Charnoz, A. Pal, A. Roque-Bernard, and G. M. Szabó, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **133** (1027), id. 094401 (2021).
14. А. В. Тутуков, А. В. Федорова, *Астрон. журн.* **88** (5), 419 (2011).
15. G. H. Darwin, *Philosoph. Transactions Roy. Soc. London.* **171**, 713 (1880).
16. G. H. Darwin, *Nature* **34**, 287 (1886).
17. G. Birkhoff, D. P. MacDougall, E. M. Pugh, and G. Taylor, *J. Appl. Phys.* **19**, 563 (1948).
18. W. K. Hartmann and D. R. Davis, *Icarus* **24** (4), 504 (1975).
19. W. Benz, W. L. Slattery, and A. G. W. Cameron, *Icarus* **66** (3), 515 (1986).
20. R. M. Canup and E. Asphaug, *Nature* **412** (6848), 708 (2001).
21. H. Alfvén and G. Arrhenius, *Moon* **5** (1–2), 210 (1972).
22. R. M. Canup, in: *50th Lunar and Planetary Science Conference*, held 18–22 March, 2019 at The Woodlands, Texas; LPI Contribution № 2132, id. 2044 (2019).
23. E. M. Galimov and A. M. Krivtsov, *Origin of the Moon. New Concept: Geochemistry and Dynamics* (Berlin: De Gruyter, 2012).
24. N. Dauphas, C. Burkhardt, P. Warren, and F.-Z. Teng, *Philosoph. Transactions Roy. Soc.* **A372**, id. 2013.0244 (2014).
25. R. M. Canup, K. Righter, N. Dauphas, K. Pahlevan, et al., arXiv:2103.02045 [astro-ph.EP] (2021).
26. Т. Ку, *Новые Идеи в Астрономии* (непериод. изд-е), Сб. 3, 19 (1914).

27. *M. Ćuk and S. T. Stewart*, Science **338** (6110), 1047 (2012).
28. *S. J. Lock, S. T. Stewart, M. I. Petaev, S. B. Jacobsen*, in: *50th Lunar and Planetary Science Conference*, held 18–22 March, 2019 at The Woodlands, Texas; LPI Contribution № 2132, id. 1784 (2019).
29. *K. Pahlevan and D. J. Stevenson*, Earth and Planet. Sci. Lett. **262** (3–4), 438 (2007).
30. *S. J. Lock, S. T. Stewart, M. I. Petaev, Z. Leinhardt, M. T. Mace, S. B. Jacobsen*, and M. M. Ćuk, J. Geophys. Res. Planets **123** (4), 910 (2018).
31. *Е. Л. Рускол*, Астрон. журн. **37**, 690 (1960).
32. *О. Ю. Шмидт*, Четыре лекции о теории происхождения Земли, 2-е изд-е (М.: Изд-во АН СССР, 1949).
33. *А. В. Витязев, Г. В. Печерникова, В. С. Сафронов*, Планеты земной группы. Происхождение и ранняя эволюция (М.: Наука: Физматлит, 1990).
34. *V. V. Svetsov, G. V. Pechernikova, A. V. Vityazev*, in: *43rd Lunar and Planetary Science Conference*, held March 19–23, 2012 at The Woodlands, Texas; LPI Contribution № 1659, id. 1808 (2012).
35. *Г. В. Печерникова, Е. Л. Рускол*, в сб.: *Жизнь и Вселенная*, под ред. В. Н. Обридко и М. В. Рагульской (М.: Изд-во ВВМ, 2017).
36. *V. S. Safronov, G. V. Pechernikova, E. L. Ruskol*, and *A. V. Vityazev*, *Protosatellite swarms, Satellites*, edited by J. A. Burns and M. S. Matthews (Tuscon: Univ. of Arizona Press, 1986).
37. *A. A. Boyarchuk, E. L. Ruskol, V. S. Safronov, and A. M. Fridman*, Doklady Physics **43** (8), 505 (1998).
38. *R. Rufu, O. Aharonson, and H. B. Perets*, Nature Geoscience **10** (2), 89 (2017).
39. *R. I. Citron, H. B. Perets, and O. Aharonson*, Astrophys. J. **862** (1), id. 5 (2018).
40. *A. S. Murachev, D. V. Tsvetkov, E. M. Galimov, A. M. Krivtsov*, in: *Advances in Mechanics of Microstructured Media and Structures*, edited by F. dell’Isola, V. Eremeyev, and A. Porubov, Part of the book series: Advanced Structured Materials (STRUCTMAT) **87**, 251 (2018).
41. *S. I. Ipatov*, in: *Origins: From the Protosun to the First Steps of Life*, Proc. of the IAU **345**, 148 (2020).
42. *H. Jeffreys*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **78**, 116 (1917).
43. *F. Adams and K. Napier*, Astrobiology **22** (12), 1429 (2022).
44. *Sung-Ho Na*, J. Korean Astron. Soc. **45** (2), 49 (2012).
45. *C. de la Fuente Marcos and R. de la Fuente Marcos*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **494**, 1089 (2020).
46. *M.-T. Hui, P. A. Weigert, D. J. Tholen, and D. Fohring*, Astrophys. J. Letters **922** (2), id. L25 (2021).
47. *G. Fedorets, M. Micheli, R. Jedicke, S. Naidu, et al.*, Astron. J. **160** (6), id. 277 (2020).
48. *E. Schmutzer*, Astron. Nachricht. **326** (8), 760 (2005).
49. *M. Krizek, V. G. Gueorguiev, A. Maeder*, Gravitation and Cosmology **28** (2), 122 (2022).
50. *E. C. Ostriker*, Astrophys. J. **513** (1), 252 (1999).
51. *J. B. Pollack, O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, and Y. Greenzweig*, Icarus **124** (1), 62 (1996).
52. *I. Kant*, *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels* (1755).
53. *P. S. Laplace*, *Exposition du Système du Monde* (1796).
54. *H. Alfvén*, *Physical Studies of Minor Planets*, Proc. of IAU Colloq. **12**, held in Tucson, AZ, March, 1971; edited by T. Gehrels; National Aeronautics and Space Administration SP 267, 1971, p. 315.
55. *N. Gorkavyi and T. Taidakova*, Astron. Letters **21** (6), 846 (1995).
56. *S. Ida, R. M. Canup, and G. R. Stewart*, Nature **389** (6649), 353 (1997).
57. *E. Kokubo, S. Ida, and J. Makino*, Icarus **148** (2), 419 (2000).
58. *R. Hyodo, K. Ohtsuki, and T. Takeda*, Astrophys. J. **799** (1), id. 40 (2015).
59. *H. B. Perets*, Astrophys. J. Letters **727** (1), id. L3 (2011).
60. *C. A. Giuppone, A. Rodriguez, T. A. Michtchenko, A. A. de Almeida*, Astron. and Astrophys. **658**, id. A99 (2022).
61. *D. Kipping, S. Bryson, C. Burke, J. Christiansen, et al.*, Bull. Amer. Astron. Soc. **54** (5), e-id. 2022n5i04p04 (2022).
62. *H. Ochiai, M. Nagasawa, and S. Ida*, Astrophys. J. **790** (2), id. 92 (2014).
63. *V. van Eylen, S. Albrecht, X. Huang, M. G. MacDonald, et al.*, Astron. J. **157** (2), id. 61 (2019).
64. *Y. Chachan, P. A. Dalba, H. A. Knutson, B. J. Fulton, et al.*, Astrophys. J. **926** (1), id. 62 (2022).
65. *E. Knudstrup and S. H. Albrecht*, Astron. and Astrophys. **660**, id. A99, (2022).
66. *S. Albrecht, J. N. Winn, R. P. Butler, J. D. Crane, S. A. Shectman, I. B. Thompson, T. Hirano, and R. A. Wittenmyer*, Astrophys. J. **744** (2), id. 189 (2012).
67. *N. Miret-Roig, H. Bouy, S. N. Raymond, M. Tamura, et al.*, Nature Astron. **6**, 89 (2022).
68. *A. Siraj and A. Loeb*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **507** (1), L16 (2021).
69. *K. Napier, F. Adams, and K. Batygin*, Planetary Sci. J. **2** (2), id. 53 (2021).
70. *J. A. Kegerreis, S. Ruiz-Bonilla, V. R. Eke, R. J. Massey, T. D. Sandnes, L. F. A. Teodoro*, Astrophys. J. Letters **937** (2), id. L40 (2022).
71. *Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков*, *Физика космоса*, Препринты 50-й Международной студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 января–3 февраля 2023 г.), стр. 523 (2023); https://astro.insma.urfu.ru/sites/default/files/school/y2023/preprint_v2sm.pdf
72. *L. Verlet and J.-J. Weis*, Phys. Rev. A **5**, 939 (1972).
73. *А. В. Тутуков, В. В. Дремов, Г. Н. Дремова*, Астрон. журн. **84** (6), 487 (2007).
74. *M. Marov and S. Ipatov*, Geochemistry International **59** (11), 1010 (2021).
75. *H. Poincare*, Bull. Astronomique (Serie I) **28**, 251 (1911).
76. *T. J. J. See*, Astron. Nachricht. **181** (23), 365 (1909).

GRAVITATIONAL CAPTURE AS A POSSIBLE SCENARIO ORIGIN OF THE MOON

A. V. Tutukov^a, G. N. Dremova^b, and V. V. Dremov^b

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^b*Russian Federal Nuclear Center, Snezhinsk, Chelyabinsk region, Russia*

The article is devoted to the problem of the origin of the Moon. Discussed modern scenarios for the formation of the Earth-Moon system: simultaneous formation of the Earth and the Moon in the circumsolar gas of dust disk; impact partial destruction of the Earth by a massive asteroid; gravitational capture of the Moon by the Earth; destruction of the double moon at the beginning when approaching the Earth with possible subsequent absorption components of smaller mass by the Earth. We offer two-stage scenario of gravitational capture of the Moon by the Earth in the early stages Solar system. In the first stage, using a hybrid numerical model in the formulation of the three-body problem (Sun, Earth and Moon) and N -bodies, the search and selection of temporary orbits of the Moon around the Earth is carried out. Using the backward integration method in the formulation N -body problem, the influence of tidal forces on pumping of orbital moment of the Moon (P_{orb}^M) relative to the Earth at its own moment P_s^M is estimated. As the simulation shows, actions tidal forces alone are not enough to capture the Moon by the Earth in a short time time scale ~ 100 years ($\Delta P_s^M \sim 10^{-6} P_{\text{orb}}^M$). At the second stage, the factor is taken into account viscous-dissipative environment leading to additional “slowing down” of the Moon, due, for example, to collisions with asteroids and the transition of tidal energy into heat, which helps the Moon get rid of excess kinetic energy and gain constant orbit around the Earth.

Keywords: origin of the Moon, hypotheses, modeling, three body problem