

ISSN 0004-6299

Том 100, Номер 9

Сентябрь 2023



# АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

[www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru)



# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 100, номер 9, 2023

---

---

Семинар “Новое в понимании эволюции двойных звезд”

*Н. Н. Самусь* 737

Марию Анатольевичу Свечникову посвящается

*Т. С. Полушина* 740

Рентгеновская астрономия и тесные двойные звезды

*А. М. Черепашук* 748

Роль двойных звезд в понимании физики и эволюции звезд

*А. В. Тутуков* 761

Определение параметров тесных двойных систем методами синтеза:  
от белых карликов до звезд Вольфа–Райе и черных дыр

*Э. А. Антохина, И. И. Антохин* 772

Подтверждение нового эволюционного статуса UU Cas

*С. Ю. Горда* 785

Экстремально широкие пары в мире двойных звезд

*Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков* 792

Распределение молодых спектрально-двойных звезд по отношению  
масс компонентов и эксцентриситетам

*О. В. Еретнова* 800

Особенности долговременной пятенной активности ряда звезд  
поздних спектральных классов

*А. В. Кожевникова, И. Ю. Алексеев, В. П. Кожевников* 811

Калибровка неопределенностей каталога Gaia DR3 по данным  
о широких двойных звездах поля Галактики

*Д. А. Ковалева* 820

Роль меридиональной циркуляции в образовании классических звезд типа Ве

*Е. И. Старицин* 834

---

---



## СЕМИНАР “НОВОЕ В ПОНИМАНИИ ЭВОЛЮЦИИ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД”

© 2023 г. Н. Н. Самусь<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

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

\*E-mail: samus@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 14.06.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

В феврале 2023 г. в Уральском федеральном университете (Екатеринбург, Россия) состоялся семинар “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченный к 90-летию основателя уральской школы исследователей тесных двойных систем профессора Мария Анатольевича Свечникова. На семинаре было представлено 17 научных докладов, объединенных интересом к проблемам звездной двойственности.

*Ключевые слова:* двойные звезды, нейтронные звезды, черные дыры, рентгеновская астрономия, фотометрия

**DOI:** 10.31857/S0004629923090116, **EDN:** HSEQNL

С 30 января по 3 февраля 2023 г. в Свердловской области, на базе Коуровской астрономической обсерватории имени К.А. Бархатовой Уральского федерального университета имени первого Президента РФ Б.Н. Ельцина, прошла юбилейная 50-я зимняя астрономическая школа-конференция “Физика космоса”. После перерыва, связанного с пандемией, конференция вновь была проведена в очном формате и собрала многочисленных участников. К школе-конференции был присоединен семинар “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченный к 90-летию профессора Мария Анатольевича Свечникова (1933–2011), основателя уральской школы исследователей тесных двойных систем. На семинаре, который прошел 4 февраля на физическом факультете Института естественных наук и математики УрФУ в Екатеринбурге в очно-заочном формате, было представлено 17 научных докладов, которые вызвали живой интерес и дискуссию среди многочисленных участников. Подборка статей, основанных на представленных на семинаре докладах, публикуется в этом номере “Астрономического журнала”.

Доклад с воспоминаниями о жизни и творческом пути Мария Анатольевича представила сотрудник УрФУ Т.С. Полушина. Путь М.А. Свечникова в науке неразрывно связан с университетами главных городов Урала — Екатеринбург (Свердловска) и Челябинска, — в стенах которых была реализована идея новой классификации тесных двойных звезд. Главное достоинство этой классификации — то, что она разрабатывалась на

материале авторских каталогов М.А. Свечникова с участием его многочисленных учеников и коллег.

Статья академика РАН А.М. Черепашука (ГАИШ МГУ) в этом номере журнала посвящена чрезвычайно актуальной теме — “Рентгеновская астрономия и тесные двойные звезды”. Она основана на обзорном докладе, сделанном в дистанционном режиме. С тех пор как в 1962 г. был открыт первый источник космического рентгеновского излучения, находящийся за пределами Солнечной системы, исследования двойных звезд, связанных с рентгеновскими источниками, позволили открыть в двойных системах аккрецирующие нейтронные звезды и черные дыры, детально исследовать их свойства, развить соответствующую теорию. Мы можем говорить о триумфе черных дыр в современной астрофизике, связанном с развитием науки о тесных двойных системах.

Также в дистанционном режиме был сделан обзорный доклад проф. А.В. Тутукова (ИНАСАН), на котором основана статья “Роль двойных звезд в понимании физики и эволюции звезд”. Эволюция одиночных звезд (и широких звездных пар) может принципиально отличаться от эволюции компонентов тесных двойных систем. Последние взаимодействуют, обмениваются массой. На финальных этапах эволюции могут происходить слияния звезд тесных систем из-за явлений, связанных с общей оболочкой и излучением гравитационных волн. Результатом могут стать сверхновые и другие очень интересные для астрофизики объекты.

Теме определения характеристик двойных звезд был посвящен дистанционный доклад Э.А. Антохиной и И.И. Антохина, на основе которого написана статья “Определение параметров тесных двойных систем методами синтеза: от белых карликов до звезд Вольфа–Райе и черных дыр”. В настоящее время методы синтеза кривых блеска и кривых лучевых скоростей являются одним из основных инструментов исследования тесных двойных систем (ТДС). В статье дан краткий обзор появления и развития методов синтеза и их реализаций в ГАИШ МГУ, где к настоящему времени создан комплекс компьютерных программ для анализа наблюдений ТДС различных типов. Приведены результаты анализа предложенными алгоритмами трех интересных ТДС, находящихся на разных стадиях эволюции.

Статья С.Ю. Горды (УрФУ) называется “Подтверждение нового эволюционного статуса UU Cas”. Считалось, что более яркий компонент системы – чрезвычайно массивная звезда. Спектральные наблюдения автора показали более умеренную массу обоих компонентов, причем масса менее яркого компонента выше.

Более широким парам посвящена статья Г.Н. Дремовой, В.В. Дремова (РФЯЦ–ВНИИТФ, Снежинск) и А.В. Тутукова (ИНАСАН) “Экстремально широкие пары в мире двойных звезд”. Речь идет об эволюционной связи центральных околоядерных S-звезд Галактики и сверхскоростных звезд – результата распада родительской двойной звезды вследствие взаимодействия со сверхмассивной черной дырой. Обсуждается возможность “восстановления” таких пар из наблюдений.

О.В. Еретнова (Челябинский госуниверситет) представила статью “Отношение масс компонентов и эксцентриситет молодых спектрально-двойных звезд”. Исследована выборка из 83 систем с линиями обеих звезд в спектре, выявлены различия в распределении характеристик у систем с различными орбитальными периодами.

На основе своего доклада на семинаре П.Б. Иванов (АКЦ ФИАН) и Дж. Папалоизу (Великобритания) представили статью “Квазистационарная приливная эволюция с произвольно наклоненными орбитальным и звездным угловыми моментами и предварительное исследование в пределе отсутствия диссипации”. Рассмотрена проблема приливной эволюции двойной системы с вращающимся главным компонентом с осью вращения, произвольно наклоненной по отношению к плоскости орбиты. Показано, что приливная эволюция угла наклона оси вращения возможна и в случае отсутствия диссипации, на шкале времен, связанной с характерным временем прецессии линии апсид. Так как темп прецессии линии апсид сам, в общем случае, зависит от угла наклона,

возникает совместная эволюция угла, характеризующего положение линии апсид и угла наклона оси вращения. Численно показано, что в некоторых случаях эта эволюция носит нетривиальный характер: возможны периодические изменения положения линии апсид и направления вращения звезды от сонаправленного с орбитальным движением до противоположного.

Статья А.В. Кожевниковой (УрФУ), И.Ю. Алексеева (КрАО РАН) и В.П. Кожевникова (УрФУ) “Особенности долговременной пятенной активности ряда звезд поздних спектральных классов” подводит итог многолетним исследованиям хромосферно-активных звезд. Построены многочисленные модели, определена площадь пятен, изучены цикличность пятенной активности и дрейф пятен в течение цикла.

П.В. Пахомова, О.Ю. Малков (ИНАСАН) и их соавторы представили на основе своего доклада статью “Астрономия временных рядов: использование фотометрических обзоров в исследовании затменных двойных”. Авторы инициировали проект исследования долгопериодических затменных звезд с линиями обоих компонентов в спектре. Проводились их фотометрические наблюдения на телескопе SALT Южноафриканской обсерватории. Были также использованы данные из автоматических фотометрических обзоров. Выявлены случаи ошибочных значений периодов в литературе. Конечная цель исследования – построение соотношения “масса–светимость”.

Д.А. Ковалева (ИНАСАН) сравнила популяцию двойных и кратных звезд в звездных скоплениях и в поле Галактики. Использовались данные Gaia Data Release DR3. В то время как в галактическом поле в этих данных выявляется “пик близнецов” (избыток двойных звезд с близкими массами), такого эффекта, по-видимому, нет в случае двойных звезд, входящих в звездные скопления.

Е.И. Старицын (УрФУ) представил статью “Роль меридиональной циркуляции в образовании классических звезд типа Be”. В работе рассмотрено закручивание компонента двойной системы в процессе обмена веществом. Сразу после окончания обмена компонент может иметь характеристики Be-звезды.

Статьи Пахомовой и др. и Иванова и Папалоизу будут опубликованы только на английском языке в журнале “Astronomy Reports”. Еще несколько докладов публикуются в других изданиях.

Семинар продемонстрировал большой интерес к проблемам звездной двойственности, так интересовавшим Мариа Анатольевича Свечникова, и высокий уровень представленных докладов. Хотелось бы выразить надежду, что статьи, основанные на докладах, сделанных на семинаре, заинтересуют читателей “Астрономического журнала”.

**WORKSHOP “NOVELTIES IN UNDERSTANDING THE EVOLUTION  
OF BINARY STARS”**

**N. N. Samus<sup>a,b</sup>**

*<sup>a</sup>Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

*<sup>b</sup>Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

In February 2023, the Ural Federal University (Ekaterinburg, Russia) hosted a seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of the founder of the Ural science school of researchers in close binary systems, Professor Marij Anatolyevich Svechnikov. 17 scientific talks were given at the workshop, united by their interest in the problems of stellar binarity.

*Keywords:* binary stars, neutron stars, black holes, X-ray astronomy, photometry

## МАРИЮ АНАТОЛЬЕВИЧУ СВЕЧНИКОВУ ПОСВЯЩАЕТСЯ

© 2023 г. Т. С. Полушина<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: tatyana.polushina@urfu.ru

Поступила в редакцию 27.04.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Статья посвящена памяти и научному наследию Мария Анатольевича Свечникова — выдающегося ученого и педагога, основателя уральской школы исследования тесных двойных звездных систем и автора классификации затменных переменных звезд. В статье приводится краткий обзор главных событий жизни и основных научных достижений М.А. Свечникова. Лучшая память — это продолжение и развитие тех научных направлений, которым он посвятил свою научную деятельность. Исследования, начатые М.А. Свечниковым, получили продолжение в работах его учеников и последователей в Уральском государственном университете, в Челябинском государственном университете, в Читинском государственном университете и др. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

*Ключевые слова:* затменные переменные звезды, классификация двойных звезд, статистические исследования, статистические зависимости, астрофизические параметры, каталоги, фотометрические наблюдения

DOI: 10.31857/S0004629923090104, EDN: RIFWKG

### 1. БИОГРАФИЧЕСКАЯ СПРАВКА

М.А. Свечников (1933–2011) — воспитанник Ленинградского государственного университета (ЛГУ) и известной в астрономическом мире школы по переносу излучения в звездных атмосферах В.В. Соболева. Научный путь Марий Анатольевич выбрал на очень раннем этапе. Первая его публикация в академической литературе вышла, когда он был студентом второго курса, а направление научной деятельности было определено его кандидатской диссертацией, которую он защитил в 1959 г. “Спектрофотометрическое исследование затменных переменных звезд U Sge и  $\lambda$  Tau”.

Трудовая деятельность его началась в Ленинграде в 1954 г. В 1964 г. Клавдия Александровна Бархатова, заведующая недавно созданной в Уральском государственном университете (УрГУ) кафедры астрономии и астрономо-геодезии, пригласила его в Свердловск на преподавательскую работу.

М.А. Свечников (рис. 1) очень быстро завоевал репутацию одного из лучших преподавателей физического факультета УрГУ. За долгие годы своей работы в УрГУ (1964–2009) Марий Анатольевич подготовил, а затем долгое время читал курсы лекций “Теоретическая астрофизика”, “Дополнительные главы теоретической астрофи-

зики”, “Переменные звезды”, “Общая астрофизика”, “Общая астрономия” (для физиков), “Теория размерности и подобия”, “Физика и эволюция звезд” (для студентов математического факультета), “Космическая физика” (для физиков), “Проблемы современной астрофизики” и “Физиография и геофизика в естественной исто-



Рис. 1. Марий Анатольевич Свечников.

рии” для студентов педагогического института. Это были нетривиальные лекции, сочетающие новейшие данные, еще не вошедшие в учебники, и базовые знания с математическими традициями.

Как истинный уроженец Одессы, Марий Свечников обладал превосходным чувством юмора и неисчерпаемым запасом оригинальных историй, которые производили впечатление на аудиторию. Не только студенты, но и коллеги поражались его большой эрудицией и кругозором, блестящей памятью.

Признанием его авторитета стало направление в длительную командировку в Алжирскую народную республику для оказания помощи в восстановлении астрономического образования в университете и деятельности обсерватории в 1972–1976 гг.

В 1979 г., вскоре после основания университета (в 1976 г.) Марий Анатолевич перешел на работу в Челябинский государственный университет (ЧелГУ) на должность доцента на кафедре теоретической физики. Хорошее знание предмета, ясность изложения наряду с энтузиазмом и вдохновением привлекали к нему студентов для работы над квалификационными работами. В 1993 г. Марий Анатолевич вернулся в УрГУ, на должность главного научного сотрудника Коровской астрономической обсерватории, но продолжал по совместительству работать в ЧелГУ до 1999 г.

## 2. НАУЧНАЯ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ

### 2.1. Статистические исследования

К 1960-м годам начинает накапливаться материал по тесным двойным системам (ТДС), появляются первые каталоги с данными по двойным звездам, в том числе и содержащие абсолютные элементы – [1] для 67 систем, [2] для 83. Появляются работы [3, 4], в которых эти каталоги используются для сравнительного анализа, выполняются статистические и на их основе теоретические исследования.

С 1962 г. с целью увеличения базы данных М.А. Свечников начинает создавать карточный каталог со сведениями об относительных и абсолютных элементах ТДС. Каталог содержит 197 систем, и он ложится в основу опубликованного в 1969 г. [5] “Каталога орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд”. Следуя классификации Копала [6], все системы были разделены на группы по степени близости их внутренним критическим эквипотенциальным поверхностям. В дополнение к этому он разделил их на группы согласно положению их компонентов на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (Г–Р). Получилось 10 групп, или классов: 1) разделенные системы главной последовательности

(РГП); 2) сверхмассивные системы; 3) полуразделенные системы (ПР); 4) разделенные субгиганты (РС); 5) системы типа AR Lac (AR); 6) контактные системы типа W UMa (~KW); 7) системы, подобные W UMa (KW); 8) контактные системы ранних спектральных классов (КР); 9) гигантские и сверхгигантские системы (С–Г); 10) системы, содержащие горячий субкарлик или карлик (С–К). (Позже два класса перешли в подклассы). К каждой системе прилагалась богатая библиография. Чрезвычайно важной и часто цитированной была часть 4 каталога “Статистические исследования по материалам каталога”. В этой части показаны положение на диаграмме Г–Р компонентов систем, распределение по массам, построены зависимости масса–светимость, избытки светимости в зависимости от массы второго компонента, зависимости масса–радиус, разделение компонент – сумма масс, орбитальный угловой момент – сумма масс, распределение по периодам. Там же рассматривается возможность эволюционных связей выделенных систем. Но наиболее подробно он рассматривает возможные эволюционные связи между выделенными группами совместно со Л.И. Снежко [7]. Эволюционные изменения ими рассматривались вплоть до получения характеристик субгигантов в двойных системах.

В их совместной работе, а также несколько ранее [8], Свечниковым было показано, что в процессе перемены ролей двойные системы теряют значительное количество материи, от 50% до 70% массы главного компонента. Это, в свою очередь, играет значительную роль в пополнении межзвездной среды звездным веществом, которое необходимо для дальнейшего звездообразования в нашей Галактике. Скорость потери материи, сопровождающая эволюцию двойных систем в нашей Галактике, оказалась оцененной примерно в  $14 M_{\odot}$  в год.

Позже совместно с Истоминным и Греховой по материалам карточного каталога фотометрических элементов тесных двойных звезд М.А. Свечникова построены гистограммы распределения затменных переменных различных типов по глубинам минимумов, периодам и спектрам главных компонентов. На основании полученных распределений разработаны критерии для массовой классификации затменных систем [9, 10]. Они показали, что по приведенным выше простым параметрам можно определить тип затменной переменной с надежностью более 90%, и эти критерии были использованы для массовой классификации всех затменных переменных из ОКПЗ и трех дополнений к нему. Всего получены данные о типах для 4704 затменных переменных звезд. Результаты были обновлены в 1986 г. уже по 246 ТДС, что составляет около 5% от всех открытых к этому времени затменных переменных

звезд 10 типов, введенных Свечниковым. И тогда же он защищает докторскую диссертацию. В ОКПЗ тогда было примерно 5000 затменных звезд. Это хорошее количество для проведения статистических исследований, но они не имели полных наблюдательных данных. С помощью простых критериев проведена классификация затменных переменных звезд, и в дальнейшем с использованием статистических зависимостей для данного типа звезд получены приближенные фотометрические и абсолютные элементы систем [11]. Найденные элементы были использованы для статистических исследований и в качестве исходных приближений при вычислении фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд более точными методами.

Для каждого класса ТДС разрабатывалась своя схема восстановления астрофизических и геометрических параметров. Например, схема для РГП-класса выглядела так: сначала по известному спектральному классу основного компонента  $Sp_1$  с использованием соотношения “ $M-Sp$ ” и шкалы эффективной температуры Поппера [12] восстанавливались масса  $M_1$  и эффективная температура  $T_{\text{eff}}$  главного компонента. Затем, исходя из отношения поверхностной яркости  $J_1/J_2$ , определенного, с одной стороны, по глубине главного и вторичного минимумов затмения,  $A_1$  и  $A_2$ , а с другой стороны, в предположении, что звезды являются идеальными черными телами, излучение которых подчиняется закону Планка, можно оценить эффективную температуру спутника и, следовательно, его спектральный класс  $Sp_2$  согласно Попперу [12], что позволяет “реконструировать” массу спутника  $M_2$ , снова используя хорошо известную зависимость “ $M-Sp$ ” для звезд главной последовательности. Далее, можно вычислить параметр  $q = M_2/M_1$  и большую полуось орбиты  $A$  по третьему закону Кеплера. Следующим шагом является вычисление абсолютных и относительных радиусов компонентов:  $R_1$  и  $R_2$  с использованием соотношения “ $M-R$ ” для звезд главной последовательности и  $r_1 = R_1/A$  и  $r_2 = R_2/A$  соответственно. Зная абсолютные радиусы и эффективные температуры, можно определить болометрические абсолютные величины первой и второй составляющих двойной системы. Наконец, применяя соотношения  $L_1 + L_2 = 1$  и  $J_1/J_2 = L_1/L_2 \cdot r_2^2/r_1^2$ , мы можем оценить относительные яркости компонентов  $L_1$  и  $L_2$ . Если глубина вторичного минимума  $A_2$  была неизвестна, то параметру  $q$  присваивалось среднее значение, характерное для РГП-класса –  $q = 0.8$ , по которому “восстанавливалась” масса спутника  $M_2$ . В других случаях схема определения орбитальных элементов сохранялась такой же.

Следует подчеркнуть, что частичный контроль описанной схемы обеспечивается дополнительными соотношениями, связывающими такие наблюдаемые параметры, как относительная продолжительность затмения  $D \approx r_1 + r_2$  и относительная продолжительность фазы постоянного блеска при полном затмении  $d \approx r_1 - r_2$  с относительными радиусами  $r_1, r_2$ .

Итак, для каждого класса затменных переменных из ОКПЗ была проведена реконструкция абсолютных и относительных элементов орбиты, опираясь на статистические зависимости, обнаруженные ранее по звездам из первых двух каталогов, с хорошо известными спектроскопическими и фотометрическими параметрами [13].

М.А. Свечников часто повторял, что “обычная хорошая газета живет в среднем одно-два десятилетия, но каталоги живут веками”. Каталоги тесных двойных систем с известными астрофизическими параметрами позволили решить ряд специфических задач в астрофизике. Например, еще в начале 1970-х годов из анализа статистического распределения затменных переменных звезд на диаграмме “ $M_1-A$ ” Свечников с Истоминым [14] обнаружили дефицит короткопериодических систем DMS, который впоследствии стал известен как проблема “запрещенного треугольника” и был подтвержден данными с более богатой статистикой [15]. В 1980-х годах А. В. Тутуков и др. [16] нашли объяснение этой проблемы, связанной с аккреционным режимом формирования тесных двойных систем, который накладывает ограничение на размеры молодых, только что сформировавшихся звезд. Тот же самый треугольник оказался заполненным системами  $\sim KW$ .

В более позднее время из-за обилия информации совместно с учениками создаются каталоги по отдельным классам двойных звезд: РГП, ПР, KW-системам [17–19]. Дальнейшее сравнение наблюдаемых свойств двойных систем, а также анализ их статистических распределений, позволили связать статистические данные и времена жизни различных классов двойных систем в единую эволюционную последовательность [20], движущей силой которой является магнитный звездный ветер. Это приводит к потере орбитального углового момента и, как следствие, сближению компонентов и, в итоге, к их полному слиянию. Обширный материал наблюдений каталогов помог продемонстрировать несколько эволюционных цепочек, например, *короткопериодические РГП*  $\rightarrow \sim KW \rightarrow WUMA \rightarrow$  голубые бродяги или *короткопериодические РГП*  $\rightarrow$  короткопериодический RSMa  $\rightarrow WUMA \rightarrow$  голубые бродяги. Это задача популяционного синтеза, один из методов решения которой построен на использовании большого объема однородных данных наблюдений с использованием эволюционных звездных моделей.

В рамках формализма магнитного разрушения [21] была найдена на диаграмме “ $M_1-A$ ” трапецие-подобная область, населенная молодыми ТДС класса РГП с  $A < 10 R_\odot$ ,  $M_1 \leq 2.5 M_\odot$  и  $M_2 \leq 1.5 M_\odot$ , которые являются потенциальными “родителями” голубых странников [22, 23].

С 1990 г. начались статистические исследования по данным, собранным в каталогах, для чего потребовалось знание вероятности обнаружения каждой двойной звезды как затменно-переменной. Вероятность открытия позволила бы преобразовать наблюдаемые распределения в “истинные”. Два молодых выпускника ЧГУ, Татьяна Тайдакова и Ольга Еретнова занимались построением и численными расчетами этой функции. Под руководством профессора Свечникова они исследовали эту проблему и впервые определили абсолютную вероятность открытия тесной двойной системы различных эволюционных типов как затменных переменных звезд [24, 25]. С учетом вероятности обнаружения двойной звезды была оценена пространственная плотность тесных двойных звезд различных типов в окрестностях Солнца, что представляет интерес для теоретических исследований двойных звезд и для определения такой фундаментальной функции, как функция начальной массы (НФМ). Сравнение с законом Солпитера позволило исследовать особенности формирования тесных двойных систем, для которых наклон  $dN/dM \sim M^{-(1+\alpha)}$  оказался  $-0.3$  [26] в отличие от наклона для одиночных звезд ( $-1.35$ ) [27]. Эта тема была связана с анализом рассеянных скоплений, для которых впервые в серии работ было отмечено непрерывное звездообразование [28, 29].

В рамках статистических исследований двойных систем типа W UMa, проведенных М.А. Свечниковым совместно с Л.Ф. Истоминым, было показано, что две трети контактных систем являются тройными [30]. В этих же работах подробно рассматривался вопрос об избытках светимости спутников этих систем в предположении, что увеличение светимости спутника обусловлено высвобождением гравитационной энергии вещества, падающего на поверхность более массивного компонента [31].

Важно отметить, что каталог РГП-систем, который включает спектроскопические и фотометрические орбитальные данные, оцененные с высокой надежностью [32], выдержал конкуренцию с современными каталогами [33]. Кроме того, РГП-каталог позволил решить некоторые проблемы приливной эволюции компонентов тесных двойных систем как синхронизацию осевого вращения звездных компонентов и их орбитальную циркуляризацию, а также релятивистский апсидальный эффект [34].

## 2.2. Каталоги тесных двойных систем Свечникова

Работая над классификацией ТДС, М.А. Свечников основал школу, объединившую вокруг него многих учеников, последователей и продолжателей его идей. Ниже приведен список каталогов ТДС, составленных Свечниковым и его последователями:

- 1) Свечников М.А., “Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд” Свердловск, 1969; Scientific Notes, N 88, Astronomy series, issue 5, 179 p.
- 2) Svechnikov M.A., Bessonova L.A., Catalogue of orbital elements, masses and luminosities of close double stars, 1984, Bull. Inform Centre Donnees Stellaires, Strasbourg, N 26, p. 99–101.
- 3) Свечников М.А., “Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд” Иркутск 1986.
- 4) Свечников М.А., Кузнецова Э.Ф., “Каталог приближенных относительных и абсолютных элементов затменных переменных звезд” в 2-х томах, Свердловск, 1990г., 1 т – 224 с., 2 т – 232 с.
- 5) Bondarenko I.I., Perevozkina E.L., The catalogue of photometric, geometrical and absolute elements of contact binary stars of the early spectral type, Odessa Astronomical Publications, 1996, vol. 9, p. 20.
- 6) Perevozkina E.L., Svechnikov M.A., Catalogue of orbital elements, masses and luminosities of Eclipsing Variable Stars of DMS type with known elements of photometric orbit and unknown spectroscopic elements, 1999, Yekaterinburg, Publishing House of Ural State University, pp. 122–132.
- 7) Свечников М.А., Горда С.Ю., Дремова Г.Н., Перевозкина Е.Л., Еретнова О.Б., “Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей затменных переменных звезд типа РГП и некоторые результаты его статистической обработки” Екатеринбург, 1999.
- 8) Polushina T.S., Catalogue of massive close binaries with early-type components of the main sequence: observed characteristics, 2004, Astronomical and Astrophysical Transactions, vol. 23, Issue 3, p. 213–227, 2011yCatp044002301P.
- 9) Surkova L.P., Svechnikov M.A., Semi-detached eclipsing binaries, 2004, VizieR On-line Data Catalog: V/115, 2004yCat.5115....0S.
- 10) Dryomova G.N., Perevozkina E.L., Svechnikov M.A., Catalogue of the orbital elements, masses, and luminosities for short-periodic RS CVn-type systems, Astron. Astrophys. 2005, v. 437, issue 1, pp. 375–381.

### 2.3. Наблюдения затменных переменных звезд и определение их физических и геометрических характеристик

Наблюдения затменных переменных звезд в Коуровской астрономической обсерватории были инициированы М.А. Свечниковым в середине 1960-х годов. Исследования проводились фотографическим, электрофотометрическим методами, с применением техники сканирования (впервые предложенной Францем [35] и Ракош [36] и позже с помощью ПЗС приемников. Активными участниками этой программы были Ю. Токарева, Т.А. Карташева, С.Ю. Горда и Т.С. Полушина, А.В. Кожевникова. Многие студенты также проявляли свои силы. Сейчас в этой тематике работает еще и В.П. Кожевников.

Сканирующее оборудование было изготовлено С.Ю. Гордой для наблюдений переменных звезд в визуально двойных парах. Первой затменной двойной системой в программе сканирования была визуально двойная звезда ADS 9537 ( $=16.3''$ ), оба визуальных компонента которой являются затменными системами типа W UMa, BV Dra и BW Dra. Анализ этих наблюдений позволил сделать выводы об орбитальной компланарности этих двух затменных двойных системах в четверной системе ADS 9537 [37, 38]. В будущем, с помощью приборов Коуровской астрономической обсерватории, переменность DN UMa с ADS компонентом 8347A [39] была впервые обнаружена прямым фотометрическим методом. Программа сканирования также включала такую затменную переменную, как SZ Cam, для которой впервые был определен полный набор параметров для видимой относительной орбиты третьего тела, а впоследствии была продемонстрирована двойственность третьего компонента на основе данных наблюдений, выполненных на шестиметровом телескопе в Специальной астрофизической обсерватории (CAO) РАН и телескопе АЗТ-3 Коуровской астрономической обсерватории [40–42].

Тема А.В. Кожевниковой – тесные двойные системы малой массы типа RS CVn, которые в настоящее время являются объектами интенсивного изучения, главным образом из-за высокого уровня звездной активности, подобной солнечной, которая связана с магнитным полем, генерируемым во внешних конвективных оболочках этих звезд. Исследование параметров фотосферных пятен позволяет получить представление о структуре звездного магнитного поля, что имеет большое значение для развития единой теории солнечно-звездных магнитных полей. Фотометрический мониторинг блеска таких переменных звезд имеет очень большое значение для анализа эволюции запятненных областей на звездах. Наблюдения проводятся в Коуровской астрономической обсерватории УрФУ на 70-см телескопе с

многоканальным фотометром, а анализ параметров запятненности проводится совместно с коллегам из КрАО. Выполнены исследования для CG Cyg, BH Vir, WY Cnc, IL Com, B Com, V711 Tau и CM Dra [43, 44].

CC Cas, SZ Cam, UU Cas, V368 Cas, BH Cen, SV Cen, LY Aur и V701 Sco – это еще один список интересных затменных, изученных в Коуровской астрономической обсерватории. Это массивные тесные двойные системы с горячими компонентами, для которых некоторые оценки параметров околозвездной материи были получены Т.С. Полушиной и последней аспиранткой Мария Анатольевича Е.А. Аввакумовой. В помощь для анализа наблюдательных данных Т.С. Полушиной был создан каталог массивных тесных двойных систем с горячими компонентами (CBSS), в котором собраны физические, геометрические и эволюционные характеристики этих объектов, а также особенности их отдельных фотометрических и спектроскопических наблюдений [45, 46]. Спектральные характеристики CZ Cam, CC Cas, UU-получены С.Ю. Гордой [47–49].

Изменения массы и орбитального периода являются двумя ключевыми эволюционными параметрами, которые служат объектом пристального внимания и постоянного интереса к новым данным наблюдений за двойными системами. Поэтому М.А. Свечников поставил задачу наблюдать затмения в двойных системах сначала для молодых наблюдателей в Коуровской астрономической обсерватории (рис. 2), а затем для астрономов Крымской астрофизической обсерватории РАН, Пулковской астрономической обсерватории РАН, Астрономической обсерватории Одесского национального университета имени И.И. Мечникова. Постепенно в программу наблюдения затменных звезд включались и другие организации.

Долгое время М.А. Свечников поддерживал связь со своей ученицей из CAO Т.А. Карташевой, которая проводила наблюдения звезды типа Вольфа-Райе CQ Ser [50, 51]. Татьяна Аркадьевна предложила свой подход выделения оболочечной кривой, которую она вычитала из наблюдаемой и определила параметры этой системы и оболочки. Последующие поляриметрические наблюдения позволили ей получить концентрацию водорода в оболочке, окружающей систему. Этот параметр связан со скоростью потери вещества и поэтому чрезвычайно важен для построения теории эволюции массивных систем. Исследование изменения периода этой системы позволило ей выделить вклад третьего компонента и оценить его характеристики.



Рис. 2. М.А. Свечников делает доклад на юбилее в Коуровской обсерватории (2003).

### 3. СОЗДАНИЕ СОВРЕМЕННЫХ КЛАССИФИКАЦИОННЫХ СХЕМ

Идею создания новой классификации, охватывающей широкий спектр современных данных наблюдаемых затменных переменных звезд, продолжили Е.А. Аввакумова и О.Ю. Малков. Екатерина Аввакумова – последняя аспирантка Мария Анатолевича. Они создали новую версию каталога затменных переменных. Каталог содержит параметры и морфологические типы кривых блеска примерно для 7200 звезд [52]. Таким образом, каталог представляет собой самый большой список затменных двойных звезд, классифицированных по результатам наблюдений. Они провели анализ распределений звездных параметров каталогизированных затменных систем и разработали алгоритм классификации затменных переменных [53]. Следует подчеркнуть, что схема классификации Свечникова органично интегрировалась в новую классификационную схему [52], с помощью которой в современном электронном издании GCVS выделено 16 типов затменных двойных систем. Эта задача далека от завершения, поскольку только 74 процента протестированных систем из Каталога затменных переменных могут быть надежно классифицированы [54], и кроме того, GCVS постоянно обновляется [55].

На сегодняшний день открыто много новых систем благодаря многочисленным космическим миссиям, фотометрическим обзорам (COROT, Kepler, GAIA и др.), собрано много наблюдательного материала для новых, не известных ранее типов двойных систем, что делает задачу обновления каталога затменных переменных и разработку новых классификационных критериев актуальными.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В истории астрономии сохранилось много имен составителей звездных каталогов: легендарный Гиппарх, знаменитый Улугбек, непревзойденный Тихо Браге и др. Имя нашего учителя, Мария Анатолевича Свечникова, должно быть помещено в этот ряд, потому что ему удалось создать новый “формат” для звездного каталога, не ограниченный координатами положения и звездной величиной, стандартом, который был установлен на протяжении почти двух тысячелетий.

Выбрав для своих исследований затменные переменные звезды, Марий Анатолевич буквально посвятил всю свою жизнь изучению многообразия форм кривых блеска и кривых лучевой скорости, которые все еще ждали своей окончатель-

ной “расшифровки” – методы решения этих кри-вых, обрастая подробностями и усложняясь, все еще создаются. В течение почти полувека продолжался процесс сбора информации о наблюдениях и ее обобщения с целью создания объективной системы классификации для ТДС. Это позволило сразу перейти к эволюционному статусу звезды, отталкиваясь от прямых наблюдений (период обращения, глубины затмений и так далее), и фактически “восстановить” портрет звезды.

Это не просто художественная метафора. Многие, особенно те, кто учился у Мария Анатольевича, помнят, что он, говоря современным языком, мог “загуглить” любую затменную переменную, когда не было интернета для исследований. Остается загадкой, в каких деталях он их запомнил. В опубликованных им каталогах количество затменных переменных варьировалось от 197 до почти 4 000 звезд, но его карточный каталог содержал гораздо больше звезд, потому что он никогда не прекращал процесс накопления данных. Фактически, он создал портретную галерею звезд с описанием их физических, геометрических и других важных характеристик.

Создавая портреты затменных переменных звезд, Марий Анатольевич написал свой портрет, как это часто делают художники. Это портрет человека, который щедро делился своими знаниями, наблюдениями, идеями и догадками, увлекая за собой молодежь. Основой его научной интуиции был громадный переосмысленный им исследовательский материал, скомпилированный им вместе с учениками в его множественных каталогах.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. I. Lavrov*, Bulletin of the Engelhardt Astronomical Observatory **31** (1955).
2. *Z. Kopal and M. B. Shepley*, Jodrell Bank Ann. **1**, № 4, 141 (1956).
3. *F. B. Wood*, *Basic Astronomical Data: Stars and Stellar Systems* (University of Chicago Press, Chicago, IL USA, ed. K. A. Strand, 370, 1968).
4. *M. Hack*, *Star Evolution, Proceedings of the XXVIII-th Course of the International School of Physics “Enrico Fermi”* (New York: Academic Press, ed. by L. Gratton, 452, 1963).
5. *M. A. Свечников*, Ученые записки Уральского университета **88**, 178 (1969).
6. *Z. Kopal*, Annales d’Astrophysique **18**, 379 (1955).
7. *M. A. Свечников, Л. И. Снежко, Явления нестационарности и звездная эволюция* (М., ред. А. А. Боярчук, Ю. Н. Ефремов, с. 181, 1974).
8. *M. A. Свечников*, *Переменные звезды* (Т. 18, с. 525, 1973).
9. *M. A. Свечников, Л. Ф. Истомин*, *Астрономический циркуляр* **1083**, 1 (1979).
10. *M. A. Svechnikov, L. F. Istomin, and O. A. Grekhova*, *Perem. Zvezdy*, Byull. **21**, 399–412 (1980).
11. *M. A. Свечников, Э. Ф. Кузнецова* *Каталог Приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд* (Свердловск: Изд-во Уральского университета, 1990).
12. *D. M. Popper*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **18**, 115 (1980).
13. *M. A. Свечников, Э. Ф. Кузнецова*, *Каталог приближенных относительных и абсолютных элементов затменных переменных звезд в 2-х томах* (Свердловск, 1 т. – 224 с., 2 т. – 232 с., 1990).
14. *Л. Ф. Истомин, М. А. Свечников*, *Астрономический циркуляр* **693**, 3–6 (1972).
15. *Z. T. Kraicheva, E. I. Popova, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, *Astron. zhurn.* **55**, 1176 (1978).
16. *E. I. Popova, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, *Soviet Astronomy Letters* **8**, 160 (1982).
17. *E. L. Perevozkina and M. A. Svechnikov*, *VizieR On-line Data Catalog: V/118*. Originally published in: *Catalogue of Orbital Elements, Masses and Luminosities of Eclipsing Binaries, with Detached Main Sequence Components and Some Results of Statistic, Processing*, 1999, ed. *I.I. Bondarenko* (Ekaterinburg, Ural. Univ-ers.).
18. *L. P. Surkova and M. A. Svechnikov*, “*VizieR Online Data Catalog: Semi-detached eclipsing binaries (Surkova+, 2004)*”, *VizieR On-line Data Catalog: V/115*.
19. *G. N. Dryomova, E. L. Perevozkina, M. A. Svechnikov*, “*VizieR Online Data Catalog: Approximate elements of eclipsing binaries (Dryomova+, 2005)*”.
20. *Г. Н. Дремова, М. А. Свечников*, *Кинематика и физика небесных тел* **17**, 2, 121–133 (2001).
21. *E. Schatzman*, *Annales d’Astrophysique* **25**, 18 (1962).
22. *A. V. Tutukov, G. N. Dremova, and M. A. Svechnikov*, *Astron. Rep.* **48**, 219 (2004).
23. *G. N. Dryomova, M. A. Svechnikov, and A. V. Tutukov*, *Odessa Astronomical Publications* **17**, 25, 2004.
24. *M. A. Свечников, О. В. Еретнова, О. Н. Ольнева, Т. А. Тайдакова*, *Научные информации* **67**, 15 (1989).
25. *О. В. Еретнова, М. А. Свечников, М. Эбель*, *Астрономо-геодезические исследования: Уральский государственный университет*, 115 (1995).
26. *M. A. Svechnikov*, *Investigation of Interaction Effects in Close Binary Systems with Nonrelativistic Components* (Tallinn, Valgus, 26, 1990).
27. *E. E. Salpeter*, *Astrophys. J.* **121**, 161 (1955).
28. *P. E. Zakharova and M. A. Svechnikov*, *Astrophysics* **9**, 1, 79–81 (1973).
29. *P. E. Zakharova and M. A. Svechnikov*, *Astrophysics* **9**, 1, 82–83 (1973).
30. *Л. Ф. Истомин*, *Астрономо-Геодезические Исследования (Тесные и контактные звезды)* (Свердловск: Уральский государственный университет, 104, 1990).

31. *L. F. Istomin, Thesis of the candidate of phys.-math. sci.* (Ural State University, 130, 1986).
32. *E. L. Perevozkina and M. A. Svechnikov, VizieR On-line Data Catalog: V. 118.* Originally published in: Catalogue of Orbital Elements, Masses and Luminosities of Eclipsing Binaries, with Detached Main Sequence Components and Some Results of Statistic, Processing, 1999, ed. I.I. Bondarenko (Ekaterinburg, Ural. Univ-ers.).
33. *G. Torres, J. Andersen, and A. Gim'enez, Astron. and Astrophys. Rev.* **18**, 67 (2010).
34. *Г. Н. Дремова, М. А. Свечников, Кинематика и физика небесных тел* **27**, 2, 62–78 (2011).
35. *O. G. Franz, Lowell Observatory Bulletin* **6**, 251 (1966).
36. *K. D. Rakos, Appl. Opt.* **4**, 1453 (1965).
37. *S. Yu. Gorda, Information Bulletin on Variable Stars* **2906** (1986).
38. *С. Ю. Горда, Астрономо-геодезические исследования* (Свердловск: Уральский государственный университет, 69, 1990).
39. *С. Ю. Горда, Д. Б. Попов, Астрономический циркуляр* **1556**, 19 (1994).
40. *S. Y. Gorda, Information Bulletin on Variable Stars* **5345** (2002).
41. *S. Y. Gorda, Y. Y. Balega, E. A. Pluzhnik, and Z. U. Shkha-gosheva, Astrophysical Bulletin* **62**, 352 (2007).
42. *S. Yu. Gorda, Yu. Balega, E. A. Pluzhnik, and Z. U. Shkha-gosheva, Astrophysical Bulletin* **26**, 145 (2007).
43. *A. V. Kozhevnikova and I. Y. Alekseev, Astron. and Astrophys. Trans.* **28**, 259 (2014).
44. *A. V. Kozhevnikova, V. P. Kozhevnikov, and I. Y. Alekseev, Astrophysics* **61**, 30 (2018).
45. *T. S. Polushina, Astron. Rep.* **46**, 900 (2002).
46. *T. S. Polushina, Astron. and Astrophys. Trans.* **28**, 3, 283–292 (2014).
47. *S. Yu. Gorda, Astrophysical Bulletin* **68**, 1, 101–106 (2013).
48. *S. Yu. Gorda, Astrophysical Bulletin* **72**, 3, 321–329 (2017).
49. *С. Ю. Горда, Письма в Астрономический журнал* **34**, № 5, 351–361 (2008).
50. *T. A. Kartasheva and M. A. Svechnikov, Bulletin of the Special Astrophysical Observatory* (Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg, Vol. 55, pp. 49–66, 2003).
51. *T. A. Kartasheva and M. A. Svechnikov, Bulletin of the Special Astrophysical Observatory* **59**, 62–91 (2006).
52. *O. Yu. Malkov, A. Yu. Kniazev, and E. A. Avvakumova, Astron. Nachr.* **334**, 859–864 (2013).
53. *O. Y. Malkov, E. Oblak, E. A. Avvakumova, and J. Torra, Astron. and Astrophys.* **465**, 549 (2007).
54. *E. A. Avvakumova and O. Yu. Malkov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 2, 1982–1992 (2014).
55. *N. N. Samus', E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, Astron. Rep.* **61**, 80 (2017).

## DEDICATION TO MARIJ ANATOLYEVICH SVECHNIKOV

**T. S. Polushina<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Yeltsin Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*

The paper is dedicated to the memory and scientific heritage of Marij Anatolyevich Svechnikov, an outstanding researcher and teacher, founder of the Ural school of study of close binary systems and author of the classification of eclipsing variable stars. The paper provides a brief overview of the major life events and main scientific achievements of M.A. Svechnikov. The best memory is the continuation and development of those scientific directions to which he devoted his scientific activity. The research initiated by M.A. Svechnikov was continued in the works of his apprentices and followers at the Ural State University, Chelyabinsk State University, Chita State University, etc. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* eclipsing binaries, classification binary stars, statistical studies, statistical dependencies, astrophysical parameters, catalogues, photometric observations

## РЕНТГЕНОВСКАЯ АСТРОНОМИЯ И ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

© 2023 г. А. М. Черепашук<sup>1,\*</sup>

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

\*E-mail: cherepashchuk@gmail.com

Поступила в редакцию 12.06.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

Открытие в 1962 г. компактного источника Sco X-1 — первого рентгеновского источника, расположенного за пределами Солнечной системы, ознаменовало новую (“золотую”) эру в исследованиях тесных двойных систем (ТДС). Были открыты аккрецирующие нейтронные звезды и первые кандидаты в черные дыры в ТДС. Возможность “взвешивать” нейтронные звезды и черные дыры в ТДС позволила отличать аккрецирующие черные дыры от нейтронных звезд. Развилась теория аккреции вещества на релятивистские объекты в ТДС, а также теория эволюции ТДС с обменом масс вплоть до самых поздних стадий, включая двойные черные дыры и нейтронные звезды. Тесные двойные системы стали передним фронтом астрофизики. Последующие гравитационно-волновые наблюдения и наблюдения на межконтинентальном радиоинтерферометре ЕНТ с угловым разрешением  $\sim 10^{-5}$  сек позволили окончательно доказать существование черных дыр во Вселенной. Таким образом, современный триумф черных дыр в значительной степени был обеспечен развитием науки о тесных двойных системах. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

*Ключевые слова:* рентгеновское излучение, двойные звезды, нейтронные звезды, черные дыры, эволюция, обмен масс

DOI: 10.31857/S0004629923090025, EDN: UTBZEW

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В 1962 г. с борта американской ракеты Аэробе (Aerobee) под руководством профессора Рикардо Джаккони (в будущем Нобелевского лауреата) был открыт первый рентгеновский источник, расположенный за пределами Солнечной системы [1]. Этот источник был отождествлен с переменной голубой звездой  $\sim 12.7$  звездной величины в созвездии Скорпиона и получил название Sco X-1. Тем самым было положено начало рентгеновской астрономии. Объект Sco X-1 оказался маломассивной рентгеновской двойной системой, состоящей из маломассивной оптической звезды с массой  $\sim 0.4 M_{\odot}$ , которая является донором вещества, и аккрецирующей нейтронной звезды — мощного рентгеновского источника со светимостью  $\sim 10^{37}$  эрг/с (см., например, [2, 3] и ссылки там). Таким образом, открытие первого рентгеновского источника Sco X-1 положило начало исследованиям тесных двойных систем на качественно новом уровне. В случае рентгеновских двойных систем рентгеновские и оптические наблюдения прекрасно дополняют друг друга: рентгеновские наблюдения позволяют обна-

ружить аккрецирующий релятивистский объект (нейтронную звезду или черную дыру), а оптические наблюдения по движению оптической звезды-донора вещества дают возможность оценить массу релятивистского объекта. Известно, с учетом эффектов ОТО, что если в конце эволюции массивной звезды масса ее коллапсирующего ядра превышает  $3 M_{\odot}$ , то образуется черная дыра; если же масса этого ядра менее  $3 M_{\odot}$ , то образуется нейтронная звезда или белый карлик. Поэтому возможность “взвешивать” релятивистские объекты делает тесные двойные системы мощным инструментом для отождествления компактных рентгеновских источников с нейтронными звездами и черными дырами. Таким образом, с началом эры рентгеновской астрономии тесные двойные системы стали передним фронтом современной астрофизики (см. обзор [4] и ссылки там).

### 2. ЧЕТЫРЕ ЭПОХИ ИССЛЕДОВАНИЙ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Тесные двойные системы (ТДС) всегда привлекали внимание ученых, поскольку, в частно-

сти, по движению и взаимодействию компонентов системы можно определять массы, радиусы и температуры звезд независимо от расстояния до системы (система может находиться даже в другой галактике). Можно выделить следующие эпохи исследований ТДС. Отметим, что это выделение условно, поскольку разные эпохи взаимно проникают друг в друга. Например, архивные фотографические наблюдения используются в астрономии до сих пор. Наиболее определенно можно указать лишь начало соответствующих эпох.

### *2.1. Эпоха визуальных и фотографических наблюдений ТДС (1782–1950 гг.)*

Первые визуальные наблюдения затменных двойных систем проводились еще в 18-м веке. В ноябре 1782 г.—мае 1783 г. Эдвардом Пиготтом и Джоном Гудрайком была открыта строгая периодичность изменения блеска Алголя ( $\beta$ Per). Гудрайк же высказал смелую по тем временам гипотезу о том, что периодические уменьшения блеска Алголя вызваны наличием спутника у звезды и затмениями. Эта идея Гудрайка опередила время на целое столетие! Окончательно двойственность Алголя была доказана в 1889 г., когда Фогель обнаружил периодические доплеровские смещения линий в спектре этой звезды, обусловленные орбитальным движением компонентов. Сейчас известно, что Алголь — тройная система. Подчеркнем, что Гудрайк также открыл периодическую переменность блеска звезды  $\beta$  Lyr в сентябре 1784 г. Это была вторая открытая затменная двойная система.

В дальнейшем шло накопление визуальных и фотографических наблюдений ТДС разных типов. В 1948 г. Рассел [5] развил метод интерпретации кривых блеска затменных двойных систем, который позволил определять параметры для многих систем. Началось накопление данных о массах, радиусах и температурах звезд разных типов, что важно для понимания их внутреннего строения и эволюции.

### *2.2. Эпоха фотоэлектрических наблюдений ТДС (1950–1970 гг.)*

Использование фотоэлектрических методов наблюдений ТДС многократно увеличило точность их кривых блеска, что позволило значительно улучшить качество определения параметров звезд. Развились статистические исследования ТДС и их компонентов [6–8]. На базе накопленных сведений о массах, радиусах и температурах звезд-компонентов ТДС осуществлялась проверка теории внутреннего строения звезд, которая начала развиваться в 1950-х годах (см., например, [8] и ссылки там). Был открыт парадокс Алголей [9] и дана его эволюционная

интерпретация [10–14]. Были опубликованы основополагающие работы по несферической аккреции вещества на черные дыры [15, 16]. Предсказание рентгеновского излучения при аккреции вещества нормальной звезды на релятивистский объект в двойной системе было сделано в работе [17]. Был открыт рентгеновский источник Sco X-1 [1], природа которого длительное время была непонятна. Из-за сильной нерегулярной оптической переменности Sco X-1 долго (в течение 13 лет) не удавалось выявить следы периодичности в изменениях его блеска, которые являются признаком двойственности объекта [18, 19].

### *2.3. Эра систематических рентгеновских наблюдений (1970–2015 гг.)*

В 1971 г. был запущен на орбиту вокруг Земли первый специализированный американский рентгеновский спутник Uhuru, который открыл свыше 300 рентгеновских источников, большинство из которых оказались рентгеновскими двойными системами, содержащими аккрецирующие нейтронные звезды и черные дыры. Началась эра систематических рентгеновских исследований Вселенной. Одновременно с началом этих исследований развивалась теория дисковой аккреции вещества на релятивистские объекты в двойных системах [20–23], а также теория эволюции ТДС с обменом масс вплоть до самых поздних стадий [24, 25]. Теория дисковой аккреции позволила быстро понять природу компактных рентгеновских источников как аккрецирующих НЗ и ЧД в двойных системах, а теория эволюции ТДС с обменом масс вплоть до самых поздних стадий двойной системы из двух релятивистских объектов показала, что стадия рентгеновской двойной системы является естественной ступенью эволюции массивной ТДС. Осуществлялось развитие методов синтеза кривых блеска ТДС [26], а также методов интерпретации кривых блеска затменных систем звезд с протяженными атмосферами [27]. Родилась новая наука — релятивистская астрофизика. Были выполнены первые оптические отождествления рентгеновских двойных систем и исследования их оптических проявлений [28–30]. Была получена первая оценка функции масс  $\text{Cyg X-1 } f_{\nu}(m) = 0.2 M_{\odot}$  на основе спектроскопических наблюдений этой системы [31]. Была сделана одна из первых оценок массы черной дыры в системе  $\text{Cyg X-1}$  [30] на базе фотометрических наблюдений этой системы. Установление природы источника Sco X-1 как рентгеновской двойной системы [18, 19]. Установление природы звезд WR в тесных двойных системах как гелиевых остатков первоначально массивных звезд — производителей релятивистских объектов [27, 32]. Развитие методов определения масс чер-

ных дыр и нейтронных звезд в рентгеновских двойных системах (см. монографию [33] и ссылки там). Накопление сведений о массах нейтронных звезд и черных дыр, статистические исследования (см., например, [33–35]). Исследования рентгеновских двойных систем с бортов многих рентгеновских обсерваторий (Эйнштейн, Мир-Квант, Гранат, Росат, Чандра, Нустар и др., в последние годы — Спектр РГ и ISPE). Открытие объекта SS433 — первого примера сверхкритической аккреции на релятивистский объект [36, 37]. Развитие методов трехмерных газодинамических расчетов течения газа во взаимодействующих двойных системах (см. [38] и ссылки там). Развитие методов популяционного синтеза для изучения эволюции ТДС вплоть до самых поздних стадий [39]. Предсказание, что первыми в американском эксперименте LIGO будут открыты гравитационные волны от слияния черных дыр в двойных системах [40].

#### *2.4. Эра гравитационно-волновой астрономии (2015 г. по н. в.)*

4 сентября 2015 г. улучшенная версия двух лазерных интерферометров американской гравитационно-волновой обсерватории LIGO впервые открыла гравитационно-волновой сигнал, возникший в результате слияния двух черных дыр в двойной системе, удаленной от Земли на расстояние более миллиарда световых лет [41]. Началась эра гравитационно-волновой астрономии. Замечательно то, что сигналы, регистрируемые гравитационно-волновыми детекторами, идут от тесных двойных систем, состоящих из черных дыр и нейтронных звезд, которые сливаются за время меньше возраста Вселенной из-за потери энергии их орбитального движения в виде гравитационных волн. Наступила качественно новая эра исследований ТДС с релятивистскими компонентами (см., например, [42, 43]). Если ранее, во время эры рентгеновской астрономии, ученые лишь пассивно наблюдали рентгеновские ореолы вокруг аккрецирующих релятивистских объектов в ТДС, то с открытием гравитационных волн у ученых появилась возможность как бы экспериментировать с двойными черными дырами и нейтронными звездами — непосредственно наблюдать их слияние, формирование общего горизонта событий у черных дыр и исследовать квазинормальные моды колебаний этого горизонта. Замечательно то, что накопленный большой объем наблюдательных данных по гравитационно-волновым сигналам от слияния черных дыр во многих ТДС прекрасно согласуется с предсказаниями ОТО Эйнштейна. Это дает основание утверждать, что черные дыры звездных масс открыты и реально существуют во Вселен-

ной. Таким образом, ТДС сослужили принципиально важную службу фундаментальной физике.

Эра рентгеновской астрономии позволила ученым совершить первый прорыв в поисках и исследованиях черных дыр в ТДС. А эра гравитационно-волновой астрономии дала возможность ученым окончательно доказать существование черных дыр во Вселенной.

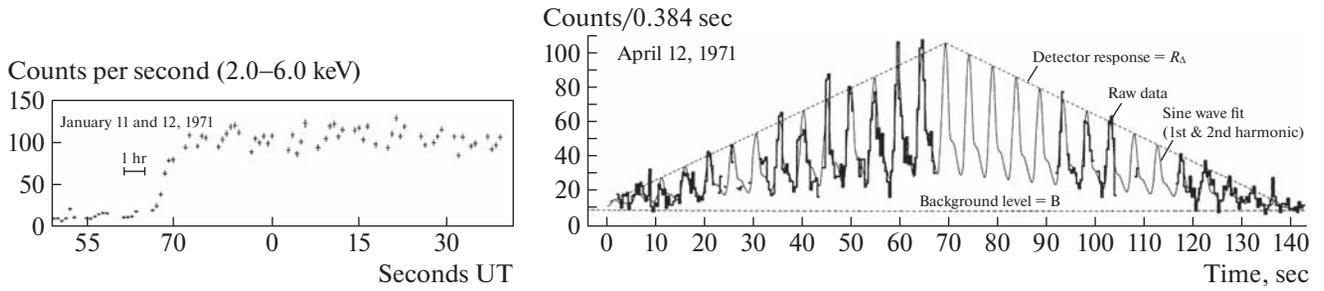
Не менее выдающиеся результаты были получены при изучении гравитационно-волновых всплесков от слияния нейтронных звезд в ТДС [44]. Слияние нейтронных звезд, в отличие от слияния черных дыр, сопровождается как гравитационно-волновым всплеском, так и всплеском электромагнитного излучения [45]. Из сопоставления времен прихода гравитационно-волнового и электромагнитного всплесков ученым удалось провести измерение скорости распространения гравитационных волн в пространстве, которая оказалась с точностью  $\sim 10^{-15}$  совпадающей со скоростью света (!). Этот замечательный результат очень важен для проверки ряда теорий гравитации, альтернативных ОТО. В спектре оптического излучения были обнаружены линии тяжелых химических элементов с большими атомными весами вплоть до элементов группы Урана 238. Эти тяжелые химические элементы (включая золото) сформировались в ядерных реакциях, сопровождающих процесс слияния нейтронных звезд. На основе этих результатов удалось сделать вывод о том, что основным источником поступления золота во Вселенную являются, наряду со вспышками сверхновых, процессы слияния нейтронных звезд в ТДС.

### 3. ИССЛЕДОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

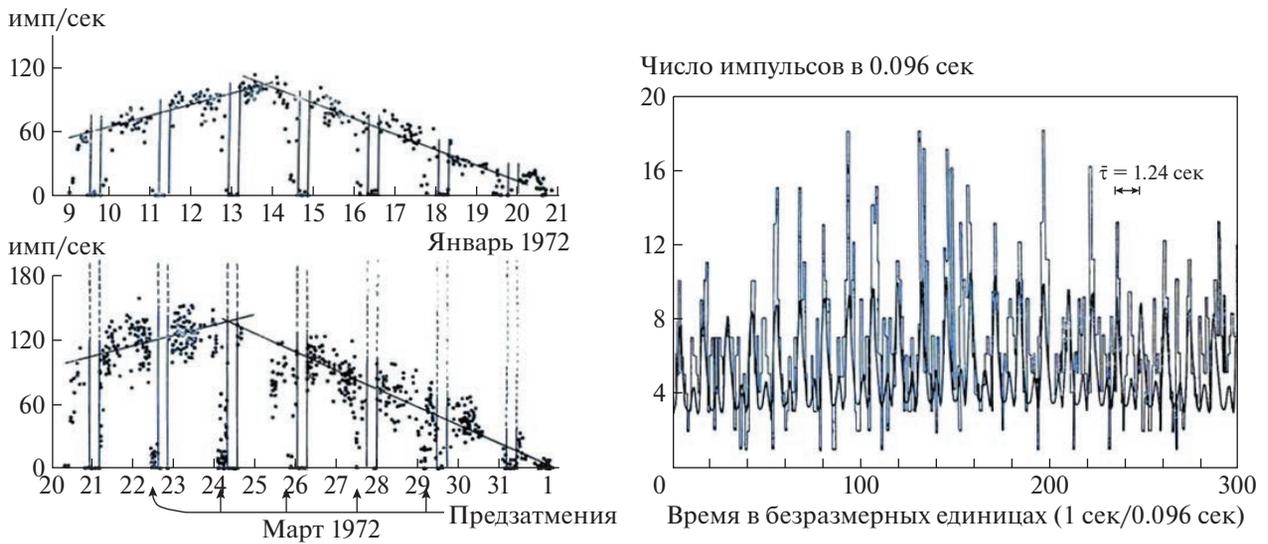
Рассмотрим более подробно исследования рентгеновских двойных систем. Эра рентгеновской астрономии позволила ученым открыть первых кандидатов в черные дыры, изучить газодинамику ТДС и их эволюцию и исследовать процессы аккреции вещества на нейтронные звезды и черные дыры в ТДС. Были измерены массы десятков нейтронных звезд и кандидатов в черные дыры в рентгеновских двойных системах, что составило надежный наблюдательный базис для релятивистской астрофизики.

#### *3.1. Первые открытия рентгеновских двойных систем во время “золотой эры” исследований ТДС*

В начале 1970-х годов с борта спутника Uhuru были открыты первые затменные рентгеновские двойные системы с рентгеновским пульсаром — быстро вращающимися сильно намагниченными аккрецирующими нейтронными звездами. Cen X-3 (V779Cen),



**Рис. 1.** Кривая рентгенового затмения (слева) и кривая рентгеновских пульсаций (справа) для системы Cen X-3 (из статьи [46]).



**Рис. 2.** Кривые рентгеновских затмений (слева) и кривая рентгеновских пульсаций (справа) для системы Her X-1. Помимо затменной переменности с периодом  $\sim 1^d 7$  видна также прецессионная переменность с периодом  $\sim 35^d$ , вызванная прецессией аккреционного диска вокруг нейтронной звезды (из статьи [47]).

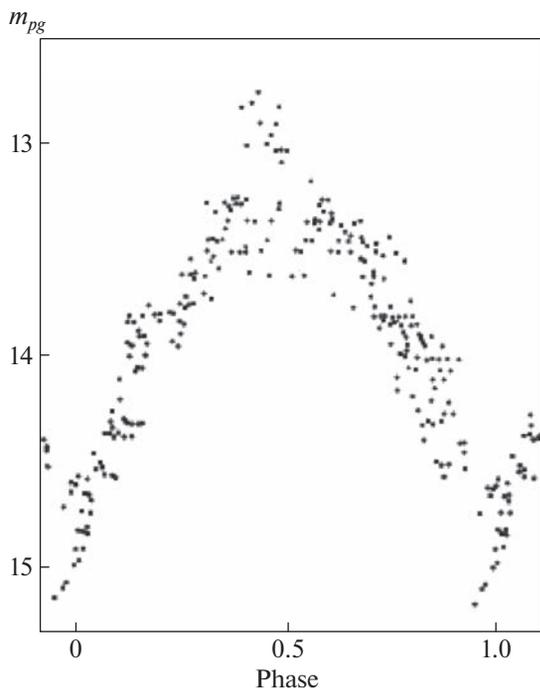
$P_{orb} \cong 2^d 1$ ,  $P_{puls} \cong 4.8$  сек, O8III + NS (здесь NS – нейтронная звезда),  $V \cong 13^m 4$  [46]. См. рис. 1. Her X-1 (HZHer),  $P_{orb} \cong 1^d 7$ ,  $P_{puls} \cong 1.2$  сек, BO–F5V + NS,  $B \cong 12^m 8 - 15^m 2$  [47]. См. рис. 2.

Был открыт первый кандидат в черные дыры в рентгеновской двойной системе Cyg X-1 (V1357 Cyg),  $P_{orb} \cong 5^d 6$ , O9.7Iab + BH (здесь BH – черная дыра),  $B \cong 9^m 3$ . Объект был открыт с ракет и подтвержден наблюдениями на спутнике Uhuru [48]. Рентгеновские затмения в системе отсутствуют, признаков рентгеновского пульсара не найдено, наблюдается быстрая иррегулярная рентгеновская переменность на временах вплоть до  $10^{-3}$  сек. Для определения масс релятивистских объектов в рентгеновских двойных системах необходимо было выполнить их оптические

отождествления и исследовать различные типы оптических проявлений.

Первое оптическое отождествление было выполнено для системы Her X-1 [49]. Оптическим компонентом этой системы оказалась сильно переменная звезда HZHer. В работе [29] эта переменность была интерпретирована как эффект рентгеновского прогрева оптической звезды мощным рентгеновским излучением ( $L_x \cong 10^{37}$  эрг/с) аккрецирующей нейтронной звезды (“эффект отражения”). См. рис. 3.

Оптическая переменность кандидата № 1 в черные дыры Cyg X-1 была интерпретирована в работе [30] как проявление эффекта эллипсоидальности оптической звезды (см. рис. 4). В этой же работе была дана одна из первых оценок массы черной дыры в системе Cyg X-1  $m_{BH} > 5.6 M_{\odot}$ .



**Рис. 3.** Оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы Her X-1, обусловленная эффектом рентгенового прогрева оптической звезды (из статьи [28]).

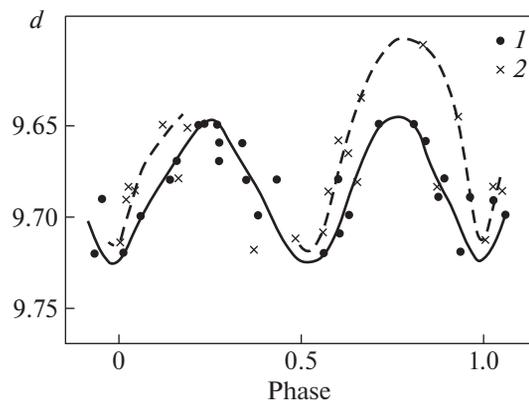
Наблюдения оптической переменности блеска рентгеновских двойных систем, обусловленной эффектами “отражения” и эллипсоидальности, позволяют идентифицировать рентгеновский источник с оптической звездой и определять наклонение орбиты системы и массу релятивистского объекта.

К настоящему времени открыты тысячи рентгеновских двойных систем разных типов (включая сверхкритический микроквазар SS433 и ультраяркие рентгеновские источники в разных галактиках). Измерены массы многих десятков нейтронных звезд и звездных черных дыр (см., например, [34, 35]).

Исследования рентгеновских двойных систем стали отдельной очень важной областью релятивистской астрофизики.

### 3.2. Типы рентгеновских двойных систем

Рентгеновские двойные принадлежат к классу ТДС на поздних стадиях эволюции, т.е. систем, в которых завершился первичный обмен масс. Они делятся на два больших класса: массивные рентгеновские двойные со спутниками — массивными звездами ранних спектральных классов F-A-O-B и WR, а также маломассивные рентгеновские двойные со спутниками — маломассивными звез-



**Рис. 4.** Оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы Cyg X-1, обусловленная эффектом эллипсоидальности оптической звезды (из статьи [30]).

дами поздних спектральных классов K-M. Различие в массах звезд-доноров вещества обуславливает различия в эволюционных путях этих ТДС.

### Массивные рентгеновские двойные

а) Массивные транзитные рентгеновские двойные с Be-звездами.  $P_{\text{orb}} = 10^d - 1000^d$ ,  $e = 0.2 - 0.8$ , релятивистские компоненты — нейтронные звезды и черные дыры. В этих системах оптическая звезда не заполняет свою полость Роша и быстро вращается. Рентгеновское излучение в виде вспышки ( $L_x = 10^{38}$  эрг/с) генерируется при прохождении релятивистского объекта через периастр эллиптической орбиты, когда релятивистский объект погружается в экваториальный ветер Be-звезды.

б) Квазистационарные массивные рентгеновские двойные. Оптическая звезда близка к заполнению своей полости Роша. Аккреция из аккреционного диска вокруг релятивистского объекта. O-B сверхгигант плюс нейтронная звезда или черная дыра.  $P_{\text{orb}} = 1^d 4 - 9^d$ ,  $e = 0$ ,  $L_x = 10^{36} - 10^{39}$  эрг/с. Примеры систем с ЧД: Cyg X-1, LMC X-3, LMC X-1, M33X-7 и др.

в) Объект SS433 (A7I + c, c — релятивистский объект,  $L_x \cong 10^{36}$  эрг/с,  $L_{\text{opt}} \cong 10^{39}$  эрг/с) и ультраяркие рентгеновские источники (ULX,  $L_x = 10^{39} - 10^{42}$  эрг/с). Стадия вторичного обмена масс. Оптическая звезда переполняет свою полость Роша. Сверхкритическая аккреция на черную дыру (SS433) или на сильно намагниченную нейтронную звезду. Рентгеновские пульсары при  $L_x \cong 10^{39}$  эрг/с.

г) Рентгеновские двойные WR + c системы (c — релятивистский объект, аккрецирующий из звездного ветра звезды WR). Это стадия после завершения вторичного обмена масс, когда оптичес-

ская звезда потеряла свою водородную оболочку. Cyg X-3 (WN4–8 + c,  $P_{\text{orb}} = 4.8$  ч), IC10 X-1 (WNE + c,  $P_{\text{orb}} = 1^{\text{d}}.5$ ), NGC300 X-1 (WN5 + c,  $P_{\text{orb}} = 1^{\text{d}}.3$ ). Звезда WR в паре с нейтронной звездой или черной дырой,  $L_x = 10^{38} - 10^{39}$  эрг/с.

**Маломассивные рентгеновские двойные**

д) Рентгеновские новые. Маломассивная К-М звезда ( $M = 0.1 - 1 M_{\odot}$ ) заполняет свою полость Роша. Релятивистские компоненты – нейтронные звезды или черные дыры.  $P_{\text{orb}} = 0^{\text{d}}.2 - 33^{\text{d}}.5$ ,  $e = 0$ ,  $L_x^{\text{max}} = 10^{38}$  эрг/с,  $L_x^{\text{min}} \cong 10^{31} - 10^{32}$  эрг/с. Рентгеновские вспышки – из-за нестабильности в адвекционно-доминированном диске вокруг релятивистского объекта.

е) Яркие квазистационарные рентгеновские двойные галактического балджа. G-М звезды заполняют свою полость Роша. Релятивистские компоненты – нейтронные звезды.  $P_{\text{orb}} < 10^{\text{d}}$ ,  $e = 0$ ,  $L_x = 10^{36} - 10^{38}$  эрг/с. Пример – система Sco X-1. Квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения (QPO), частоты  $\nu = 5.9 - 6.4$  Гц. Наблюдаются также высокочастотные QPO с  $\nu \sim 1$  кГц.

ж) Рентгеновские барстеры. Звезды поздних спектральных классов в паре с нейтронными звездами. Рентгеновские вспышки, длительность вспышек 1–40 сек, во время вспышки  $L_x = 10^{37}$  эрг/с. Рентгеновские вспышки 1-го и 2-го типа: первый тип – термоядерный взрыв накопленного на поверхности нейтронной звезды вещества; второй тип – неустойчивость в аккреционном диске.

з) Ультрамягкие рентгеновские источники. Маломассивная звезда в паре с белым карликом. Огромная рентгеновская светимость ( $L_x = 10^{37} - 10^{38}$  эрг/с) и очень мягкий спектр ( $kT = 20 - 50$  эВ). Стационарное термоядерное горение вещества, накопленного на поверхности белого карлика.

Существуют также симбиотические рентгеновские двойные, в которых идет квазисферическая аккреция на релятивистский объект (НЗ) из медленного ветра красного гиганта. В полярах с сильно намагниченными белыми карликами аккреция идет на магнитные полюса белых карликов без образования аккреционных дисков.

*3.3. Некоторые новые результаты*

*по исследованиям рентгеновских двойных систем*

Рассмотрим вначале три случая массивных рентгеновских двойных систем, которые располагаются в виде эволюционной последовательности.

а) Система Cyg X-1 – первый кандидат в черные дыры. Оптическая звезда близка к заполнению полости Роша. В работе [50] из одной высо-

коточной кривой лучевых скоростей оптической приливно деформированной звезды дана оценка наклона орбиты системы  $i < 44^\circ$  и на этой основе дана независимая оценка массы черной дыры  $M_x > 8.5 M_{\odot}$ . В классических ТДС, описываемых моделью двух точечных масс, как известно, оценить наклонение орбиты системы  $i$  из кривой лучевых скоростей не представляется возможным. Однако поскольку в системе Cyg X-1 оптическая звезда имеет значительные размеры и грушевидную форму, форма кривой лучевых скоростей в данном случае зависит от  $i$ , что позволяет оценить  $i$  по кривой лучевых скоростей.

В недавней работе [51] с помощью данных VLBA интерферометрии с угловым разрешением  $\sim 10^{-3}$  сек уточнены параллакс, собственное движение и параметры орбиты рентгеновского источника, а также дана надежная оценка расстояния до системы Cyg X-1  $d = 2.22_{-0.17}^{+0.18}$  кпк. С использованием спектроскопических данных получены новые оценки параметров системы:  $I = 27^\circ.51$ ,  $M_{\text{opt}} = 40 M_{\odot}$ ,  $M_{\text{BH}} = 21.2 \pm 2.2 M_{\odot}$ . Столь большая масса черной дыры при высокой (солнечной) металличности вещества исходной звезды – ее предшественника требует эволюционно-го объяснения.

б) Система SS433 (A7I + c,  $P_{\text{orb}} \cong 13^{\text{d}}.1$ ,  $P_{\text{prec}} \cong 162^{\text{d}}.3$ ,  $V \cong 14^{\text{m}}$ ). Оптическая звезда переполняет свою полость Роша. В работе [52] проведено моделирование рентгеновских кривых блеска SS433 в жестком диапазоне ( $kT = 20 - 60$  кэВ) в случае, когда оптическая звезда переполняет свою полость Роша. Анализ затменной и прецессионной переменности SS433 показал, что отношение масс компонентов в этой системе  $q = M_x / M_{\text{opt}} > 0.4 - 0.8$ , а релятивистский объект является черной дырой, рис. 5.

В работе [53] открыто вековое удлинение орбитального периода SS433 с темпом  $\dot{P} = (1.0 \pm 0.3) \times 10^{-7}$  сек. за сек.; на этой основе дана независимая оценка отношения масс компонентов  $q > 0.8$  и массы черной дыры  $M_{\text{BH}} > 8 M_{\odot}$ . Нейтронная звезда отвергается, поскольку в этом случае орбитальный период SS433 должен не возрастать, а укорачиваться, что противоречит наблюдениям. Также в этой работе из анализа многолетних фотометрических наблюдений SS433 сделан вывод о том, что орбита SS433 является эллиптической с эксцентриситетом  $e \cong 0.05 \pm 0.01$ . Это является сильной поддержкой модели “плавающего” сверхкритического аккреционного диска, отслеживающего прецессию оси вращения оптической A7I звезды. Неперпендикулярность оси вращения оптической звезды к плоскости орбиты могла возникнуть при асимметричном

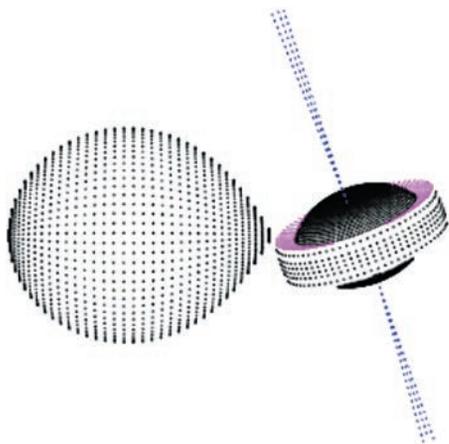


Рис. 5. Компьютерная модель системы SS433 с прецессирующим сверхкритическим аккреционным диском и релятивистскими джетами (из статьи [52]).

взрыве сверхновой, который повернул плоскость орбиты двойной системы относительно оси вращения оптической звезды [54, 55].

в) Система Cyg X-3 (WN4-8 + c,  $P_{\text{orb}} = 4.8$  ч,  $V > 23^m$ ,  $K = 12^m$ ). Оптическая звезда потеряла свою водородную оболочку после завершения вторичного обмена масс.

В работе [56] впервые получены детальные ИК кривые блеска (фильтры J, H, K) системы Cyg X-3 (см. рис. 6) на 2.5-метровом телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ. Анализ ИК и архивных рентгеновских наблюдений Cyg X-3 в модели релятивистского объекта, аккрецирующего из звездного ветра звезды WR (см. рис. 7) позволил определить параметры этой системы:  $I = 29^\circ 5 \pm 1^\circ 2$ ,  $M_c \cong 7.2 M_\odot$ , что соответствует черной дыре. Учет клочковатости звездного ветра звезды WR может понизить эту оценку до значения 2–3  $M_\odot$ . В недавней работе [57] для Cyg X-3 открыта 25-процентная линейная поляризация рентгеновского излучения.

Рассмотрим две маломассивные рентгеновские двойные системы – квазистационарную и транзиентную.

г) Система Sco X-1 (M2 + NS,  $P_{\text{orb}} \cong 0^d 79$ ,  $V \cong 12^m 7$ ). Это маломассивная рентгеновская двойная система, принадлежащая галактическому балджу. Как уже упоминалось, долгое время не удавалось установить двойственность этого первого открытого рентгеновского источника, расположенного за пределами Солнечной системы.

В работах [2, 3] проведено моделирование оптических кривых блеска Sco X-1, полученных с борта орбитальной обсерватории Kepler во время миссии K2.

Удалось непротиворечиво описать наблюдаемые кривые блеска в рамках двух моделей, когда оптическая M2 звезда заполняет свою полость Роша и в модели с оптической звездой лишь частично заполняющей свою полость Роша (см. рис. 8). Найдены фундаментальные параметры системы:  $I \cong 30^\circ$ ,  $M_v = 0.4 M_\odot$ ,  $M_x = 1.4 M_\odot$ . В модели с полным заполнением полости Роша оптическая звезда имеет избыток радиуса  $R_v \cong \cong 1.4 R_\odot$ , т.е. звезда отклонилась от теплового равновесия.

д) Система A0620-00 (K5V + BH,  $P_{\text{orb}} = 0^d 32$ ,  $V \cong 18^m$ ). Это рентгеновская новая с черной дырой. Оптическая звезда K5V заполняет свою полость Роша и истекает на черную дыру. В спокойном состоянии (между вспышками) в спектре системы видны линии оптической звезды, что позволяет определить функцию масс оптической звезды [58]

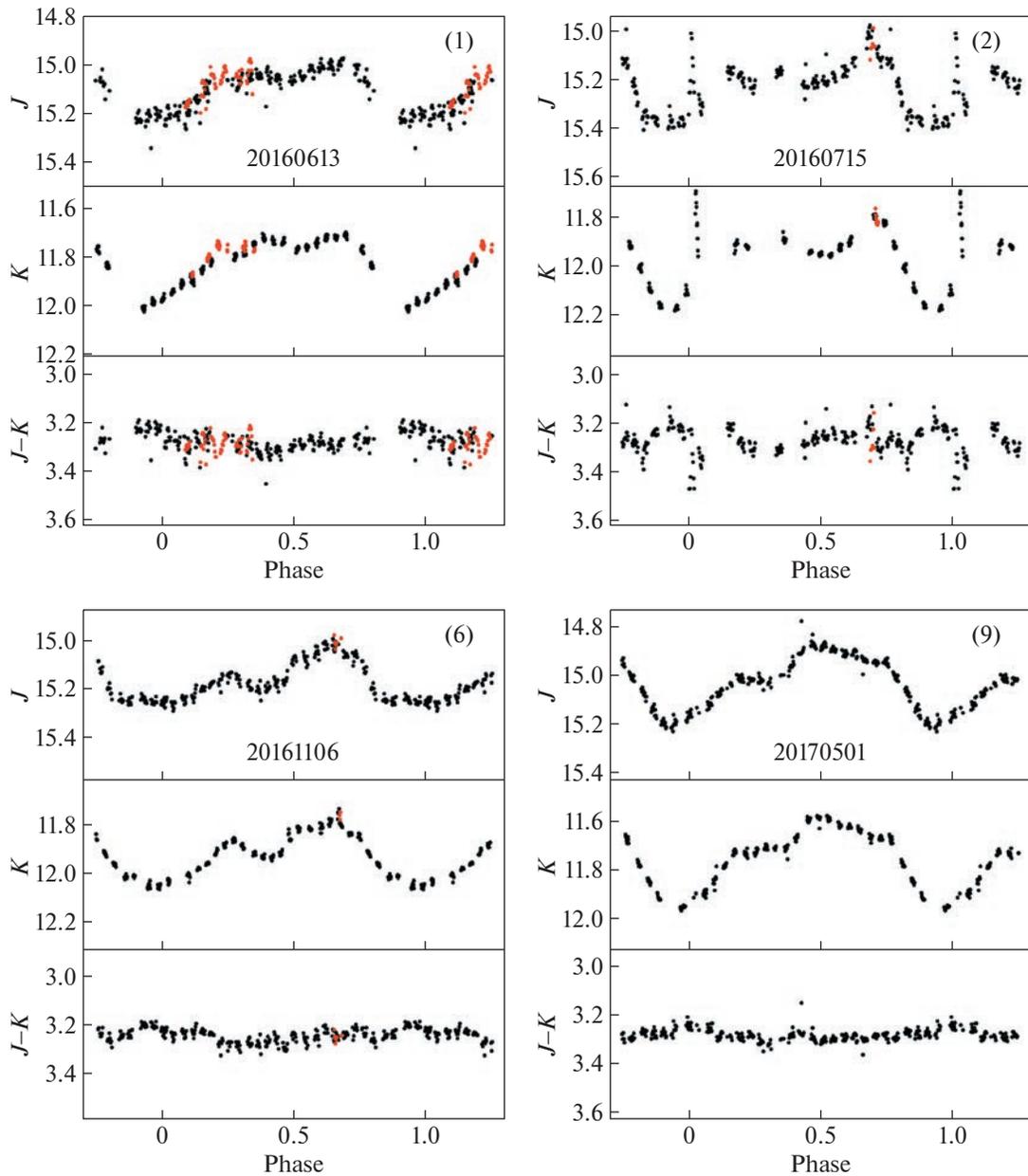
$$f_v(m) = \frac{m_x^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2} \cong 3.2 M_\odot,$$

т.е. релятивистский объект здесь является черной дырой. Кривая блеска системы в спокойном состоянии обнаруживает эффект эллипсоидальности оптической звезды и вклад адвекционно-доминированного диска вокруг черной дыры с областью взаимодействия газовой струи и диска.

В работе [59] на 2.5-метровом телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ получены орбитальные кривые блеска системы A0620-00 в оптическом и ИК (фильтры J, H, K) диапазонах (см. рис. 9). Обнаружены переходы системы из пассивной в активную стадию. В активной стадии наблюдался сильный фликеринг на кривых блеска, с амплитудой порядка амплитуды орбитальной переменности ( $\Delta I \cong 0^m 25$ ). Проведено моделирование кривых блеска в рамках модели, учитывающей результаты трехмерных гидродинамических расчетов течения газа во взаимодействующих ТДС (см. рис. 10) [38]. Определены параметры системы, а также получен спектр адвекционно-доминированного диска вокруг черной дыры:  $F_\lambda \sim \lambda^\alpha$ , где  $\alpha = -(2.13 \pm 0.1)$  в пассивной стадии системы и  $\alpha = -(1.85 \pm 0.1)$  в активной стадии.

Рассмотрим также недавно появившуюся новую возможность поиска релятивистских объектов в двойных системах.

е) “Спящие” рентгеновские двойные системы с релятивистскими спутниками. Рентгеновское излучение от таких систем не наблюдается ввиду того, что оптические звезды здесь далеки от заполнения своих полостей Роша и не являются быстровращающимися Be-звездами. В последнее время, изучая астрометрическое движение опти-



**Рис. 6.** Инфракрасные орбитальные кривые блеска микроквара Cyg X-3, полученные на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (из статьи [56]). Кривые получены для разных эпох.

ческой звезды на небе с высоким угловым разрешением ( $\sim 10^{-5}$  сек) с помощью космической обсерватории ГАИЯ удастся построить астрометрическую орбиту звезды, вращающейся вокруг темного спутника и, привлекая данные спектральных наблюдений звезды, оценить массу темного спутника. Например, недавно в работе [60] таким методом открыта черная дыра с массой  $M_{\text{ВН}} = 9.8 \pm 0.2 M_{\odot}$ , которая обращается вокруг звезды G-карлика с  $T_{\text{эф}} = 5850$  К по эллиптической орбите ( $e = 0.45$ ) с орбитальным периодом

$185^{\text{д}}6$ . Расстояние до системы 480 пс, звездная величина  $G = 13^{\text{m}}8$ . Результаты получены из совместного использования данных высокоточной астрометрии и спектроскопии. В перспективе таким методом, используя данные астрометрического каталога ГАИЯ, можно надеяться открыть десятки и сотни “спящих” релятивистских объектов в двойных системах. Такие исследования включены в программу наблюдений на 2.5-метровом телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ.

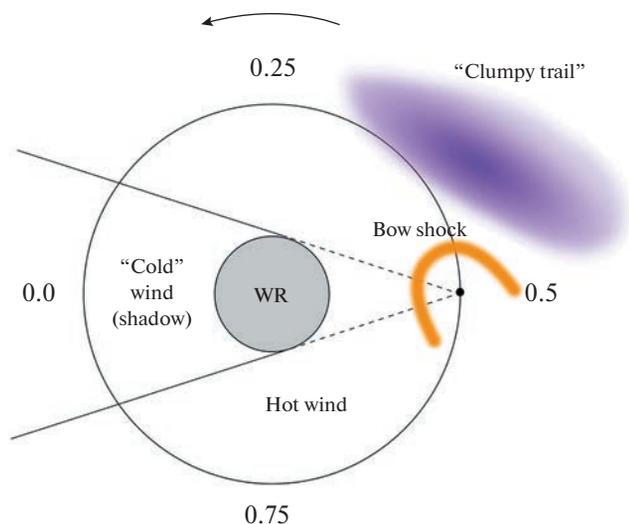


Рис. 7. Схематичная модель системы Cyg X-3, используемая для интерпретации ее орбитальных ИК и рентгеновских кривых блеска (из статьи [56]).

#### 4. ВАЖНЕЙШИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО РЕНТГЕНОВСКИМ ДВОЙНЫМ СИСТЕМАМ

1) Открыто несколько тяжелых нейтронных звезд с массами, близкими или превосходящими  $2 M_{\odot}$ . Это важно для уточнения уравнения состояния нейтронного вещества.

2) Средняя масса  $\sim 80$  измеренных нейтронных звезд (рентгеновских пульсаров, рентгеновских барстеров 1-го типа и радиопулсаров) составляет  $1.45 M_{\odot}$ .

3) Миллисекундные пульсары с периодами вращения НЗ порядка миллисекунд в среднем на  $0.13 M_{\odot}$  более массивны, чем секундные (в основном по радиоданным). Это отражает эффект накопления вещества на нейтронной звезде при “раскрутке” пульсара во время обмена масс [61].

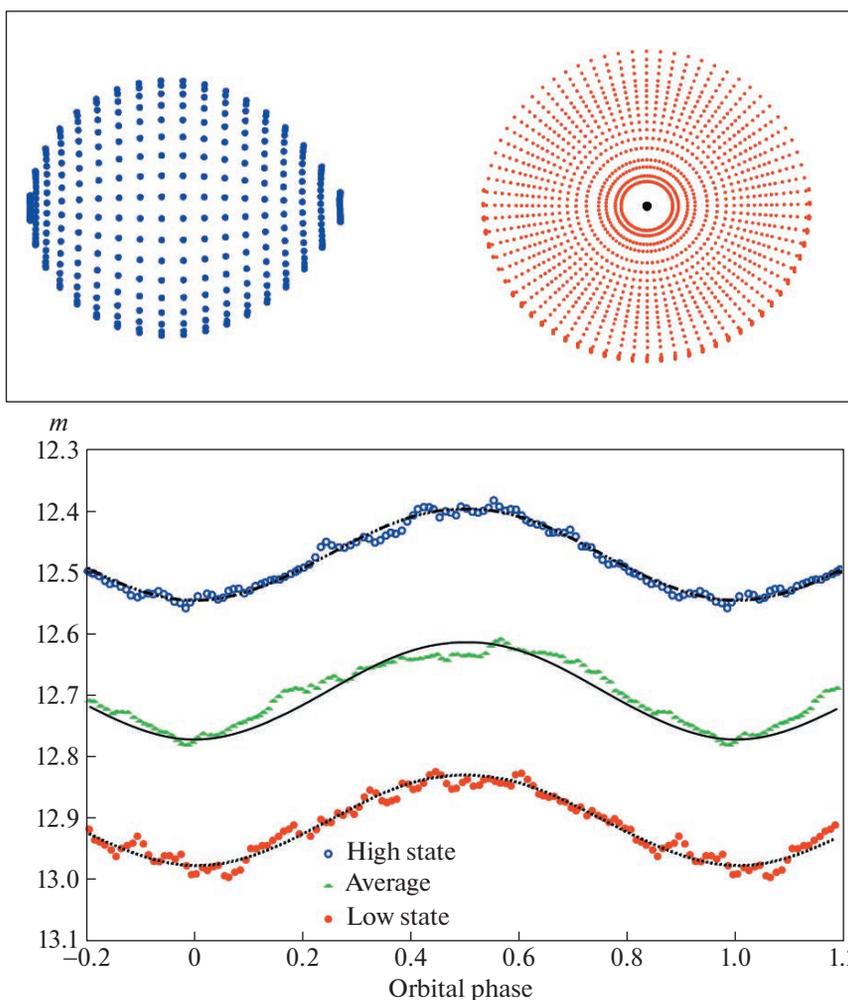
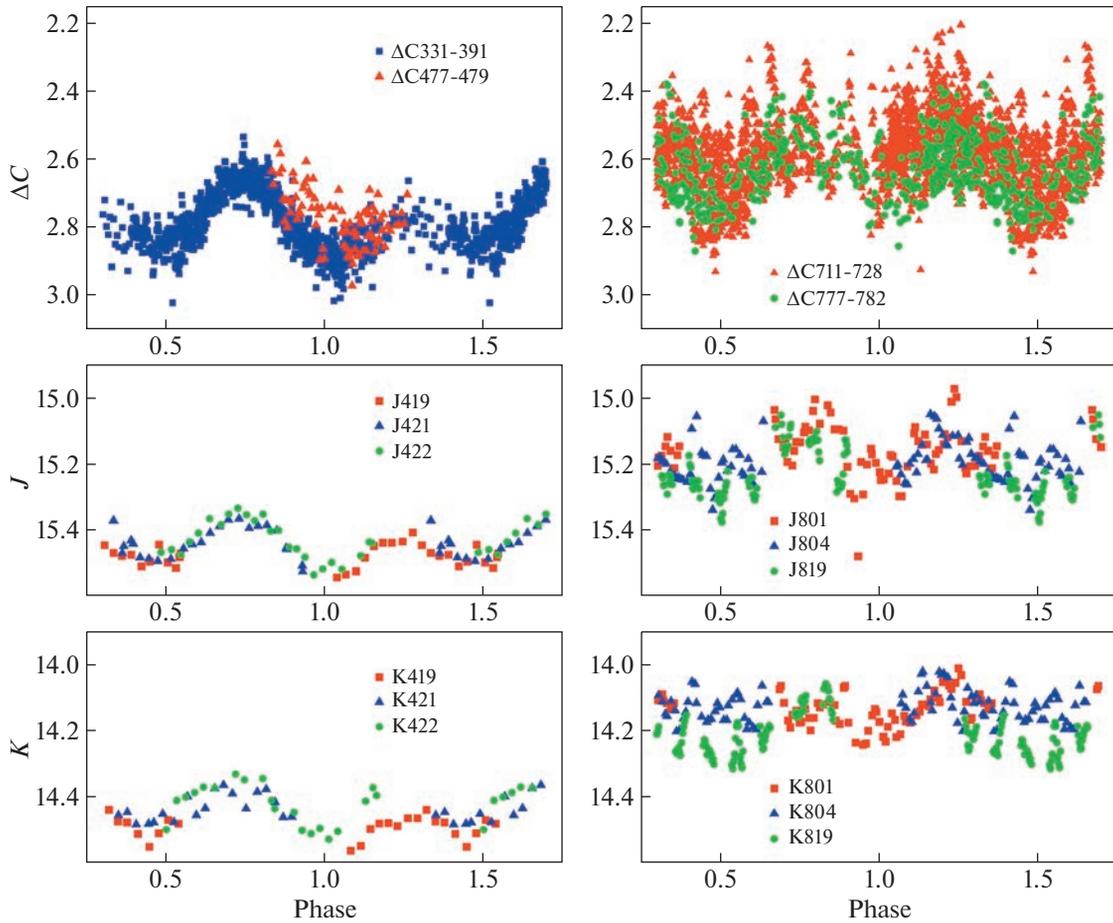
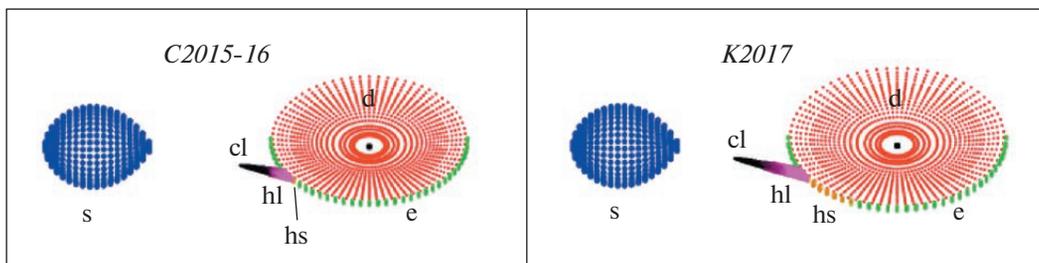


Рис. 8. Компьютерная модель рентгеновской двойной системы Sco X-1 (из статьи [2]). Модель с полным заполнением оптической звездой своей полости Роша. Внизу приведены орбитальные кривые блеска Sco X-1 в разных стадиях активности с наложенными на них теоретическими кривыми.



**Рис. 9.** Оптическая (вверху) и ИК (внизу) орбитальные кривые блеска рентгеновской новой A0620-00, полученные на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (из статьи [59]). Показаны пассивное (слева) и активное (справа) состояния системы.



**Рис. 10.** Компьютерная модель рентгеновской новой A0620-00, используемая для интерпретации ее орбитальных оптических и ИК кривых блеска (из статьи [59]). Слева – модель в оптическом диапазоне, справа – модель для ИК диапазона (фильтр K). Здесь s – звезда, d – диск, hs – горячее пятно, hl – горячая линия, cl – холодная часть газовой струи, e – внешняя граница диска.

4) Не обнаружено корреляции между массами черных дыр и массами оптических звезд в рентгеновских двойных системах.

5) Количество открытых черных дыр в рентгеновских двойных системах не возрастает при

уменьшению массы черной дыры. Это удивительно, поскольку наличное число звезд в Галактике очень сильно возрастает с уменьшением массы звезды. Скорее всего, масса черной дыры определяется не только массой родительской массивной звезды, но и другими факторами (магнитное поле

ядра звезды, его вращение, различные неустойчивости, возникающие при коллапсе ядра и т.п.).

6) Распределение масс черных дыр в массивных и маломассивных рентгеновских двойных различаются. В маломассивных рентгеновских двойных массы черных дыр концентрируются к среднему значению  $M_{\text{BH}} \cong 8 M_{\odot}$ , в то время как в массивных рентгеновских двойных это распределение имеет широкий диапазон  $M_{\text{BH}} = 4\text{--}20 M_{\odot}$ . Это различие отражает различие эволюционных путей массивных и маломассивных рентгеновских двойных (стадия полуразделенной двойной системы и стадия эволюции с общей оболочкой). Кроме того, намечается провал в распределении масс релятивистских объектов. В интервале масс  $2\text{--}4 M_{\odot}$  в рентгеновских двойных системах не наблюдается ни нейтронных звезд, ни черных дыр. Этот наблюдательный факт накладывает ограничения на механизмы образования черных дыр в конце эволюции массивных звезд [62–64].

7) Черные дыры и нейтронные звезды в рентгеновских двойных различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям в полном согласии с предсказаниями ОТО.

Во всех 80 случаях, когда компактный объект показывает признаки наблюдаемой поверхности (рентгеновский пульсар, рентгеновский барстер 1-го типа, радиопулсар), его масса не превышает  $3 M_{\odot}$  — абсолютного верхнего предела массы нейтронной звезды, предсказываемого ОТО.

В то же время ни один из более чем 30 “взвешенных” массивных ( $M > 3 M_{\odot}$ ) рентгеновских источников — кандидатов в черные дыры — не показывает признаков наблюдаемой поверхности (не является ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа, ни радиопулсаром).

Это фундаментальный и очень красивый результат, полученный в результате многолетних исследований рентгеновских двойных систем. Он является косвенным свидетельством отсутствия наблюдаемых поверхностей у кандидатов в звездные черные дыры и аргументом в пользу наличия у них горизонтов событий, предсказываемых ОТО.

К сожалению, этот замечательный результат не может служить окончательным доказательством существования черных дыр, поскольку и некоторые нейтронные звезды могут не показывать признаков наблюдаемой поверхности. Кроме того, очевидно, что нельзя окончательно судить о природе объекта по отсутствию у него каких-либо признаков.

Как уже упоминалось выше, окончательные доказательства существования звездных черных дыр пришли из гравитационно-волновых исследований. Недавнее построение теней от сверх-

массивных черных дыр в ядрах нашей Галактики и галактики М87 окончательно доказало существование сверхмассивных черных дыр во Вселенной.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ТРИУМФ ЧЕРНЫХ ДЫР

Эра рентгеновской астрономии обеспечила первый прорыв в исследованиях черных дыр. Были накоплены данные о наблюдательных проявлениях большого числа аккрецирующих черных дыр и нейтронных звезд, которые оказались прекрасно согласующимися с предсказаниями ОТО. Развилась новая наука — релятивистская астрофизика, которая обогатила наши знания о высокоэнергичных процессах во Вселенной.

В дальнейшем последующая эра гравитационно-волновой астрономии путем наблюдения процессов слияния черных дыр и нейтронных звезд в двойных системах, которые прекрасно описываются с помощью ОТО, позволила получить окончательные доказательства существования черных дыр звездных масс во Вселенной и изучить процессы нуклеосинтеза при слиянии нейтронных звезд. Получение изображения теней от сверхмассивных черных дыр с помощью VLBA-наблюдений (программа Event Horizon Telescope) с угловым разрешением  $\sim 10^{-5}$  сек окончательно решило проблему существования сверхмассивных черных дыр во Вселенной. Можно с удовлетворением заключить, что 60 лет рентгеновских исследований обеспечили “золотую эру” тесных двойных систем и привели к получению фундаментальных научных результатов первостепенного значения.

Работа поддержана грантом РФФИ 23-12-00092, а также грантом научной и образовательной школы МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования” и Программой развития МГУ имени М.В. Ломоносова.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi*, Phys. Rev. Lett. **9**, 439 (1962).
2. *A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **508**, 1389 (2021).
3. *A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Astron. Rep. **66**, 348 (2022).
4. *A. V. Tutukov and A. M. Cherepashchuk*, Phys. Usp. **63**, 209 (2020).
5. *H. N. Russell*, Astrophys. J. **108**, 388R (1948).

6. М. А. Свечников, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей затменных двойных звезд, Свердловск, из-во УрГУ. Сер. Астрономия, вып. 5, № 88 (1969).
7. Г. Н. Дремова, М. А. Свечников, *Астрофизика* **50**, 299 (2007).
8. А. Г. Масевич, А. В. Тутуков *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М., Наука, 1988).
9. П. П. Паренаго, А. Г. Масевич, *Труды ГАИШ* **20**, 81 (1950).
10. J. A. Crawford, *Astrophys. J.* **121**, 71 (1955).
11. D. C. Morton, *Astrophys. J.* **132**, 146 (1960).
12. В. Рачуński, *Acta Astron.* **16**, 231 (1966).
13. Л. И. Снежко, *Перем. звезды* **16**, 253 (1967).
14. R. Kippenhahn and A. Weigert, *Zeitschrift fur Astrophysik* **65**, 251 (1967).
15. Я. Б. Зельдович, *ДАН СССР* **155**, 67 (1964).
16. E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **140**, 796 (1964).
17. I. D. Novikov and Ya. B. Zel'dovich, *Nuovo Cimento Suppl* **4**, 810 (1966).
18. E. W. Gottlieb, E. L. Wright, and W. Liller, *Astrophys. J.* **195L**, 33 (1975).
19. A. P. Cowley and D. Crampton, *Astrophys. J.* **201L**, 65 (1975).
20. Н. И. Шакура, *Астрон. журн.* **49**, 921 (1972).
21. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
22. J. E. Pringle and M. J. Rees, *Astron. and Astrophys.* **21**, 1 (1972).
23. I. D. Novikov and K. S. Thorne, in *Black Holes* (New York, Gordon and Breach, Eds C. De Witt, B. S. De Witt, p. 343, 1973).
24. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, *Научные информ. Астросовета АН СССР* **27**, 58, 70 (1973).
25. Van den Heuvel, In: *Structure and Evolution of Close Binary System* (Dordrecht, Reidel Publ. Comp., eds P. P. Eggleton, B. Motton, J. Whelan, 35, 1976).
26. R. E. Wilson and E. J. Devinney, *Astrophys. J.* **166**, 605 (1971).
27. А. М. Черепашук, *Астрон. журн.* **52**, 81 (1975).
28. А. М. Черепашчук, Yu. N. Efremov, N. E. Kurochkin, N. I. Shakura, and R. A. Sunyaev, *Info. Bull. Var. Stars* № 720 (1972).
29. J. N. Bahcall and N. A. Bahcall, *Astrophys. J.* **178L**, 1 (1972).
30. В. М. Лютый, Р. А. Сюняев, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.* **50**, 3 (1973).
31. В. L. Webster and P. Murdin, *Nature* **235**, 37 (1972).
32. В. Рачуński, *Acta Astron.* **17**, 355 (1967).
33. А. М. Черепашук, *Тесные двойные звезды* (Физматлит, часть I и II, 2013).
34. А. М. Черепашчук, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, and S. Yu. Shugarov, *Highly evolved close binary stars: Catalog* (Brussels, Gordon and Breach, 1996).
35. В. E. Tetarenko, G. R. Sivakoff, C. O. Heinke, and J. C. Gladstone, *Astrophys. J. Supp.* **222**, 15 (2016).
36. А. М. Черепашчук, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **194**, 761 (1981).
37. B. Margon, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **22**, 507 (1984).
38. Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, *Газодинамика тесных двойных звезд* (М., Физматлит, 2013).
39. В. Г. Корнилов, В. М. Липунов, *Астрон. журн.* **60**, 284 (1987).
40. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **288**, 245 (1997).
41. B. Abbott, et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, №6, id:061102 (2016).
42. А. М. Черепашчук, *Phys. Usp.* **59**, 910 (2016).
43. А. В. Тутуков, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.* **94**, 821 (2017).
44. B. Abbott, et al., *Astrophys. J.* **848L**, 12A (2017).
45. С. И. Блинников, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, *Письма в Астрон. журн.* **10**, 422 (1984).
46. R. Giacconi, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, and H. Tananbaum, *Astrophys. J.* **167L**, 67 (1971).
47. H. Tananbaum, H. Gursky, E. M. Kellogg, R. Levinson, E. Schreier, and R. Giacconi, *Astrophys. J.* **174L**, 143 (1972).
48. H. Tananbaum, E. Kellogg, H. Gursky, S. Murray, E. Schreier, and R. Giacconi, *Astrophys. J.* **165L**, 37 (1971).
49. Н. Е. Курочкин, *Переменные звезды* **18**, 425 (1972).
50. М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, *Астрон. журн.* **81**, 606 (2014).
51. J. C. A. Miller-Jones, *Sci.* **371**, 1046 (2021).
52. А. Черепашчук, К. Postnov, S. Molokov, E. Antokhina, and A. Belinski, *New Astron. Rev.* **89**, id: 101542 (2020).
53. А. М. Черепашчук, А. А. Belinski, A. V. Dodin, and K. A. Postnov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **507L**, 19 (2021).
54. W. J. Roberts, *Astrophys. J.* **187**, 575 (1974).
55. А. М. Черепашук, *Письма в Астрон. журн.* **7**, 726 (1981).
56. I. I. Antokhin, A. M. Cherepashchuk, E. A. Antokhina, and A. M. Tatarnikov, *Astrophys. J.* **926**, issue 2, id 123, 21 (2022).
57. A. Veledina, F. Muleri, J. Poutanen, et al., arXiv:2303.01174 (2023).
58. J. E. McClintock and R. A. Remillard, *Astrophys. J.* **308**, 110 (1986).
59. А. М. Черепашчук, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, S. Yu. Shugarov, A. M. Tatarnikov, M. A. Burlak, and N. I. Shatsky, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**, 1067 (2019).
60. K. El-Badry, et al., arXiv: 2209.06833 (2022).
61. Г. С. Бисноватый-Коган, Б. В. Комберг, *Астрон. журн.* **51**, 373 (1974).
62. C. L. Fryer and V. Kalogera, *Astrophys. J.* **554**, 548 (2001).
63. K. Belczynski, G. Wiktorowicz, C. L. Fryer, et al., *Astrophys. J.* **757**, 91 (2012).
64. S. E. Woosley, T. Sukhbold, and H.-T. Janka, *Astrophys. J.* **896**, 56 (2020).

**X-RAY ASTRONOMY AND CLOSE BINARY SYSTEMS****A. M. Cherepashchuk<sup>a</sup>***<sup>a</sup>Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

The discovery in 1962 of the compact source Sco X-1, the first X-ray source located outside the Solar System, marked a new (“golden”) era in the study of close binary systems (CBS). Accreting neutron stars and first black hole candidates in close binary systems were discovered. The ability to “weigh” neutron stars and black holes in close binary systems made it possible to distinguish accreting black holes from neutron stars. The theory of accretion onto relativistic objects in close binary systems has been developed, as well as the theory of the evolution of close binary systems with mass exchange up to the latest stages, including binary black holes and neutron stars. Close binary systems have become the cutting edge of astrophysics. Subsequent observations of gravitation waves and observations on the EHT intercontinental radio interferometer with an angular resolution of  $\sim 10^{-5}$  arcsec made it possible to finally prove the existence of black holes in the Universe. Thus, the modern triumph of black holes has largely been due to the development of the science of close binary systems. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* X-ray emission, binary stars, neutron stars, black holes, evolution, mass exchange

## РОЛЬ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В ПОНИМАНИИ ФИЗИКИ И ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД

© 2023 г. А. В. Тутуков<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: atutukov@inasan.rssi.ru

Поступила в редакцию 10.06.2023 г.

После доработки 18.06.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Разнообразие тесных двойных звезд (ТДЗ) и богатое проявление их активности в результате взаимодействия звездных компонентов превратили их наблюдаемое семейство в очень развитый и эффективный инструмент для исследования эволюции звезд. В данном обзоре представлены основные черты современных представлений об эволюции ТДЗ от их возникновения до образования конечных компактных остатков компонентов: вырожденных карликов, нейтронных звезд и звездных черных дыр. Также перечислены основные явления, связанные с их взаимодействием друг с другом, и сопровождающие процесс слияния компактных компонентов ТДЗ с учетом эффекта общих оболочек, излучения гравитационных волн в катаклизмических и рентгеновских двойных, сверхновых (SN Ia, SN Ib), гамма-барстерах и других системах. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

*Ключевые слова:* тесные двойные звезды, эволюция ТДЗ, вырожденные карлики, нейтронные звезды, звездные черные дыры, взаимодействие компонентов, излучение гравитационных волн в разных типах систем

DOI: 10.31857/S000462992309013X, EDN: SPYJCF

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно наблюдениям практически все звезды являются двойными или кратными с разделением компонентов от 1 до  $10^6 R_{\odot}$  [1]. Основная причина их кратности – глубокий коллапс исходных вращающихся газовых протостариков звезд. Астрономия лишена возможности постановки любых экспериментов, за исключением способности регистрации фотонов различных энергий, космических лучей и, в последние годы, гравитационных волн [2]. Но на примере тесных двойных звезд (ТДЗ) она обрела и активно использует очень продуктивное “опытное поле”, на котором сама Природа ставит “эксперименты”. К их числу можно отнести многостороннее взаимодействие близких компонентов двойных звезд (ДЗ) от их возникновения в качестве звезд главной последовательности (ГП) до образования в ходе их эволюции конечных компактных объектов как, например, вырожденных карликов, нейтронных звезд (NS) и черных дыр (ВН) [3]. Всеволновое исследование явлений, сопровождающих эволюцию названных активно взаимодействующих компонентов, – одна из основ современной наблюдательной астрофизики.

Теоретический анализ наблюдательной информации о ДЗ разных типов и численное моделирование эволюции их компонентов являются другой опорой современной звездной астрофизики. Эти исследования позволили построить численные сценарные программы эволюции ТДЗ для детального исследования их количественных характеристик и обосновать их эволюционно обусловленные разновидности [4]. Сценарный подход также позволил надежно установить природу многих наблюдаемых объектов, являющихся продуктами эволюции ТДЗ. К их числу относятся гелиевые звезды, вырожденные карлики, пульсары, сверхскоростные звезды, алголи, катаклизмические и симбиотические системы, рентгеновские двойные, рентгеновские и гамма-барстеры, сверхновые первого типа (SN Ia) в качестве генераторов вспышек излучения гравитационных волн, а также многие другие интересные космические объекты. Многостороннее изучение ДЗ и физики явлений, сопровождающих их эволюцию, существенно обогащает не только астрономию, но и физику. Доказательством этому является присуждение в последние десятилетия нескольких Нобелевских премий по физике за работы, посвященные, в основном, изучению яв-

лений, обусловленных взаимодействием компонентов рентгеновских двойных, слиянием нейтронных звезд и черных дыр, сверхновых первого типа (SN Ia) как индикаторов ускоренного расширения Вселенной. Картина физики и эволюции ТДЗ в настоящее время активно развивается, и сейчас ясно, что эти системы послужат триггером для многих замечательных достижений в современной астрофизике.

## 2. МОЛОДЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ НАЧАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Учет эффектов наблюдательной селекции является необходимым условием для получения исходных характеристик семейства ДЗ на основе их свойств, доступных наблюдателю. Знание начальных параметров необходимо как для понимания условий образования ДЗ, так и для изучения эволюции их семейства. В начале 80-х годов прошлого века в Астросовете АН СССР было проведено полное изучение всех доступных тогда каталогов ДЗ со звездами ГП в качестве компонентов с целью получения начальных основных параметров этого семейства. Итогом этой работы явилась функция начальных параметров ДЗ, являющаяся произведением степенных распределений по массам первичных компонентов:  $dN/dM = M^{-2.35}$  и большим полуосям их орбит  $a$ :  $dN/da = 0.2d \lg a$  [5–7]. Распределение поначальному отношению масс компонентов  $q$  оказалось бимодальным [8]. Для ТДЗ с  $a < 1000 R_{\odot}$ :  $dN/dq = 1$ , а для более широких систем с разделением  $a < 10^6 R_{\odot}$ :  $dN/dq = q^{-2}$  [9, 10]. Эти исследования позже были многократно подтверждены многими астрофизиками на основе новых более полных каталогов ДЗ [11–14].

К настоящему моменту поняты основные причины найденных закономерностей. Так, например, функция масс отражает распределение по массам первичных газовых облаков турбулизованного газового компонента Галактики ( $M^{-2}$ ) [15] с учетом эффекта звездного ветра, который уменьшает интервал наблюдаемых звездных масс, что делает распределение немного более крутым. Распределение по массам газовых облаков с массами от звездных до масс скоплений галактик, на интервале 15 порядков величины, оказалось также универсальным и “безмасштабным” [16]. Другими словами, на каждый интервал логарифма массы газовых облаков приходится одинаковая общая масса этих облаков независимо от величины их масс.

Начальное распределение по удельным угловым моментам первичных газовых облаков Галактики также выглядит “безмасштабным”, что можно сказать и о начальном распределении ТДЗ

по большим полуосям их орбит [17, 18]. Компоненты более широких систем, в основном, просто отражают исходный спектр “безмасштабной” турбулентности газового компонента Галактики.

Бимодальный характер распределения ДЗ поначальному отношению масс является целиком генетически обусловленным. Все коллапсирующие газовые облака при возникновении звезд проходят фазу вращающейся газо-пылевой гидростатически равновесной протозвезды с радиусом  $\sim 1000 R_{\odot}$ , коллапс которой после испарения в ней пыли при температуре  $\approx 10^3$  К “согласует” массы компонентов, делая их распределение по отношению масс почти плоским.

Согласно наблюдениям почти все звезды Галактики являются кратными, что является следствием глубокого коллапса первичных изначально вращающихся газовых облаков. В процессе коллапса размеры облака сокращаются почти на семь порядков. Интересно, что исходное распределение ДЗ по угловым моментам, найденное нами [19], дало возможность еще задолго до открытия первых внесолнечных планетных систем надежно оценить долю одиночных звезд с планетами в 30%, что было позднее поддержано наблюдениями [20]. Планетными системами обладают звезды, исходный угловой момент которых был недостаточен для образования даже предельно тесной из наблюдаемых молодых двойных систем, но слишком велик для одиночной звезды такой массы. Избыточный момент идет на формирование вначале компактного диска, развивающегося со временем за счет деккреции его газа в протопланетный протяженный диск. Распределение ДЗ по исходным орбитальным угловым моментам позволяет надежно оценить также долю тройных систем, присутствующих в звездном населении, и долю неустойчивых систем среди последних [21]. Распад тройных звезд с неустойчивыми орбитами компонентов – надежный путь для получения одиночных звезд.

## 3. ЭВОЛЮЦИЯ ОДИНОЧНЫХ И ШИРОКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Эволюция компонентов ТДЗ с 1970-х годов находится в центре активного внимания наблюдателей и теоретиков, включая аналитическое и численное моделирование звездной эволюции. Ее изучению посвящены работы последних десятилетий многих астрофизиков. Среди них Б. Пачинский, И. Ибен, К. Номото, Э. ван ден Хойвел, А. Черепашук, Л. Юнгельсон, Г. Бисноватый-Коган, К. Постнов, В. Липунов [22–30].

Наши представления об эволюции одиночных звезд различных масс и начального химического состава стали базовыми в понимании эволюции взаимодействующих компонентов ТДЗ. Эволю-

ция звезды по сути сводится к изменению химии ее ядра в ходе цепных ядерных реакций в горячих недрах гидростатически равновесной звезды солнечного, в начале, химического состава. В ходе эволюции звезд с массами  $>0.8 M_{\odot}$  за время короче Хаббловского последовательно образуются гелиевое (He), углеродно-кислородное (CO) или при массах  $\sim 8 M_{\odot}$  кислородно-неоновое (ONe) вырожденное ядро. С образованием CO компактных вырожденных ядер оболочка звезд с массой  $<8 M_{\odot}$  теряется в виде планетарной туманности, само же ядро превращается в остывающий вырожденный карлик с массой  $\sim 0.6(M/M_{\odot})^{0.4}$ . Ядра звезд с начальными массами от  $8 M_{\odot}$  до  $30 M_{\odot}$  в ходе горения углерода, кислорода и кремния становятся железными, последующий коллапс которых приводит к вспышке сверхновых второго типа (SN II) и образованию NS с массами  $(1-2) M_{\odot}$  [31–33]. Самые массивные звезды с начальными массами  $>30 M_{\odot}$  образуют в ходе ядерной эволюции массивные железные ядра, коллапс которых, сопровождаемый взрывом сверхновой SN II, завершается формированием ВН с массой  $\approx 0.05(M/M_{\odot})^{1.4}$ . Таковы, вкратце, итоги эволюции одиночных звезд различных масс.

Финалом эволюции звезд является образование компактных остатков с большим гравитационным потенциалом: вырожденных карликов, NS и ВН звездных масс  $((5-60) M_{\odot})$ , сопровождаемых сбросом оболочек, в основном, исходного химического состава, но обогащенных тяжелыми элементами, произведенными в звездных ядрах. Основные продукты химической эволюции одиночных и компонентов широких двойных массивных звезд являются He, C, O, поставляемые в межзвездную среду сверхновыми. Обилие в газе и звездах этих элементов является мерой химической эволюции галактики и ее звездного состава.

Распишем итоговый баланс потоков галактического вещества с помощью простых аналитических оценок, опираясь на наблюдаемую скорость звездообразования в нашей Галактике  $\sim 3.6 M_{\odot}/\text{год}$ . На образование вырожденных карликов приходится  $\sim 0.6 M_{\odot}/\text{год}$ , в то время как на NS и ВН приходится по  $\sim 0.07 M_{\odot}$  [34]. При этом в межзвездную газовую среду возвращается  $\approx 2.9 M_{\odot}$  через стадию сброса оболочек планетарных туманностей.

Наша Галактика непрерывно обогащает межгалактическую газовую среду за счет галактического ветра, поддерживаемого взрывами сверхновых, теряя  $\sim 1 M_{\odot}$  газа в год. Таким образом, в ходе звездной эволюции Галактики эффективность “циклообмена” газового компонента Галактики в

конечные компактные звездные остатки составляет  $\sim 20\%$ . Как видно, процесс превращения газового компонента Галактики в звездные инертные остатки очень медленный, значительно превышающий Хаббловскую шкалу времени. Процесс обогащения газового компонента нашей Галактики тяжелыми элементами также затянут. Такой представляется, вкратце, картина эволюции одиночных звезд и не взаимодействующих компонентов широких ДЗ с начальными большими полуосями их орбит  $(2000-10^6) R_{\odot}$ , которые составляют около половины всех ДЗ.

#### 4. ЭВОЛЮЦИЯ ТДЗ

Другая половина ДЗ – тесные двойные звезды (ТДЗ), компоненты которых в ходе эволюции заполняют свои полости Роша, обмениваются веществом, активно взаимодействуют и могут терять свое вещество. Дальнейшая его судьба определяет характер эволюции системы. При сравнимых массах звездных компонентов, близких к ГП, происходит почти 100% аккреция вещества на спутник, что обеспечивает консервативную по массе эволюцию системы, как это видно на примере алголей. При большом отношении масс компонентов – звезд ГП, или в случае компактного спутника, последний быстро расширяется, перекрывая канал консервативного обмена массой. В результате потери донором вещества может сформироваться двойное ядро в общей оболочке.

Несмотря на то, что эволюция ТДЗ является предметом всестороннего теоретического и наблюдательного исследования последних десятилетий, процессы взаимодействия двойного ядра с общей оболочкой пока недостаточно изучены [35]. В практическом описании они сводятся к процессу торможения орбитального обращения компонентов в общей оболочке и ее рассеянию за счет гравитационной энергии взаимодействия двойного ядра. Этот подход позволяет оценить конечное разделение компактных компонентов ядра как простую функцию начального разделения и масс компонентов, исходя из закона сохранения энергии. В результате торможения компонентов в общей оболочке происходит их постепенное сближение и формирование компактных систем, состоящих из компактных объектов – продуктов эволюции звездных компонентов. Наличие близкого компонента также может привести со временем к удалению протяженной общей оболочки системы и демонстрации двойного компактного ядра звезды.

Образование компактного объекта в ДЗ – вырожденного карлика, NS или ВН – принципиально меняет дальнейшую эволюцию и компонентов, и системы. Это связано с большим гравитационным потенциалом на их поверхности,

сравнимым с ядерной энергией вещества в случае вырожденного карлика или, даже много превосходящем ее в случае NS или BH. Для наблюдателя эволюция системы с появлением в ней компактного объекта “уходит” из оптики в ультрафиолет, рентген и гамма диапазоны излучения, сопровождающего аккрецию вещества на компактный объект. Рентгеновская и гамма астрономия внесли основополагающий вклад в изучение поздних стадий эволюции ТДЗ. Большой гравитационный потенциал и Эддингтоновский предел светимости компактного объекта  $10^{38} M/M_{\odot}$  эрг/с ограничивают скорость аккреции величиной порядка  $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  [36]. Но скорость потери вещества донором, заполняющим свою полость Роша, как правило, задается тепловой шкалой оболочки донора, которая много меньше указанной предельной величины скорости аккреции компактным спутником. В результате на фазе второго обмена в тесной двойной может произойти погружение системы в общую оболочку. Эта фаза снова очень коротка, интенсивный звездный ветер общей оболочки с неизбежной пылью в нем скрывает на какое-то время двойную систему в оптике, превращая ее в яркий инфракрасный источник. Но большинство последних относится обычно к молодым звездам. Надежная идентификация немногочисленных объектов, обязанных своим существованием общим оболочкам ТДЗ, пока, к сожалению, недоступна. С рассеянием общей оболочки системы в виде планетарной туманности открывается для наблюдений двойное ядро из компактных конечных объектов. Поздняя фаза разрушения общей оболочки может проходить в ее динамической шкале времени и наблюдаться в оптике как вспышка “красной новой” в течение нескольких месяцев [37].

Для устойчивого обмена веществом в системах с компактными объектами в качестве аккректоров, важного для объяснения наблюдаемых ярких рентгеновских двойных, необходимо выполнение ряда простых условий, сводящихся к уменьшению темпа обмена в тесной системе. В массивных двойных системах уменьшение темпа обмена достигается за счет звездного ветра близкого донора, не заполняющего свою полость Роша. В этом случае темп аккреции регулируется разделением компонентов, а время жизни рентгеновской системы — временем жизни донора на ГП. В качестве примера такой системы можно назвать Суг X-1. Другая возможность уменьшить скорость обмена массы в системе с компактным компонентом — привлечение маломассивного компонента ГП с массой  $\sim 1 M_{\odot}$ . Для поддержания потери углового момента таких систем, необходимого для сближения вначале разделенных компонентов и поддержания наблюдаемого темпа обмена между ними, привлекаются два наблюда-

емых физических эффекта: магнитный звездный ветер донора и излучение гравитационных волн системой. Детальное исследование катаклизмических систем в свое время позволило надежно установить эволюционную роль этих эффектов. Звезды с массами  $(0.3-1.5) M_{\odot}$  имеют магнитный звездный ветер, тормозящий их вращение со временем по хорошо установленному эмпирическому закону [38]. Приняв его за основу, удалось установить, что в предположении синхронного осевого и орбитального вращений звезды системы с начальными разделениями компонентов  $< 10 R_{\odot}$  и указанными выше массами компонентов становятся полуразделенными под влиянием потери орбитального углового момента с магнитным звездным ветром донора. Последний способен поддерживать наблюдаемую скорость обмена при массах донора  $(0.3-1.5) M_{\odot}$  и орбитальных периодах 3–12 ч [39]. Прекращение звездного ветра при массе донора  $0.3 M_{\odot}$  делает систему полуразделенной на некоторое время, но излучение гравитационных волн системой вновь сближает компоненты, возобновляя обмен между ними при орбитальном периоде в два часа. Интервал орбитальных периодов 2–3 ч система проходит разделенной и, действительно, полуразделенные катаклизмические системы с такими периодами отсутствуют [19]. Для систем с NS и BH в качестве аккректоров важно, что магнитный звездный ветер доноров и излучение гравитационных волн подобными системами обеспечивают допустимые скорости аккреции для компактных аккректоров рентгеновских двойных с донорами малой массы.

## 5. СЦЕНАРНЫЙ ПОДХОД К ЭВОЛЮЦИИ ТДЗ

Наблюдательное отслеживание эволюции звезд невозможно ввиду несопоставимости времени жизни звезд и астрономов. Тем не менее к началу 70-х годов XX века наблюдательная всеволновая астрономия собрала богатую информацию о свойствах ТДЗ различных масс и типов, представляющих все ключевые стадии их эволюции. Теоретическая астрономия, опираясь на существующие представления о физике вещества в широком интервале плотностей и температур, развила численные эволюционные модели для звезд различных классов. Вся эта информация послужила надежной основой для развития сценарного подхода к эволюции ТДЗ. Эволюционный сценарий воспроизводит полную картину эволюции объекта или системы, опираясь на доступную наблюдательную, экспериментальную и теоретическую информацию. Подобная ситуация сложилась в биологии XIX века, что позволило Чарльзу Дарвину, представителю замечательной астро-биологической семьи, использовать сце-

нарный подход для восстановления эволюционного древа жизни земной биосферы.

В ходе исследования эволюции ДЗ, в начале 70-х годов XX века в Астросовете АН СССР был предложен первый сценарий для эволюции массивных ТДЗ с начальными массами компонентов  $>8 M_{\odot}$  [40]. Он был призван объяснить эволюцию этих систем от стадии двух близких и сопоставимых по массе звезд на ГП до распада систем в ходе взрыва вторичных компонентов в качестве сверхновых звезд типа SN Ib, с. В рамках этого сценария логично объяснялось образование массивных гелиевых звезд Вольфа–Райе, рентгеновских двойных, массивных звезд с высокими пространственными скоростями [19, 26]. Последние являются продуктами взрыва сверхновых звезд в наиболее тесных двойных системах. Рождение одиночных радиопульсаров с периодами вращения порядка секунды и с высокими пространственными скоростями также обязано, по-видимому, ТДЗ. Спутник поддерживает высокую скорость вращения предсверхновой, необходимую для обеспечения наблюдаемой скорости вращения молодых нейтронных звезд-радиопульсаров, возникающих в результате коллапса ядер предсверхновых. Коллапс ядер медленно вращающихся одиночных красных гигантов – предсверхновых типа SN II – приводит к появлению слишком медленно для радиопульсаров вращающихся NS. В придании пульсарам высокой скорости и, как правило, разрушении массивных ДЗ при взрывах сверхновых, вероятно, участвует некий “толчок”, придающий продукту коллапса скорость  $\sim 100$  км/с. Природа этого толчка пока не выяснена. Следует обратить внимание на ресурсы для получения высокой пространственной скорости молодой NS или ВН при сбросе энергии в ходе взрыва сверхновой за счет нейтрино. При дефекте массы в 10% массы остатка и скорости нейтрино, равной скорости света, “хорошо организованный” сброс способен ускорить остаток до скорости в 10% скорости света. Наблюдательных подтверждений этому пока нет, что, вероятно, указывает на отсутствие строгой организации направления ухода нейтрино при взрыве сверхновой звезды.

Сценарный подход плодотворно развивался и в 80-х годах XX века в приложении к описанию эволюции ТДЗ меньших масс [41–44]. Новый сценарий должен был показать, как происходит формирование “алголей”, сверхновых звезд с гелиевыми оболочками (SN Ib), симбиотических и катаклизмических ДЗ, гелиевых звезд типа R CrB, звезд класса W UMa, а также появление очень тесных двойных вырожденных He-, CO- и ONe-карликов [3, 36], слияние которых под влиянием излучения гравитационных волн системой завершается при соблюдении определенных условий

взрывами SN Ia [45]. Последние были давно признаны основными генераторами элементов железного пика во Вселенной, причиной поддержания галактического ветра  $E$ -галактик, так что разгадка их природы была бы актуальна. Как обычно, этот сценарий опирался на детальное численное моделирование различных фаз эволюции компонентов соответствующих масс и широкую картину наблюдаемых явлений, сопровождающих эволюцию ТДЗ малых масс. Помимо общепризнанной роли излучения гравитационных волн [2, 46] в слиянии вырожденных карликов, в этом процессе может играть заметную роль влияние достаточно близкого третьего компонента системы. Если он после образования системы двух вырожденных карликов заполнит свою полость Роша, то поток его вещества на двойную систему карликов приведет к ускорению этого вещества двойной системой и к эффективному, как показывают простые оценки, сближению карликов друг с другом. Это обстоятельство пополняет банк тесных двойных кандидатов на слияние со временем их компонентов под влиянием излучения гравитационных волн [47].

Успех сценарного подхода на качественном уровне к эволюции ТДЗ вдохновил несколько групп теоретиков в начале 90-х годов XX века на создание программного кода так называемой “машины сценариев” для изучения эволюции двойных звезд [4, 48]. В основе этих программ лежит информация об обсужденных выше начальных параметрах ДЗ Галактики и развитие представления об основах сценарного подхода к эволюции ТДЗ разных масс и начальных больших полуосей. История звездообразования опирается на существующие модели, ее описывающие. Обычно для объектов со временем жизни, меньшем Хаббловского, скорость звездообразования для Галактики принимается постоянной, равной современной. Конечным продуктом сценарной программы является матрица, представляющая число объектов разного рода и частоты их формирования. Зависимость этих чисел и частот от времени позволяет изучить эволюцию семейства ТДЗ со временем. Несмотря на большое количество неопределенностей, вовлекаемых в построение сценарных моделей эволюции тесных двойных результаты моделирования, полученные разными авторами, в основном, хорошо согласуются. Постоянный контроль модельных результатов сравнением чисел звезд и частот явлений с наблюдениями показывает также достойное согласие, что позволяет считать результаты сценарных численных программ надежными.

## 6. ПОЗДНИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ТДЗ

Эволюция компонентов тесных двойных с массами  $>0.8 M_{\odot}$  за Хаббловское время заканчивается образованием компактного инертного объекта, который в зависимости от своей массы может принадлежать к типам: He-карликов ( $(0.1-0.5) M_{\odot}$ ), CO-карликов ( $(0.55-1.2) M_{\odot}$ ), ONe-карликов ( $(1.2-1.4) M_{\odot}$ ), NS ( $(1.0-2.1) M_{\odot}$ ), звездных ВН ( $(3-50) M_{\odot}$ ) [36, 49]. Наблюдаемые представители всех названных объектов известны и хорошо изучены. Согласно результатам сценарного моделирования [4, 48] возможны любые комбинации компонентов из названных компактных объектов на финальных стадиях двойных. Простые оценки давно продемонстрировали, что при больших полуосях финальных двойных систем  $>3 R_{\odot}$ , их компоненты так и останутся в течение Хаббловского времени разделенными, проявляя себя взаимодействием с межзвездным газом, например, при их попадании в плотные молекулярные облака [19]. В то же время компоненты более тесных финальных двойных систем, теряя орбитальный угловой момент за счет излучения гравитационных волн, будут сближаться и заполнят свои полости Роша.

На примере краткой истории изучения взрывов “стандартных” сверхновых звезд первого типа (SN Ia), обеспечивающих производство большей части элементов железного пика таблицы Менделеева (Fe, Ni), можно продемонстрировать успехи и проблемы на пути понимания судьбы сливающихся вырожденных карликов [50–53]. Согласно базовой идее, предложенной в конце 70-х годов XX века, при общей массе сливающихся CO карликов выше Чандрасекаровской массы продукт слияния при его неизбежном сжатии в ходе слияния разогреется и взорвется с энергией, ограниченной суммарной массой карликов и энергетикой горения CO смеси [43]. Идея привлекла своей простотой многие группы ученых, несмотря на полное отсутствие в те годы наблюдаемых примеров такого рода. Наблюдаемая частота событий SN Ia была получена сразу с помощью известных начальных распределений ДЗ: раз в триста лет для нашей Галактики [19, 50]. Со временем и повышением точности фотометрии SN Ia и шкалы расстояний выяснилось, что эти сверхновые обладают значительной, до  $0.5^m$ , дисперсией максимальной яркости и, соответственно, энергии. Систематическое ослабление яркости с космологическим расстоянием было быстро приписано ускоренному расширению Вселенной, движимому темной энергией неизменной природы. А наблюдаемая дисперсия энергетикой близких SN Ia была объяснена возможностью взрывов вырожденных CO-карликов “дочандрасекаровской” массы [54].

Для объяснения примерно полуторакратной наблюдаемой дисперсии энергетикой привлекательна идея о неполном сгорании ядерного топлива быстро вращающегося CO-карлика (продукта слияния компонентов), которая до конца пока не реализована [55]. Для понимания причин наблюдаемого систематического роста энергетикой SN Ia с возрастом звездного населения рассматривается переход от слияния более массивных ONe-карликов к слиянию и взрывам менее массивных CO-карликов, при котором уменьшение массы карликов на 10–20% дает увеличение энергетикой ядерного топлива на 70% [56–58]. Преимущество более массивных ONe-карликов среди молодых сливающихся систем обеспечивается физикой излучения гравитационных волн. А возможность взрыва вырожденных CO- и ONe-карликов “дочандрасекаровской” массы приписана приливному нагреву мантии карлика в ходе сближения под действием излучения гравитационных волн, либо взрыву гелиевой оболочки карлика, поджигающему углеродно-кислородную смесь мантии [54]. Все указанные возможности активно исследуются в настоящее время путем моделирования в рамках трехмерной газодинамики с учетом по возможности полной ядерной кинетики для изучения картины взрыва и итоговой изотопной химии продуктов. Основные трудности на пути быстрого прогресса в изучении слияний компактных объектов как продуктов эволюции ТДЗ связаны, в первую очередь, с видимой слабостью и, во-вторых, редкостью этих явлений для земного наблюдателя. Недостаток наблюдательных данных отражается на некорректности постановки задач трехмерной газодинамики и отсутствии параметров, необходимых для численного моделирования.

Теперь обсудим вкратце доступную информацию о возможных проявлениях слияния компактных компонентов ТДЗ разного рода. Перечислим пять возможных компактных компонентов этих систем: He-, CO-, ONe-карлики, NS, ВН. С разной частотой они входят в состав конечных тесных двойных пятнадцати различных типов и сливаются в результате излучения гравитационных волн [59]. Перечислим все возможные итоги слияния обозначенных тесных двойных систем. Слияние вырожденных He-карликов ведет к вероятному появлению невырожденных He-звезд при суммарной массе карликов, превышающей  $0.5 M_{\odot}$ , что необходимо для зажигания He. Возможность взрывного загорания He кажется исключенной в ядрах красных гигантов. Загорание He при суммарной массе He-карликов, меньшей  $0.5 M_{\odot}$ , также исключено, ибо одиночные CO-карлики таких масс не известны. Слияние He-карлика с CO- или ONe-карликом ведет к загоранию гелия в оболочке аккрецирующего кар-

лика и к вероятному появлению короткоживущих He-сверхгигантов типа звезд R CrB. Время жизни таких звезд ограничено, в основном, звездным ветром, в ходе которого оболочка теряется, обнажая вырожденное ядро. Не исключена и редкая возможность при массе CO- или ONe-ядра близкой к Chandrasekarovской массе роста массы ядра до предельной с последующим взрывом сверхновой звезды типа SN Ib с гелиевой оболочкой. Итогом такого взрыва будет полный разлет продукта слияния при CO-ядре и, возможно, даже нейтронная звезда при ONe-ядре. Интересная, но пока слабо изученная ситуация возникает при слиянии He-карлика с NS или BH. Приливное разрушение гелиевого карлика приведет к возникновению массивного диска. Последний может быть частично аккрецирован релятивистским объектом, а частично потерян в виде интенсивного ветра диска. Более вероятным сейчас кажется возникновение объекта типа Торна-Житков — красного сверхгиганта с релятивистским ядром, интенсивный ветер которого сильно сократит время жизни последнего [60].

Обратимся теперь к слиянию компонентов систем, по крайней мере, одной из которых является CO- или ONe-карлик — перспективный предшественник SN Ia. Наличие ONe-карлика в такой системе, вероятно, также ведет к взрыву сверхновой этого типа с возможным образованием CO- или ONe-карлика, с NS или BH ведет сначала к разрушению вырожденной звезды в ее динамической шкале времени, что составляет несколько секунд. Потенциал релятивистского объекта NS или BH велик, поэтому часть энергии процесса динамического разрушения карлика в сильном поле компактного релятивистского объекта будет излучена в гамма диапазоне. Такова возможная модель для понимания природы “длинных” гамма-барстеров с продолжительностью в несколько секунд. Слияние NS с NS или BH — возможная модель для описания “коротких” гамма-барстеров с характерным временем короче одной секунды. Интересно, что слияние двух NS не обязательно ведет к быстрому появлению молодой BH, как показал полученный в наблюдениях акт их слияния в 2019 г. [61]. Диапазон масс наблюдаемых NS  $(1-2) M_{\odot}$ . Это оставляет возможность для продукта слияния двух NS оставаться NS, что, вероятно, и произошло в событии 2019 г. Важно, что приливное разрушение NS сопровождается выбросом в межзвездную среду некоторого количества вещества, представляющего вторую половину таблицы Менделеева, за железом. Слияние релятивистских компактных звезд сопровождается вспышками излучения гравитационных волн, уносящих в виде энергии до 10% их массы. Это явление особенно интенсивно при слиянии BH. Около сотни подобных событий было зарегистрировано в последние годы в рамках междуна-

родного эксперимента LIGO, что позволило оценить массы наиболее массивных BH звездной массы во много десятков солнечных масс.

Таким образом, изучение поздних стадий эволюции ДЗ позволило открыть путь к пониманию целого ряда высоко энергичных событий в звездном мире, наблюдаемых как короткие с продолжительностью  $\sim 1-0.001$  сек вспышки излучения в рентгеновском и гамма диапазоне спектра. В эксперименте LIGO обнаружены давно искомые короткие вспышки излучения гравитационных волн, отмечающие события слияния компактных релятивистских звезд, NS и BH, подтверждающие давние представления об окончании эволюции наиболее массивных ТДЗ. Закljučая, можно сказать, что современная теория эволюции ТДЗ дает полную наблюдаемую картину объектов и явлений, ее представляющую. Развитие всеволновой астрономии последних пятидесяти лет, численных моделей эволюции компонентов и сопровождающих ее явлений позволило построить первый набросок полной картины эволюции двойных систем различных начальных масс и разделений компонентов. Современные представления о эволюции ДЗ стали надежной опорой для анализа новых, порой парадоксальных объектов и явлений в мире наблюдаемых звезд.

## 7. КРАТНЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

Богатый и успешный опыт исследования эволюции ДЗ с помощью наблюдательного и теоретического инструментария, разработанного за последние десятилетия, стимулирует поиск и изучение кратных представителей среди других астрономических объектов. Изучение взаимодействия компонентов в кратных системах и их эволюция дают информацию об их свойствах и условиях их существования. Перечислим кратко некоторые итоги и перспективы этого направления.

Открыты двойные астероиды и кометы [62], образованные в результате столкновительного взаимодействия этих объектов между собой и испарения их неоднородных тел в поле излучения Солнца. Сложнее оказался вопрос о двойных планетах, хотя подходящий кандидат на эту роль, по-видимому, система Земля—Луна. Сейчас очевидно, что двойные планеты редки [63]. Вероятно, это связано с отсутствием глубокого коллапса при их образовании в ходе преобладающего аккумуляционного процесса в плоском газопылевом диске. Последний исключает образование двойных планет со сравнимыми массами, но предполагает возникновение планет, окруженных плоскими системами своих спутников малой массы.

Наблюдения показали также, что двойные звездные скопления крайне редки [64–66]. Дело в

том, что размер полости Роша обычного скопления, ограничивающей зону гравитационного влияния скопления в поле гравитации Галактики, лишь в несколько раз превосходит размер скопления. Небольшое гравитационное возмущение может привести к распаду всего скопления. Другой фактор — эллиптические орбиты потенциальных пар газовых протоскоплений ввиду отсутствия эффективной диссипации, что позволяет протоскоплениям далеко удаляться друг от друга, разрывая пару. Такие требования на стабильность орбит компонентов не оставляют места даже для близких спутников.

Взаимодействующие галактики со времен первых работ в этом направлении Б. Воронцова-Вельяминова привлекают всестороннее внимание астрономов [67]. Столкновения, слияния, пролеты галактик приводят к появлению интересных визуальных наблюдаемых картин и многочисленных физических явлений, остающихся в центре внимания галактической астрофизики. Рассмотрение, в частности, слияния двух галактик, обладающих сверхмассивными черными дырами (СМЧД) в их ядрах, позволило использовать опыт изучения эволюции ТДЗ на стадии общих оболочек. Это помогло оценить судьбу сливающихся галактик и их СМЧД из анализа расхода энергии гравитационного взаимодействия СМЧД на рассеяние звездного и темного компонентов галактик. В итоге удалось численно оценить отношение масс СМЧД к массам звездных компонентов в балджах галактик, переживших процесс слияния. Оно, в первом приближении, совпадает с наблюдаемым, что свидетельствует об определяющей роли столкновений и слияний галактик в скоплениях в процессе их эволюции. Поиск двойных гравитационно связанных галактик показывает их редкость, если не отсутствие [68–70]. Причина этого снова заключена в малых размерах полостей Роша галактик в поле гравитации их скоплений, лишь немного превосходящих размеры самих галактик. В результате оценки показывают, что галактики скоплений могут иметь только плотные, близкие галактики-спутники с массой, меньшей  $10^{-4}$  от массы центральной галактики. Такие спутники известны практически около всех достаточно массивных галактик. Стоит здесь отметить, что изолированные галактики могут образовывать пары, возможный пример Андромеда — далекий спутник нашей Галактики [71].

Двойные скопления галактик лишь недавно обратили на себя внимание. Конечно, учитывая размеры этих скоплений, сложно надеяться обнаружить здесь пары с Кеплеровскими периодами, меньшими Хаббловского времени. Важно, что наблюдаемые столкновения скоплений галактик рождают ударные волны в области их взаимодействия и создают благоприятные условия для

столкновения составляющих эти скопления галактик с предельно высокими скоростями. Нет сомнения, всестороннее изучение кратных астрономических объектов различного рода позволит нам глубже понять их природу и обнаружить много замечательных примеров их взаимодействия и проявлений их эволюции.

Одной из нерешенных проблем является роль двойственности звезд в образовании планетных систем около них и их компонентов. Выше было отмечено, что компоненты широких двойных с большими полуосями  $> 1000 R_{\odot}$ , судя по распределению их по отношению масс, образуются как одиночные звезды [19]. В силу этого можно ожидать, что каждая третья из них, как обычная одиночная звезда, может иметь около себя планетную систему [20]. Ясно, что образование планет около компонентов тесных двойных может быть подавлено приливными эффектами со стороны этих компонентов. Роль приливных эффектов в образовании планет около самих тесных систем остается пока неясной. Наблюдения демонстрируют, что некоторая часть из пяти тысяч известных на сегодня планет является спутниками как двойных звездных систем, так и их компонентов. Получение надежной статистики пока осложнено, как обычно, трудностями учета эффектов наблюдательной селекции. Здесь стоит отметить, что затменные двойные звезды могут оказаться перспективными целями для поиска планет как около их компонентов, так и около этих двойных систем [72, 73]. Наличие затмений “гарантирует” попадание наблюдателя в орбитальную плоскость системы, что повышает вероятность обнаружения планет как затменным методом, так и методом поиска вариации орбитального периода системы.

Изучение эволюции ТДЗ позволило в свое время обнаружить еще один сценарий образования планетных систем уже в ходе эволюции ДЗ. Эволюция систем, в которых спутник — звезда ГП малой массы — заполняет свою полость Роша, заканчивается ее разрушением при уменьшении массы этой звезды ниже  $0.1 M_{\odot}$ . В результате около второго компонента, ставшего одиночным, возникает газовый диск, готовый для образования планет. В зависимости от предшествующей эволюционной стадии системы этим компонентом может быть звезда ГП солнечной массы, звезда типа W UMa, вырожденный карлик (катаклизмическая система), NS или ВН (рентгеновская двойная с донором малой массы). Наблюдаемые примеры планет около вырожденных карликов и NS известны [74, 75]. Но проблема взаимосвязи эволюции ДЗ и планетных систем остается пока недостаточно изученной.

Крайне интересным оказалось изучение гравитационного взаимодействия двойных объектов

с третьим телом малой массы. В рамках решения этой задачи было исследовано ускорение комет и астероидов в системе Солнце–Юпитер [76]. Юпитер создает не только объекты облака Оорта, но и поле межзвездных астероидов, принимающего со временем форму “копья” [77]. Очевидно, что такими “копьями” вооружены все звезды, обладающие планетными системами [78]. Численное изучение взаимодействия двойных СМЧД сливающихся галактик со звездами и ДЗ открыло дорогу к получению звезд с очень большими скоростями, достигающими до релятивистских [79, 80].

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Завершая краткий обзор по результатам наблюдений и численного моделирования физики и эволюции ТДЗ и ряда других астрономических объектов, можно заключить, что основные черты полной картины их эволюции сегодня понятны. Несмотря на целый ряд явных и неявных упрощений, неизбежно принимаемых в ходе численного моделирования, сценарный подход достаточно надежно воспроизводит основные черты эволюции компонентов различных масс и химического состава от их возникновения до конечных стадий. Опыт современной астрофизики по изучению эволюции ДЗ используется при изучении других двойных астрономических объектов. Ряд явлений, сопровождающих поздние стадии эволюции тесных двойных, связанных со слиянием компактных объектов, продолжает активно и всесторонне исследоваться. Можно надеяться, что эта работа приведет к получению новых интересных результатов, которые позволят уточнить существующую картину эволюции этих во многих отношениях принципиально важных астрономических объектов для понимания эволюции звездного компонента галактик.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор искренне благодарит Г.Н. Дремову за помощь в подготовке этой статьи к печати.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. H. Batten, Binary and Multiple Systems of stars* (Oxford; New York: Pergamon Press, 1973); Intern. Series of Monographs in Natural Philosophy **51**.
2. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, et al., Phys. Rev. Letters* **116**(24), id. 241102 (2016).
3. *A. В. Тутуков, А. М. Черепашук, Успехи физ. наук* **190**(3), 225 (2020).
4. *V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, The scenario machine: Binary star population synthesis* (Amsterdam: Harwood Academic Publishers, 1996).
5. *М. А. Свечников, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд*, Уч. Записки УрГУ. Серия астрономия **5**(88) (1969).
6. *З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Астрон. журн.* **55**(6), 1176 (1978).
7. *Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Письма в Астрон. журн.* **8**(5), 297 (1982).
8. *V. Trimble, Observatory* **98**, 163 (1978).
9. *З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Астрон. журн.* **56**, 520 (1979).
10. *М. А. Свечников, Т. А. Тайдакова, Бюлл. Абастум. Астрофиз. обсерв. № 58*, 305 (1985).
11. *С. В. Верещагин, З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Научные информации астрон. совета АН СССР* **63**, 3 (1987).
12. *М. А. Свечников, Э. Ф. Кузнецова, Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд*, т. 1, 2 (Екатеринбург, изд-во УрГУ, 1990), VizieR Online Data Catalog **5124** (2004).
13. *Е. А. Avvakumova, O. Yu. Malkov, and A. Y. Kniazev, Astron. Nachricht.* **334**, 860 (2013).
14. *А. Э. Пискунов, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Письма в Астрон. журн.* **5**(2), 81 (1979).
15. *J. M. Scalo, in Protostars and Planets II*, edited by D. C. Black and M. S. Matthews (Tucson, Arizona, University of Arizona Press, 1985), p. 201.
16. *А. В. Тутуков, Б. М. Шустов, Астрофизика* **63**(4), 631 (2020).
17. *A. Duquennoy and M. Mayor, Astron. and Astrophys.* **248**, 485 (1991).
18. *H. Kobulnicky and C. Fryer, Astron. and Astrophys.* **670**, 747 (2007).
19. *А. Г. Масевич, А. В. Тутуков, Эволюция звезд: теория и наблюдения. Изд-е 2-е испр.* (М.: ЛЕНАНД, 2019).
20. *A. V. Tutukov, Soviet Astron.* **31**, 663 (1987).
21. *A. A. Tokovinin, Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **389**, 925 (2008).
22. *B. Paczynski, in Late stages of stellar evolution*, edited by R. J. Tayler, J. E. Hesser, IAU Symp. **66**, 62 (1974).
23. *I. Iben and A. Tutukov, Astrophys. J.* **284**, 719 (1984).
24. *K. Nomoto, in: Type I supernovae, Proc. Texas Workshop, Austin, TX, March 17–19, 1980* (Austin, Texas, University of Texas, 1980), p. 164.
25. *E. P. J. van den Heuvel, Bull. Astron. Inst. Netherland* **19**, 309 (1968).
26. *А. М. Черепашук, Тесные двойные звезды*, т. 1, 2 (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013).
27. *Л. Р. Юнгельсон, А. Г. Масевич, Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* (М.: ВИНТИ, 1989).
28. *G. S. Bisnovatyi-Kogan, Stellar physics* (Berlin: Springer, 2002).
29. *K. A. Postnov and L. R. Yungelson, Liv. Rev. Relativity* **17**(1), id. 3 (2014).

30. *V. M. Lipunov and K. A. Postnov*, *Soviet Astron.* **31**(2), 228 (1987).
31. *I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov*, *Astrophys. J.* **418**, 343 (1993).
32. *B. F. Williams, T. J. Hillis, J. W. Murphy, K. Gilbert, J. J. Dalcanton, and A. E. Dolphin*, *Astrophys. J.* **860**, id. 39 (2018).
33. *E. D. Kovetz, I. Cholis, P. Breysse, and M. Kamionkowski*, *Phys. Rev. D* **95**(10), id. 103010 (2017).
34. *A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **63**, 79 (2019).
35. *A. B. Тумыков, А. М. Чепенауык*, *Астрон. журн.* **94**, 821 (2017).
36. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, *Acta Astron.* **29**, 665 (1979).
37. *A. Kashi*, *Galaxies* **6**, 82 (2018).
38. *A. Skumanich*, *Astrophys. J.* **171**, 565 (1972).
39. *M. M. Shara, D. Prialnik, Y. Hillman, and A. Kovetz*, *Astrophys. J.* **860**(2), id. 110 (2018).
40. *A. G. Masevitch and A. V. Tutukov*, *Nauchnye Informatsii* **29**, 3 (1974).
41. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, In: *The nature of symbiotic stars*, Proc. of the Seventieth Colloquium, Saint-Michel-l'Observatoire, Alpes-de-Haute-Provence, France, August 26–28, 1981 (Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1982), p. 283.
42. *I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov*, *Astrophys. J.* **284**, 719 (1984).
43. *I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov*, *Astrophys. J. Suppl. Astrophys. J.* **54**, 335 (1984).
44. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, *Abastumanskaya Astrofiz. Obs., Byull. № 58*, 333 (1985).
45. *S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, et al.*, *Astrophys. J.* **517**(2), 565 (1999).
46. *A. Einstein*, *Sitzungsberichte Königlich Preußischen Akad. Wissenschaften (Berlin)*, **1**, 154 (1918).
47. *V. M. Lipunov*, *Physics Uspekhi* **59**, 918 (2016).
48. *V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov*, *Astron. and Astrophys.* **310**, 489 (1996).
49. *I. Iben, Jr., A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, *Astrophys. J.* **475**, 291 (1997).
50. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, *Astron. Rep.* **51**, 291 (2007).
51. *K. Nomoto, Y. Kamiya, and N. Nakasato*, in *Binary Paths to Type Ia Supernovae Explosions*, Proc. of the IAU Symposium **281**, 253 (2013).
52. *S. Dhawan, M. Bulla, A. Goobar, R. Lunnan, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 1445 (2018).
53. *A. Bogomazov and A. Tutukov*, *Astron. Rep.* **53**, 214 (2009).
54. *K. J. Shen, D. Kasen, B. J. Miles, and D. M. Townsley*, *Astrophys. J.* **854**, id. 52 (2018).
55. *R. Foley, S. Hoffmann, L. Macri, A. G. Riess, et al.*, arXiv:1806.08359 [astro-ph.HE] (2018).
56. *C. Ashall, P. Mazzali, M. Sasdelli, and S. J. Prentice*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **460**(4), 3529 (2016).
57. *M. A. Tucker, B. J. Shappee, and J. P. Wisniewski*, *Astrophys. J. Letters* **872**, id. 22 (2019).
58. *G. Dimitriadis, R. J. Foley, A. Rest, D. Kasen, et al.* *Astrophys. J. Letters* **870**, id. L1 (2019).
59. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **260**, 675 (1993).
60. *K. S. Thorne and A. N. Zytkov*, *Astrophys. J.* **212**, 832 (1977).
61. *B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, et al.*, *Phys. Rev. X* **9**(3), id. 031040 (2019).
62. *H. Perets*, *Astrophys. J. Letters* **727**(1), id. L3 (2011).
63. *H. Ochiai, M. Nagasawa, and S. Ida*, *Astrophys. J.* **790**(2), id. 92 (2014).
64. *S. V. Vereshchagin, M. D. Sizova, and B. M. Shustov*, *INASAN Sci. Rep.* **5**(3), 85 (2020).
65. *M. S. Angelo, J. F. C. Santos, F. F. S. Maia, and W. J. B. Corradi*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **510**(4), 5695 (2022).
66. *J. Casado*, *Astron. Rep.* **65**, 755 (2021).
67. *B. A. Vorontsov-Velyaminov*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **28**, 1 (1977).
68. *R. den Hartog*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **284**, 286 (1997).
69. *R. Chan and S. Junqueira*, *Astron. and Astrophys.* **366**, 418 (2001).
70. *M. Honma*, *Astrophys. J.* **516**, 693 (1999).
71. *T. J. Cox and A. Loeb*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, 461 (2008).
72. *X.-N. Su, J.-W. Xie, J.-L. Zhou, and Ph. Thebault*, *Astron. J.* **162**(6), id. 272 (2021).
73. *B. P. Kondratyev and V. S. Kornoukhov*, *Astron. Rep.* **66**, 1063 (2022).
74. *A. Wolszczan*, *Bull. Amer. Astron. Soc.* **24**, 969 (1992).
75. *E. A. Behrens, S. M. Ransom, D. R. Madison, Z. Arzoumanian, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **893**(1), id. L8 (2020).
76. *A. B. Тумыков, Г. Н. Дремова, В. В. Дремов*, *Астрон. журн.* **97**, 939 (2020).
77. *A. V. Tutukov, M. D. Sizova, and S. V. Vereshchagin*, *Astron. Rep.* **64**(10), 827 (2020).
78. *A. B. Тумыков, Н. В. Чупина, С. В. Верещагин*, *Астрон. журн.* **99**, 991 (2022).
79. *J. Guillochon and A. Loeb*, *Astrophys. J.* **806**, id. 124 (2015).
80. *G. N. Dremova, V. V. Dremov, and A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **61**, 573 (2017).

## THE ROLE OF BINARY STARS IN UNDERSTANDING THE PHYSICS AND EVOLUTION OF STARS

A. V. Tutukov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

The diversity of close binary stars (CBS) and the rich manifestation of their activity as a result of the interaction of stellar components have turned their observed family into a very developed and effective tool for studying the evolution of stars. This review presents the main features of modern ideas about the evolution of CBS from their origin to the formation of finite compact remnants of components: degenerate dwarfs, neutron stars and stellar black holes. The main phenomena related to their interaction with each other and accompanying the process of fusion of compact components of the CBS are also listed, taking into account the effect of common envelopes, radiation of gravitational waves in cataclysmic and X-ray binaries, supernovae (SN Ia, SN Ib), gamma-bursters and other systems. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* binaries, close binary stars, stellar evolution, interaction effects

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ МЕТОДАМИ СИНТЕЗА: ОТ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ ДО ЗВЕЗД ВОЛЬФА–РАЙЕ И ЧЕРНЫХ ДЫР

© 2023 г. Э. А. Антохина<sup>1,\*</sup>, И. И. Антохин<sup>1,\*\*</sup>

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

\*E-mail: elant@sai.msu.ru

\*\*E-mail: igor@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 14.06.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 17.07.2023 г.

Методы синтеза кривых блеска и кривых лучевых скоростей в настоящее время являются одним из основных инструментов исследования тесных двойных систем (ТДС). В работе дан краткий обзор появления и развития методов синтеза и реализаций этих методов в ГАИШ МГУ, где к настоящему времени создан комплекс компьютерных программ для анализа наблюдений ТДС различных типов. Приведены результаты анализа предложенными нами алгоритмами трех интересных ТДС, находящихся на разных стадиях эволюции. В модели Роша с пятнами на звезде выполнен анализ необычных кривых блеска недавно открытой предкатаклизмической двойной системы GPX-TF16E-48. В модели с прецессирующим аккреционным диском проведен анализ рентгеновских кривых блеска микроквара SS 433. В модели Роша с учетом поглощения в мощном ветре звезды Вольфа–Райе выполнен анализ полученных из космоса кривых блеска массивной двойной системы с сильно эллиптической орбитой WR22. В результате детального анализа кривых блеска с привлечением спектроскопической информации найдены параметры ТДС и их компонентов. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

*Ключевые слова:* затменные двойные системы, звезды Вольфа–Райе, белые карлики, черные дыры

**DOI:** 10.31857/S0004629923090013, **EDN:** XETYBU

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение тесных двойных систем представляет собой большой интерес для современной астрофизики, так как они являются одним из основных и самых надежных источников информации о фундаментальных параметрах звезд — их массах, радиусах, температурах, и, следовательно, светимостях. Также компонентами ТДС являются такие интереснейшие объекты, как звезды Вольфа–Райе, белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры, аккреционные диски, параметры которых можно определить из наблюдений двойных систем. В начале 1970-х годов появились первые методы синтеза кривых блеска, которые стали основным инструментом в исследовании ТДС. Они позволяют определять физические характеристики звезд и релятивистских объектов, необходимые для понимания физики звезд и построения теорий звездной эволюции.

Методы синтеза кривых блеска были предложены сразу несколькими авторами: Хиллом и

Хатчингсом [1], Вилсоном и Девиннеем [2], Вудом [3] и др. К настоящему времени наиболее часто используется алгоритм, предложенный Вилсоном и Девиннеем [2, 4]. Методы синтеза позволили анализировать наблюдения и получать параметры компонентов не только для классических двойных систем со сферическими звездами, но и для проэволюционировавших систем, в которых компоненты имеют сложную приливно-деформированную форму и неоднородное распределение температуры по поверхности.

Основная идея методов синтеза состоит в том, что сложные поверхности компонентов в двойной системе разбиваются на тысячи элементарных площадок. Для каждого элемента поверхности вычисляется выходящий поток излучения с учетом разнообразных физических эффектов. Затем в различных фазах орбитального периода эти потоки интегрируются по поверхности с учетом видимости площадок для наблюдателя и проверки затмений. В итоге вычисляется интегральный

поток излучения от системы на разных фазах — кривая блеска. При вычислении потока излучения учитываются эффекты гравитационного потемнения, потемнения к краю, эффект прогрева поверхности излучением спутника и другие более тонкие эффекты. В настоящее время с помощью методов синтеза моделируются не только кривые блеска, но и кривые лучевых скоростей, профили спектральных линий, спектры и кривые поляризации.

В нашей стране первые программы методов синтеза появились в конце 1970-х годов в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга. Бочкарев и др. [5] опубликовали модельные расчеты кривых блеска приливно-деформированной звезды в двойной системе с одним оптическим компонентом. Под руководством А.М. Черепашука в сотрудничестве с математиками физического факультета МГУ начали создаваться первые программы синтеза кривых блеска рентгеновских ТДС [6, 7]. Вычислительные алгоритмы постоянно совершенствовались, чтобы учесть более сложные физические эффекты. К настоящему времени в ГАИШ создан комплекс компьютерных программ для анализа кривых блеска ТДС различных типов. Помимо первых программ для моделирования рентгеновских двойных систем [6, 7], предложен алгоритм для рентгеновской двойной системы на эллиптической орбите [8], создан алгоритм для ТДС в модели Роша на круговой и эллиптической орбитах [9, 10], предложена модель с прецессирующим оптически толстым диском и джетами [11, 12], с пятнами на поверхности звезды [13], созданы модели, включающие аккреционные диски вокруг белого карлика и струи перетекающего вещества в системе [14, 15] и др. Также был предложен алгоритм для вычисления кривых лучевых скоростей звезд [16], создана модель для рентгеновских ТДС, позволяющая вычислять профили спектральных линий и кривые лучевых скоростей оптической звезды с учетом ее прогрева рентгеновским излучением компактного объекта [17]. Для анализа кривых блеска ТДС со звездами Вольфа—Райе был создан алгоритм, в котором стандартная модель Роша дополнена учетом сильного звездного ветра вокруг одного из компонентов [18, 19]. С использованием перечисленных вычислительных программ был выполнен анализ наблюдений большого количества ТДС разных типов, и определены физические параметры их компонентов.

С начала 1970-х годов в мире было создано достаточно много авторских программ синтеза, большинство из которых имеют свои индивидуальные особенности. Подробные обзоры разработанных алгоритмов приведены в статье Вилсона [20] и книге Каллрафа и Милоне [21]. Также в настоящее время имеются компьютерные программы общего доступа, позволяющие выпол-

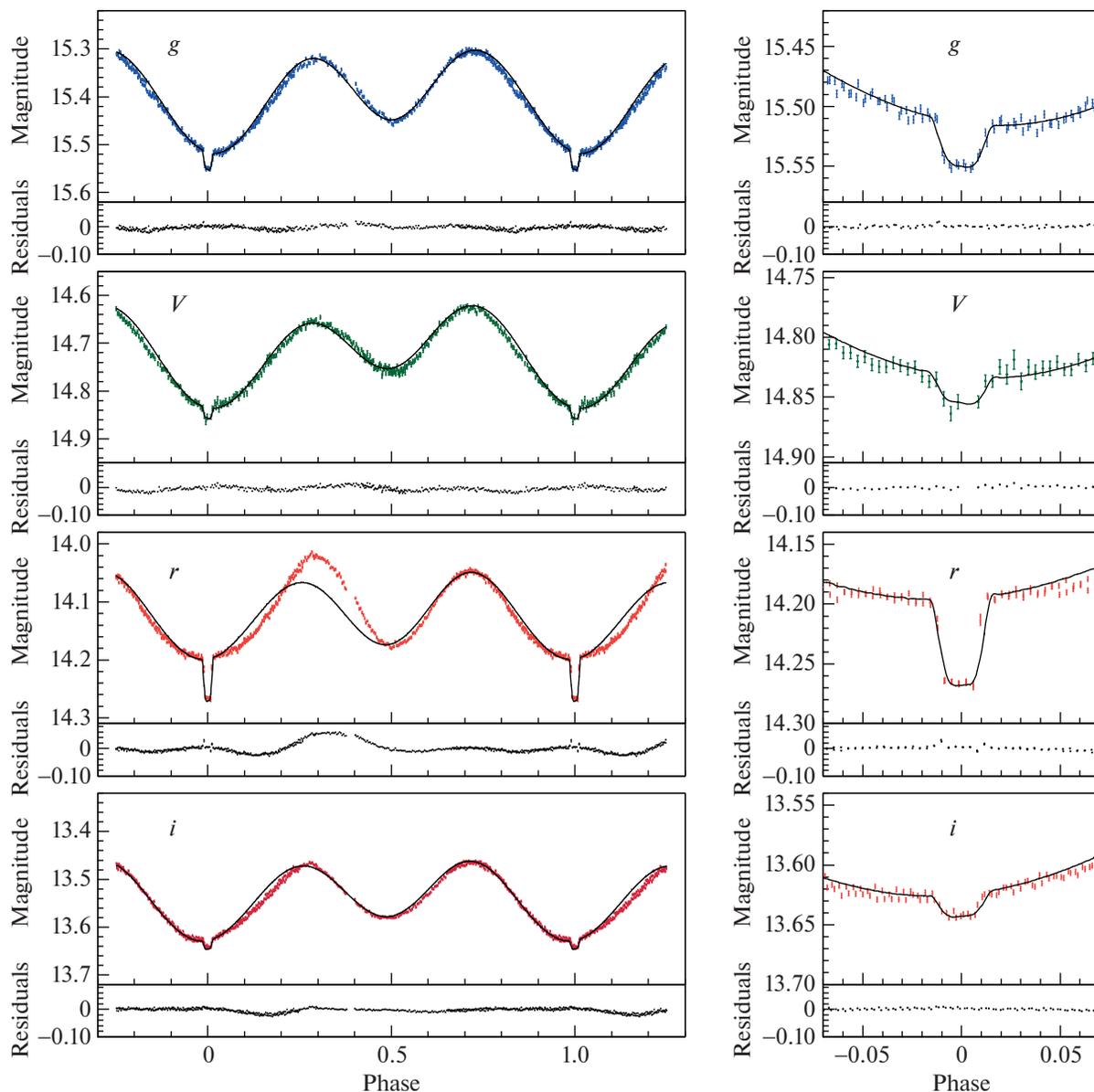
нить моделирование наблюдений двойных звезд и визуализировать результаты: Binary Maker (коммерческий продукт) и Nightfall (бесплатный продукт) (подробнее о них см. в [21]). Наиболее активно исследователями двойных систем используется бесплатный пакет программ РНОЕВЕ (PHysics Of Eclipsing BinariEs), предложенный в [22, 23], в его основе лежит алгоритм Вилсона—Девиннея [2, 4]. Это продвинутый пакет, который постоянно совершенствуется, в него вносятся дополнения, учитывающие различные эффекты. Полезно, что разработчики предлагают версии программного обеспечения для различных операционных систем. Пакет программ довольно сложен, и необходимо знание физики ТДС и навыки его использования, чтобы получать достоверные результаты. Авторы РНОЕВЕ составили подробное руководство для пользователей, и, кроме того, для них организуются специальные международные обучающие школы.

В настоящее время авторские программы синтеза также продолжают активно развиваться, создаются более сложные, нестандартные модели, позволяющие изучать новые типы объектов и учитывать дополнительные физические эффекты, помогающие лучше понять физику звезд и физические процессы, происходящие в ТДС.

Цель данной работы — продемонстрировать достоинства методов синтеза и показать результаты нашей интерпретации нетривиальных кривых блеска трех ТДС, сильно различающихся по типу. Для анализа наблюдательных данных применялись три различные модели, созданные нами, две из них полностью оригинальны. Исследуемые двойные системы находятся на разных стадиях эволюции и содержат интереснейшие астрофизические объекты — белый карлик, черную дыру и звезду Вольфа—Райе.

## 2. ПРЕДКАТАКЛИЗМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА GPX-TF16E-48

Этот раздел посвящен анализу необычных кривых блеска предкатаклизмической двойной системы GPX-TF16E-48 (2MASS J012943 + 6715). Объект был открыт в 2018 г. при получении обзора неба [24]. Найденный период переменности составляет 7.14 ч, наблюдается эллипсоидальная кривая блеска с амплитудой  $\sim 0.2^m$ , и в одном минимуме эллипсоидальной кривой происходит очень короткое полное затмение длительностью около 10 мин с малой амплитудой (рис. 1). В рамках международной компании по исследованию этого интересного объекта были получены спектральные и фотометрические наблюдения в пяти обсерваториях мира, возглавлял и координировал исследования сотрудник УрФУ В.В. Крушинский. Мы проводили интерпретацию многоцвет-



**Рис. 1.** Наблюдаемые и модельные кривые блеска GPX-TF16E-48 в фильтрах  $g$ ,  $V$ ,  $r$ ,  $i$ . Сплошные линии — модельные кривые для оптимальных параметров двойной системы (табл. 1), точки — наблюдения. Слева показаны кривые блеска в течение полного орбитального периода. Справа — кривые блеска в области короткого полного затмения белого карлика (фаза 0). Наблюдаемая кривая блеска в фильтре  $r$  имеет аномальную форму, поэтому модельная кривая для  $r$  вычислена с геометрическими параметрами, полученными для остальных фильтров. Чтобы получить наблюдаемую глубину короткого затмения в  $r$  (справа), температуру белого карлика нужно формально существенно увеличить ( $T_1 \sim 22000$  K). Таким образом, в фильтре  $r$  наблюдается избыток светимости (как выяснилось, он связан с циклотронным излучением вблизи белого карлика, подробнее см. текст).

ных кривых блеска GPX-TF16E-48 для определения параметров системы и компонентов.

Похожие, но отличающиеся амплитудами кривые блеска ранее были получены для RR Caeli и SDSS 0303 + 0054 (см. в [24]), которые были классифицированы как предкатаклизмические двойные системы, состоящие из белого карлика и звезды позднего спектрального класса. На

основе полученных спектральных наблюдений GPX-TF16E-48 сделана оценка спектрального класса звезды — K7 V и ее температуры —  $T_2 = 4070$  K. Амплитуда эллипсоидальной переменности  $\sim 0.2^m$  свидетельствует о том, что звезда K сильно деформирована и близка к заполнению внутренней критической полости Роша. Для оценки параметров компонентов двойной систе-

мы мы выполнили анализ четырех кривых блеска, полученных на телескопе 1.2 м в Коуровской обсерватории в апреле 2019 г. Амплитуды полного затмения белого карлика в различных диапазонах составляют  $\sim 0.04^m$  (*SDSS g*),  $0.03^m$  (*V*),  $0.07^m$  (*SDSS r*),  $0.03^m$  (*SDSS i*). Кривые блеска показывают заметную асимметрию, два максимума имеют разную яркость, также заметна асимметрия нисходящей и восходящей ветвей в области главного минимума. Это свидетельствует о наличии пятенной активности звезды Главной последовательности [25, 26].

Анализ кривых блеска проводился с использованием нашего программного кода для синтеза теоретических кривых блеска ТДС в модели Роша с учетом пятен на поверхности компонентов [27]. Часть входных параметров может быть зафиксирована, принимая во внимание имеющуюся информацию о системе. Средняя масса звезды спектрального класса K7 V составляет  $M_2 \sim 0.64 M_\odot$  [28]. Также по спектральным данным получена оценка полуамплитуды кривой лучевых скоростей звезды  $K_2 = 178$  км/с, по которой можно вычислить функцию масс  $f_2(m) = 0.174 M_\odot$  и дать оценку массы белого карлика. Наше предварительное моделирование кривых блеска показало, что наклонение орбиты  $i \sim 73^\circ$ . Таким образом, с использованием третьего закона Кеплера по функции масс можно оценить массу белого карлика  $M_1 \sim 0.72 M_\odot$  и отношение масс компонентов  $q = M_2/M_1 = 0.88$ . Это значение отношения масс было зафиксировано в дальнейшем анализе кривых блеска. Параметрами поиска являлись: наклонение орбиты  $i$ , коэффициенты заполнения компонентами полостей Роша  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  и температура белого карлика  $T_1$ . Для описания асимметричной формы кривых блеска понадобилось ввести одно или два пятна на поверхности звезды К. Поиск решений кривых блеска проводился в каждом цвете отдельно, детальное описание приведено в работе [24]. Полученные из наблюдений и модельные кривые блеска представлены на рис. 1.

Моделирование кривых блеска показало, что достаточно надежно определяются наклонение орбиты  $i \sim 73.1^\circ$  и коэффициент заполнения звездой К полости Роша  $\mu_2 \sim 0.86$ . Таким образом, вторичная звезда имеет приливно-искаженную форму, но не заполняет полость Роша, т.е. в системе, вероятно, пока не происходит перетекание вещества от звезды К к компактному объекту через внутреннюю точку Лагранжа. Амплитуда внезатменной переменности двойной системы GPX-TF16E-48 связана в основном с приливно-вращательным искажением звезды К и наличием на ее тыльной стороне пятна с пониженной температурой (тыльная сторона звезды видна наблю-

дателю в промежутке фаз 0.75–0.25). Эффект отражения на поверхности вторичного компонента незначителен, так как оценка температуры белого карлика составляет  $T_1 \leq 10\,000$  К как по УФ данным, так и из фотометрического решения для цветов  $g$ ,  $V$  [24].

Узкое полное затмение белого карлика дает возможность оценить его температуру. Оказалось затруднительным описать затмение белого карлика во всех 4 фильтрах при одной и той же его температуре. Для фильтров  $g$  и  $V$  модельная кривая блеска соответствует наблюдениям при температуре белого карлика  $T_1 \sim 8700 \pm 1000$  К (рис. 1, правая панель). Однако в красной области спектра, чтобы получить наблюдаемую глубину затмения, температуру белого карлика нужно увеличить. Для фильтра  $i$  температура увеличивается незначительно ( $T_1 \sim 11\,000$  К), для фильтра  $r$  необходимо существенное увеличение температуры ( $T_1 \sim 22\,000$  К). Такие значения температуры вступают в противоречие с информацией по УФ данным [24]. Также обращает на себя внимание аномальное поведение всей кривой блеска в фильтре  $r$ , когда первый максимум оказывается выше второго, в то время как в других цветах соотношение обратное. Этот феномен трудно понять, и возникает предположение о дополнительном источнике излучения в красной области спектра, и особенно в фильтре  $r$ . В нашей работе [24] была высказана гипотеза, что вероятное сильное магнитное поле белого карлика приводит к медленной аккреции ветра звезды К, т.е. объект относится к классу полярных с медленным темпом аккреции (LARP). В результате может возникать циклотронное излучение, которое проявляется в красной области спектра.

Совсем недавно была опубликована работа с результатами поляриметрии нескольких преполярных [29]. Выводы нашей работы [24] подтвердились: у системы 2MASS J012943 + 6715 (GPX-TF16E-48) была обнаружена циклотронная эмиссия в красной области спектра, причем эмиссия наблюдалась точно в тех фазах орбиты, в которых присутствует избыток излучения на кривой блеска в красном фильтре.

В табл. 1 приведены основные параметры компонентов двойной системы, полученные из решения кривых блеска и по спектроскопическим данным. На рис. 2 показана компьютерная модель двойной системы в различных фазах орбитального периода.

### 3. МИКРОКВАЗАР SS 433

Уникальный объект SS 433 – пример необычной двойной системы, для которой нами были созданы специальные модели, они развивались и

**Таблица 1.** Параметры предкатаклизмической системы GPX-TF16E-48

Параметр	Белый карлик (компонент 1)	Звезда K7 V (компонент 2)
$q = M_2/M_1$ (отношение масс)	0.88	
$a, R_\odot$ (полуось орбиты)	2.082	
$i, ^\circ$ (наклонение орбиты)	$73.1 \pm 0.2$	
$\mu$ (коэффициент заполнения полости Роша)	$0.017 \pm 0.002$	$0.86 \pm 0.01$
$M, M_\odot$ (масса)	0.72	0.64 (фикс.)
$R, R_\odot$ (радиус)	$0.013 \pm 0.003$	$0.645 \pm 0.012$
$T, K$ (температура)	$8700 \pm 1100$	4070 (фикс.)
$L_{bol}, L_\odot$ (болومترическая светимость)	$(8.7 \pm 4.0) \times 10^{-4}$	$0.103 \pm 0.003$
$\log g$ (ускорение силы тяжести)	$8.07 \pm 0.21$	$4.66 \pm 0.02$

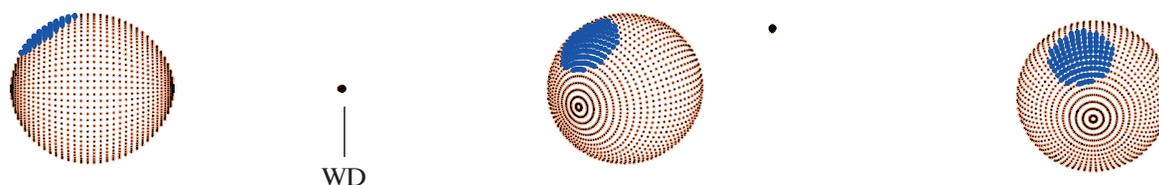
усложнялись в течение многолетних исследований. SS 433 – массивная затменная двойная система (орбитальный период  $P_{orb} \simeq 13.082^d$ ), состоящая из оптической звезды-донора, заполняющей или переполняющей свою полость Роша, и релятивистского объекта, окруженного сверхкритическим аккреционным диском. Из центра диска вырываются узко-коллимированные джеты, скорость движения которых составляет  $v \simeq 0.26c$ . Аккреционный диск и джеты прецессируют в пространстве с периодом  $P_{prec} \simeq 162.3^d$ . Уже более 40 лет SS 433 активно изучается в различных диапазонах спектра, но главная загадка этой двойной системы в течение долгого времени остается неразгаданной – является ли релятивистский объект нейтронной звездой или черной дырой. Определить массы компонентов непросто, так как в спектре доминируют линии яркого сверхкритического аккреционного диска, и спектральные линии оптической звезды трудно обнаружить.

Еще в середине 1980-х годов мы выполнили анализ фотометрических кривых блеска SS 433 в полосе V [11, 30], для чего была создана модель двойной системы, включающая звезду в модели Роша, и прецессирующий сфероидальный оптически толстый аккреционный диск. В результате

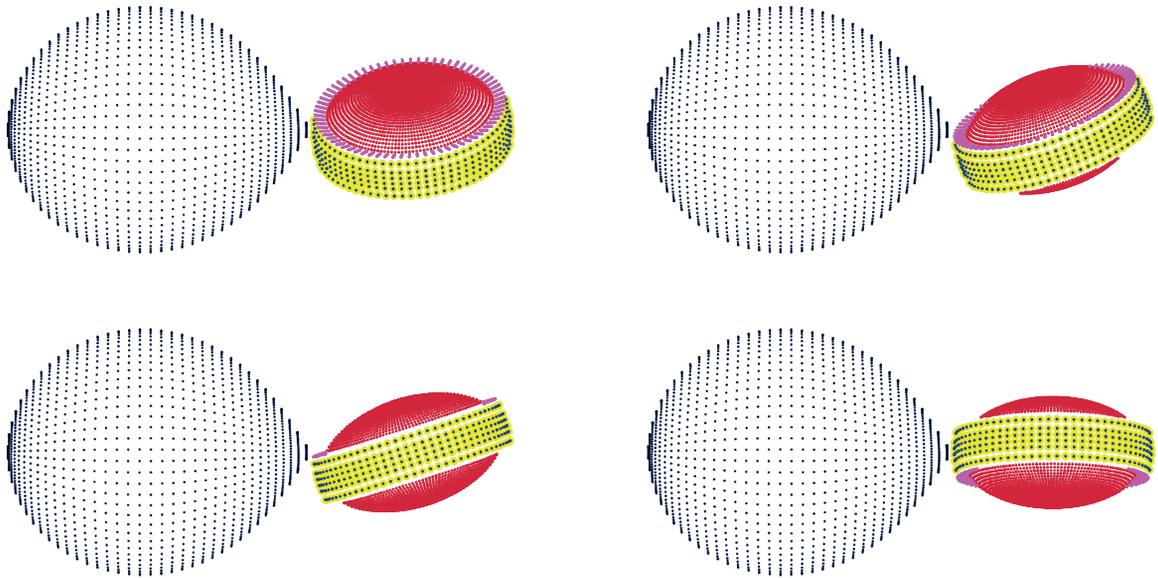
анализа орбитальных кривых блеска на разных фазах прецессионного периода было найдено два решения задачи: отношение масс  $q = M_x/M_y = 0.4$  и  $1.2$ , где  $M_x$  – масса релятивистского объекта,  $M_y$  – масса звезды. Был сделан вывод, что компактный объект, скорее всего, является черной дырой [11, 30].

В 1992 г. нами был выполнен анализ рентгеновских данных со спутника GINGA в диапазоне 4.6–27.6 кэВ. Была предложена более сложная модель двойной системы с прецессирующим диском и толстыми нерелятивистскими “джетами”, погруженными в конусообразную воронку [12]. В результате анализа орбитальных кривых блеска на трех фазах прецессионного периода был сделан вывод, что отношение масс в системе небольшое  $q \simeq 0.15$ – $0.25$ , таким образом релятивистский объект может быть нейтронной звездой или маломассивной черной дырой. Этот результат противоречил выводам, сделанным ранее из анализа оптических кривых блеска [11, 30].

Существенный прогресс в исследованиях SS 433 произошел после запуска орбитальной рентгеновской и гамма-обсерватории INTEGRAL. Первые наблюдения в 2003 г. показали, что SS 433 является источником жесткого рентгеновского излучения с энергиями до 100 кэВ [31]. В 2003–



**Рис. 2.** Модель двойной системы GPX-TF16E-48 в трех фазах орбитального периода: 0.75, 0.90, 0.0 (слева направо). В фазе 0 происходит короткое полное затмение белого карлика. На поверхности звезды К присутствует холодное пятно, которое может объяснить асимметрию кривых блеска. Показано положение белого карлика, его размеры изображены условно для визуализации модели.



**Рис. 3.** Модель SS 433 для отношения масс  $q = M_X/M_V = 0.3$ . Показаны различные углы прецессии диска:  $\alpha = 15^\circ$  и  $70^\circ$  (вверху),  $\alpha = 118^\circ$  и  $180^\circ$  (внизу).

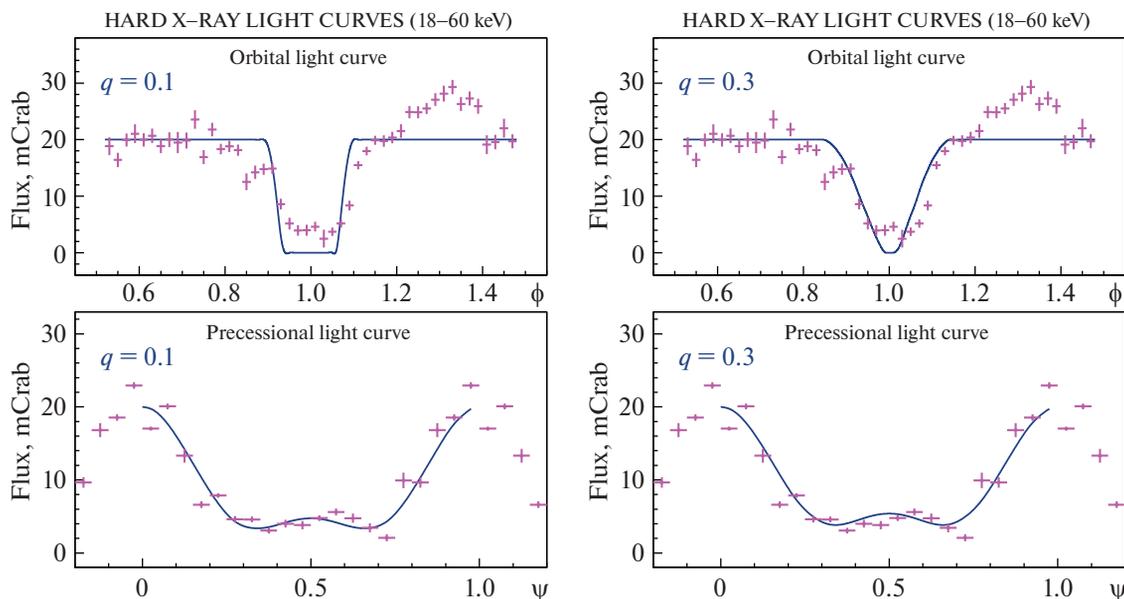
2011 г. на спутнике INTEGRAL было получено 7 сетов наблюдений главного минимума SS 433 в диапазоне 18–60 кэВ вблизи момента  $T_3$  прецессионной переменности (момент максимального раскрытия аккреционного диска в направлении наблюдателя) [32–34]. Также в различных фазах прецессии диска были получены наблюдения вне затмений, что позволило построить прецессионную кривую SS 433 и выполнить совместный анализ орбитальной и прецессионной переменности. Анализ новых рентгеновских данных привел к открытию протяженной горячей “короны” у основания релятивистских джетов, которая является источником жесткого рентгеновского излучения [32]. Детальное совместное исследование орбитальной и прецессионной переменности позволило наложить ограничения на отношение масс и на массу релятивистского объекта [33, 34].

Для анализа рентгеновских данных спутника INTEGRAL в диапазоне 18–60 кэВ мы применили модель, описанную в работе [12]. Геометрия модели для одного из решений показана на рис. 3 для различных фаз прецессии. Рассматривается тесная двойная система, состоящая из “нормальной” звезды, которая заполняет внутреннюю критическую полость Роша, и релятивистского объекта, окруженного геометрически толстым аккреционным диском. Под аккреционным диском понимается сам диск вместе с радиально отходящей под действием давления излучения протяженной атмосферой. Диск наклонен к орбитальной плоскости на угол  $\theta_0$ . Релятивистские джеты направлены перпендикулярно экваториальной плоскости диска. Диск и джеты прецесси-

руют в пространстве и меняют свою ориентацию относительно “нормальной” звезды. Предполагается, что джеты, скорее всего, имеют двухкомпонентную структуру: толстый “джет” и тонкий джет. Наблюдаемые рентгеновские затмения, по-видимому, связаны с затмениями толстых “джетов”, которые представляют собой высокотемпературные области в атмосфере диска у основания тонких релятивистских джетов.

Фигура диска аппроксимируется поверхностью сфероида, нерелятивистские толстые “джеты” также аппроксимируются сфероидом, который может быть вытянут вдоль оси джета. Внутри аккреционного диска находится конусообразная воронка, угол раствора которой является параметром задачи. “Джеты” частично погружены в воронку, что качественно может объяснить изменение внезатменной рентгеновской светимости с фазой прецессии. В рентгеновском диапазоне излучают только толстые “джеты”, а звезда и диск в процессе орбитального и прецессионного движения затмевают их. Взаимное расположение компонентов системы по отношению к земному наблюдателю определяется наклоном орбиты  $i \simeq 79^\circ$ , углом наклона экваториальной плоскости диска к плоскости орбиты  $\theta_0 \simeq 20^\circ$  (эти параметры хорошо известны из спектроскопии), углом прецессии  $\alpha$  и фазой орбитального периода  $\phi$ . В момент  $T_3$  (максимальное раскрытие диска)  $\alpha = 0^\circ$ , в моменты, когда диск виден с “ребра”,  $\alpha = 118^\circ$  и  $242^\circ$ . В главном минимуме (фаза  $\phi = 0$ ) оптическая звезда находится впереди диска.

Расчеты в широком диапазоне параметров модели показали, что для малых отношений масс



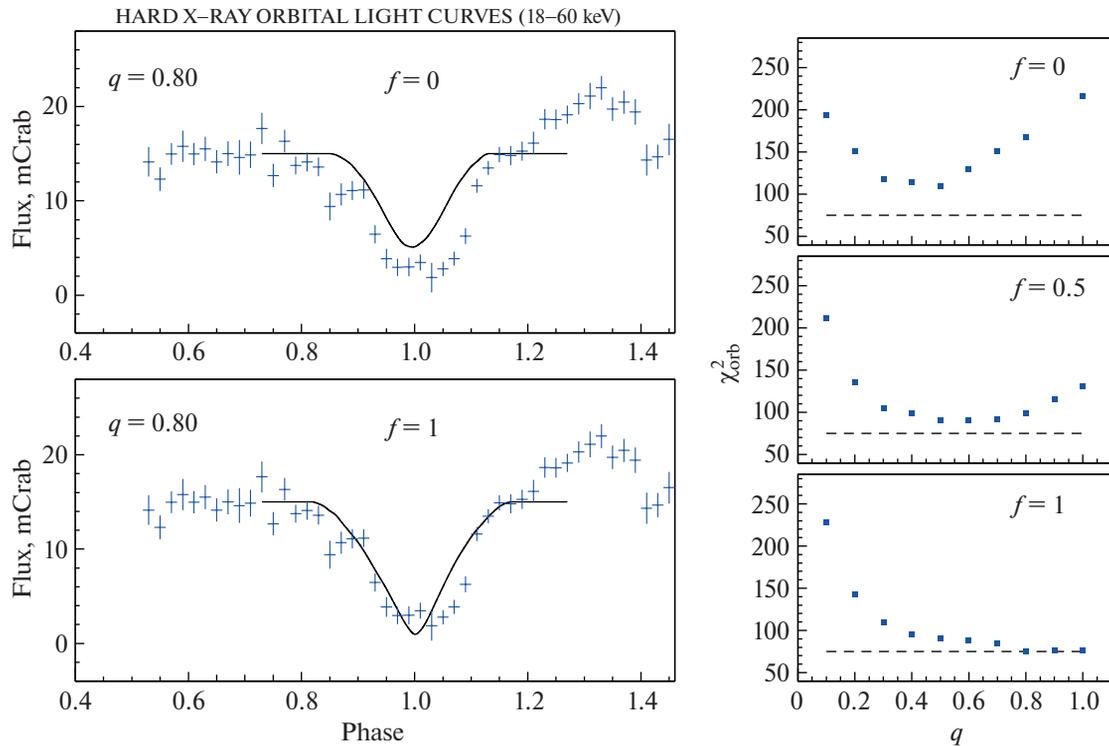
**Рис. 4.** Рентгеновские кривые блеска SS 433 в диапазоне 18–60 кэВ. Вверху приведены орбитальные кривые для  $q = 0.1$  (слева) и  $q = 0.3$  (справа). Внизу – прецессионные кривые блеска для  $q = 0.1$  (слева) и  $q = 0.3$  (справа). Сплошные линии – модельные кривые блеска при оптимальных параметрах, крестики – наблюдательные данные. Для малого значения  $q = 0.1$  не удается одновременно описать орбитальную и прецессионную переменность, для  $q = 0.3$  орбитальная и прецессионная переменность описываются удовлетворительно.

$q < 0.3$  невозможно одновременно описать орбитальную и прецессионную переменность, для примера на рис. 4 (слева) показаны кривые блеска для  $q = 0.1$ . С увеличением значения отношения масс это становится возможным. Было показано, что модельные кривые блеска достаточно хорошо описывают как орбитальную, так и прецессионную переменность SS 433 для диапазона отношений масс  $q \simeq 0.3–0.5$  (см. рис. 4, справа). Из анализа кривых блеска было найдено, что угол раствора воронки составляет  $\sim 70^\circ–80^\circ$  и видимые горизонтальные размеры “джетов” близки к размерам диска, т.е. над диском присутствует широкая горячая “корона”, являющаяся источником жесткого рентгеновского излучения. При прецессии “корона” частично затмевается краями аккреционного диска (см. рис. 3), что обеспечивает наблюдаемую прецессионную переменность. По результатам анализа рентгеновских кривых SS 433, полученных на обсерватории INTEGRAL, было сделано заключение, что отношение масс в системе  $q \simeq 0.3–0.5$ , и релятивистский объект с большой вероятностью является черной дырой [33, 34].

Позднее были опубликованы работы, в которых было предположено, что звезда-донор в SS 433 может значительно переполнять свою внутреннюю критическую полость Роша. Такие предположения высказаны как на основе детальных газодинамических расчетов течения веще-

ства в ТДС [35], так и при исследовании эволюции массивных рентгеновских двойных систем [36] (подробнее см. в обзорной статье Черепашука и др. [37]). Мы проверили, как в этом случае могут измениться выводы, сделанные нами ранее в [33, 34], рассмотрев три варианта модели. 1) Поверхность звезды совпадает с внутренней критической поверхностью (параметр переполнения полости Роша  $f = 0$ ). Этот случай был уже исследован в наших предыдущих работах [33, 34]. 2) Поверхность звезды достигает внешней критической поверхности ( $f = 1$ ). 3) Промежуточный случай, когда эквипотенциальная поверхность звезды находится в пространстве между внутренней и внешней критическими эквипотенциальными поверхностями ( $f = 0.5$ ). Для двух значений параметра переполнения звездой полости Роша  $f = 0.5$  и  $f = 1$  был выполнен новый анализ орбитальных рентгеновских кривых блеска (18–60 кэВ) при различных отношениях масс  $q$  (подробнее см. [37]).

Результаты расчетов проиллюстрированы на рис. 5. Слева приведены орбитальные кривые для  $q = 0.8$ . Если в случае заполнения звездой внутренней полости Роша ( $f = 0$ ) для решения задачи ширина теоретического минимума заметно меньше ширины наблюдаемого, то при переполнении звездой полости Роша ( $f = 1$ ) теоретический минимум хорошо соответствует наблюдениям, что несложно понять, так как размер звезды увели-



**Рис. 5.** Рентгеновские кривые блеска SS 433 (18–60 кэВ) в зависимости от параметра переполнения звездой полости Роша при  $q = 0.8$  (слева). Сплошные линии – модельные кривые, крестики – наблюдательные данные. Вверху – случай заполнения звездой внутренней полости Роша ( $f = 0$ ), внизу – звезда переполняет внутреннюю полость Роша ( $f = 1$ ). Справа показаны графики невязок  $\chi^2$  для модельных орбитальных кривых при трех значениях параметра переполнения полости Роша  $f = 0, 0.5, 1$  в зависимости от отношения масс  $q$ . Штриховые линии – минимальное значение  $\chi^2$  для  $f = 1$ .

чился. Кривые невязок для разных значений  $f$  показаны справа в зависимости от  $q$ . Видно, что с увеличением степени переполнения полости Роша  $f$  возрастают значения  $q$ , при которых модельные кривые соответствуют наблюдениям. Принимая во внимание прецессионную переменность, был сделан вывод, что при переполнении звездой внутренней полости Роша возможные значения отношения масс в SS 433 находятся в диапазоне  $q \simeq 0.4-0.8$ , и релятивистский объект, наиболее вероятно, является черной дырой [37].

Недавно независимым методом в статье Черепашука и др. [38] сделана оценка отношения масс в SS 433. В этой работе был открыт эксцентриситет орбиты SS 433, и доказано увеличение орбитального периода. По оценкам авторов отношение масс  $q = M_X/M_V > 0.8$  и масса релятивистского объекта  $M_X > 8 M_\odot$ . Таким образом, совокупность наблюдательных данных, полученных к настоящему времени (подробнее см. [37, 38]), свидетельствует в пользу гипотезы о черной дыре в двойной системе SS 433.

#### 4. МАССИВНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА WR22

Двойная система WR22 состоит из звезды O9 III–V и звезды WN7h, массивной и горячей звезды с мощным звездным ветром. WR22 – одна из самых ярких звезд Вольфа–Райе на небе ( $V = 6.4^m$ ), она расположена на южном небе в созвездии Киля и является членом ассоциации Сагина OB1, содержащей большое количество массивных звезд ранних спектральных классов. Система имеет длительный орбитальный период  $P_{\text{orb}} = 80.336^d$  и большой эксцентриситет орбиты  $e \sim 0.6$ , она является спектроскопической двойной. Также было установлено, что система является затменно-двойной с единственным за период узким затмением глубиной  $\sim 0.1^m$  (см. в [39]). Из-за большого периода фотометрические наблюдения представляют собой непростую задачу.

Согласно спектральным данным, в атмосфере звезды WR содержится значительное количество водорода ( $\sim 44\%$  [40]). Спектр относят к подтипу WNL+abs, который выделяется среди звезд WR, такие звезды являются самыми яркими и массив-

ными. Предполагается, что они находятся на переходной стадии эволюции наиболее массивных Of звезд ( $>60 M_{\odot}$ ) к звездам WR других типов, определение параметров таких звезд является актуальной задачей.

Спектроскопические элементы орбиты и отношение масс компонентов определены независимо в двух работах [41, 42]. Так как в спектре системы абсорбционные линии звезды O9 III–V очень слабы, построение кривых лучевых скоростей обоих компонентов – сложная задача, также оказалось сложным определить класс светимости звезды O9 (ее относят либо к звездам ГП, либо к гигантам), при этом оценочные радиусы звезды O9 отличаются почти в 2 раза. Согласно спектроскопическим данным [42], минимальная масса звезды Вольфа–Райе составляет  $\sim 55 M_{\odot}$ , и до недавнего времени она считалась самой массивной звездой WR, которую удалось “взвесить”, т.е. получить надежную оценку массы. Для более точной оценки массы нужно знать наклонение орбиты, которое можно получить из кривой блеска, кроме того, из кривых блеска можно оценить другие параметры компонентов.

С целью определения параметров системы WR22 были получены и проанализированы ряды наблюдений из космоса [39]. Наблюдения выполнялись в 2017–2018 гг. на телескопе BRITe-Heweliusz космического проекта BRITe-Constellation [43]. Длительность ряда фотометрических данных в красном фильтре составляет  $\sim 300$  дней. Наблюдаемая кривая блеска включает три полных орбитальных цикла системы, в течение орбитального цикла наблюдается только один минимум  $\sim 0.08^m$  (при этом звезда WR находится перед звездой O9, момент минимума почти совпадает с моментом прохождения периастра). Форма минимумов различается для разных орбитальных циклов (рис. 6, слева вверху), что связывают с неоднородной структурой звездного ветра [39]. Для анализа мы использовали кривую блеска, объединяющую три цикла (рис. 6, справа вверху показана область минимума, внизу – полная орбитальная кривая блеска, свернутая с орбитальным периодом).

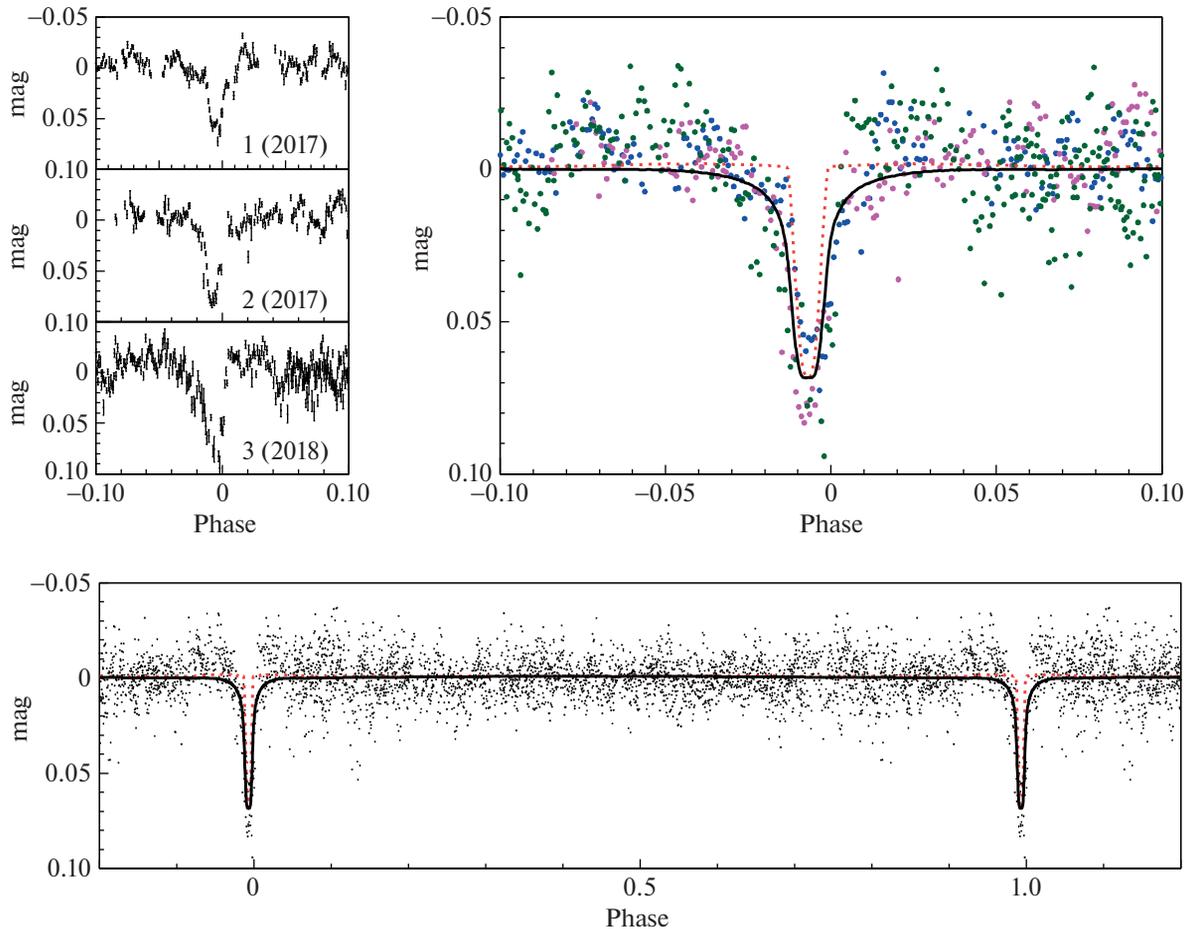
Анализ кривых блеска WR22 [39] был выполнен с использованием модели, предложенной нами для исследования двойных систем, в состав которых входят звезды с сильным звездным ветром [18]. Стандартная модель Роша была дополнена учетом поглощения в звездном ветре вокруг одного из компонентов, основным механизмом поглощения считается электронное рассеяние, для скорости звездного ветра используется общепринятый  $\beta$ -закон. Для учета поглощения в звездном ветре задаются следующие параметры:  $\dot{M}_{WR}$  – темп потери массы звездой Вольфа–Райе,  $V_{\infty}$  – скорость звездного ветра на бесконечности,

$\beta$  – параметр в законе скорости ветра,  $\mu_e$  – средний электронный молекулярный вес вещества в звездном ветре, который зависит от соотношения водорода и гелия.

При вычислении модельных кривых блеска были приняты спектроскопические элементы из работы [42]. Поскольку на кривой блеска присутствует только одно затмение, которое к тому же может быть не геометрическим, а чисто атмосферным, найти из кривой блеска относительные радиусы компонентов невозможно. Поэтому мы были вынуждены зафиксировать радиусы обеих звезд. Для звезды O рассматривались два варианта класса светимости – O9 V (Модель 1) и O9 III (Модель 2). Соответствующие радиусы и температуры приняты согласно [44]. Для звезды WR радиус был принят согласно [40]. Параметр  $\beta$  в законе скорости ветра был зафиксирован равным 1, что считается характерной величиной для звезд WNh. Детальное описание процедуры решения кривой блеска WR22 содержится в работе [39]. Параметры модели и результаты решения кривой блеска представлены в табл. 2.

При минимизации по параметрам было получено два решения задачи, соответствующие двум возможным классам светимости звезды O9 V (Модель 1) и O9 III (Модель 2). Более предпочтительным по физическим соображениям является решение для звезды O9 V, поскольку в этой модели полученная температура звезды WN7 находится в хорошем согласии с данными [40]. В Модели 2 температура WN7 более, чем в два раза превышает значение, определенное по анализу спектра [40]. Установлено, что затмение в системе является комбинированным, т.е. сочетает геометрическое и атмосферное затмения звезды O9 V звездой WN7 и ее ветром. Показано, что попытка решения кривой блеска системы в модели Роша без учета влияния ветра приведет к получению заведомо неверных параметров. Несмотря на присутствие на кривых блеска всего одного неглубокого затмения, удалось надежно определить наиболее интересные и до сих пор остававшиеся неизвестными параметры WR22: угол наклонения орбиты  $i = 83.5^{\circ}$ ,  $T_{WR} \simeq 50\,000$  К (что хорошо согласуется с результатами спектрального анализа [40]), темп потери массы звездой Вольфа–Райе  $\dot{M}_{WR} \sim 2 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ , уточненные значения масс компонентов  $M_{WR} = 56.4 M_{\odot}$ ,  $M_O = 21.0 M_{\odot}$ .

На рис. 6 показаны наблюдаемая и модельная кривые блеска для решения задачи в Модели 1. На рис. 7 показана геометрия затмения звезды O9 V звездой WN7.



**Рис. 6.** Наблюдаемые и модельные кривые блеска WR22. Верхняя панель: слева – наблюдаемые минимумы трех орбитальных кривых, справа – решение кривых блеска в Модели 1 в области минимума. Нижняя панель: полная орбитальная кривая для решения задачи в Модели 1. Сплошная черная линия – модельная кривая блеска для оптимальных параметров (табл. 2), красная пунктирная линия – компонент модельной кривой блеска, соответствующий модели Роша без учета поглощения в ветре WR. Точки различных цветов – наблюдаемые минимумы в три различные эпохи (см. сверху слева).



**Рис. 7.** Модель системы WR22 для наилучших параметров Модели 1 (WN7 + O9 V). Приведены изображения для фаз (слева направо) 0.99, 0.0, 0.01 (момент соединения соответствует фазе 0.0). Звезда WN7 находится впереди звезды O9 V, ветер звезды WN7 на рисунке не показан. В фазах 0.99 и 0.01 происходит атмосферное затмение звезды O9 V ветром звезды WN7.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сделан краткий обзор методов синтеза ТДС, включая уникальные модели, созданные нашей группой в ГАИШ МГУ, и продемонстрировано, как применение методов синтеза позволяет получить физические характеристики компонентов ТДС различных типов.

1) Выполнен анализ многоцветных кривых блеска недавно открытой предкатаклизмической системы GPX-TF16E-48 с использованием нашего программного кода в модели Роша с учетом пятен на поверхности компонентов. Моделирование кривых блеска с привлечением спектроскопической информации позволило

**Таблица 2.** Основные параметры системы WR22 для Модели 1 (WN7 + O9 V)

Параметр	Звезда WN7	Звезда O9V
Параметры системы и компонентов		
$P_{\text{orb}}$ , дни (орбитальный период)	80.336 <sup>a</sup>	
$e$ (эксцентриситет)	0.598 <sup>a</sup>	
$i$ , ° (наклонение орбиты)	83.5 ± 0.4	
$\omega$ , ° (долгота периастра)	268.2 <sup>a</sup>	88.2 <sup>a</sup>
$M \sin^3 i$ , $M_{\odot}$	55.3 <sup>a</sup>	20.6 <sup>a</sup>
$M$ , $M_{\odot}$ (масса звезды)	56.4	21.0
$R$ , $R_{\odot}$ (радиус звезды)	22.65 <sup>c</sup>	7.53 <sup>b</sup>
$T$ , К (температура звезды)	32900 <sup>b</sup>	50000
$\mu$ (коэффициент заполнения полости Роша)	0.340	0.184
$F_{\text{O}}/F_{\text{WR}}$ (отношение потоков O/WR)	0.064	
Параметры ветра звезды WR		
$\dot{M}_{\text{WR}}$ , $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (темп потери массы)	1.9 ± 0.2	—
$\beta$ (параметр в законе скорости)	1.0	—
$V_{\infty}$ , км/с (скорость на бесконечности)	1785 <sup>c</sup>	—
$\mu_e$ (средний электронный молекулярный вес)	1.39 <sup>c</sup>	—
$\tau_0$ (референсная оптическая толщина)	0.0064 ± 0.0006	—

Примечание. Надстрочные символы  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – ссылки на статьи, данные из которых приведены в таблице:  $a$  – [42],  $b$  – [44],  $c$  – [40].

оценить параметры системы и компонентов: наклонение орбиты  $i = 73.1^{\circ} \pm 0.2^{\circ}$ , отношение масс  $q = M_2/M_1 \approx 0.88$ , параметры звезды K7 V  $M_2 \approx 0.64 M_{\odot}$ ,  $R_2 = 0.645 \pm 0.012 R_{\odot}$ ,  $T_2 \approx 4070$  К, параметры белого карлика  $M_1 \approx 0.72 M_{\odot}$ ,  $R_1 = 0.013 \pm 0.003 R_{\odot}$ ,  $T_1 = 8700 \pm 1100$  К [24]. Показано, что вторичная звезда не заполняет свою полость Роша, и в системе, вероятно, пока не происходит перетекания вещества от звезды К к компактному объекту через внутреннюю точку Лагранжа. Наблюдаемая кривая блеска в фильтре  $r$  имеет аномальную форму, было высказано предположение о наличии дополнительного источника излучения в красной области спектра, которым может быть циклотронное излучение, возникающее при медленной аккреции ветра звезды К в сильном магнитном поле белого карлика. Этот вывод был недавно независимо подтвержден в работе [29], в которой была обнаружена циклотронная эмиссия в красной области спектра.

2) Кривые блеска микроквара SS 433 исследовались в течение многих лет, для этого нами были созданы специальные модели, они развивались и усложнялись. Существенный прогресс в исследованиях SS 433 произошел после запуска орбитальной рентгеновской и гамма-обсерватории INTEGRAL. Полученные наблюдения в диапазоне 18–60 кэВ привели к открытию горячей протяженной “короны” у основания релятивист-

ских джетов, которая является источником жесткого рентгеновского излучения. Совместный анализ орбитальной и прецессионной переменности в модели двойной системы с прецессирующим диском, воронкой и погруженной в нее “коронной” позволил наложить ограничения на отношение масс  $q = M_x/M_v \approx 0.3\text{--}0.5$ , а с учетом возможного переполнения оптической звездой полости Роша возможные значения отношения масс возрастают:  $q \approx 0.4\text{--}0.8$ . Полученные оценки массы релятивистского объекта соответствуют черной дыре. Независимые наблюдательные данные также свидетельствуют в пользу того, что релятивистский объект в SS 433, скорее всего, является черной дырой.

3) Выполнен анализ кривых блеска системы WR22 (WN7h + O9 V) в течение трех полных орбитальных циклов ( $P_{\text{orb}} = 80.3^{\text{д}}$ ). Анализ кривых блеска проводился в рамках оригинальной модели с учетом поглощения в ветре звезды Вольфа–Райе. Показано, что учет звездного ветра существенно влияет на результаты решения кривой блеска. Получено два решения задачи, соответствующие двум возможным классам светимости звезды O9, более предпочтительным по физическим соображениям является решение для звезды O9 V. Найдено, что затмение в системе является комбинированным, т.е. сочетанием геометрического и атмосферного затмения звезды O9 V звездой WN7 и ее ветром. Несмотря на наличие на

кривых блеска всего одного неглубокого затмения, удалось надежно определить наиболее интересные и до сих пор оставшиеся неизвестными параметры WR22:  $i = 83.5^\circ$ ,  $T_{WR} \simeq 50\,000$  К, темп потери массы звездой Вольфа–Райе  $\dot{M}_{WR} \sim 2 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ , уточненные значения масс компонентов  $M_{WR} \simeq 56.5 M_\odot$ ,  $M_O \simeq 21 M_\odot$ .

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Э.А.А. поддержана Междисциплинарной научно-образовательной школой МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования”. Работа И.И.А. поддержана грантом Российского научного фонда 23-12-00092 (анализ кривых блеска, разработка методики учета звездного ветра в двойной системе).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *G. Hill and J. B. Hutchings*, *Astrophys. J.* **162**, 265 (1970).
2. *R. E. Wilson and E. J. Devinney*, *Astrophys. J.* **166**, 605 (1971).
3. *D. B. Wood*, *Astron. J.* **76**, 701 (1971).
4. *R. E. Wilson*, *Astrophys. J.* **234**, 1054 (1979).
5. *Н. Г. Бочкарев, Е. А. Карицкая, Н. И. Шакура*, *Астрон. журн.* **56**, 16 (1979).
6. *Н. И. Балог, А. В. Гончарский, А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* **58**, 67 (1981).
7. *Н. I. Balog, A. V. Goncharov, Z. Yu. Metlitskaya, and A. M. Cherepashchuk*, *Peremennye Zvezdy* **21**, 695 (1982).
8. *Т. С. Хрузина*, *Астрон. журн.* **62**, 94 (1985).
9. *Э. А. Антохина*, *Астрон. журн.* **65**, 1164 (1988).
10. *Э. А. Антохина*, *Астрон. журн.* **73**, 532 (1996).
11. *Э. А. Антохина, А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* **64**, 562 (1987).
12. *Э. А. Антохина, Е. В. Сейфина, А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* **69**, 282 (1992).
13. *Т. С. Хрузина и А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* **72**, 203 (1995).
14. *Т. С. Хрузина*, *Астрон. журн.* **82**, 881 (2005).
15. *Т. С. Хрузина*, *Астрон. журн.* **88**, 463 (2011).
16. *Э. А. Антохина, А. М. Черепашук*, *Астрон. журн.* **71**, 420 (1994).
17. *Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, В. В. Шиманский*, *Астрон. журн.* **82**, 131 (2005).
18. *Е. А. Antokhina, I. I. Antokhin, and A. M. Cherepashchuk*, *Astron. Astrophys. Trans.* **28**, 3 (2013).
19. *Е. А. Antokhina, I. I. Antokhin, and A. M. Cherepashchuk*, *Bull. Crimean Astrophys. Observ.* **109**, 54 (2013).
20. *R. E. Wilson*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **106**, 921 (1994).
21. *J. Kallrath and E. F. Milone*, *Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis* (New York: Springer-Verlag, 2009).
22. *A. Prsa and T. Zwitter*, *Astrophys. J.* **628**, 426 (2005).
23. *A. Prsa, K. E. Conroy, M. Horvat, H. Pablo, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **227**, id. 29 (2016).
24. *V. Krushinsky, P. Benni, A. Burdanov, I. Antokhin, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **493**, 5208 (2020).
25. *C. Tappert, B. T. Gansicke, L. Schmidtobreick, A. Aungerojwit, R. E. Mennickent, and D. Koester*, *Astron. and Astrophys.* **474**, 205 (2007).
26. *S. G. Parsons, C. A. Hill, T. R. Marsh, B. T. Gansicke, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **458**, 2793 (2016).
27. *E. A. Antokhina, A. F. J. Moffat, I. I. Antokhin, J.-F. Bertrand, and R. Lamontagne*, *Astrophys. J.* **529**, 463 (2000).
28. *T. S. Boyajian, K. von Braun, G. van Belle, H. A. McAlister, et al.*, *Astrophys. J.* **757**, id. 112, (2012).
29. *P. Hakala, S. G. Parsons, T. R. Marsh, B. T. Gansicke, G. Ramsay, A. Schwobe, and J. J. Hermes*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **513**, 3858 (2022).
30. *Э. А. Антохина, А. М. Черепашук*, *Письма в Астрон. журн.* **11**, 10 (1985).
31. *A. M. Cherepashchuk, R. A. Sunyaev, E. V. Seifina, I. E. Panchenko, S. V. Molkov, and K. A. Postnov*, *Astron. and Astrophys.* **411**, L441 (2003).
32. *A. M. Cherepashchuk, R. A. Sunyaev, S. N. Fabrika, K. A. Postnov, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **437**, 561 (2005).
33. *A. M. Cherepashchuk, R. A. Sunyaev, K. A. Postnov, E. A. Antokhina, and S. V. Molkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **397**, 479 (2009).
34. *A. M. Cherepashchuk, R. A. Sunyaev, S. V. Molkov, E. A. Antokhina, K. A. Postnov, and A. I. Bogomazov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **436**, 2004 (2013).
35. *K. Pavlovskii, N. Ivanova, K. Belczynski, and K. X. Van*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 2092 (2017).
36. *E. P. J. van den Heuvel, S. F. Portegies Zwart, and S. E. de Mink*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 4256 (2017).
37. *A. M. Cherepashchuk, K. Postnov, S. Molkov, E. Antokhina, and A. Belinski*, *New Astronomy Rev.* **89**, id. 101542 (2020).
38. *A. M. Cherepashchuk, A. A. Belinski, A. V. Dodin, and K. A. Postnov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **507**, L19 (2021).
39. *G. Lenoir-Craig, I. I. Antokhin, E. A. Antokhina, N. St-Louis, and A. F. J. Moffat*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **510**, 246 (2022).
40. *W.-R. Hamann, G. Grafener, A. Liermann, R. Hainich, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **625**, id. A57 (2019).
41. *G. Rauw, J.-M. Vreux, E. Gosset, D. Hutsemekers, P. Magain, and K. Rochowicz*, *Astron. and Astrophys.* **306**, 771 (1996).
42. *J. Schweickhardt, W. Schmutz, O. Stahl, Th. Szeifert, and B. Wolf*, *Astron. and Astrophys.* **347**, 127 (1999).
43. *W. W. Weiss, S. M. Rucinski, A. F. J. Moffat, A. Schwarzenberg-Czerzny, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **126**, 573 (2014).
44. *F. Martins, D. Schaerer, and D. J. Hillier*, *Astron. and Astrophys.* **436**, 1049 (2005).

## DETERMINATION OF THE CLOSE BINARY SYSTEMS PARAMETERS BY SYNTHESIS METHODS: FROM WHITE DWARFS TO WOLF–RAYET STARS AND BLACK HOLES

**E. A. Antokhina<sup>a</sup> and I. I. Antokhin<sup>a</sup>**

*<sup>a</sup>Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Synthesis methods for light and radial velocity curves are currently one of the main tools for studying close binary systems (CBS). The paper gives a brief overview of the history and development of the methods and their implementations at the SAI MSU, where a set of computer programs has been created to analyze observations of various types of CBS. As a demonstration, we present the results of the analysis by our algorithms of three interesting CBSs at different evolutionary stages. An analysis of the unusual light curves of the recently discovered pre-cataclysmic binary GPX-TF16E-48 was performed using the Roche model with spots on the normal star. The X-ray light curves of the microquasar SS433 were analyzed in a model with a precessing accretion disk. Thanks to the photometric data obtained from space, the highly elliptical Wolf–Rayet binary WR22 was studied in the Roche model accounting for the absorption in the powerful wind of the Wolf–Rayet star. As a result of this detailed analysis of the light curves and involving spectroscopic information, the parameters of the CBSs and their components were found. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* eclipsing binary stars, Wolf–Rayet stars, white dwarfs, black holes

## ПОДТВЕРЖДЕНИЕ НОВОГО ЭВОЛЮЦИОННОГО СТАТУСА UU CAS

© 2023 г. С. Ю. Горда<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Коуровская астрономическая обсерватория, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: stanislav.gorda@urfu.ru

Поступила в редакцию 07.04.2023 г.

После доработки 26.05.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Приведены результаты нового спектрального исследования тесной двойной системы (ТДС) с массивными компонентами UU Cas, выполненного на основе спектров, полученных на эшелле-спектрометре 1.2-м телескопа Коуровской астрономической обсерватории УрФУ с 2017 по 2022 г. Результаты данного исследования подтверждают новый эволюционный статус UU Cas, ранее определенный автором на основе спектрофотометрии этой системы в 2017 г. и подтвержденный в ряде работ других исследователей, согласно которому система находится в заключительной стадии процесса обмена масс, а не в его начале, как считалось ранее. Ее компоненты не являются очень массивными, а значение отношения их масс является обратным тому, что было определено ранее по результатам фотометрии. Полученные на значительно более обширном наблюдательном материале значения полуамплитуд лучевых скоростей  $K_1 = 195.6$  км/с,  $K_2 = 106.5$  км/с и масс обоих компонентов  $M_1 = 9.6 M_\odot$ ,  $M_2 = 17.6 M_\odot$  для угла наклона орбиты  $i = 74.5^\circ$ , приведенного недавно в литературе, а также радиуса орбиты  $A = 54 R_\odot$  этой ТДС сравнимы с найденными ранее автором значениями. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

**Ключевые слова:** тесная двойная система, спектральные исследования, лучевые скорости, эволюционный статус, UU Cas

**DOI:** 10.31857/S0004629923090050, **EDN:** AQEYVV

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении почти 80 лет затменная переменная UU Cas ( $V = 10.4^m - 10.8^m$ ,  $P = 8.51929^d$ ) была известна как тесная двойная система (ТДС) с очень массивными, порядка  $30 M_\odot$  и более, компонентами. Вывод был сделан на основе первого и, вплоть до 2009 г., единственного спектрального исследования UU Cas, проведенного Сенфордом [1] еще в 30-х годах прошлого века. В полученных фотографических спектрах он обнаружил линии только одного компонента и определил его спектральный класс, как В1. Учитывая значение полуамплитуды построенной кривой лучевых скоростей,  $K_1 = 161$  км/с, Сенфорд оценил массу видимого компонента в пределах  $(30-100) M_\odot$ . Первое значение соответствовало случаю равенства масс компонентов, второе – половинной массе вторичного компонента  $q = M_2/M_1 = 0.5$ . Случай меньшей массы вторичного компонента рассматривался Сенфордом как более реалистичный, т.к. его линии в спектре не просматривались. На основе этих данных система

UU Cas долгое время считалась одной из самых массивных известных ТДС.

Этот вывод был подтвержден Паренаго и Куркаркиным [2] на основе данных фотографической фотометрии. Получив из решения кривой блеска отношение светимостей компонентов, они, используя зависимость “Масса–Светимость”, оценили отношения масс компонентов ( $q = 0.68$ ), а также и сами значения их масс:  $M_1 = 58 M_\odot$ ,  $M_2 = 40 M_\odot$  [2]. Эти результаты не противоречили выводам Сенфорда [1] о больших массах компонентов данной ТДС. На более точных современных кривых блеска UU Cas, полученных Кумсиашвили [3] и Полушиной [4] с использованием фотоэлектронных приемников излучения, отмечались значимые (до  $0.08^m$ ) отклонения блеска от средних значений. Это объяснялось наличием газовой составляющей в системе (общая оболочка, газовые струи), образующейся вследствие заполнения более массивным компонентом своей полости Роша. Полученные в процессе решения кривых блеска методом синтеза [5] и классическим методом Рессела-Мерила [4] оценки значений масс компонентов в интер-

**Таблица 1.** Значения масс компонентов и большой полуоси орбиты UU Cas

№	Источник	$i$	$M_1/M_\odot$	$M_2/M_\odot$	$q = M_2/M_1$	$A/R_\odot$
1	[4]	69°	34.5 ± 1.5	25.7 ± 0.6	0.75 ± 0.3	69.0 ± 0.7
2	[5]	69°	26.0	23.4	0.8	65.0
3	[10]	69°	9.5 ± 2.1	17.7 ± 2.3	1.85 ± 0.02	52.7 ± 0.5
4	[12]	74.5°	9.0 ± 0.2	17.4 ± 0.3	1.93	52.2 ± 0.3

Примечание. Приведены данные из работ Полушиной [4], Антохиной и Кумсиашвили [5], Горды [10], Минникента и др. [12].

вале (23–35)  $M_\odot$  также не противоречили сделанным ранее выводам о том, что UU Cas является массивной ТДС. Таким образом, по результатам фотометрических наблюдений предполагалось, что система UU Cas находится на начальном этапе первого обмена масс. Более яркий и массивный компонент заполняет свою полость Роша и поставляет вещество на второй менее массивный и менее яркий компонент.

В 2008 г. на 2-м телескопе Болгарской Национальной Обсерватории Марковым и др. [6, 7] был получен ряд спектров UU Cas в двух спектральных интервалах. В этих спектрах линия  $H_\alpha$  наблюдалась в сильной эмиссии. Авторами было отмечено изменение формы линии с фотометрической фазой, что свидетельствовало о наличии газа в системе.

По смещениям линий нейтрального гелия и азота Марковым и др. [6, 7] была построена кривая лучевых скоростей главного компонента, аналогичная кривой Сенфорда, но с полуамплитудой на 25% больше. Попытки построить кривую лучевых скоростей второго компонента по линиям нейтрального гелия не увенчались успехом из-за недостаточного количества спектров, полученных на фазах, где двойственность спектральных линий гелия явно проявлялась. Анализируя изменение формы профиля эмиссионной линии  $H_\alpha$ , авторы предположили, что вторичный, плохо проявляющийся в спектре, компонент системы окружен толстым аккреционным диском, значительно экранирующим поток излучения от него. Модель системы UU Cas с аккреционным диском вокруг массивного компонента была представлена в работе Джурашевича и др. [8].

В период с января по апрель 2017 г. автором на оптоволоконном эшелле-спектрометре высокого разрешения 1.2-м телескопа Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета [9] был получен ряд спектров UU Cas.

Как и в спектрах Маркова и др. [6, 7], наблюдалась значительная, меняющаяся с фазой, эмиссия в линии  $H_\alpha$ , в то время как линии нейтрального гелия имели явно выраженную двухкомпонентную структуру. Автор провел разделение практически всех бленд линий He I на компо-

ненты и построить кривые лучевых скоростей, причем для вторичного (в фотометрическом плане) компонента впервые. Полученное значение отношения масс менее массивного компонента к более массивному,  $Q = M_1/M_2 = K_2/K_1 = 0.54$ , оказалось существенно меньше оценок, найденных из решений кривых блеска,  $q = M_2/M_1 = 0.75\text{--}0.8$  [4, 5]. Кроме того, соотношение масс компонентов UU Cas, полученное по спектральным данным ( $M_1 < M_2$ ), оказалось обратным тому, что определялось из фотометрии ( $M_1 > M_2$ ). Вместе с тем и сами значения масс компонентов, найденные по спектральным данным, оказались значительно меньше их оценок, ранее определенных по результатам фотометрии (см. первые три строки табл. 1). Более подробно результаты данного спектрального исследования приведены в работе Горды [10].

На основе полученных автором результатов был сделан вывод о том, что в системе UU Cas перенос вещества осуществляется со ставшего уже менее массивным компонента, заполняющего свою полость Роша, на более массивный, но в фотометрическом плане менее яркий компонент. Это говорит о том, что процесс обмена масс в ТДС UU Cas идет достаточно продолжительное время, и система, вероятно, находится в его заключительной стадии. Меньшая яркость более массивного компонента, как отмечено в работах Маркова и др. [6, 7] и Джурашевича и др. [8], связана с наличием оптически плотного газового диска, окружающего этот компонент.

Исследование структуры газовой составляющей в системе UU Cas методом Доплеровской томографии на основе спектральных данных, полученных автором, и представленное в работе Кононова, Горды и Парфенова [11], показало наличие всех структур, присущих процессу переноса вещества между компонентами. А именно, обнаружено присутствие потока газа с более яркого компонента через точку  $L_1$ , а также наличие газовой составляющей, окружающей более массивный, но менее яркий для наблюдателя компонент.

Полученное новое отношение масс компонентов UU Cas было использовано в работе Минникента и др. [12] при фотометрическом исследовании UU Cas. В данной работе использовались фотометрические данные из ряда обзоров, а также из упоминавшихся выше работ Полушиной [4] и Антохиной и Кумсиашвили [5].

При определении параметров системы UU Cas на основе данных объединенной кривой блеска применялась модель диска Джурашевича [9]. Найденные ими, в отличие от прежних фотометрических исследований UU Cas, массы компонентов и расстояния между ними оказались близки к спектральным определениям Горды [10] (см. последнюю строку табл. 1). Общая характеристика системы, как в плане эволюционного статуса, так и в плане газодинамической структуры, представленная в этой работе, вполне совпадает с выводами, приведенными в работах [10, 11].

Совсем недавно практически та же группа под руководством Петра Хадравы провела спектральное исследование системы UU Cas с привлечением всех известных на настоящий момент спектральных данных этой звезды [13]. В частности, были использованы и все спектры, полученные на тот момент автором, на основе которых ранее уже были получены изложенные выше результаты.

Разделение участков спектров тесной двойной UU Cas, в которых содержались бленды спектральных линий, на отдельные компоненты выполнялось посредством использования KOREL кода в Фурье области [14]. Профиль каждой абсорбционной линии разделялся на три компонента. Это фотосферные абсорбции двух компонентов и абсорбция, образованная в оптически тонкой области газовой составляющей (диска). Значение отношения масс компонентов  $q_{sp}$ , найденное по всем известным спектрам UU Cas, как и в работе [10], оказалось обратным определениям, полученным ранее исключительно по фотометрическим данным (кривым блеска). Среднее значение  $q_{sp} = M_2/M_1 = 2.54 \pm 0.68$  получилось даже больше, чем найденное в работе [10] (см. третью строку табл. 1).

Спектральные наблюдения UU Cas в Коуровской обсерватории были продолжены. За последние 5 лет получено большое количество новых спектров. Поэтому представляло определенный интерес получить новые, по сравнению с данными 2017 г., значения параметров этой ТДС, используя аналогичные методы обработки наблюдательного материала. С целью упрощения сравнения вновь полученных данных с результатами, приведенными в ранее опубликованных работах, будем считать главным компонентом более яркий, но менее массивный компонент ( $M_1$ ), соот-

ветственно вторичным – более массивный компонент ( $M_2$ ).

## 2. НОВОЕ СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ UU CAS В КОУРОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

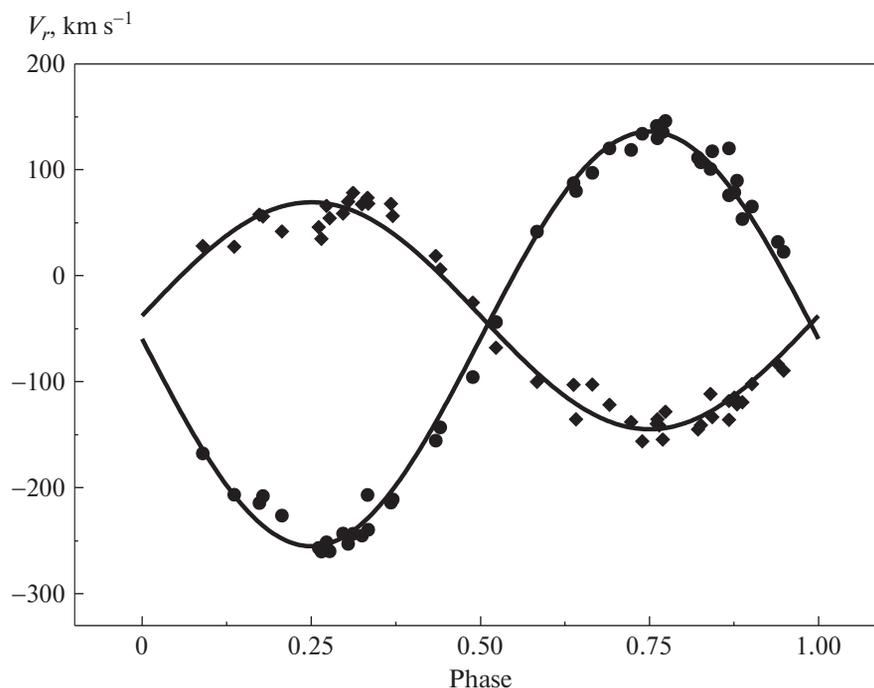
### 2.1. Наблюдения и обработка данных

Все спектры UU Cas были получены автором в период с января 2017 г. по апрель 2022 г. на оптоволоконном эшелле-спектрометре высокого разрешения  $R = 15000$  [15, 16] альтазимутального телескопа ( $D = 1.21$  м,  $F = 12.0$  м) Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета [9]. В качестве светоприемного устройства в спектрометре использовалась ПЗС-камера ANDOR DZ936N-BEX2-DD ( $2048 \times 2048$ , 13.5 мкм), с охлаждением ПЗС-чипа до температуры  $-85^\circ\text{C}$ .

За весь период наблюдений было получено 47 спектров UU Cas, достаточно равномерно распределенных на интервале фотометрических фаз. Спектрограммы содержали по 60 перекрывающихся порядков, охватывающих спектральный интервал 4100–7500 Å. Предварительная обработка вновь полученных 29 спектров производилась по схеме, подробно описанной в работе Горды [10].

Во всех спектрах UU Cas наиболее сильными являлись линии He I, а также линии однократно ионизованного азота N II в районе  $\lambda 5680$  Å. Все линии N II имели однокомпонентную структуру и, как впервые было показано Марковым и др. [7], принадлежали более яркому компоненту UU Cas. В отличие от линий ионизованного азота, профили линий нейтрального гелия, особенно в спектрах, полученных на фазах, близких к квадратурам, показывали явную двухкомпонентную структуру. При этом один из компонентов всегда был заметно глубже другого. Для исследования были выбраны профили трех наиболее сильных в спектрах линий He I 5875, He I 6678 и He I 7065. Профили более “синих” линий гелия были менее глубокими и существенно зашумленными, поэтому в работе не использовались.

Разделение профилей спектральных линий He I во вновь полученных спектрах проводилось методом аппроксимации гауссианами. При этом, учитывая, что в профилях линий гелия из-за наличия газовой составляющей в системе UU Cas и сравнительно низкого потенциала возбуждения атомов гелия может присутствовать эмиссионная составляющая, аппроксимация профилей линий, как и в предыдущей работе автора [10], проводилась тремя гауссианами.



**Рис. 1.** Кривые лучевых скоростей компонентов UU Cas (сплошные линии). Точки соответствуют лучевым скоростям менее массивного компонента ( $M_1$ ), ромбы – лучевым скоростям более массивного компонента ( $M_2$ ).

После разделения профилей линий He I на компоненты были вычислены их лучевые скорости и учтены гелиоцентрические добавки. Далее вычислялись средние значения лучевых скоростей на данную дату. Для более массивного, теперь главного компонента, усреднялись значения, полученные по трем линиям гелия. Для менее массивного, соответственно, вторичного компонента, усреднялись значения лучевых скоростей, полученные по трем линиям гелия и четырем линиям однократно ионизованного азота. Полученные по всем спектрам значения усредненных лучевых скоростей, соответствующие им фотометрические фазы и моменты наблюдений приведены в табл. 2.

Значения фотометрических фаз были вычислены с использованием приведенной ниже формулы, которая используется на протяжении практически всего промежутка времени исследования UU Cas, поскольку изменение ее периода пока не было обнаружено:

$$JD_{\odot} = 2445722.10557 + 8.51929^d E.$$

## 2.2. Новые кривые лучевых скоростей UU Cas

Аппроксимация вычисленных значений лучевых скоростей производилась функцией синус, поскольку из фотометрических и полученных ранее спектральных данных следует, что орбиты

компонентов круговые. При построении кривых лучевых скоростей нелинейным методом наименьших квадратов не использовались значения  $V_r$  для обоих компонентов на фазах от 0.9 до 0.1 и от 0.4 до 0.6, т.к. они были определены с большой степенью неопределенности (см. данные табл. 2). Результаты аппроксимации проиллюстрированы на рис. 1, а значения соответствующих коэффициентов приведены в табл. 3. В последнем столбце этой таблицы находятся значения среднеквадратичных ошибок разброса полученных значений лучевых скоростей компонентов относительно соответствующих кривых лучевых скоростей.

Значения масс с точностью до множителя  $\sin^3(i)$ , а также проекций больших полуосей орбит компонентов приведены в табл. 4, а значения масс компонентов и размера полуоси взаимной орбиты для двух углов наклона  $i = 69^\circ$  [3, 4] и  $i = 74.5^\circ$  [12] – в табл. 5.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе использования всего объема спектральных данных, включающих и 29 новых спектров, полученных в течение пяти лет после первого спектрального исследования автором [10] затменной переменной звезды с массивными компонентами раннего спектрального класса UU Cas на эшелле-спектрометре 1.2-м телескопа Коуровской обсерватории Уральского

Таблица 2. Моменты наблюдений спектров, фотометрические фазы и лучевые скорости компонентов UU Cas

Дата	HJD 2450000+	Фаза	$V_r(M_2)$ , км/с	$\pm\sigma$ , км/с	$V_r(M_1)$ , км/с	$\pm\sigma$ , км/с
25.01.2017	7779.2327	0.2725	66.1	5.3	-251.4	3.5
09.03.2017	7822.1542	0.3119	78.4	8.1	-243.2	3.9
14.03.2017	7827.1870	0.9016	-101.9	4.5	65.6	2.9
14.03.2017	7827.5055	0.9400	-83.2	6.0	32.0	1.7
16.03.2017	7829.1793	0.1362	27.5	4.3	-206.4	2.8
16.03.2017	7829.4956	0.1734	57.9	6.4	-214.3	3.1
19.03.2017	7832.1715	0.4888	-25.2	13.6	-95.4	5.1
19.03.2017	7832.4737	0.5231	-67.6	12.6	-43.6	3.5
21.03.2017	7834.1746	0.7228	-137.8	4.6	118.8	4.3
21.03.2017	7834.5055	0.7617	-135.3	3.4	129.9	2.9
22.03.2017	7835.1760	0.8404	-111.4	5.4	100.9	2.6
22.03.2017	7835.4786	0.8756	-114.7	7.1	78.9	2.0
06.04.2017	7850.4891	0.6378	-102.7	10.5	87.6	8.5
11.04.2017	7855.4478	0.2200	65.6	3.4	-234.9	2.9
27.07.2017	7962.3184	0.7644	-141.1	4.2	141.8	3.1
11.10.2017	8038.1650	0.6657	-102.5	7.6	97.2	5.5
05.01.2018	8124.2657	0.7738	-128.0	5.5	146.2	3.7
06.01.2018	8125.2304	0.8797	-121.2	9.9	89.9	5.8
08.02.2018	8125.2304	0.7608	-139.6	4.7	141.5	3.3
12.01.2018	8131.1649	0.5838	-100.0	9.3	41.7	6.5
08.02.2018	8158.2315	0.7608	-139.6	4.9	141.5	5.3
09.02.2018	8159.1406	0.8677	-117.9	6.1	120.4	4.9
16.02.2018	8166.1603	0.6909	-121.4	5.8	120.3	2.9
19.03.2018	8197.1714	0.3332	73.8	8.5	-206.7	4.0
12.04.2018	8221.4272	0.1788	56.1	10.0	-207.8	7.8
06.02.2019	8521.2142	0.3680	68.0	7.5	-213.7	3.2
16.03.2019	8559.1611	0.8220	-144.8	8.5	111.4	5.5
01.04.2019	8575.4940	0.7395	-156.0	4.5	134.1	2.1
05.04.2019	8579.4733	0.2066	41.9	5.6	-226.1	4.5
06.04.2019	8580.4816	0.3249	67.5	3.6	-245.0	2.3
14.04.2019	8588.4581	0.2612	46.0	2.2	-256.7	2.7
19.10.2019	8776.5064	0.3344	68.2	4.5	-239.5	1.5
14.12.2019	8832.3328	0.8873	-119.2	11.7	53.5	6.6
29.12.2019	8847.2779	0.6416	-135.4	8.4	80.2	5.7
02.10.2020	9125.2068	0.2650	35.0	3.9	-260.0	2.8
12.10.2020	9135.1654	0.4340	19.0	12.1	-155.5	7.6
10.12.2020	9194.2611	0.3706	56.6	7.3	-210.8	3.5
19.12.2020	9203.3787	0.4409	6.1	10.5	-142.8	7.8
18.01.2021	9233.2613	0.9486	-89.3	11.4	22.6	9.7
01.03.2021	9275.1689	0.8678	-135.8	8.5	76.0	5.3
13.03.2021	9287.1737	0.2773	54.4	3.5	-259.7	2.7
30.03.2021	9304.4472	0.3045	70.1	4.8	-252.8	3.2
12.04.2021	9317.4111	0.8262	-140.7	9.2	107.3	6.2
16.04.2021	9321.4224	0.2971	59.0	4.8	-243.0	3.4
02.11.2021	9521.3907	0.7698	-154.3	5.4	135.7	2.6
12.01.2022	9592.2739	0.0897	28.2	9.5	-167.4	7.6
22.04.2022	9692.4027	0.8429	-133.2	6.2	117.5	3.3

**Таблица 3.** Значения коэффициентов кривых лучевых скоростей компонентов UU Cas

$V_0$ , км/с	$K_1$ , км/с	$K_2$ , км/с	$\sigma$ , км/с
$-59.6 \pm 2.0$	$-195.6 \pm 2.3$	—	$\pm 13.0$
$-37.7 \pm 2.2$	—	$106.5 \pm 2.8$	$\pm 14.0$

Примечание. В последнем столбце приведены значения среднеквадратичных ошибок разброса полученных значений лучевых скоростей компонентов относительно соответствующих кривых лучевых скоростей.

**Таблица 4.** Значения  $M \sin^3(i)$  и проекций больших полуосей орбит компонентов UU Cas

Параметр	Значение
$M_1 \sin^3(i), M_\odot$	$8.6 \pm 2.3$
$M_2 \sin^3(i), M_\odot$	$15.8 \pm 2.3$
$a_1 \sin(i), R_\odot$	$32.7 \pm 0.5$
$a_2 \sin(i), R_\odot$	$17.8 \pm 0.4$
$q = K_1/K_2$	$1.84 \pm 0.02$

**Таблица 5.** Значения масс компонентов и большой полуоси орбиты UU Cas

$i, ^\circ$	$M_1/M_\odot$	$M_2/M_\odot$	$A/R_\odot$
74.5	$9.6 \pm 2.3$	$17.6 \pm 2.3$	$52.4 \pm 0.5$
69.0	$10.6 \pm 2.3$	$19.4 \pm 2.3$	$54.1 \pm 0.5$

федерального университета, получены значения масс компонентов, хорошо согласующиеся с результатами предыдущего определения [10] (см. табл. 1 и табл. 5). В концепции модели данной тесной двойной системы, предложенной Джурашевичем и др. [8] и состоящей из компонента, заполняющего свою полость Роша, и меньшего по размерам компонента, окруженного оптически толстым диском, образовавшимся вследствие перетекания вещества с соседа, применяемый автором метод разделения бленд спектральных линий UU Cas на компоненты путем аппроксимации их тремя гауссианами, представляющими два абсорбционных и один эмиссионный (газовый) компоненты, является достаточно адекватным, позволяющим получить достаточно верные значения параметров системы. Тем не менее следует отметить, что в профиле спектральной линии более массивного компонента, окруженного газовым диском, может присутствовать абсорбционная составляющая от нагретой, оптически тонкой части диска. Это может приводить к смещению центра спектральной линии в сторону увеличения абсолютного значения лучевой скорости из-за большей скорости вращения диска по сравнению со скоростью центра масс компонента, что приведет к недооценке значения его массы. Этим, вероятно, объясняется большее значение

отношения масс компонентов UU Cas, полученное в работе Хадравы и др. [13] при разложении профилей спектральных линий на компоненты по его методу [14], учитывающему абсорбционную составляющую диска.

По всей видимости, за значение скорости системы UU Cas относительно Солнца следует принять величину  $V_0$  для менее массивного компонента (см. первую строку в первом столбце табл. 3), т.к. влияние газовой составляющей, присутствующей в системе, на его излучение минимально либо вообще отсутствует.

Таким образом, на основе новых полученных данных вывод о новом эволюционном статусе UU Cas, сделанный автором в работе [10] и подтвержденный в ряде упоминавшихся выше работ других исследователей, нашел свое подтверждение и в данном исследовании.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. F. Sanford, *Astrophys. J.* **79**, 84 (1934).
2. P. P. Parenago and B. V. Kukarkin, *Peremennye Zvezdy* **5**, 287 (1940).
3. M. I. Kumsiashvili and K. B. Chargeishvili, arXiv:0907.1047 [astro-ph.SR] (2009).
4. T. S. Polushina, *Astron. Rep.* **46**, 900 (2002).
5. E. A. Antokhina and M. I. Kumsiashvili, *Soviet Astron.* **36**, 25 (1992).
6. H. Markov, I. Vince, N. Markova, and G. Djurašević, *Publ. Astron. Observ. Belgrade* **90**, 159 (2010).
7. H. Markov, N. Markova, I. Vince, and G. Djurašević, *Bulgarian Astron. J.* **15**, 87 (2011).
8. G. R. Djurašević, I. Vince, and O. Atanacković, *ASP Conf. Ser.* **435**, 301 (2010).
9. S. Y. Gorda, P. E. Zakharova, V. V. Krushinskii, and E. D. Kuznetsov, in *40th Student Sci. Conf. on Physics of Space*, held in Ural Federal University, Ekaterinburg, 2011, p. 110.
10. S. Y. Gorda, *Astrophys. Bull.* **72**, 321 (2017).
11. D. A. Kononov, S. Yu. Gorda, and S. Yu. Parfenov, *Astrophys. J.* **883**, id. 186 (2019).
12. R. E. Mennickent, G. Djurašević, I. Vince, J. Garcés, et al., *Astron. and Astrophys.* **642**, id. A211 (2020).
13. P. Hadrava, M. Cabezas, G. Djurašević, J. Garcés, et al., *Astron. and Astrophys.* **663**, id. A8 (2022).
14. P. Hadrava, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **114**, 393 (1995).
15. V. E. Panchuk, M. V. Yushkin, and M. V. Yakopov, *Astrophys. Bull.* **66**, 355 (2011).
16. V. V. Krushinsky, A. A. Popov, and A. F. Punanova, *Astrophys. Bull.* **69**, 497 (2014).

**CONFIRMATION OF THE NEW EVOLUTIONARY STATUS OF UU CAS****S. Yu. Gorda<sup>a,\*</sup>***<sup>a</sup>Kourovka Astronomical Observatory, Yeltsin Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*

We present results of a new spectroscopic study of a close binary system with massive components UU Cas based on the spectra obtained with the echelle spectrometer on the 1.2m telescope of the UrFU Kourovka Astronomical Observatory from 2017 to 2022. The results of this study confirm the new evolutionary status of UU Cas previously determined by the author with the spectrophotometry of this system in 2017 and confirmed in a number of works by other researchers. According to these studies, the system is in the final stage of the mass exchange process, but not at its beginning, as previously thought. The components of UU Cas are not very massive, and the ratio of their masses is opposite to a ratio determined earlier from the results of photometry. The parameters of the binary system were obtained on the more extensive observational material. This new parameters differ only slightly from those obtained earlier by the author. The half-amplitudes of the radial velocities are  $K_1 = 195.6 \text{ km s}^{-1}$ ,  $K_2 = 106.5 \text{ km s}^{-1}$ . The masses of the components are  $M_1 = 9.6 M_\odot$ ,  $M_2 = 17.6 M_\odot$  for the orbital inclination  $i = 74.5^\circ$ . The orbital radius of this close binary is  $A = 54.2 R_\odot$ . The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* eclipsing variable stars, close binary systems

## ЭКСТРЕМАЛЬНО ШИРОКИЕ ПАРЫ В МИРЕ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

© 2023 г. Г. Н. Дремова<sup>1,\*</sup>, В. В. Дремов<sup>1,\*\*</sup>, А. В. Тутуков<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup>Российский федеральный ядерный центр, Снежинск, Челябинская область, Россия

<sup>2</sup>Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: G.N.Dryomova@mail.ru

\*\*E-mail: V.V.Dryomov@mail.ru

\*\*\*E-mail: atutukov@inasan.rssi.ru

Поступила в редакцию 20.04.2023 г.

После доработки 30.04.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Рассмотрен вопрос о возможности идентификации звездных пар, один из компонентов которых принадлежит семейству околядерных центральных S-звезд, а другой – популяции сверхскоростных звезд (СЗ). В недалеком прошлом они могли быть генетически связаны в одной родительской двойной звезде, а сегодня ее компоненты разнесены на сотни и более парсек в результате динамического захвата двойной звезды полем сверхмассивной черной дыры (СМЧД). Представляет интерес взаимной реконструкции популяций S-звезд и СЗ, рассчитанных в рамках классического сценария Хиллза, по принципу дополнения их наблюдательных данных. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

*Ключевые слова:* звездные пары, звезды со сверхскоростями, сценарий Хиллза, статистический анализ

DOI: 10.31857/S0004629923090037, EDN: XPHPXT

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В принятой классификации двойных звезд (ДЗ) по большим полуосям  $a$  разделяют классы тесных ( $a < 1000 R_{\odot}$ ) и широких ( $a \sim 100$  а.е.) пар [1]. Согласно современным наблюдениям GAIA верхняя граница для большой полуоси широких ДЗ может быть продлена до 10 000 а.е. (0.0485 пк). Эти границы обусловлены в случае тесных ДЗ фазой глубокого коллапса исходных вращающихся газо-пылевых облаков, в случае широких систем – процессом распада звездных скоплений или захватом соседних звезд в результате близких прохождений парных или одиночных звезд.

В системах, которые мы изучаем, расстояние между их компонентами может быть сравнимо с радиусом Галактики и даже больше. Правильней было бы сказать, что компоненты этих пар в прошлом могли принадлежать одной родительской ДЗ, связь с которой была разорвана. Сценарии, в которых возможны разрывы связи двойных звезд, хорошо известны: распад нестабильных тройных систем, парные столкновения тесных ДЗ, их столкновения с одиночными звездами, взрывы сверхновых в тесных ДЗ, а также динамический захват двойной звезды сверхмассивной черной дырой (СМЧД). Остановимся на этом сценарии.

Вследствие перераспределения момента импульса, неизбежно возникающего в задаче трех тел, оба компонента ДЗ могут оказаться в новых статусах: центральной околядерной S-звезды и сверхскоростной звезды (СЗ), скорость которой при выбросе позволяет ей не только вырваться из окрестности СМЧД, но и оказаться больше не связанной с родительской галактикой. В зависимости от времени, прошедшего с момента выброса, и самой скорости выброса СЗ может оказаться в пределах Галактики, достичь ее периферии и даже выйти за ее границы. Впервые такой сценарий предложил Джек Хиллз, получив модельные оценки скорости освобождения одного из компонентов ДЗ из окрестности СМЧД до нескольких тысяч км/с [2], чтобы привлечь внимание к феномену СЗ, которые своей аномальной кинематикой послужили бы косвенным доказательством существованию СМЧД.

Но история пошла своим ходом, и первыми были открыты S-звезды [3]. Благодаря технологической революции в области адаптивной оптики и спектроскопии с высоким угловым разрешением последовал лавинообразный темп открытий S-звезд. Триумфальным итогом многолетних (начиная с 1989 г.) наблюдений S-звезд и нетривиальных методов их анализа, доказывающих нали-

чие массивного центрального тела – СМЧД – стало присуждение Андреа Гез и Райнхарду Генцелу Нобелевской премии за 2020 г. К настоящему моменту в поисковой карте ГЦ около 10000 S-звезд, для которых еще предстоит рутинная работа по восстановлению элементов их орбит [4]. Несмотря на постоянно увеличивающееся количество открываемых центральных звезд, информативно ценными остаются не более пяти десятков S-звезд, что удивительно совпадает со статистикой открытых к настоящему моменту СЗ.

Феномен сверхскоростных звезд позволил переосмыслить кинематическую структуру Галактики и сформулировать проблему отождествления объекта с аномальной кинематикой с центральным выбросом. С момента, как была открыта первая СЗ в 2005 г. Уорреном Брауном и его коллегами, SDSS J090745.0+024507 [5], статистика выросла за прошедшие годы до 40 звезд. За это время были выработаны два подхода в поиске СЗ: искать среди ярких звезд гало, контрастирующих с местным населением старых шаровых скоплений (и потому, скорее всего, прибывшими в гало с высокими скоростями, так как время полета должно быть согласовано с возрастом), и среди близких маломассивных звезд диска, каких большинство. Оба подхода упираются в свой “потолок неопределенностей”, порожденных, с одной стороны, проблемой определения собственного движения у слабых удаленных объектов гало, а с другой стороны, многочисленностью маломассивных звезд диска, поиск среди которых представляет собой рутинный процесс перебора данных. Первоначально окрыленный возможностью ускоренного поиска СЗ в программе своих наблюдений, GAIA столкнулся с трудностями в идентификации аномальной кинематики звезд. GAIA дает в три раза большие ошибки для звезд слабее  $18^m$  по сравнению с HST, поэтому его эффективней использовать для второго подхода поиска. И наоборот, для звезд ярче  $18^m$  GAIA дает в 3–4 раза более точные измерения расстояний и собственных движений по сравнению с HST.

Так, можно сказать, случайно, в настоящее время наблюдательные статистики по обоим классам (S-звезд и СЗ) совпадают. И с сопоставления этих статистик, т.е. по наблюдаемым отдельно СЗ [6] и S-звезд [7], можно начать решать задачу восстановления S-СЗ пар. Нужно понимать, что эти данные в одинаковой степени подвержены эффектам наблюдательной селекции из-за слабой звездной величины СЗ ввиду их удаленности от нас на десятки и даже сотни килопарсек и “засвеченности” S-звезд в плотно заселенном галактическом центре (ГЦ).

Детализированную проработку этой задачи можно сделать, исходя из возможностей численного моделирования захвата ДЗ в окрестность

СМЧД в рамках сценария Хиллза [2]. Моделирование захвата проводится в несколько этапов. Сначала тестируется в режиме парных случайных столкновений упрощенная послойная модель заселенности звезд в ГЦ (0.1–0.01 пк) [8]. Для эффективного изучения условий захвата ДЗ с последующим выбросом звезды как СЗ используется принцип ансамблевого представления начальных данных, позволяющий в одном расчете варьировать в широком диапазоне параметры начальных конфигураций ДЗ (орбитальную фазу ДЗ и наклон ее собственной орбиты к орбите вокруг СМЧД) [9]. Вариация параметров сближения ДЗ с СМЧД позволяет выделить из расчетных спектров скоростей предельные и средние скорости выброса звезды как СЗ в зависимости от перигелического расстояния. Достоверность полученных значений тестируется на этапе моделирования ДЗ в подходе  $N$ -тел, когда каждый из компонент ДЗ задается набором структурных гравитирующих друг с другом элементов [10], что позволяет получить объективное представление о выживании звезды при ее сближении с СМЧД.

В ходе численных экспериментов, поставленных в задачах трех и  $N$ -тел, были получены согласованные статистики популяций СЗ и S-звезд (с учетом сегрегации их масс) с временами их жизни, включая время захвата S-звезды в окрестность центральной СМЧД [11]. Таким образом, сценарий Хиллза [2] способен объяснить и феномен СЗ, и накопление S-звезд, хотя это и не единственный канал образования S-звезд.

Проблема прямого отождествления пар S-СЗ на сегодня остается технически нерешенной, делая вызов современной астрометрии и спектроскопии. Представляют трудности и теоретические алгоритмы отождествления, затрагивающие, например, аспект синхронизации эволюционных шкал прежде родственных компонентов. Звезда, оставшаяся в окрестности СМЧД, может быть частично или полностью разрушена ее приливным полем, тогда как другой компаньон проэволюционирует дальше за время своего полета. Попробуем ответить на поставленные вопросы, исходя из анализа наблюдательных данных, руководствуясь принципом дополнения данных каталога S-звезд данными СЗ-каталога.

## 2. РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАР S-СЗ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ

За почти тридцатилетний период непрерывного мониторинга центральной области Галактики были восстановлены орбиты у 39 S-звезд из каталога Джиллисена и др. [7]. Используя эти данные, интересно было проверить, могли бы эти S-звезды в прошлом иметь компаньона в родительской двойной звезде? Для начала можно в

рамках задачи трех тел сделать оценку удельной энергии связи S-звезды в центральном поле СМЧД, чтобы перевести ее в кинетическую энергию выброса возможного компаньона при условии, что полная энергия ДЗ на бесконечности обращается в ноль, и затем вывести из кинетической энергии выброса собственно скорость выброса. Полученный спектр скоростей предполагаемых выброшенных компаньонов S-звезд следует сравнить с пространственными скоростями наблюдаемых СЗ из каталога Брауна и др. [6]. Такой подход в реконструкции пар S-СЗ отвечает принципу дополненности, когда данные одного каталога тестируются по данным другого.

### 2.1. Каталог S-звезд и восстановленные к нему СЗ

Из каталога Джиллисена и др. [7] были отобраны 39 S-звезд с известными данными об их орбитальном периоде  $P$  и угловом размере большой полуоси орбиты  $a$  вокруг СМЧД. Используя оценки расстояния от Солнца до ГЦ,  $R_0 \approx 8.32$  кпк, и массы СМЧД,  $M_{\text{СМВН}} = 4.28 \times 10^6 M_{\odot}$ , выведенные из мультизвездного орбитального фитинга 17 S-звезд, отобранных по критерию значимости гравитационного ускорения согласно [7], были вычислены линейные размеры орбит S-звезд

$A = \frac{a''}{206265} R_0$  и их средние орбитальные скорости  $v_{\text{orb}} = 2\pi A/P$  (табл. 1). На основе этих данных уже можно вычислить удельную энергию связи S-звезды,  $e_b$ , находящейся в центральном поле СМЧД:

$$e_b = \frac{v_{\text{orb}}^2}{2} - G \frac{M_{\text{СМВН}}}{A}. \quad (1)$$

Пренебрегая взаимодействием компонент ДЗ друг с другом по сравнению с их взаимодействием с СМЧД, а также полагая на бесконечности полную энергию бывшей S-СЗ пары равной нулю, можно оценить в рамках сценария Хиллза [2] скорость выбрасываемого компонента как  $v_{\text{eject}} = (2e_b)^{1/2}$  (табл. 1). Используя кинематический критерий СЗ как звезды, гравитационно не связанной с Галактикой, что для области ГЦ соответствует согласно Ву и др. [12]  $v_{\text{eject}} > 750$  км/с, получается, что 22 из 39 S-звезд могли иметь парного компонента, который впоследствии был выброшен как СЗ при динамическом захвате родительской двойной звезды.

Спектр скоростей выброса СЗ (голубая гистограмма на графике рис. 1), реконструированный из наблюдаемого распределения S-звезд по их средним орбитальным скоростям (синяя гистограмма там же), сохраняет с ним корреляцию, а также хорошо согласуется с наблюдаемым (розо-

вая гистограмма там же) спектром скоростей СЗ из каталога Брауна и др. [6]. В силу эффектов наблюдательной селекции распределение наблюдаемых СЗ лежит в узком интервале изменения скоростей выбросов (600–800 км/с). Вероятно, наиболее быстрые СЗ со скоростью, превышающей 1000 км/с, успевают меньше чем за 50 млн. лет вылететь за пределы Галактики. В этом распределении обращает на себя внимание объект с пространственной скоростью  $\sim 1755$  км/с, известный как “звезда Копосова” [13], открытый в рамках южного спектроскопического обзора  $S^5$  на расстоянии  $\sim 8.6$  кпк от ГЦ и используемый теперь в качестве эталонного теста сценария центрального происхождения СЗ.

Анализ скоростей выбросов  $v_{\text{eject}}$  СЗ (табл. 1), реконструированных по данным наблюдений S-звезд из каталога [7], подтверждает правдоподобность сценария захвата их родительской ДЗ в окрестность СМЧД с последующим выбросом второго компонента: в 22 случаях в статусе СЗ, в 17 – с сохранением связанности с Галактикой.

### 2.2. СЗ-каталог и восстановленные к нему S-звезды

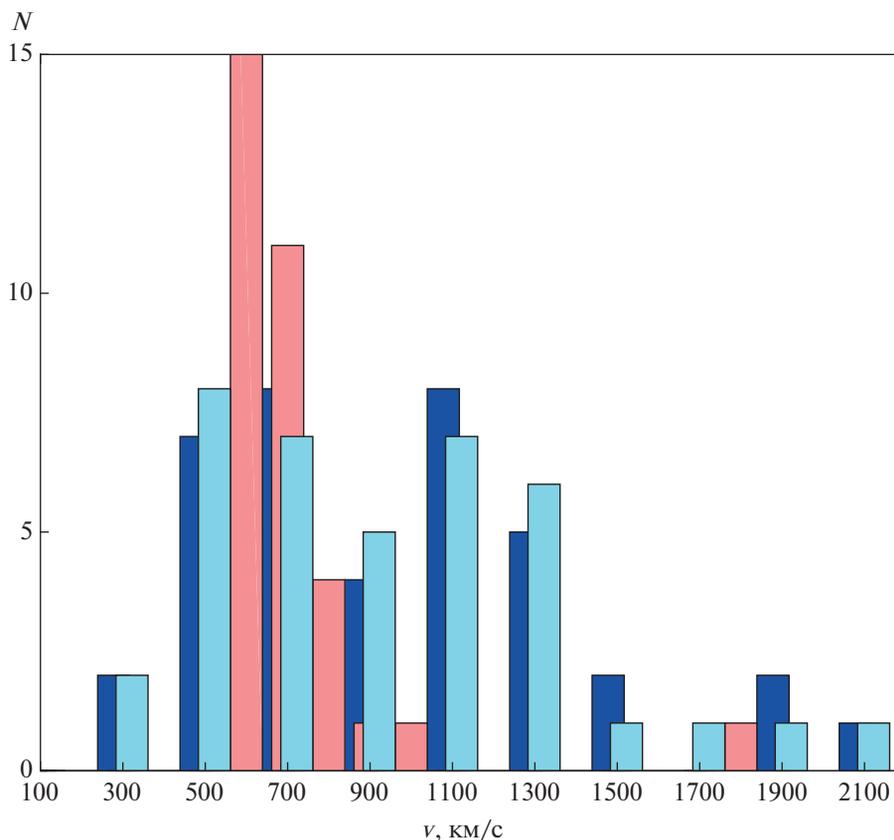
Аналогично можно выполнить обратную реконструкцию, т.е. по наблюдениям СЗ восстановить орбитальные параметры захваченного компаньона, например, большую полуось его орбиты вокруг СМЧД. На сегодня наиболее полным является каталог СЗ Брауна и др. [6], содержащий сведения о 39 объектах, включая значения их пространственной скорости  $v_{\text{obs}}$ . Полагая, что кинетическая энергия выброшенной СЗ из окрестности СМЧД была сбалансирована гравитационной энергией взаимодействия предположительно оставшегося компаньона (S-звезды) в центральном поле СМЧД, можно оценить большую полуось его орбиты по формуле  $a_s^{\text{calc}} = G M_{\text{ВН}} / v_{\text{obs}}^2$ .

Наблюдаемое распределение S-звезд из каталога [7] по большим полуосям их орбит (синяя гистограмма на рис. 2) перекрывается с аналогичным распределением, “реконструированным” из наблюдательных данных СЗ-каталога [6] (голубая гистограмма на рис. 2), как если бы они были парами в родительских двойных звездах. Эти два распределения перекрываются на интервале  $\sim 9300\text{--}32\,600$  а.е. ( $(2\text{--}7) \times 10^6 R_{\odot}$ ), что хорошо демонстрирует наличие корреляции между данными каталога Брауна и др. [6] и каталога Джиллисена и др. [7].

На рис. 2 хорошо отражен эффект наблюдательной селекции в данных двух каталогов, который выражен в наличии противоположных (обратно симметричных) максимумов. “Пик”

**Таблица 1.** Орбитальные параметры наблюдаемых S-звезд из каталога Джиллисена и др. [7] и выведенные на их основе скорости выброса потенциально возможных эволюционно парных к ним объектов с анализом их статуса как C3 при условии  $v_{\text{eject}} > 750$  км/с [12]

S-звезда	$A/10^6, R_{\odot}$	$P_{\text{orb}}, \text{сут.}$	$v_{\text{orb}}, \text{км/с}$	$v_{\text{eject}}, \text{км/с}$	Статус
S1	1.0641	60632.5	888	863	C3
S2	0.2244	5844.1	1944	1870	C3
S4	0.6384	28124.7	1149	1112	C3
S6	1.1757	70129.1	848	818	C3
S8	0.7238	33932.3	1080	1044	C3
S9	0.4872	18737.6	1316	1272	C3
S12	0.5342	21513.5	1257	1215	C3
S13	0.4723	17897.5	1336	1293	C3
S14	0.5120	20198.6	1283	1242	C3
S17	0.6365	27978.6	1150	1113	C3
S18	0.4255	15304.2	1407	1363	C3
S19	0.9300	49309.5	955	919	C3
S21	0.3917	13514.5	1467	1420	C3
S22	2.3429	197238.2	601	579	S-звезда
S23	0.4525	16728.7	1369	1317	C3
S24	1.6883	120899.7	707	684	S-звезда
S29	0.7655	36890.8	1050	1015	C3
S31	0.8030	39447.6	1030	1986	C3
S33	1.1750	70129.1	848	818	C3
S38	0.2532	7012.9	1828	1762	C3
S39	0.6617	29622.2	1131	1090	C3
S42	1.6990	122360.8	703	683	S-звезда
S54	2.1462	174227.1	623	609	S-звезда
S55	0.1928	4675.3	2087	2027	C3
S60	0.6934	31813.8	1103	1066	C3
S66	2.6863	242529.9	561	542	S-звезда
S67	2.0138	157425.3	647	626	S-звезда
S71	1.7402	126378.6	697	672	S-звезда
S83	2.6648	239607.9	563	544	S-звезда
S85	8.2270	1307616	318	311	S-звезда
S87	4.9004	599019.8	414	402	S-звезда
S89	1.9333	148293.9	659	639	S-звезда
S91	3.4285	349915.2	496	480	S-звезда
S96	2.6809	241799.5	561	542	S-звезда
S97	4.1493	463875.1	453	434	S-звезда
S145	2.0031	155599.0	652	625	S-звезда
S175	0.7404	35137.6	1066	1033	C3
R34	3.2371	320329.5	511	493	S-звезда
R44	6.9751	997144.8	354	330	S-звезда



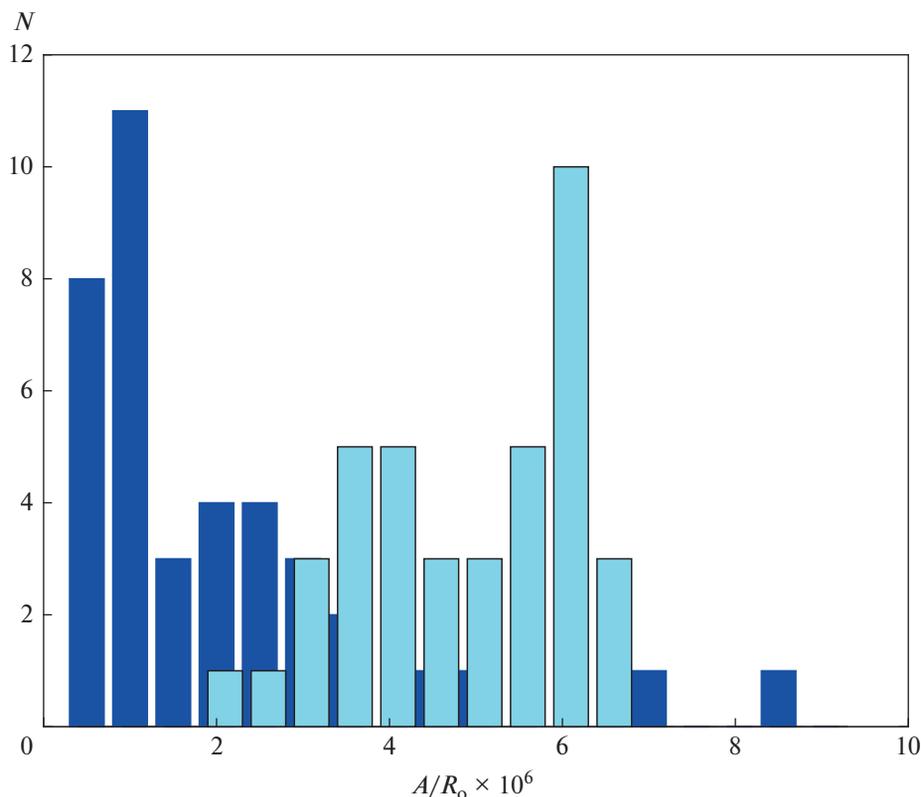
**Рис. 1.** Сравнение наблюдаемого распределения S-звезд из каталога Джиллисена и др. [7] по их средним орбитальным скоростям (синяя гистограмма) с расчетным (голубая гистограмма) распределением по скоростям выброса предполагаемых парных к ним компонентов и с наблюдаемым (розовая гистограмма) распределением по пространственным скоростям S3 из каталога Брауна и др. [6].

наблюдаемого распределения S-звезд [7] приходится на значение большой полуоси  $\sim 1 \times 10^6 R_{\odot}$ . S-звезды на более широких (с большой полуосью  $a > 7 \times 10^6 R_{\odot}$ ) орбитах пока не открыты; мониторинг центральной области проводится чуть больше тридцати лет, тогда как необходимы более долгие наблюдения для составления орбиты по изображениям S-звезд.

Вернемся к рис. 1. Здесь показано “реконструированное” по данным наблюдаемых S-звезд из каталога [7] распределение S3 по пространственным скоростям (голубая гистограмма) с протяженным максимумом в интервале 500–1300 км/с, тогда как реально наблюдаемые S3 из каталога [6] имеют максимум в распределении по скорости на интервале 600–700 км/с (розовая гистограмма). При малоимпульсных выбросах одного из компонентов двойной звезды, оказавшейся в окрестности СМЧД, второй компонент остается на более широкой орбите вокруг СМЧД. Это значит, что “пик” розовой гистограммы (600–700 км/с) в распределении наблюдаемых S3 (рис. 1) “передет” на голубой гистограмме (рис. 2), демон-

стрирующей “реконструированное” распределение S-звезд по их большим полуосям, на значение  $\sim 6 \times 10^6 R_{\odot}$ . Вот почему возникает видимый эффект обратной симметрии.

Модельное распределение S-звезд, полученное в рамках сценария Хиллза [2], показывает наличие компактных орбит с полуосями, на два порядка меньшими,  $\sim 139$ –330 а.е. ( $(3-7) \times 10^4 R_{\odot}$ ) [11], рис. 2 по сравнению с наблюдаемыми. Это расхождение, в первую очередь, связано с эффектами наблюдательной селекции. S-звезды на малых орбитах труднее обнаружить, пока что самая компактная орбита из обнаруженных S-звезд у S 4716 с большой полуосью  $A \sim 400$  а.е. [14]. Другая причина, возможно, состоит в том, что гравитационный потенциал Галактики, который пока еще не точно известен, тормозит S3, и их скорости оказываются ниже, чем им следовало быть из наблюдаемых орбит S-звезд. Также расхождение с модельным распределением S-звезд по большим полуосям может быть связано с удовлетворением условию выброса звезды как S3. Если допускать выбросы со скоростью меньше той, что



**Рис. 2.** Наблюдаемое распределение S-звезд из каталога Джиллисена и др. [7] по их большому полуоси (синяя гистограмма) и восстановленное по данным наблюдений СЗ из каталога Брауна и др. [6] (голубая гистограмма).

соответствует критерию СЗ, тогда большие полуоси орбит захваченных S-звезд в сценарии Хиллза будут больше, обеспечивая согласие с наблюдаемым распределением.

Другие причины расхождения наблюдаемых и расчетных значений больших полуосей могут отражать, соответственно, другие сценарии происхождения S-звезд, не связанные с разрушением ДЗ через механизм Хиллза [2]. Согласно расчетам Лозе и др. [15] S-звезды могли возникнуть в ходе естественного рекуррентно вспыхивающего звездообразования, связанного с накоплением газа в окрестностях ГЦ. Происхождение S-звезд также может быть связано с приливным “обдиранием” молодых звездных скоплений при их сближениях с центральной СМЧД, как показывают расчеты Фрадhone и др. [16]. Примером такого скопления является молодое плотное скопление Арки, удаленное на 25 пк от СМЧД.

Подробный кинематический анализ, проведенный Али и др. [17] для 112 S-звезд, позволил выделить 3D-структуры их орбит, которые оказались принадлежащими двум плотно примыкающим друг к другу противоположно вращающимся дискам, наклоненных под 45° к галактической плоскости. Характер распределения наклонов орбит и векторов собственного движения опро-

вергает первоначальные данные о тепловом распределении эксцентриситетов и хаотическом распределении орбит S-звезд. Упорядоченные орбитальные структуры могут быть результатом резонансных процессов в околоядерном диске.

Следует принять во внимание приливное разрушение звезд S-скопления в поле СМЧД, теоретическая оценка частоты которых была получена в рамках однородной модели балджа [18] и оказалась сопоставимой с частотой вспышек, приписываемых аккреционной активности СМЧД. По результатам численного моделирования приливных разрушений наблюдаемых ДЗ в центральном дисковом скоплении на удалении от центра 0.05–0.5 пк, Генерозов [19] предсказывает, что в недалеком прошлом (~5 млн. лет назад) из окрестностей ГЦ был произведен конический поток выбросов СЗ с угловым раствором в 30°, которые к настоящему времени находятся на галактоцентрических расстояниях в несколько десятков кпк. Это распределение, как и результаты кинематического анализа звезд S-скопления [17], могут способствовать поиску СЗ среди данных GAIA. Следует отметить звезду S5-HVS1 (“звезда Копосова” [13]), которая рассматривалась частью конического потока в моделировании [19], и ее

наблюдательные данные использовались в качестве эталона для прогнозирования.

Благодаря развитию технологий фильтрации изображений, как, например, алгоритм Люка-Ричардсона, на сегодняшний день обнаружены из самых близких к источнику Sgr A\* следующие звезды S-скопления: S 4715 ( $a \sim 1190$  а.е.), S 4714 ( $a \sim 840$  а.е.), S 62 ( $a \sim 740$  а.е.), S 4711 ( $a \sim 620$  а.е.), S 4716 ( $a \sim 400$  а.е.) [20], [14]. Именно с таких звезд, в первую очередь, нужно начинать решать задачу реконструкции пар S-C3.

### 3. ПОИСК ПАР S-C3

Остается главный вопрос статьи – реально ли из прямых наблюдений “собрать” пары S-C3? Попробуем представить в виде алгоритма процедуру “сборки” пары S-C3.

1. Для наиболее близких к галактическому центру S-звезд с известными элементами орбиты восстановить в рамках сценария Хиллза [2] по их энергии связи с СМЧД скорости выброса их возможных компаньонов. Выбор наиболее близких S-звезд удовлетворит условию освобождения из галактического центра эволюционно связанных с ними компаньонов как С3.

2. Для этих же S-звезд проанализировать известные для них орбитальные элементы, задающие ориентацию в пространстве плоскость орбиты, а также оценить из спектроскопических наблюдений их спектральный класс, массу и возраст.

3. Поиск кандидата из наблюдаемых С3 в пару к выбранной S-звезде должен учитывать несколько необходимых условий:

- близкие спектральные классы S-звезды и С3, т.е. учет эффекта “спектральных близнецов”, что следует из условий образования звезд в родительской двойной системе;

- совпадение возрастов S-звезды и парного ей компонента (кандидата в С3), что следует из молодости околядерного S-скопления;

- знание скорости полета С3 и ее текущего расстояния от ГЦ даст ограничение на установленные парности к выбранной S-звезде;

- удовлетворение требованию центрального выброса выбранной С3 в качестве кандидата в пару S-звезде, что можно установить путем обратного по времени интегрирования полета С3 в гравитационном потенциале Галактики (знание которого отдельная большая проблема!), вектор полной (лучевой и тангенциальной) скорости которой в момент  $t = 0$  должен указывать на ГЦ;

- вектор пространственной скорости С3 к моменту  $t = 0$ , восстановленный методом обратного интегрирования ее движения, должен лежать в плоскости орбиты S-звезды, парой к которой

предполагается рассматриваемая С3. Текущий же вектор пространственной скорости С3 необязательно должен лежать в плоскости орбиты S-звезды ввиду возможного его отклонения в галактическом потенциале во время полета.

Что касается отсутствия формулировок условий достаточности, наверное, их и не может быть в постановках задач вероятностного характера. Разве что за исключением тех редких случаев, когда станет возможно непосредственно наблюдать процесс разрыва связи ДЗ с вылетом С3.

Так, в перспективе выглядит увлекательная задача по восстановлению генетически родственных компонентов двойных звезд, разрушенных приливной гравитацией сверхмассивной черной дыры.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача реконструкции пар S-C3 сегодня не выглядит фантастической. Технический прогресс XXI века показал самый малый за историю разрыв во времени между разработкой и внедрением методов и технологий, которые успешно доказали свою эффективность и новые возможности в длинном списке открытий: С3, СМЧД, гравитационных волн, квантовой запутанности.

Распутывание пар S-C3 – это задача макромира, и для ее решения сегодня многое уже имеется. Открытие “звезды Копосова” [13] стало убедительным подтверждением сценарию Хиллза [2]. Численное моделирование динамических захватов двойных звезд в окрестности СМЧД позволяет предсказать заселенность галактического центра S-звездами, накладывая ограничение на сечение захвата и время, ограниченное сверху возрастом нашей Галактики (~13.6 млрд. лет) с условием, что при захвате обязательно произойдет выброс С3, статистика которых согласована со статистикой S-звезд [11]. Моделирование приливных деформаций звезд в околядерном S-скоплении и выбросов некоторых из них при прохождении перицентра СМЧД дает ограничение в отборе преференциальных направлений выбросов в виде конусных “фонтанов” [16], обусловленных дисковой структурой S-скопления и ее наклоном к галактической плоскости [17]. Все эти модельные уточнения будут способствовать решению данной задачи.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. Kobulnicky and C. Fryer*, *Astron. and Astrophys.* **670**, 747 (2007).
2. *J. G. Hills*, *Nature* **331**, 687 (1988).
3. *A. Eckart and R. Genzel*, *Nature* **383**, 415 (1996).
4. *R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, J. P. Berger, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **636**, id.5 (2020).

5. *W. Brown, M. Geller, S. Kenyon, and J. Kutz*, *Astrophys. J.* **622**, 33 (2005).
6. *W. Brown, M. Lattanzi, S. Kenyon, and M. Geller*, *Astrophys. J.* **866**, id.39 (2018).
7. *S. Gillessen, P. Plewa, F. Eisenhauer, R. Sari, et al.*, *Astrophys. J.* **837**, id.30 (2017).
8. *Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков*, *Астрон. журн.* **93**, 685 (2016).
9. *Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, В. В. Орлов, А. В. Тутуков, К. С. Широкова*, *Астрон. журн.* **92**(11), 907 (2015).
10. *G. Dryomova, V. Dryomov, and A. Tutukov*, *Baltic Astronomy* **24**, 1 (2015).
11. *Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков*, *Астрон. журн.* **96**(10), 866 (2019).
12. *X. Wu, B. Famaey, G. Gentile, H. Perets, and H. Zhao*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, 2199 (2008).
13. *S. E. Koposov, D. Boubert, T. S. Li, G. S. Da Costa, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 2465 (2020).
14. *F. Peißker, A. Eckart, M. Zajacek, B. Ali, and S. Britzen*, *Astrophys. J.* **933**, id.49 (2022).
15. *H. Loose, E. Krügel, and A. Tutukov*, *Astron. and Astrophys.* **105**, 342 (1982).
16. *G. Fragione, R. Capuzzo-Dolcetta, and P. Kroupa*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **467**, 451 (2017).
17. *B. Ali, D. Paul, A. Eckart, M. Parsa, et al.*, *Astrophys. J.* **896**, 100 (2020).
18. *Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков*, *Астрон. журн.* **99**, 576 (2022).
19. *A. Generozov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **501**, 3088 (2021).
20. *F. Peißker, A. Eckart, M. Zajacek, B. Ali, and M. Parsa*, *Astrophys. J.* **899**, id.50 (2020).

## EXTREMELY WIDE PAIRS IN THE WORLD OF BINARY STARS

G. N. Dremova<sup>a</sup>, V. V. Dremov<sup>a</sup>, and A. V. Tutukov<sup>b</sup>

<sup>a</sup>*Russian Federal Nuclear Center, Snezhinsk, Russia*

<sup>b</sup>*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

This article raises the question of the possibility of identifying stellar pairs, one of the components of which belongs to the family of near-nuclear central S-stars, and the other belongs to a population of hypervelocity stars (HVS). In the recent past, they could be genetically related in one parent binary star, and today its components are separated by hundreds or more parsecs as a result of dynamic capture of a binary star by the field of a supermassive black hole (SMBH). Of interest is the mutual reconstruction of populations of S-stars and HVS calculated within the framework of the classical Hills scenario, based on the principle of supplementing their observational data. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* S-stars, hypervelocity stars, supermassive black hole, evolutionary relationship

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛОДЫХ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ПО ОТНОШЕНИЮ МАСС КОМПОНЕНТОВ И ЭКСЦЕНТРИСИТЕТАМ

© 2023 г. О. В. Еретнова<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

\*E-mail: eretnova@csu.ru

Поступила в редакцию 11.04.2023 г.

После доработки 03.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Собраны данные о 83 молодых спектрально-двойных звездах с двумя линиями в спектре, среди них — Ae/Be звезды Хербига, звезды типа Т Тельца и красные карлики. Построены распределения молодых спектрально-двойных звезд по отношению масс компонентов и эксцентриситетам, диаграмма эксцентриситет–период и проведен их анализ. Подавляющее большинство короткопериодических систем с  $P < 10^d$  имеют эксцентриситеты, близкие к нулю. В этой группе практически нет молодых звезд с возрастом  $t \leq 1$  млн. лет. Распределение по отношению масс систем с  $P < 10^d$  имеет ярко выраженный максимум в интервале  $q = 0.9–1.0$ . У молодых спектрально-двойных звезд с  $P > 10^d$  распределение по отношению масс более пологое, около 12% имеют  $q < 0.5$ . Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

*Ключевые слова:* молодые звезды, спектрально-двойные звезды, распределение по отношению масс, распределение по эксцентриситетам

DOI: 10.31857/S0004629923090049, EDN: ZKIFBI

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Двойные звезды являются основным источником наших знаний о массах, радиусах, светимостях и др. характеристиках звезд. Статистические распределения по различным физическим характеристикам у спектрально-двойных звезд, компоненты которых лежат на главной последовательности, исследованы достаточно хорошо (см., например, работы [1–3]). Однако наблюдаемые распределения спектрально-двойных звезд главной последовательности отягощены эволюционными эффектами, связанными с перетеканием вещества в тесных двойных парах. Если спектрально-двойная не наблюдается одновременно как затменная переменная, весьма затруднительно отделить системы с компонентами, принадлежащими главной последовательности, от двойных, уже прошедших “перемену ролей” компонентов.

В последние десятилетия благодаря повышению углового разрешения и чувствительности современных астрономических инструментов стало возможным наблюдать молодые спектрально-двойные звезды, находящиеся на стадии сжатия к начальной главной последовательности (НГП) (см. литературу в табл. 1 и 2). Число молодых

двойных звезд, у которых из наблюдений получены абсолютные и фотометрические элементы, растет с каждым годом. Приходит время исследования статистических распределений молодых звезд по физическим и орбитальным параметрам. Для спектрально-двойных с двумя линиями в спектре (SB2) надежно определяются из кривых

лучевых скоростей отношение масс  $q = \frac{M_2}{M_1}$ , экс-

центриситет  $e$ , период  $P$ . Изучение закономерностей в распределении молодых звезд по этим параметрам несет информацию о преимущественном механизме образования двойных систем.

В работе Исмаилова и др. [4] исследовано распределение 73 молодых спектрально-двойных по эксцентриситетам. В выборке присутствуют пары как с двумя линиями в спектре, так и с одной линией. Показано, что около 35% звезд до НГП имеют эксцентриситеты не более 0.1.

Периоды у спектрально-двойных звезд изменяются в достаточно широких пределах, от  $P \sim 1^d$  до  $P \sim 1000^d$  [4, 5]. Мэтью [6] показал, что практически все молодые двойные с  $P < 10^d$  имеют эксцентриситеты, близкие к нулю. Он использо-

вал выборку из 25 известных на то время спектрально-двойных звезд до НГП. Аналогичный результат получен в работах Мело и др. [7], Дудорова и Еретновой [5] на выборках из 30 и 55 молодых спектрально-двойных соответственно.

В классической работе Циннекера [8] рассматриваются основные механизмы образования двойных систем. Для широких пар это захват и распад (дезинтеграция) малых скоплений. При захвате компоненты образуются из независимых фрагментов, а затем, в результате нецентральных столкновений протозвездных ядер, образуют двойную систему. В этом случае число образующихся широких пар должно увеличиваться с уменьшением отношения масс  $q$ . Распад малых скоплений происходит из-за парных сближений, в результате остается два наиболее массивных члена скопления. В этом случае  $q$  будет близко к единице. Распад малых скоплений ответственен и за образование кратных систем.

Для тесных пар основными механизмами образования являются фрагментация и деление. Фрагментация — это разделение вращающегося протозвездного облака на две или более частей на стадии динамического коллапса. Деление может произойти у быстро вращающейся протозвезды и во время ее Кельвин-Гельмгольцовского сжатия к НГП. В [8] отмечено, что для обоих механизмов отношение масс не должно существенно отличаться от единицы. Численное моделирование образования двойных звезд в работах Бейта и др. [9, 10] подтверждает возрастание числа тесных двойных пар при  $q \rightarrow 1$ .

Исследование наблюдаемого распределения молодых двойных звезд по отношению масс находится пока на начальной стадии. В [11] было рассмотрено распределение по  $q$  для 44 молодых двойных звезд с разделением 10–1000 а.е., находящихся в области звездообразования Taurus-Auriga. Массы звезд были определены по эволюционным трекам на диаграмме Герцшпрунга–Рессела, затем найдено отношение масс. Они отмечают, что у двойных пар с разделением менее 100 а.е. доля систем с  $q \in [0.8, 1.0]$  существенно выше, чем у более широких пар. Дудоров и Еретнова [5] показали, что у половины SB2 звезд типа Т Тельца с периодом  $P < 10^d$  отношение масс лежит в интервале от 0.9 до 1.0 и практически отсутствуют системы с  $q < 0.5$ . У молодых SB2 звезд с  $P > 10^d$  уже более 20% имеют отношение масс  $q < 0.5$  и только для 30% отношение масс приходится на интервал  $q = (0.9–1.0)$ . Смит и др. [12] указывают на заметное увеличение при  $q \rightarrow 1$  числа молодых звезд с массой  $M < 1.5 M_{\odot}$ , на-

блюдаемых как затменные переменные с двумя линиями в спектре. Среднее значение отношения масс  $q = 0.92$ .

В настоящей работе мы используем наблюдательные данные о молодых SB2 звездах Ae/Ве Хербига, Т Тельца и красных карликах. Массы Ae/Ве звезд Хербига лежат в интервале от  $2.5 M_{\odot}$  до  $8 M_{\odot}$ , спектральные классы — В и А. Звезды типа Т Тельца принадлежат к спектральным классам от F до M и имеют массы  $0.5 M_{\odot} < M < 2.5 M_{\odot}$  [13]. Красные карлики — это продолжение звезд типа Т Тельца в область малых масс (спектральный класс M, массы  $0.1 M_{\odot} < M < 0.5 M_{\odot}$ ).

Статья организована следующим образом. Основные параметры исследуемых молодых SB2 звезд приведены в разделе 2. Гистограммы распределения звезд по эксцентриситетам и отношению масс, диаграмма эксцентриситет–период с учетом возраста звезд и их анализ представлены в разделе 3. В заключении содержатся основные выводы работы.

## 2. ВЫБОРКА МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

Выборка содержит 83 системы, которые наблюдаются как спектрально-двойные с двумя линиями в спектре. Из них 31 являются затменными переменными (далее SB2 + EB), 5 — визуально-двойными (далее SB2 + VB). Основные параметры 23 SB2 + EB и 3 SB2 + VB молодых звезд приведены в работе Дудорова и Еретновой [14]. Данные об остальных SB2 молодых звездах, наблюдаемых или как затменные переменные, или как визуально-двойные, приведены в табл. 1. Звезды в табл. 1 расположены в порядке убывания массы главного компонента. В табл. 2 приведены параметры 47 молодых звезд, наблюдаемых только как SB2. Здесь звезды расположены в алфавитном порядке. Название звезды и ее период (в днях) указаны в первом столбце таблиц. Значок \*\* рядом с названием звезды говорит о наличии у нее общего диска вокруг двойной (circumbinary disk). Во втором столбце приведены спектры  $S_{p12}$  компонентов, в третьем — массы  $M_{12}$  (табл. 1) или амплитуды лучевых скоростей  $K_{12}$  (табл. 2). В первой строке для каждой звезды указаны параметры главного компонента, во второй строке — параметры спутника. В четвертом столбце таблиц приведено отношение массы менее массивного компонента к массе более массивного  $q$  и эксцентриситет орбиты  $e$ . В пятом столбце указана область звездообразования, к которой принадлежит звезда, и расстояние до нее в парсеках. Расстояния вычислены по тригонометрическим параллаксам из каталогов Gaia eDR3/DR3 [15, 16]. Расстояния до звезд, у которых в каталогах Gaia

Таблица 1. Параметры молодых двойных звезд

Звезда, период	$Sp_{12}$	$M_{12} (M_{\odot})$	$q, e$	Местонахож- дение	$t$ , млн. лет, ссылки
SB2 + EB					
V410 Pup	B5	$3.15 \pm 0.10$	$0.581 \pm 0.002$	Vela2 OB	7–25
0 <sup>d</sup> .876154	A0	$1.83 \pm 0.08$	0	346 ± 35 пк	[18]
$\theta^1$ Ori E	G2	$2.807 \pm 0.048$	$0.9965 \pm 0.0065$	Orion	0.3–2
9 <sup>d</sup> .89529	G2	$2.797 \pm 0.048$	0	383 ± 5 пк	[19]
GG Ori	B9.5	$2.342 \pm 0.016$	$0.9982 \pm 0.0044$	Orion OB1	~7.7
6 <sup>d</sup> .6314936	B9.5	$2.338 \pm 0.017$	$0.2218 \pm 0.0022$	442 ± 4 пк	[20]
MML 53	K2	$0.99 \pm 0.02$	$0.863 \pm 0.012$	Cen-Lup	15–22
2 <sup>d</sup> .097891	–	$0.86 \pm 0.02$	0	123.8 ± 0.9 пк	[21]
THOR-42	M3.5	$0.497 \pm 0.005$	$0.413 \pm 0.005$	32 Ori Group	20–28
0 <sup>d</sup> .85896804	–	$0.205 \pm 0.002$	$0.003 \pm 0.002$	103.9 ± 0.2 пк	[22]
NGTS J000248–2953	M	$0.3978 \pm 0.0033$	$0.564 \pm 0.003$	Blanco 1	100–120
1 <sup>d</sup> .09800524	M	$0.2245 \pm 0.0018$	$0.00052 \pm 0.00081$	263 ± 18 пк	[12]
Mon-735	M3.1 ± 0.7	$0.2918 \pm 0.0099$	$0.912 \pm 0.021$	NGC 2264	7–9
1 <sup>d</sup> .9751388	M3.1 ± 0.7	$0.2661 \pm 0.0095$	$0.0068 \pm 0.0075$	720 ± 55 пк	[23]
TOI 450	M4.5	$0.1768 \pm 0.0004$	$1.000 \pm 0.001$	Columbia ass.	~40
10 <sup>d</sup> .714762	M4.5	$0.1767 \pm 0.0003$	$0.2969 \pm 0.0004$	53.62 ± 0.05 пк	[24]
SB2 + VB					
GW Ori	G3	$2.80 \pm 0.36$	$0.61 \pm 0.02$	$\lambda$ Ori	~1
241 <sup>d</sup> .49	K0	$1.68 \pm 0.21$	$0.13 \pm 0.01$	408 ± 11	[25, 26]
HARO 1-14c	K5	$0.905 \pm 0.043$	$0.344 \pm 0.008$	Oph	3–4
592 <sup>d</sup> .19	M1.5	$0.308 \pm 0.011$	$0.617 \pm 0.006$	130.8 ± 0.4 пк	[27]

Таблица 2. Параметры молодых звезд, наблюдаемых как спектрально-двойные с двумя линиями в спектре

Звезда, период	$Sp_{12}$	$K_{12}$ (км/с)	$q, e$	Местонахож- дение	$t$ , млн. лет, ссылки
Cru 3	K5	$32.380 \pm 0.063$	$0.954 \pm 0.004$	Sco-Cen	5–10
58 <sup>d</sup> .2748	K5	$33.955 \pm 0.063$	$0.0675 \pm 0.0016$	110 пк*	[28]
CVSO 104A**	M0	$45.93 \pm 0.27$	$0.921 \pm 0.008$	OB1 Ori	~5
5 <sup>d</sup> .0253	M2	$48.85 \pm 0.27$	$0.395 \pm 0.048$	366 ± 4 пк	[29]
DQ Tau**	K5–M1	$20.28 \pm 0.71$	$0.936 \pm 0.051$	Taurus	~3
15 <sup>d</sup> .80158	K5–M1	$21.66 \pm 0.60$	$0.568 \pm 0.013$	195.4 ± 0.7 пк	[30, 31]
EPIC 203868608 A	M5	$26.46 \pm 0.16$	$0.8309 \pm 0.0062$	Upper Sco	8–10
17 <sup>d</sup> .9420	M5	$31.84 \pm 0.18$	$0.2998 \pm 0.0041$	159 ± 4 пк	[32]
GJ 1284	M2–M2.5	$31.6 \pm 0.3$	$0.845 \pm 0.012$	Local Assoc.	30–70
11 <sup>d</sup> .838033	M3–M3.5	$37.4 \pm 0.3$	$0.505 \pm 0.005$	15.906 ± 0.019 пк	[33]
GSC 06213–00306	K1	$15.10 \pm 0.1$	$0.97 \pm 0.01$	Sco-Cen	–
166 <sup>d</sup> .9	K1	$15.65 \pm 0.09$	$0.226 \pm 0.006$	138.1 ± 0.9 пк	[34]

Таблица 2. Продолжение

Звезда, период	$Sp_{12}$	$K_{12}$ (км/с)	$q, e$	Местонахождение	$t$ , млн. лет, ссылки
HD 34700	G0	$38.83 \pm 0.42$	$0.987 \pm 0.014$	Orion	$\leq 5$
23 <sup>v</sup> 4877	G0	$39.33 \pm 0.34$	$0.2501 \pm 0.0068$	$350.5 \pm 2.5$ пк	[35]
MO Lup	K4	$37.09 \pm 0.12$	$0.755 \pm 0.007$	Lupus	—
11 <sup>d</sup> 95656	M4	$49.1 \pm 0.3$	$0.401 \pm 0.002$	$113 \pm 1$ пк	[36]
NGC 6611 601	B2	$21.5 \pm 0.2$	$0.514 \pm 0.03$	NGC 6611	0.3–0.6
109 <sup>d</sup> 9	B2	$41.8 \pm 0.4$	$0.234 \pm 0.008$	$1814 \pm 56$ пк	[37]
Par 1540	K1–K3	$26.4 \pm 0.5$	$0.76 \pm 0.03$	Orion	0.5–1
33 <sup>d</sup> 73	K2–K5	$34.9 \pm 1.0$	$0.12 \pm 0.01$	$389 \pm 2$ пк	[38]
ROXR1 14	M1	$42.66 \pm 0.33$	$0.97 \pm 0.01$	$\rho$ Oph	—
5 <sup>d</sup> 72	—	$43.94 \pm 0.33$	$0.020 \pm 0.007$	$137.5 \pm 0.6$ пк	[39]
RV 1659	—	$41.56 \pm 1.07$	$0.80 \pm 0.03$	NGC 2264	1.5–3
15 <sup>d</sup> 3182	—	$52.20 \pm 1.05$	$0.0 \pm 0.02$	$738 \pm 23$ пк	[40]
RV 1768	—	$59.34 \pm 6.34$	$0.98 \pm 0.15$	NGC 2264	1.5–3
4 <sup>d</sup> 7878	—	$60.83 \pm 6.32$	$0.55 \pm 0.05$	$738 \pm 23$ пк	[40]
RX J1559.2–3814	M1.5	$13.4 \pm 0.2$	$0.945 \pm 0.027$	Lupus	—
474 <sup>d</sup> 0	—	$14.2 \pm 0.2$	$0.336 \pm 0.005$	$137.5 \pm 1.2$ пк	[34]
RX J1603.9–3938	K2	$40.643 \pm 0.060$	$0.936 \pm 0.003$	Lupus	7
7 <sup>d</sup> 56679	K3	$43.411 \pm 0.080$	0	$130 \pm 2$ пк	[7]
RX J1622.7–2325Nw	M1	$78.71 \pm 3.52$	$0.98 \pm 0.06$	$\rho$ Oph	—
3 <sup>d</sup> 23	—	$80.31 \pm 3.58$	$0.300 \pm 0.037$	$140 \pm 6$ пк	[39]
S29	K9.5	$25.4 \pm 1.3$	$0.61 \pm 0.10$	$\sigma$ Ori	—
8 <sup>d</sup> 72	—	$41.7 \pm 1.3$	0	$421 \pm 22$ пк	[41]
S53	M4.5	$29.1 \pm 2.8$	$0.91 \pm 0.13$	$\sigma$ Ori	—
8 <sup>d</sup> 52	—	$32.1 \pm 2.3$	0	$390 \pm 7$ пк	[41]
S84	M2.5	$43.8 \pm 1.3$	$1.00 \pm 0.04$	$\sigma$ Ori	—
6 <sup>d</sup> 07	—	$43.8 \pm 1.3$	0	$398 \pm 6$ пк	[41]
S85	M1.0	$35.3 \pm 2.3$	$0.82 \pm 0.10$	$\sigma$ Ori	—
12 <sup>d</sup> 78	—	$43.0 \pm 2.3$	0	$536 \pm 20$ пк	[41]
S89	K2.0	$69.8 \pm 4.4$	$0.81 \pm 0.10$	$\sigma$ Ori	—
13 <sup>d</sup> 82	—	$86.5 \pm 4.4$	0	$352 \pm 100$ пк*	[41]
TWA 3A**	M4.0	$23.28 \pm 0.26$	$0.841 \pm 0.014$	TW Hya	$10 \pm 5$
34 <sup>d</sup> 87846	M4.5	$27.68 \pm 0.36$	$0.6280 \pm 0.0060$	$37.05 \pm 0.05$ пк	[42]
UZ Tau E**	M1	$15.5 \pm 2.0$	$0.267 \pm 0.001$	Taurus	$\sim 1$
18 <sup>d</sup> 979	M4	$58.2 \pm 5.7$	$0.14 \pm 0.05$	$130 \pm 2$ пк*	[43]
V834 Ara (HD 155555)	G5	$86.0 \pm 0.4$	$0.91 \pm 0.01$	—	$\sim 18$
1 <sup>d</sup> 681651	K0	$94.6 \pm 0.7$	0	$30.35 \pm 0.02$ пк	[44]
V380 Cep (HD 200775)	B2–B3	$17.0 \pm 2.5$	$0.81 \pm 0.22$	—	$\sim 0.1$
1412 <sup>d</sup>	B2–B3	$20.9 \pm 2.5$	$0.32 \pm 0.06$	$355 \pm 5$ пк	[45]
V810 Mon (VSB 111)	G9–K1	$12.00 \pm 0.32$	$0.52 \pm 0.05$	NGC 2264	$\sim 3$
902 <sup>d</sup> 1	K9–M1	$23.1 \pm 2.2$	$0.788 \pm 0.008$	$697 \pm 17$ пк	[46]
V2131 Oph (NTTS 162814–2427)	K7	$44.0 \pm 0.8$	$0.92 \pm 0.03$	Sco-Oph	$\sim 1$

Таблица 2. Окончание

Звезда, период	$Sp_{12}$	$K_{12}$ (км/с)	$q, e$	Местонахождение	$t$ , млн. лет, ссылки
35 <sup>d</sup> 95	K7–K9	48.0 ± 1.0	0.48 ± 0.01	169 ± 9 пк	[47]
V1229 Ori (Par 1925)	K3	—	0.31 ± 0.04	Orion	~1
32 <sup>d</sup> 94	—	—	—	389 ± 5 пк	[48]
V1326 Ori (Par 1771)	K4	—	0.34 ± 0.04	Orion	0.5–1
149 <sup>d</sup> 5	—	—	—	393 ± 6 пк	[48]
V1481 Ori**	M3	40.3 ± 0.5	0.54 ± 0.01	Orion	~1
4 <sup>d</sup> 439	M4	74.6 ± 0.4	0	394 ± 4 пк	[49]
V1814 Ori (Par 2494)	K0	34.85 ± 0.28	0.70 ± 0.01	Orion	—
19 <sup>d</sup> 4836	—	49.75 ± 0.38	0.257 ± 0.005	389 ± 3 пк	[50]
V1852 Ori (RX J0513.1+0851)	K2	39.0 ± 0.7	0.46 ± 0.02	—	10
4 <sup>d</sup> 01829	M2	84.6 ± 2.7	0.06 ± 0.02	545 ± 4 пк	[51]
V1872 Ori (RX J0528.9+1046)	K3	42.72 ± 0.32	0.949 ± 0.015	λ Ori	2.3
7 <sup>d</sup> 67246	—	45.00 ± 0.57	0.0290 ± 0.0071	399 ± 2 пк	[52]
V1874 Ori (RX J0529.3+1210)	K7	22.76 ± 1.59	0.73 ± 0.23	32 Ori group	15 ± 5
461 <sup>d</sup> 89	M2.5	31.25 ± 9.44	0.88 ± 0.02	123.5 ± 0.6 пк	[53]
V1878 Ori (RX J0530.7–0434)	K2–K3	47.51 ± 0.21	0.9984 ± 0.0049	Orion	0.5
40 <sup>d</sup> 5738	K2–K3	47.59 ± 0.15	0.3186 ± 0.020	404 ± 3 пк	[54]
V1882 Ori (RX J0532.1–0732)	K2–K3	43.25 ± 0.18	0.9483 ± 0.0056	Orion	3–5
46 <sup>d</sup> 850	K3	45.61 ± 0.15	0.4726 ± 0.024	366 ± 2 пк	[54]
V2751 Ori (RX J0539.9+0956)	K5	9.2 ± 0.7	0.66 ± 0.11	—	30
1117 <sup>d</sup> 39	M3	13.8 ± 2.1	0.20 ± 0.05	112 ± 3 пк	[51]
V2758 Ori (RX J0541.4–0324)	G8	65.16 ± 0.10	0.6743 ± 0.0042	Orion	5–10
4 <sup>d</sup> 989169	K3	96.63 ± 0.56	0	371 ± 3 пк	[54]
V1001 Sco (NTTS 160905–1859)	K1	15.9 ± 0.4	0.18 ± 0.01	Sco-Cen	1–10
10 <sup>d</sup> 4	—	88.3 ± 5.4	0.17 ± 0.02	137.0 ± 0.3 пк	[47, 48]
V1151 Sco (NTTS 155808–2219)	M2–M3	33.12 ± 0.33	0.78 ± 0.01	Sco-Cen	3.3 ± 1.8
16 <sup>d</sup> 9243	M3–M4	42.43 ± 0.67	0.113 ± 0.008	122 ± 8 пк	[55]
V1154 Sco (NTTS 155913–2233)	K5	63.3 ± 0.8	0.63 ± 0.02	Sco-Cen	5–10
2 <sup>d</sup> 42378	K5	100.5 ± 3.4	0.024 ± 0.014	130 ± 10 пк*	[47, 48]
V4046 Sgr**	K5	54.16	0.957	—	~13
2 <sup>d</sup> 42537	K7	56.61	0	71.5 ± 0.1 пк	[56]
V826 Tau	K7	18.28 ± 0.3	0.981 ± 0.011	Taurus	4
3 <sup>d</sup> 887758	K7	18.62 ± 0.5	0	143.7 ± 0.4 пк	[57]
V1098 Tau A (LkCa 3A)	M	27.16 ± 0.31	0.5148 ± 0.0085	Tau-Aur	1.4
12 <sup>d</sup> 941865	M	52.75 ± 0.77	0.1735 ± 0.0090	133 пк*	[58]
V1098 Tau B (LkCa 3B)	M	35.37 ± 0.45	0.522 ± 0.012	Tau-Aur	1.4
4 <sup>d</sup> 0676115	M	67.7 ± 1.2	0	133 пк*	[58]
VSB 126	G9–K1	14.74 ± 0.24	0.29 ± 0.2	NGC 2264	~3
12 <sup>d</sup> 9244	M3–M5	51.3 ± 2.8	0.18 ± 0.02	722.5 ± 7.5 пк	[46]
Walker 134	G5	83 ± 5	0.96 ± 0.02	NGC 2264	~2
6 <sup>d</sup> 3532	G5	86 ± 5	0	717 ± 7 пк	[59]

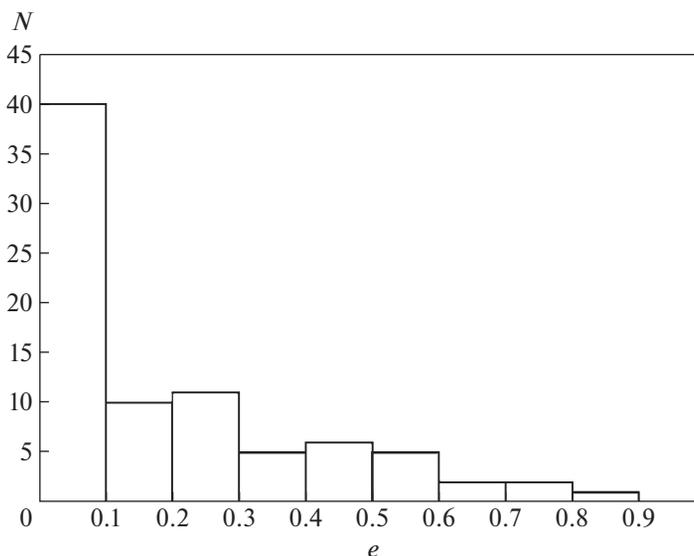


Рис. 1. Распределение молодых SB2 звезд по эксцентриситетам.

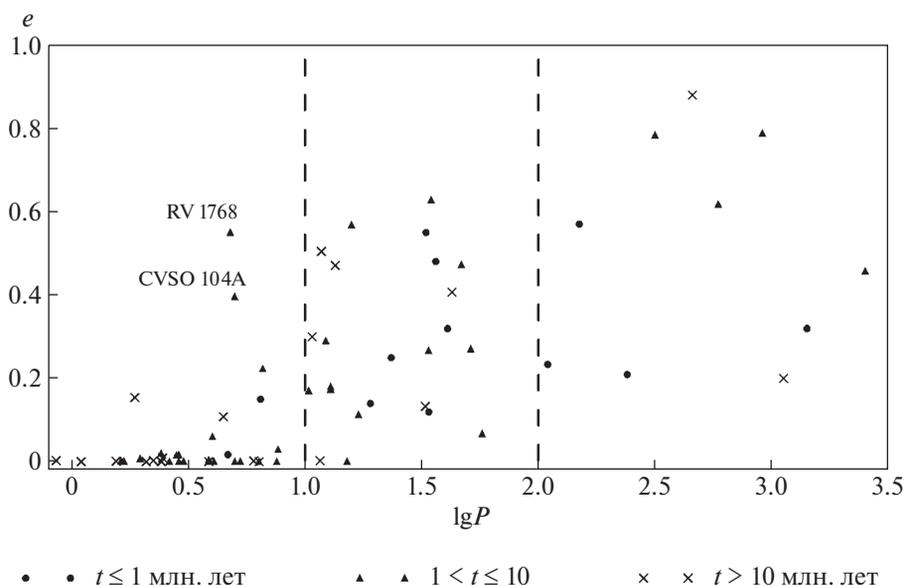
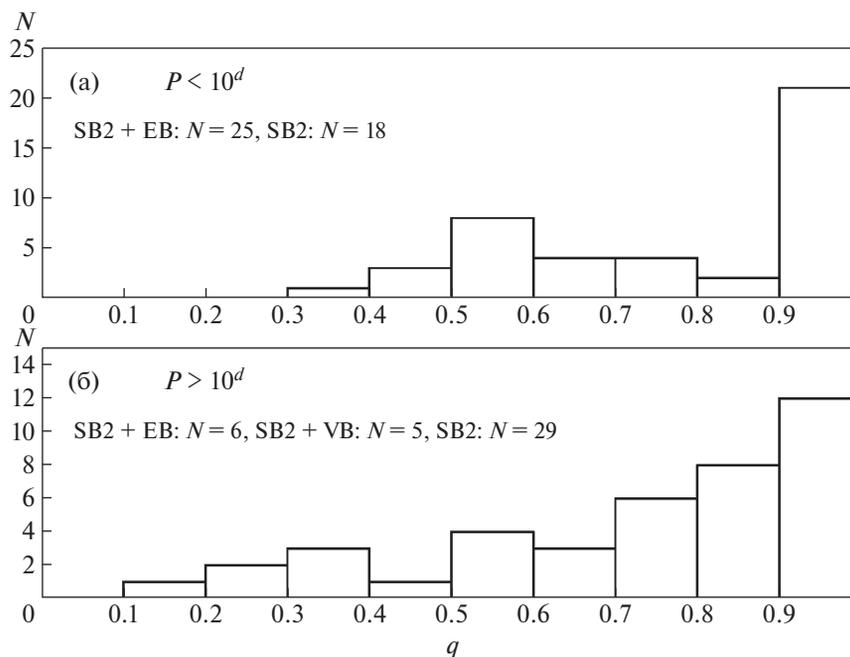


Рис. 2. Диаграмма эксцентриситет–период для молодых SB2 звезд.

eDR3/DR3 нет тригонометрических параллаксов, приведены из соответствующей литературной ссылки и отмечены значком \*. Расстояния до звезд RV 1659 и RV 1768 указаны как расстояние до области звездообразования NGC 2264. В последнем столбце даны возраст звезд и ссылки на литературу. Параметры звезд в таблицах приведены с погрешностями, если они указаны в оригинальных статьях. Параметры, информация о

которых отсутствует в оригинальных статьях, отмечены прочерками. В названиях звезд мы придерживаемся номенклатуры Общего каталога переменных звезд [17]. Если в оригинальной статье приведено другое название звезды, оно указано в круглых скобках. Если звезды нет в Общем каталоге переменных звезд, в таблицах указано название, которое приведено в соответствующей ссылке.



**Рис. 3.** Распределение молодых SB2 звезд с периодами  $P < 10^d$  (панель а) и  $P > 10^d$  (панель б) по отношению масс компонентов  $q = \frac{M_2}{M_1}$ .

Согласно табл. 1 и 2, 14 компонентов молодых двойных звезд являются Ae/Be звездами Херbiga, 91 — звездами типа Т Тельца, к красным карликам относится 61 компонент.

Молодые звезды окружены газопылевыми аккреционными дисками в течение первых нескольких миллионов лет своей эволюции. Газопылевые диски одиночных классических звезд типа Т Тельца (CTTS) имеют размеры  $\sim 100$  а.е., массы дисков  $\sim 1\%$  массы звезды и меньше. Время жизни дисков у них составляет от 1 млн. до 10 млн. лет, среднее время жизни дисков — около 2–3 млн. лет [60]. За это время аккреция вещества на звезду прекращается, внешние части газопылевого диска рассеиваются. Выводы о наличии дисков делаются на основании того, что в спектрах молодых звезд наблюдаются сильные эмиссионные линии и значительные избытки инфракрасного и ультрафиолетового излучения. Если плоскость газопылевого диска расположена по лучу зрения наблюдателя, могут возникать квазипериодические ослабления блеска звезды, обусловленные затмениями значительной части поверхности звезды краем внутреннего диска. Все эти явления затрудняют определение светимостей, радиусов, возрастов и других физических параметров звезд и требуют проведения длительной многоцветной фотометрии для реалистичных оценок этих параметров (см., например, [61]).

CTTS в двойных системах имеют диски, меньшие по массе и размерам по сравнению с одиночными звездами тех же масс из-за приливного взаимодействия компонентов. Размеры околозвездных дисков у них не могут быть больше, чем половина расстояния между компонентами. Время жизни околозвездных дисков в двойных системах с большой полуосью  $A \sim 5\text{--}10$  а.е. (для двойной с компонентами массой  $1 M_\odot$  это соответствует периоду  $P \sim 2900^d\text{--}8000^d$ ) составляет около 10% от времени жизни дисков одиночных звезд [60, 62]. Если  $A < 10 R_\odot$  ( $P < 3^d$  для двойной с  $M_1 = M_2 = 1 M_\odot$ ), то из-за взаимодействия магнитосфер компонентов образование околозвездных дисков становится невозможным. Все двойные звезды нашей выборки имеют периоды  $P < 3000^d$ , у подавляющего большинства из них  $P < 100^d$ . Около 20% систем имеют  $P < 3^d$ . Возраст практически всех звезд  $t \geq 1$  млн. лет. Таким образом, околозвездные газопылевые диски не окажут существенного влияния на определение параметров исследуемых SB2 звезд.

Вокруг двойных звезд типа Т Тельца с  $A < 10\text{--}20$  а.е. может формироваться общий диск (circumbinary disk), внутренняя граница которого лежит на расстоянии  $(2\text{--}3)A$  от центра масс системы. В обзорной статье Оффнер и др. [62] под-

черкивается, что такие диски малочисленны и чаще встречаются среди SB1 по сравнению с SB2. В нашей выборке 6 систем с общими дисками вокруг двойной, в табл. 2 они отмечены значком \*\*. Определение параметров этих двойных звезд производилось с учетом наличия дисков и связанных с ним явлений (см. соответствующие литературные ссылки).

### 3. ОТНОШЕНИЕ МАСС КОМПОНЕНТОВ И ЭКСЦЕНТРИСИТЕТ МОЛОДЫХ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

На рис. 1 представлена гистограмма распределения молодых SB2 звезд по эксцентриситетам. Согласно рисунку, орбиты ~50% систем являются круговыми или близкими к круговым, эксцентриситеты лежат в интервале от 0.0 до 0.1. Это несколько больше, чем в работе Исмаилова и др. [4].

Поскольку среди звезд нашей выборки есть как тесные, так и широкие пары, на рис. 2 представлена диаграмма эксцентриситет-период. Системы с возрастом  $t \leq 1$  млн. лет изображены на рисунке кружками, с возрастом от 1 до 10 млн. лет – треугольниками, и крестиками изображены системы, возраст которых более 10 млн. лет. Рисунок показывает, что можно выделить три группы звезд:

1) короткопериодические двойные ( $P < 10^d$ ), подавляющее большинство которых имеют эксцентриситеты, близкие к нулю. Подобный результат был получен на меньшем наблюдательном материале в работах [5–7]. Это говорит о том, что у короткопериодических двойных систем уже на стадии сжатия к НПП произошла циркуляризация их орбит. Ряд теоретических работ подтверждает такую возможность в рамках приливного взаимодействия компонентов [63, 64]. Системы CVSO 104A и RV 1786 имеют самые большие эксцентриситеты,  $e > 0.4$ . Возраст маломассивных компонентов ( $M < 0.6 M_{\odot}$ ) этих систем равен  $t = (1.5–5.0)$  млн. лет, что меньше времени циркуляризации их орбит [29]. У CVSO 104A наблюдают общий диск вокруг двойной. В работе [65] показано, что аккреция вещества из такого диска у двойной с отношением масс  $q \sim 1$  может привести к эксцентриситету  $e \approx 0.45$ , если только эволюция не началась с почти круговой орбиты ( $e \leq 0.08$ ).

В Каталоге орбит спектрально-двойных звезд (9-е издание) [66] около 90% SB2 звезд с  $P < 10^d$  имеют эксцентриситеты, не превышающие значение 0.1.

2) системы с периодом  $10^d < P < 100^d$ , эксцентриситеты лежат в интервале от 0.1 до 0.7. Период двойных звезд может уменьшаться в процессе

эволюции в результате потери орбитального углового момента, а орбита приближаться к круговой. Возможно, часть систем в ходе эволюции переходят из этой группы в группу с  $P < 10^d$ . Об этом говорит и возраст звезд, в первой группе практически отсутствуют звезды с возрастом не более 1 млн. лет, в то время как во второй группе они составляют ~25%.

3) широкие двойные с  $P > 100^d$  и эксцентриситетом  $e > 0.2$ . Широкие системы могут быть образованы в результате захвата, в этом случае возможен большой эксцентриситет. Эффекты приливного взаимодействия в таких двойных звездах слабые и орбита не будет существенно изменяться в процессе эволюции.

Распределение молодых SB2 звезд по отношению масс компонентов  $q = \frac{M_2}{M_1}$  иллюстрирует рис. 3. Рисунок показывает, что максимум распределения приходится на интервал  $q = (0.9–1.0)$ .

У короткопериодических систем ( $P < 10^d$ ) только 4 системы из 43 имеют  $q < 0.5$ , для ~50% из них отношение масс лежит в интервале от 0.9 до 1.0 (рис. 3а). Это не противоречит теоретическим предположениям о том, что основными механизмами образования тесных двойных звезд являются фрагментация и деление [8, 9]. Интересно отметить наличие второго максимума в интервале  $q = 0.5–0.6$ . Подобная особенность в распределении короткопериодических молодых двойных по отношению масс была отмечена нами ранее [5] и сохранилась при увеличении числа SB2 звезд. Возможно, часть короткопериодических систем являются членами молодых скоплений с большой плотностью звезд и образуются путем захвата.

Число SB2 систем с  $P > 100^d$  невелико, поэтому мы объединили их с системами, имеющими период от  $10^d$  до  $100^d$  (рис. 3б). Из рисунка следует, что у молодых SB2 звезд с  $P > 10^d$  распределение по отношению масс более пологое по сравнению с короткопериодическими двойными. В интервал  $q = 0.9–1.0$  попала только треть систем, и 7 из 40 пар (около 12%) имеют отношение масс  $q < 0.5$ . Механизм образования широких двойных путем захвата предполагает преимущественно малое отношение масс в системах [8]. Полученные результаты не противоречат работам [11, 12].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Собраны данные о 83 молодых спектрально-двойных звездах с двумя линиями в спектре, из них 31 система наблюдается как затменная переменная, 5 – как визуально-двойные. К Ae/Be

звездам Хербига относятся 14 компонентов, к звездам типа Т Тельца — 91, к красным карликам — 61. Для них построены распределения по эксцентриситетам и отношению масс компонентов, диаграмма эксцентриситет—период. Анализ полученных распределений позволяет сделать следующие выводы:

1. У половины молодых SB2 звезд эксцентриситеты лежат в интервале  $e = 0.0-0.1$ . Подавляющее большинство короткопериодических систем ( $P < 10^d$ ) имеют круговые орбиты, что говорит о циркуляризации их орбит на стадии до НГП. У систем с периодом  $10^d < P < 100^d$  эксцентриситеты принимают значения от 0.1 до 0.7, у широких двойных с  $P > 100^d - e > 0.2$ .

2. В группе короткопериодических SB2 звезд практически отсутствуют очень молодые системы с возрастом  $t \leq 1$  млн. лет, в то время как в группе двойных с  $10^d < P < 100^d$  и эксцентриситетом  $0.1 < e < 0.7$  они составляют около 25%. Потеря орбитального углового момента компонента в ходе эволюции и приливное взаимодействие компонентов могут привести к уменьшению периода двойной системы, циркуляризации орбиты и пополнению группы короткопериодических систем.

3. В распределении двойных с  $P < 10^d$  по отношению масс компонентов ярко выражен максимум в интервале  $q = 0.9-1.0$  и очень мало пар с  $q < 0.5$ . Есть второй максимум в интервале  $q = 0.5-0.6$ . Можно предположить, что часть короткопериодических систем образуются путем захвата в молодых скоплениях с большой плотностью звезд. У пар с  $P > 10^d$  уже около 12% имеют  $q < 0.5$ , максимум в интервале  $q = 0.9-1.0$  менее значимый. Распределение молодых двойных по отношению масс не противоречит теоретическим механизмам образования тесных двойных звезд (фрагментации и делению) и возможности образования широких пар путем захвата.

Наблюдаемое распределение SB2 звезд по отношению масс компонентов искажено наблюдательной селекцией. Вероятность обнаружения двойной с двумя линиями в спектре выше при сравнимых светимостях (массах) компонентов. Обнаружению двойственности препятствуют малые значения амплитуд лучевых скоростей, неблагоприятная для наблюдений ориентация плоскостей орбит и другие факторы. Учет эффектов наблюдательной селекции должен привести к возрастанию доли SB2 систем с малыми отношениями масс компонентов ( $q < 0.5$ ).

В будущем планируется исследование распределения молодых звезд по массам и отношению масс компонентов с учетом эффектов наблюдательной селекции, дальнейшее накопление данных о SB2 звездах, находящихся на стадии сжатия к НГП.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность С.А. Хайбрахманову за полезное обсуждение работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Научные информации Астрон. совета АН СССР **67**, 3 (1989).
2. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Астрофизика **30**, 524 (1989).
3. V. Trimble, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **242**, 79 (1990).
4. Н. З. Исмаилов, Г. А. Абди, Г. Б. Мамедханова, Астрон. циркуляр № 1610 (2014).
5. A. E. Dudorov and O. V. Eretnova, Astron. Astrophys. Trans. **29**, 437 (2016).
6. R. D. Mathieu, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **32**, 465 (1994).
7. C. H. F. Melo, E. Covino, J. M. Alcalá, and G. Torres, Astron. and Astrophys. **378**, 898 (2001).
8. H. Zinnecker, Astrophys. Space Sci. **99**, 41 (1984).
9. M. R. Bate, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **314**, 33 (2000).
10. M. R. Bate, I. A. Bonnell, and V. Bromm, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **336**, 705 (2002).
11. R. J. White and A. M. Ghez, Astrophys. J. **556**, 265 (2001).
12. G. D. Smith, E. Gillen, D. Queloz, L. A. Hillenbrand, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **507**, 5991 (2021).
13. G. H. Herbig, Advances in Astron. and Astrophys. **1**, 47 (1962).
14. А. Е. Дудоров, О. В. Еретнова, Челябинский физико-математический журнал **6**, 347 (2021).
15. Gaia Collaboration 2020, VizieR Online Data Catalog: I/350.
16. Gaia Collaboration 2022, VizieR On-line Data Catalog: I/355.
17. N. N. Samus, E. V. Kazarovets, O. V. Durlevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova, Astronomy Reports **61**, 80 (2017).
18. A. Erdem, D. Sürgit, B. Özkardeş, P. Hadrava, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **515**, 6151 (2022).
19. M. Morales-Calderón, J. R. Stauffer, K. G. Stassun, F. J. Vrba, et al., Astrophys. J. **753**, 149 (2012).

20. *G. Torres, C. H. S. Lacy, A. Claret, and J. A. Sabby*, *Astron. J.* **120**, 3226 (2000).
21. *L. Hebb, H. M. Cegla, K. G. Stassun, H. C. Stempels, P. A. Cargile, and L. E. Palladino*, *Astron. and Astrophys.* **531**, id. A61 (2011).
22. *S. J. Murphy, W. A. Lawson, C. A. Onken, D. Yong, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 4902 (2020).
23. *E. Gillen, L. A. Hillenbrand, J. Stauffer, S. Aigrain, L. Rebull, and A. M. Cody*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **495**, 1531 (2020).
24. *B. M. Tofflemire, A. L. Kraus, A. W. Mann, E. R. Newton, et al.*, *Astron. J.* **165**, 46 (2023).
25. *I. Czekala, S. M. Andrews, G. Torres, J. E. Rodríguez, et al.*, *Astrophys. J.* **851**, 132 (2017).
26. *L. Prato, D. Ruíz-Rodríguez, and L. H. Wasserman*, *Astrophys. J.* **852**, 38 (2018).
27. *J.-B. Le Bouquin, J.-L. Monin, J.-P. Berger, L. Prato, M. Benisty, and G. Schaefer*, *Astron. and Astrophys.* **561**, id. A101 (2014).
28. *J. M. Alcalá, E. Covino, C. Melo, and M. F. Sterzik*, *Astron. and Astrophys.* **384**, 521 (2002).
29. *A. Frasca, H. M. J. Boffin, C. F. Manara, J. M. Alcalá, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **656**, id. A138 (2021).
30. *J. S. Carr, R. D. Mathieu, and J. R. Najita*, *Astrophys. J.* **551**, 454 (2001).
31. *I. Czekala, S. M. Andrews, G. Torres, E. L. N. Jensen, K. G. Stassun, D. J. Wilner, and D. W. Latham*, *Astrophys. J.* **818**, 156 (2016).
32. *J. Wang, T. J. David, L. A. Hillenbrand, D. Mawet, S. Albrecht, and Z. Liu*, *Astrophys. J.* **865**, 141 (2018).
33. *C. C. Guillén, N. Lodieu, V. J. S. Béjar, D. Baroch, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **654**, id. A134 (2021).
34. *E. W. Guenther, M. Esposito, R. Mundt, E. Covino, J. M. Alcalá, F. Cusano, and B. Stecklum*, *Astron. and Astrophys.* **467**, 1147 (2007).
35. *G. Torres*, *Astron. J.* **127**, 1187 (2004).
36. *M. Esposito, E. Covino, J. M. Alcalá, E. W. Guenther, and E. Schisano*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **376**, 1805 (2007).
37. *M. E. Shultz, E. Alecian, V. Petit, S. Bagnulo, T. Böhm, C. P. Folsom, G. A. Wade, and the MiMeS Collaboration*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **504**, 3203 (2021).
38. *L. A. Marschall, and R. D. Mathieu*, *Astron. J.* **96**, 1956 (1988).
39. *V. Rosero, L. Prato, L. H. Wasserman, and B. Rodgers*, *Astron. J.* **141**, 13 (2011).
40. *M. Kounkel, L. Hartmann, J. J. Tobin, M. Mateo, J. I. Bailey, and M. Spencer*, *Astrophys. J.* **821**, 8 (2016).
41. *G. G. Sacco, E. Franciosini, S. Randich, and R. Pallavicini*, *Astron. and Astrophys.* **488**, 167 (2008).
42. *K. Kellogg, L. Prato, G. Torres, G. H. Schaefer, et al.*, *Astrophys. J.* **844**, 168 (2017).
43. *E. L. Martín, A. Magazzù, X. Delfosse, and R. D. Mathieu*, *Astron. and Astrophys.* **429**, 939 (2005).
44. *K. G. Strassmeier and J. B. Rice*, *Astron. and Astrophys.* **360**, 1019 (2000).
45. *E. Alecian, C. Catala, G. A. Wade, J.-F. Donati, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **385**, 391 (2008).
46. *N. Karnath, L. Prato, L. H. Wasserman, G. Torres, B. A. Skiff, and R. D. Mathieu*, *Astron. J.* **146**, 149 (2013).
47. *R. D. Mathieu, F. M. Walter, and P. C. Myers*, *Astron. J.* **98**, 987 (1989).
48. *L. Prato, M. Simon, T. Mazeh, I. S. McLean, D. Norman, and S. Zucker*, *Astrophys. J.* **569**, 863 (2002).
49. *S. Messina, P. Parihar, K. Biazzo, A. F. Lanza, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **457**, 3372 (2016).
50. *B. Reipurth, H. Lindgren, M. Mayor, J.-C. Mermilliod, and N. Cramer*, *Astron. J.* **124**, 2813 (2002).
51. *D. Ruíz-Rodríguez, L. Prato, G. Torres, L. H. Wasserman, and R. Neuhäuser*, *Astron. J.* **145**, 162 (2013).
52. *G. Torres, R. Neuhäuser, and E. W. Guenther*, *Astron. J.* **123**, 1701 (2002).
53. *G. N. Mace, L. Prato, L. H. Wasserman, G. H. Schaefer, O. G. Franz, and M. Simon*, *Astron. J.* **137**, 3487 (2009).
54. *E. Covino, C. Melo, J. M. Alcalá, G. Torres, M. Fernández, A. Frasca, and R. Paladino*, *Astron. and Astrophys.* **375**, 130 (2001).
55. *G. N. Mace, L. Prato, G. Torres, L. H. Wasserman, R. D. Mathieu, and I. S. McLean*, *Astron. J.* **144**, 55 (2012).
56. *H. C. Stempels, and G. F. Gahm*, *Astron. and Astrophys.* **421**, 1159 (2004).
57. *B. Reipurth, H. Lindgren, B. Nordström, and M. Mayor*, *Astron. and Astrophys.* **235**, 197 (1990).
58. *G. Torres, D. Ruíz-Rodríguez, M. Badenas, L. Prato, et al.*, *Astrophys. J.* **773**, 40 (2013).
59. *D. L. Padgett, and K. R. Stapelfeldt*, *Astron. J.* **107**, 720 (1994).
60. *J. P. Williams, and L. A. Cieza*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49**, 67 (2011).
61. *К. Н. Гранкин*, *Письма в Астрон. журн.* **42**, 353 (2016).
62. *S. S. R. Offner, M. Moe, K. M. Kratter, S. I. Sadavoy, E. L. N. Jensen, and J. J. Tobin*, arXiv:2203.10066 [astro-ph.SR]. (2022).
63. *J. P. Zahn, and L. Bouche*, *Astron. and Astrophys.* **223**, 112 (1989).
64. *Kh. F. Khaliullin, and A. L. Khaliullina*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **411**, 2804 (2011).
65. *J. Zrake, C. Tiede, A. MacFadyen, and Z. Haiman*, *Astrophys. J. Letters* **909**, id. L13 (2021).
66. *D. Pourbaix, A. A. Tokovinin, A. H. Batten, F. C. Fekel, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **424**, 727 (2004).

## MASS RATIO AND ECCENTRICITY DISTRIBUTIONS OF YOUNG SPECTROSCOPIC BINARY STARS

O. V. Eretnova<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russia*

We collected the information about 83 pre-main sequence double-lined spectroscopic binaries. Among them there are Ae/Be Herbig stars, T Tauri stars and red dwarfs. The eccentricity – period relation, the mass ratio and eccentricity distributions of young spectroscopic binaries are constructed and analyzed. The overwhelming majority of close binaries with  $P < 10^d$  have eccentricity near to zero, the stars less than 1 million years old are rare among them. The mass ratio distribution of systems with  $P < 10^d$  has a prominent maximum in a range of  $q = 0.9–1.0$ . The number of young spectroscopic binaries with  $P > 10^d$  does not decrease with decreasing mass ratio as sharply as in the case of close binary stars, about 12% of these stars have  $q < 0.5$ . The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* pre-main sequence stars, spectroscopic binaries, mass ratio distribution, eccentricity distribution

## ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ РЯДА ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

© 2023 г. А. В. Кожевникова<sup>1,\*</sup>, И. Ю. Алексеев<sup>2</sup>, В. П. Кожевников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. Первого президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт “Крымская астрофизическая обсерватория”, Научный, Россия

\*E-mail: [alla.kozhevnikova@urfu.ru](mailto:alla.kozhevnikova@urfu.ru)

Поступила в редакцию 23.04.2023 г.

После доработки 26.05.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

В работе представлен анализ многолетних фотометрических наблюдений нескольких десятков хромосферно-активных звезд, обладающих активностью солнечного типа (как по нашим собственным наблюдениям, так и по имеющимся в литературе данным). Выполнено моделирование распределения холодных фотосферных пятен на основе зональной модели — получено несколько сотен моделей. Получено, что у большинства звезд пятна расположены на средних и умеренных широтах, максимальные площади пятен могут занимать от 7 до 58% поверхности звезды. Показано, что у ряда звезд можно заподозрить дрейф пятен по широте, как в сторону экватора, так и в сторону полюса, однако скорость такого дрейфа ниже в несколько раз, чем у солнечных пятен. Выявлено наличие циклов звездной активности у 15 звезд длительностью от 3 до 28 лет, выраженных в изменениях блеска системы, а также в изменениях общей запятненности звезды. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

*Ключевые слова:* переменные звезды, звездная активность, звездные пятна

DOI: 10.31857/S0004629923090086, EDN: HSIWCM

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы активности, аналогичные тем, что наблюдаются на Солнце, все шире отмечаются на других звездах и, таким образом, раздел солнечно-звездной физики активно развивается [1–3]. Звезды поздних спектральных типов с конвективными оболочками подвержены влиянию внутренних магнитных полей, которые вызывают богатое разнообразие проявлений активности: холодные фотосферные пятна, хромосферные факелы, корональные петли, вспышки, излучение в ультрафиолетовом, рентгеновском и радиодиапазоне [4]. Звездные пятна, представляющие собой наиболее наглядное проявление звездной активности, образуются в местах выхода магнитного поля, достаточного сильного, чтобы подавить конвективные движения в подфотосферных слоях и, таким образом, позволяют получить некоторое представление о структуре магнитного поля звезды. Обзоры свойств активных запятненных звезд и их роли в понимании звездного магнетизма приведены, например, в работах Бруна [1], Штрассмайера [4], Бердугиной [5] и ссылках в них. Изменения параметров пятен с течением времени позволяют исследовать циклы активно-

сти звезд, аналогичные циклу активности Солнца, а также выявлять наличие или отсутствие так называемых активных долгот — областей, в которых преимущественно группируются фотосферные пятна. Поэтому очень важно получать информацию о запятненности звезд на больших временных промежутках, составляющих несколько десятилетий. Знания о динамике параметров звездных пятен со временем позволяют улучшить наше понимание теории звездных магнитных полей и способствуют развитию единой теории солнечно-звездного магнетизма.

Единственная звезда, на которой мы можем изучать фотосферные пятна с высоким пространственным разрешением — это Солнце. Для других звезд мы вынуждены использовать только косвенные методы для получения информации о наличии звездных пятен и их физических параметрах. Для долговременного анализа поведения запятненных звезд наиболее подходящим методом являются фотометрические наблюдения, поскольку они позволяют получать длительные временные ряды наблюдений для каждой звезды на протяжении многих лет. Именно на основе такого мониторинга, проводимого в Крым-

ской астрофизической обсерватории, а также в Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета, выполнена данная работа.

Холодные темные пятна фотометрически проявляются во вращательной модуляции блеска звезды с амплитудами от нескольких сотых до десятых звездной величины [5]. Медленные изменения конфигурации пятен вызывают вариации кривой блеска от сезона к сезону, которые могут выражаться не только изменением формы вращательной модуляции блеска, но и изменением общего уровня яркости системы. Из многоцветных фотометрических наблюдений наиболее надежно определяются температура и общая площадь звездных пятен, в то время как оценка широтного распределения пятен представляет наиболее трудную задачу и требует некоторых априорных предположений. Этому вопросу посвящена обширная литература и разработаны различные модели (см. обзор в монографии Гершберга [6]).

В данной работе мы представляем обобщенный анализ запятненности нескольких десятков хромосферно-активных звезд спектральных классов от G до K, относящихся к типам RS CVn и BY Dra, на временной шкале в десятки лет с целью обнаружения долговременных изменений фотосферных пятен и поиска циклов активности.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения активных переменных звезд проводились в двух обсерваториях: в астрономической обсерватории Уральского Федерального университета на 70-см телескопе и многоканальном фотометре, который позволяет одновременно измерять световые потоки двух звезд (исследуемой и звезды сравнения) и фона неба непрерывно в течение всей ночи, а также в Крымской астрофизической обсерватории на 1.25-метровом телескопе АЗТ-11. Была проведена дифференциальная фотометрия в стандартных полосах системы Джонсона U, B, V, R и I, стандартные ошибки определения блеска звезды и ее показателей цвета не превышают  $0^m01$ . Подробности методики наблюдений и результаты наблюдений опубликованы нами в цикле наших работ [7–9].

У всех наблюдаемых звезд была выявлена вращательная модуляция блеска, связанная с наличием холодных фотосферных пятен. Форма кривых блеска, ее амплитуда и средний уровень показывают изменения от сезона к сезону, что может быть вызвано медленными изменениями конфигурации пятен. Анализ фотометрической переменности в полосах U, B, V, R и I показал, что у всех звезд наблюдается покраснение блеска в фотометрическом минимуме вращательной мо-

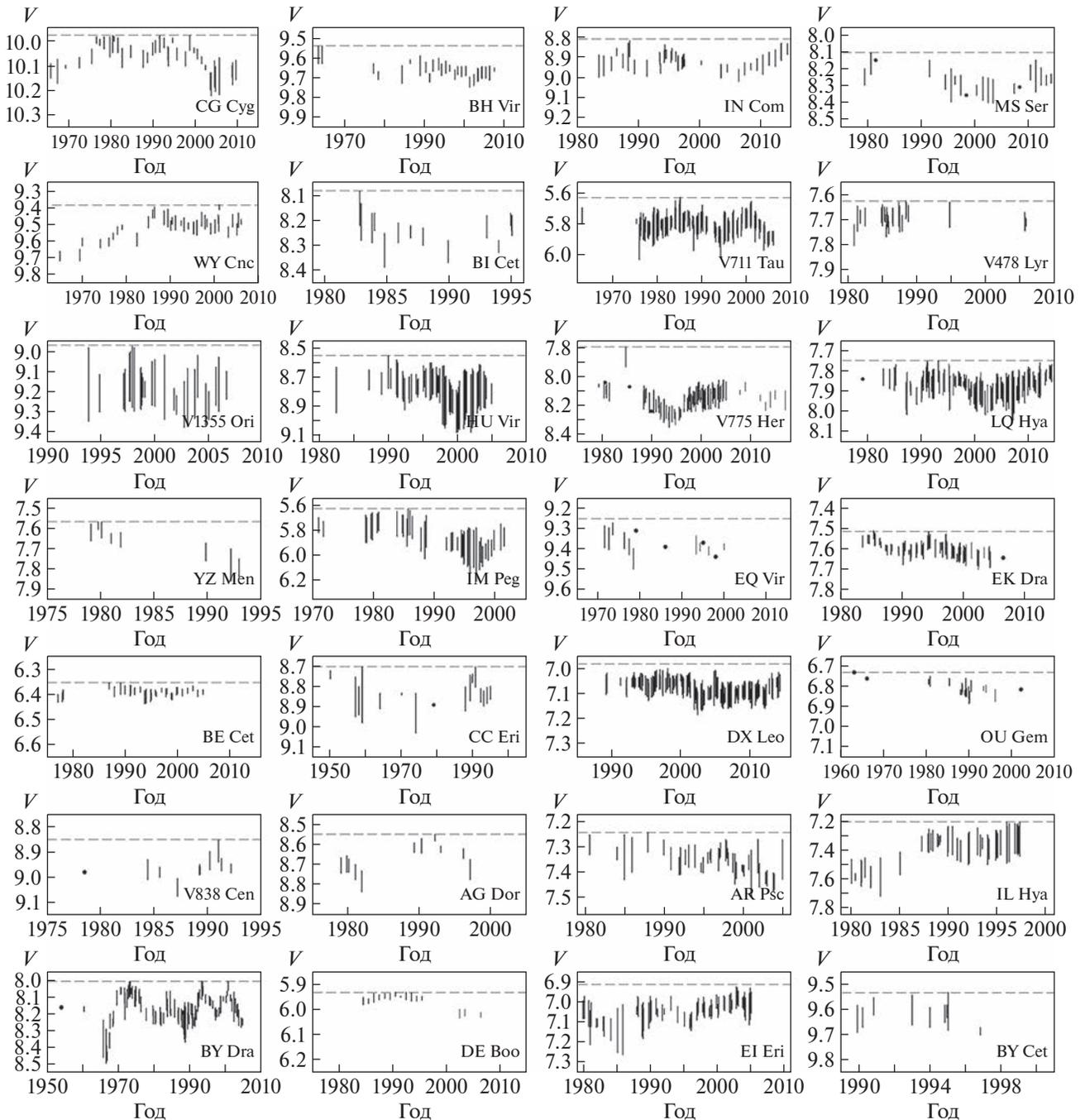
дуляции, что подтверждает, что эта модуляция вызвана холодными фотосферными пятнами, как было показано в работе [6].

Для построения долговременных кривых блеска исследуемых звезд мы использовали не только собственные наблюдения, но и данные о фотометрических наблюдениях этих звезд из литературных источников, примеры таких кривых блеска представлены на рис. 1. Горизонтальная штриховая линия показывает уровень исторически максимального блеска за все время наблюдений. Вертикальными линиями обозначены изменения блеска в каждую эпоху наблюдений, которые были получены из данных о вращательной модуляции, точками отмечены эпизодические наблюдения, если таковые имелись. Основные фотометрические данные были взяты из следующих работ и ссылок в них [8–28].

## 3. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ФОТОСФЕРНОЙ ЗАПЯТНЕННОСТИ ЗВЕЗД

Моделирование запятненности фотосфер было проведено как по нашим собственным наблюдениям звезд, так и по всем доступным в литературе фотометрическим данным. Для моделирования применялась зональная модель запятненности, разработанная в Крымской Астрофизической Обсерватории [29]. В предложенной модели вместо одного-двух пятен на звезде, как в традиционной схеме, рассматриваются общие характеристики запятненной области в целом, и описывается фотометрическое поведение запятненных звезд с помощью картины многочисленных мелких пятен, расположенных в двух широтных поясах, по аналогии с королевскими широтами на Солнце. В отличие от предыдущей версии [30], теперь модель позволяет рассматривать одновременное наличие на звезде двух активных долгот, на которых формируются пятна. Как было показано в ряде работ [4, 5, 31], одновременное присутствие двух активных долгот наблюдается довольно часто у запятненных звезд всех спектральных классов и светимостей, включая Солнце. Важно, что при моделировании в рамках этой модели учитывается долговременное поведение звезды в течение предыдущих десятилетий, что дает возможность оценить значение наибольшего блеска звезды за все время ее фотометрических наблюдений и рассматривать эту величину, с большой вероятностью, как блеск звезды в состоянии, свободном от пятен.

Вся совокупность запятненных областей на звезде представляется двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности. Они занимают области с широтами от  $\pm\varphi_0$  до  $\pm(\varphi_0 + \Delta\varphi)$  с плотностью заполнения пятнами  $f(l)$ ,



**Рис. 1.** Долговременные диаграммы блеска хромосферно-активных звезд. Вертикальная линия обозначает величину изменения блеска звезды от минимума до максимума в данную наблюдательную эпоху. Сплошной линией обозначены циклы активности.

меняющейся по долготу от единицы в главном минимуме блеска звезды до некоторых чисел  $f_1$  и  $f_2$  в сезонном максимуме и вторичном минимуме соответственно, причем  $0 < f_1 < f_2 < 1$ . При моделировании используются для каждого сезона три экстремальных точки кривой блеска — локального максимума, первичного и второго минимумов

блеска ( $\Delta V_{\max}$ ,  $\Delta V_1$  и  $\Delta V_2$  соответственно) относительно максимального блеска системы за все время наблюдений  $V_{\max}$  (столбец 3 табл. 1 и горизонтальные пунктирные линии на рис. 1). При расчетах используются наблюдения в полосах Джонсоновской системы В, V, R и I, которые позволяют не только корректно отделить геометрический эффект запятненности от температур-

Таблица 1. Основные параметры пятен анализируемых звезд

Звезда	Sp	$V_{\max}$ , mag	Число эпох	$\Delta T_{\text{spot}}$ , К	$\langle \phi \rangle$ , °	$S_{\max}$ , %	$\delta \phi$ , °/год	$R$ ( $\langle \phi \rangle$ , $S$ )	$P_{\text{сус}}$ , годы
LQ Hya	K1V	7.75	166	800	35–51	29.5	–0.9...–1.7	–	18, 11.2, 15, 6.75, 5.2
EQ Vir	K6V	9.25	15	960	2.2–5.7	14.6	–	0.74	–
EK Dra	G1V	7.48	82	2300	46–64	23.6	–1.6...–2.0	–0.73	27, 12, 9.2, 6.5, 4.5
DX Leo	K0V	6.98	137	1480	38–54	17.0	–2.2...–2.6	–0.56	14, 3.2
OU Gem	K3V + K5V	6.73	24	1850	18–20	16.1	–	–	–
V833 Tau	K5V	7.88	67	950	20–29	58.6	0.8	0.75	20, 6.4
BY Dra	K7V + K8V	8.00	125	950	2.7–21.5	56.0	1.2...1.6	0.95	13.7, 9, 2.7
BE Cet	G2V	6.352	33	1570	52.6–55.2	11.4	–	–	6.7, 9.1
CC Eri	K7V + M0V	8.70	17	830	3.8–17.0	35.1	–	0.74	–
V838 Cen	K1V + K1V	8.85	11	970	5.8–12.4	36.6	–	0.87	–
AG Dor	K1V + K5V	8.55	11	1300	1.2–7.3	21.8	–	0.90	–
DE Boo	K2V	5.93	15	1200	0.4–2.5	7.1	0.2	0.92	–
CG Cyg	G9V + K3V	9.98	39	2100	0–7	18	0.8	0.93	17
BH Vir	G0V + G5V	9.54	26	2300	32–34	26	–	–	23
WY Cnc	G5V + M2V	9.38	37	1700	1–7	21	–0.2	0.96	–
BI Cet	G6IV/V + G6V	8.08	14	2250	26–52	47	–	–	–
IN Com	G5III/IV	8.81	40	600	39–55	22	0.6	–0.50	7; 20
MS Ser	K2IV + G8V	8.11	19	1300	23–49	24	–2.5	–0.76	–
V711 Tau	K1IV + G5V	5.63	255	1300	30–46	41	–1.9	–	16.5; 5.5
V478 Lyr	G8V + M3V	7.625	25	1850	18–27	10	–	–0.65	6.7
IL Hya	K1III/IV + G0V	7.20	48	1500	40–58	43	–	–0.54	13
EI Eri	G5IV	6.92	61	1200	40–57	36	–1.0...–2.9	–	16
BY Cet	G7V + K5V	8.08	9	2100	2–4	12	–	–	–
AR Psc	K1IV + G5/6V	7.24	39	600	7–17	40	–	0.73	–
V1355 Ori	K2IV/V + G8V	8.97	28	1500	40–56	34	–	–	–
HU Vir	K1IV	8.55	58	1650	6–12	27	0.8	0.78	6
YZ Men	K1III	7.52	8	900	23–27	46	–	–	–
IM Peg	K2III	5.55	43	1500	6–13	29	1.1...–0.9	0.89	10.1; 28.2

ного, но и учесть широтные эффекты в распределении пятен [26]. Данные в фотометрической полосе  $U$  мы не использовали, так как излучение в этой полосе для всех типов запятненных звезд искажается хромосферной активностью. В расчетах важную роль играет предположение о распределении энергии в спектре холодного пятна. Мы предполагаем, что эта энергия распределена так же, как в спектре звезды более позднего спектрального типа. Другими важными входными параметрами моделей являются значения угла наклона оси вращения звезды  $i$ , температуры фотосферы  $T_{\text{phot}}$  и ускорения силы тяжести  $\lg g$  (необходимые для выбора коэффициентов потемнения к краю). Эти величины брались из литературных источников [10–28].

Определяемыми характеристиками в рассматриваемой модели являются значения расстояния

запятненных поясов от экватора  $\pm \phi_0$ , ширина этих поясов  $\Delta \phi$ , скважности  $f_1$  и  $f_2$ , контраст пятен в какой-либо полосе (например,  $\beta_V$ ). Из этих величин определяются средняя широта пятен  $\langle \phi \rangle = \phi_0 + \Delta \phi / 2$ , площадь пятен в процентах от полной поверхности звезды  $S = (2\pi)^{-1} (\sin(j_0 + Dj) - \sin j_0) \int f(l) dl$ , где интегрирование по долготе ведется от 0 до  $2\pi$ , а также разность температур  $\Delta T$  между спокойной фотосферой и пятнами.

В табл. 2 приведены точности определения параметров запятненных областей в зависимости от неопределенностей входных параметров моделей. Так, точность определения величин  $\phi_0$  и  $\Delta \phi$  может составлять до  $10^\circ$  и определяется, главным образом, ошибками в оценке угла  $i$ , а также коэффициента  $dB/dV$ . Ошибки параметров скважно-

**Таблица 2.** Зависимость ошибок в определении параметров запятненных областей от неопределенностей входных параметров моделей

Параметр	$\pm$	$\varphi_0, ^\circ$	$\Delta\varphi, ^\circ$	$f_1, f_2$	$\beta_V$	$\Delta T, K$	$S, \%$
$T_{\text{phot}}, K$	250	1	2	0.01	0.01	70	1.5
$\lg g$	0.5	<1	<0.1	<0.01	<0.01	5	<0.1
$V_{\text{max}}, \text{mag}$	0.01	1	1.5	0.04	<0.01	10	1
$i, ^\circ$	10	5	6	0.02	0.05	80	6
$dB/dV$	0.05	6	10	0.02	0.04	80	10
$dR/dV$	0.02	3	5	0.01	0.04	60	7
$dI/dV$	0.01	2	4	0.01	0.03	50	3

сти  $f_1$  и  $f_2$  зависят, главным образом, от неопределенности экстремальных точек кривой блеска и угла  $i$  и, как правило, не превышают 0.04. Площадь пятен  $S$  оценивается с точностью не хуже 10%. Ошибка в определении температуры пятна задается неопределенностью в оценке коэффициентов  $dB/dV$ ,  $dR/dV$ ,  $dI/dV$ , которые определяются по многоцветным фотометрическим наблюдениям, и при их ошибке 0.01–0.05 составляет 50–80 К.

Часть из анализируемых звезд является двойными, поэтому, как и в большинстве других работ, мы считали запятненным главный компонент системы [19, 33–37]. Как было показано, например, в работе [38] у анализируемых короткопериодических систем типа RS CVn температура и светимость вторичных компонентов настолько меньше, чем у главных, что активность вторичного компонента не может дать наблюдаемый фотометрический эффект. У классических систем RS CVn разность светимостей компонентов еще больше. В результате при моделировании запятненности мы учитывали, прежде всего, эффект дилуции от вторичного компонента, т.е. вычитали его вклад в общий блеск звезды.

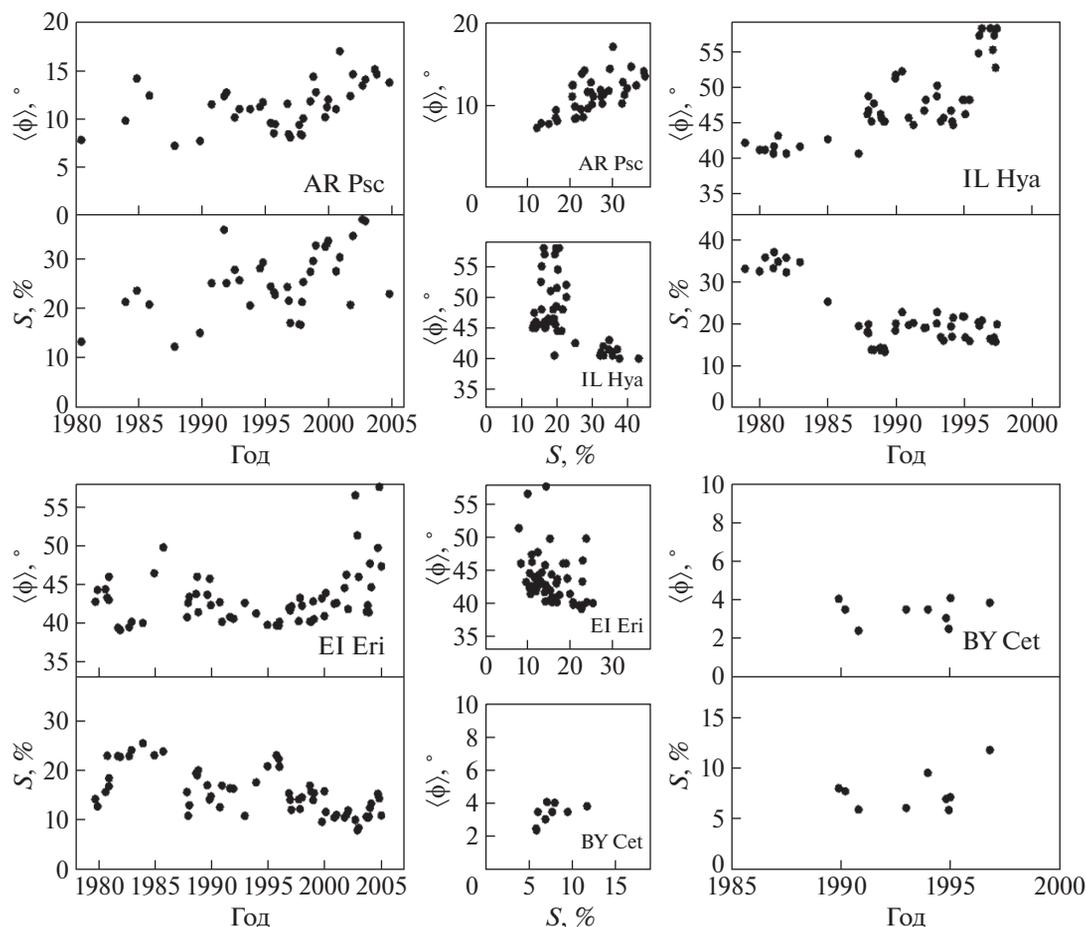
В настоящее время наиболее успешным способом изучения поверхностных неоднородностей звезды является метод доплеровского картирования, основанный на исследованиях малых деформаций профилей фотосферных линий в присутствии поверхностных неоднородностей. Однако такие исследования требуют высокого отношения сигнал–шум и хорошего спектрального разрешения внутри линии и поэтому могут применяться далеко не ко всем звездам. В настоящее время методом доплеровского картирования исследовано только около 80 объектов из нескольких сотен известных запятненных звезд. Из звезд нашего списка для 11 объектов (IM Peg, II Peg, V711 Tau, LQ Hya, EK Dra, AG Dor, IN Com, V1355 Ori, IL Hya, EI Eri, HU Vir) существуют такие наблюдения хотя бы для одного сезона. Обычно их результаты не противоречат нашим расчетам в определении площадей пятен, но нередко пред-

сказывают более теплые пятна, что возможно связано с меньшей чувствительностью метода к низким температурам пятна. При этом для большинства звезд метод может предсказывать наличие высокоширотных пятен, в то время как наши методы скорее приводят к низко- и среднеширотным пятнам. Алексеев и Козлова [39] построили для опубликованных доплеровских карт LQ Hya синтетические кривые блеска в полосах BVRI и показали, что если экстремальные точки кривых блеска воспроизводились с точностью хуже, чем  $0^m.03$ , то определенные ими коэффициенты  $dB/dV$ ,  $dR/dV$  и  $dI/dV$  воспроизводились с точностью худшей, чем 0.10. То есть доплеровское картирование зачастую не может дать удовлетворительного согласия с фотометрическими наблюдениями.

К сожалению, только для считанных звезд существуют многолетние регулярные доплеровские наблюдения. Из объектов нашей выборки это всего 4 звезды: IM Peg (регулярные наблюдения начаты в 1996 [40]); II Peg (картирование начато в 1992 [41]), V711 Tau (с 1981 г., [42]) и LQ Hya (исследуется с 1991 г., [43]). Для этих переменных мы можем отследить долговременные изменения площадей и средних широт запятненных областей, связанные с циклами активности звезд. Отметим, что длительности этих циклов уже известны из фотометрических наблюдений и совпадают с найденными нами.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренное моделирование запятненности двадцати восьми хромосферно-активных звезд, относящихся к типам RS CVn и BY Dra, на временных интервалах от 11 до 52 лет показало, что фотометрическое поведение всех исследованных звезд хорошо описывается при помощи зональной модели пятен, которая позволяет описывать одновременное присутствие на звезде пятен на двух активных долготах. Полученные параметры запятненных областей всех звезд приведены в табл. 1. Для каждой звезды в таблице содержится

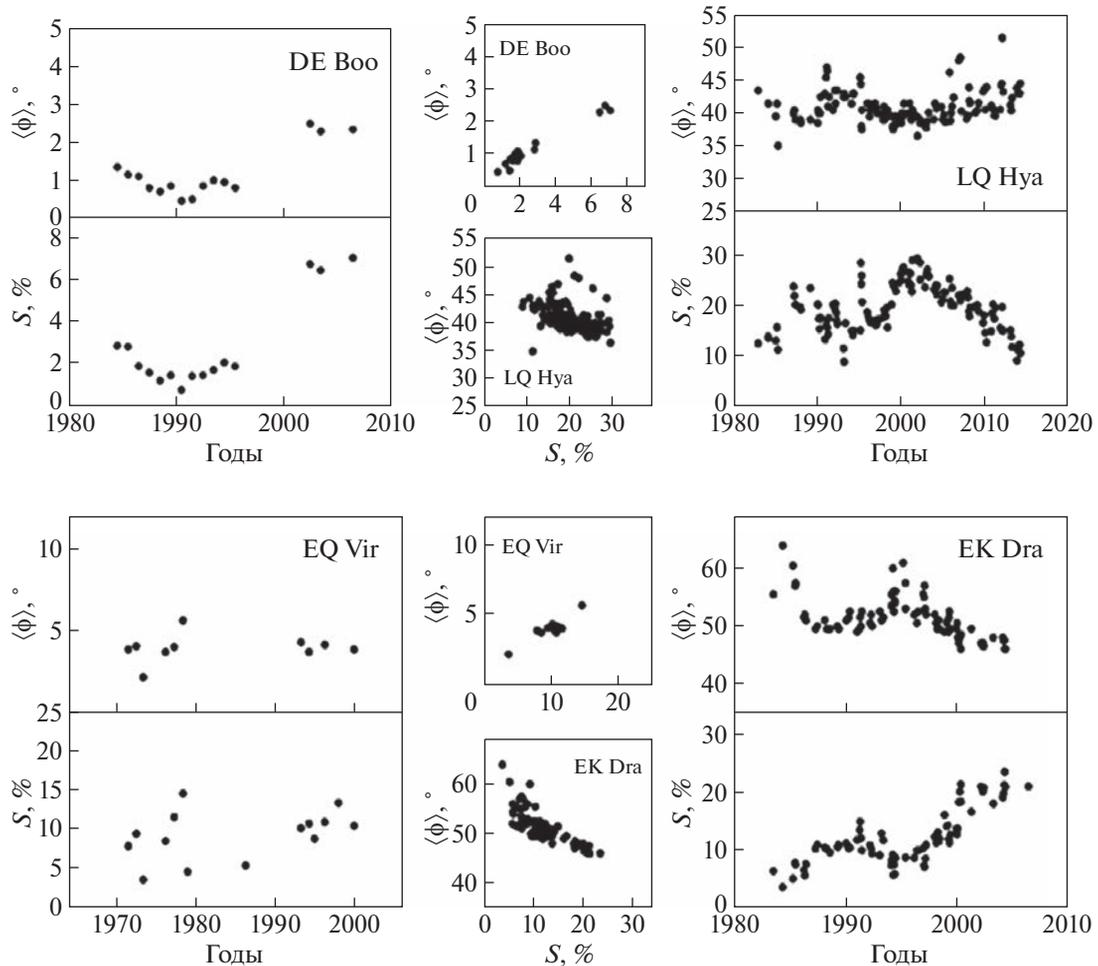


**Рис. 2.** Примеры изменения средней широты пояса запятненности в северном полушарии и общей площади  $S$ , занимаемой пятнами, в зависимости от времени для четырех короткопериодических систем типа RS CVn: AR Psc, IL Hya, EI Eri и BY Cet. В центральной части показаны зависимости средней широты запятненных областей для всех эпох наблюдений от полной площади пятен.

спектральный класс  $S_p$ , исторически максимальный блеск  $V_{\max}$ , число проанализированных эпох, разница температур пятен и незапятненной фотосферы  $\Delta T_{\text{spot}}$ , диапазон изменения средней широты поясов запятненности  $\langle \phi \rangle$  для северного полушария звезды, исторически максимальная общая площадь запятненности звезды  $S_{\max}$  в процентах от всей поверхности звезды, а также скорости широтного дрейфа пятен  $\delta\phi$  и коэффициенты корреляции  $R(\langle \phi \rangle, S)$ , если были обнаружены зависимости широты пятен от их площади, а также циклы активности  $P_{\text{сус}}$ .

Проведенное моделирование показало, что значения средних широт запятненных областей  $\langle \phi \rangle$  заключены между  $0^\circ$  и  $64^\circ$ . Для некоторых звезд были получены данные о высокоширотной активности: например, для звезды IL Hya верхняя граница пятен достигала  $81^\circ$  в 1996 г. У девяти звезд две симметричные относительно экватора полосы запятненности сливаются в одну (расстояние от экватора звезды до ее поясов запятненно-

сти  $\phi_0 = 0^\circ$  для всех эпох). Это три системы, состоящие из карликовых компонентов – CG Cyg, WY Cnc, BY Cet, два компонента-субгиганта – HU Vir и IM Peg, а также карлики типа BY Dra: CC Eri, BY Dra, EQ Vir и AG Dor. Половина звезд показывают дрейф пятен по широте, как в сторону экватора, так и в сторону полюса на определенных временных интервалах. Такое поведение можно считать грубым аналогом солнечной диаграммы бабочек Маундера, как впервые было предложено в работе Лившица и др. [44]. Скорости предполагаемого широтного дрейфа пятен, как правило, меньше по модулю аналогичного значения для солнечных пятен в 2–3 раза, но согласуются с оценками для нескольких карликовых звезд спектральных типов G и K [45]. Площади пятен  $S$  изменяются от 7 до 58% полной поверхности звезды в различные эпохи наблюдений. Примеры изменения параметров пятен в зависимости от времени, полученные в рамках зональной модели, а также зависимости средних



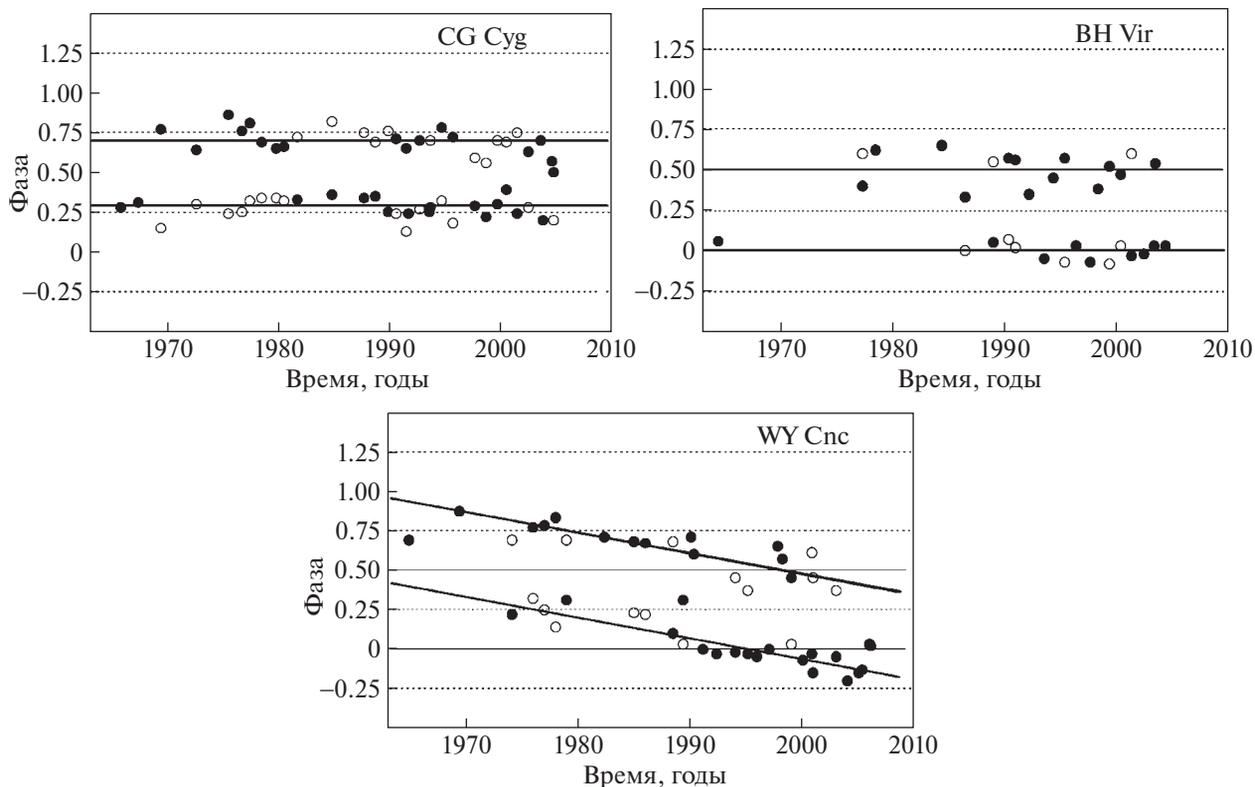
**Рис. 3.** Примеры изменения средней широты пояса запятненности в северном полушарии и общей площади  $S$ , занимаемой пятнами, в зависимости от времени для четырех звезд типа BY Dra: DE Boo, LQ Hya, EQ Vir и EK Dra. В центральной части показаны зависимости средней широты запятненных областей для всех эпох наблюдений от полной площади пятен.

широт запятненных областей от их широты, показаны на рис. 2 (для звезд типа RS CVn) и рис. 3 (для звезд тип BY Dra).

У восемнадцати звезд отмечена как корреляция, так и антикорреляция широты запятненных областей и их площади. Для четырех систем, показывающих увеличение площади пятен при увеличении их широты на всем анализируемом интервале (32–50 лет), коэффициент корреляции  $R(\langle\phi\rangle, S)$  очень высок: CG Cyg ( $R = 0.93$ ), WY Cnc ( $R = 0.96$ ), IM Peg ( $R = 0.89$ ), BY Dra ( $R = 0.95$ ). Увеличение площади с уменьшением широты аналогично картине солнечных пятен, отмечено у шести систем, однако коэффициенты корреляции ниже: MS Ser ( $R = -0.76$ ), IN Com ( $R = -0.50$ ), V478 Lyr ( $R = -0.65$ ) и IL Hya ( $R = -0.54$ ), EK Dra ( $R = -0.73$ ), DX Leo ( $R = -0.56$ ). Таким образом, корреляция выше у тех звезд, которые показывают увеличение площади пятен при увеличении

их широты на всем анализируемом интервале времени.

Для некоторых звезд показано, что пятна наблюдаются на двух выделенных, так называемых активных долготах, т.е. наиболее запятненные области расположены вблизи выделенных активных долгот. У некоторых звезд эти области зафиксированы на протяжении всего исследуемого временного периода и разделены примерно на  $180^\circ$  (см. рис. 4). У других звезд наблюдается картина, как у системы WY Cnc: максимумы запятненности дрейфуют с течением времени, оставаясь при этом разделенными примерно на половину орбитального периода. У всех систем время от времени происходит переключение активности с одной долготы на другую – так называемый “flip-flop” эффект, который впервые был обнаружен в звездах типа FK Com, а потом в системах типа RS CVn [46]. Наличие двух выделенных активных



**Рис. 4.** Изменение положения долгот максимумов запятненности с течением времени для BH Vir, CG Cyg и WY Cnc. Прямые линии обозначают среднее положение активных долгот. Закрашенный символ обозначает доминирующую активную долготу, а пустой символ обозначает вторичную долготу.

долгот может указывать на неосесимметричность звездных магнитных полей.

Периодические изменения фотометрического блеска и широт пятен предполагают наличие циклов активности для 15 звезд, длительность циклов от 2.7 до 28 лет: CG Cyg, BH Vir, AR Psc, V478 Lyr, IN Com, V 711 Tau, EI Eri, II Hya, AD Leo, EV Lac, FF And, V1005 Ori, GT Peg и DT Vir. Циклы активности выражаются в синхронных изменениях площади и широты пятен от времени, а также изменениях общего фотометрического блеска звезды. Длительности определенных циклов согласуются с известными ранее циклами данных активных звезд, найденными как по изменению оптического блеска звезд, так и по анализу хромосферного и рентгеновского излучения — от нескольких до десятков лет [47–49]. Качественной разницы долговременных изменений запятненности между системами типа RS CVn и карликами BY Dra мы не обнаружили, как и между двойными и одиночными звездами.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Brun and M. K. Browning, *Liv. Rev. in Sol. Phys.* **14**, 133 (2017).
2. M. M. Katsova, L. L. Kitchatinov, D. Moss, K. Oláh, and D. D. Sokoloff, *Astron. Rep.* **62**, 513 (2018).
3. V. N. Obridko, M. M. Katsova, and D. D. Sokoloff, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **516**, 1251 (2022).
4. K. G. Strassmeier, *Astron. and Astrophys. Rev.* **17**, 308 (2009).
5. S. V. Berdyugina, *Liv. Rev. in Solar Phys.* **2**, 1 (2005).
6. P. E. Гершберг, *Активность солнечного типа звезд главной последовательности* (Одесса: АстроПринт, 2002).
7. А. В. Кожевникова, В. П. Кожевников, И. Ю. Алексеев, И. А. Юшков, А. А. Дорогов, *Астрон. журн.* **89**, 318 (2012).
8. А. В. Кожевникова, И. Ю. Алексеев, *Астрон. журн.* **92**, 818 (2015).
9. I. Yu. Alekseev and A. V. Kozhevnikova, *Astron. Rep.* **62**, 396 (2018).
10. M. Zeilik, S. Gordon, E. Juderlund, et al., *Astrophys. J.* **421**, 303 (1994).
11. S. A. Nafilan and E. F. Milone, *Astron. J.* **84**, 1218 (1979).
12. C. Lazaro and M. J. Arevalo, *Astron. J.* **113**, 2283 (1997).

13. *M. Afsar, P. A. Heckert, and C. Ibanoglu*, *Astron. and Astrophys.* **420**, 595 (2004).
14. *S. Messina and E. F. Guinan*, *Astron. and Astrophys.* **393**, 225 (2002).
15. *S. Messina and E. F. Guinan*, *Astron. and Astrophys.* **409**, 1017 (2003).
16. *S. P. Jarvinen, S. V. Berdyugina, and K. G. Strassmeier*, *Astron. and Astrophys.* **440**, 735 (2005).
17. *K. G. Strassmeier and J. B. Rice*, *Astron. and Astrophys.* **330**, 685 (1998).
18. *J. D. Dorren, M. Güdel, and E. F. Guinan*, *Astrophys. J.* **448**, 431 (1995).
19. *G. Cutispoto, S. Messina, and M. Rodonó*, *Astron. and Astrophys.* **400**, 659 (2003).
20. *A. Udalski and E. H. Geyer*, *Inform. Bull. Var. Stars.* **2525** (1984).
21. *A. Udalski and E. H. Geyer*, *Inform. Bull. Var. Stars.* **2691** (1985).
22. *G. Cutispoto*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **131**, 321 (1998).
23. *S. V. Berdyugina, J. Pelt, and I. Tuominen*, *Astron. and Astrophys.* **394**, 505 (2002).
24. *S. L. Baliunas, R. A. Donahue, W. H. Soon, et al.*, *Astrophys. J.* **438**, 269 (1995).
25. *S. Messina, E. F. Guinan, A. F. Lanza, and C. Ambruster*, *Astron. and Astrophys.* **347**, 249 (1999).
26. *G. W. Lockwood, B. A. Skiff, G. W. Henry, S. M. Henry, R. R. Radick, et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **171**, 260 (2007).
27. *T. Lloyd-Evans and M. C. J. Koen*, *South. Afr. Astron. Obs. Circ.* **11**, 21 (1987).
28. *G. Cutispoto, S. Messina, M. Rodonó*, *Astron. and Astrophys.* **367**, 810 (2001).
29. *И. Ю. Алексеев*, *Изв. Крым. Астрофиз. Обс.* **104**, 272 (2008).
30. *И. Ю. Алексеев, P. E. Гершберг*, *Астрон. журн.* **73**, 589 (1996).
31. *K. Olah*, *Astrophys. and Space Science* **304**, 1–4, 145 (2006).
32. *И. Ю. Алексеев*, *Запятненные звезды малых масс* (Одесса: АстроПринт, 2001).
33. *D. P. Kjurkchieva, D. V. Marchev, and W. Ogloza*, *Astron. and Astrophys.* **400**, 623 (2003).
34. *D. P. Kjurkchieva, D. V. Marchev, P. A. Heckert, and C. A. Shower*, *Astron. and Astrophys.* **424**, 993 (2004).
35. *M. Zeilik, M. Ledlow, M. Rhodes, et al.*, *Astrophys. J.* **354**, 352 (1990).
36. *D. Kjurkchieva, D. Marchev, and W. Ogloza*, *Astron. and Astrophys.* **415**, 231 (2004).
37. *E. Budding and M. Zeilik*, *Astrophys. J.* **319**, 827 (1987).
38. *P. Vivekananda Rao, M. B. R. Sarma, and B. V. N. S. Praksa Rao*, *J. Astrophys. Astron.* **12**, 225 (1991).
39. *I. Yu. Alekseev and O. V. Kozlova*, *Astron. and Astrophys.* **396**, 203 (2003).
40. *S. V. Berdyugina, A. V. Berdyugin, I. V. Ilyin, and I. Tuominen*, *Astron. and Astrophys.* **360**, 272 (2000).
41. *S. V. Berdyugina, I. V. Berdyugin, I. V. Ilyin, and I. Tuominen*, *Astron. and Astrophys.* **350**, 626 (1999).
42. *S. S. Vogt, A. Hatzes, A. Misch, and M. Kürster*, *Astrophys. J. Suppl.* **121**, 547 (1999).
43. *K. G. Strassmeier, J. B. Rice, W. Wehlau, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **268**, 671 (1993).
44. *М. А. Лившиц, И. Ю. Алексеев, М. М. Кацова*, *Астрон. журн.* **80**, 613 (2003).
45. *M. M. Katsova, M. A. Livshits, and G. Belvedere*, *Solar Phys.* **216**, 353 (2003).
46. *S. V. Berdyugina and I. Tuominen*, *Astron. and Astrophys.* **336**, 25 (1998).
47. *Е. А. Бруевич, М. М. Кацова, Д. Д. Соколов*, *Астрон. журн.* **78**, 827 (2001).
48. *D. S. Hall*, *Astrophys. J.* **380**, L85 (1991).
49. *K. Oláh, Z. Kolláth, and K. G. Strassmeier*, *Astron. and Astrophys.* **356**, 643 (2000).

## PECULIARITIES OF LONG-TERM SPOT ACTIVITY OF SOME LATE SPECTRAL-TYPE STARS

**A. V. Kozhevnikova<sup>a</sup>, I. Yu. Alekseev<sup>b</sup>, and V. P. Kozhevnikov<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin, Yekaterinburg, Russia*

<sup>b</sup>*Research Institute "Crimean Astrophysical Observatory", Nauchny, Russia*

We present an analysis of long-term photometric observations of several dozen chromospherically active stars with solar-type activity (both from our own observations and from data available in the literature). The distribution of cold photospheric spots has been modeled based on a zonal model — several hundred models have been obtained. It has been found that the majority of stars have spots located at middle and moderate latitudes, the maximum spot areas can occupy from 7 to 58% of the star's surface. It is shown that for some stars we can suspect the drift of spots in latitude, both towards the equator and towards the pole. However, the speed of such a drift is several times lower than that of sunspots. The presence of stellar activity cycles in 15 stars was revealed: cycles last from 3 to 28 years and expressed in changes in the brightness of the system, as well as in changes in the total spottedness of the star. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar "Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars", dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* variable stars, stellar activity, star spots

## КАЛИБРОВКА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ КАТАЛОГА GAIA DR3 ПО ДАННЫМ О ШИРОКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ

© 2023 г. Д. А. Ковалева<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: [dana@inasan.ru](mailto:dana@inasan.ru)

Поступила в редакцию 24.04.2023 г.

После доработки 28.07.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Проанализирован каталог широких двойных звезд [1], созданный на основании данных Gaia EDR3 и включающий более миллиона пар, с привлечением данных Gaia DR3, независимо полученных для их компонентов. Показано, что пространственная неоднородность каталога отражает закон сканирования Gaia. Исследовано изменение пространственной плотности двойных звезд каталога с увеличением расстояния до Солнца. Путем сравнения с модельным распределением показано, что в каталоге содержится приблизительно в 2.5 раза меньше двойных звезд, чем ожидалось бы в отсутствие пространственной неполноты. Подтверждено, что радиус пространственной полноты каталога в среднем близок к 200 пк и зависит от абсолютной звездной величины главного компонента. Пространственная плотность двойных звезд в каталоге слабо зависит от разности звездных величин компонентов и существенно зависит от физического расстояния между компонентами. Неполнота каталога в отношении пар с расстоянием между компонентами меньше 100 а.е. возникает уже на расстоянии 25 пк от Солнца. Сравнение независимо определенных в рамках каталога Gaia DR3 характеристик компонентов одной и той же пары позволило исследовать, насколько связана вероятность неслучайного объединения компонентов с близостью их характеристик. Высокая величина связи степени согласия характеристик с надежностью пары обнаружена для лучевых скоростей. Качественное согласие наблюдается для оценок металличностей  $[Fe/H]$  и, в меньшей степени, для оценок поглощения  $A_G$ . Для возрастов звезд согласие не обнаружено, что говорит об их большой неопределенности в ансамбле, состоящем в основном из звезд главной последовательности. При этом оценки возрастов для пар с проэволюционировавшими компонентами показывают существенно лучшее согласие, чем для ансамбля в целом. С использованием параметров компонентов пар из Gaia DR3 выполнена независимая оценка неопределенностей значений лучевых скоростей и металличностей в зависимости от видимой звездной величины  $G$  источников. Предложены оценки вероятных медианных значений ошибок лучевых скоростей и металличностей источников Gaia DR3. В зависимости от видимой звездной величины они превышают медианные значения ошибок, приведенных в каталоге: для лучевых скоростей в 1.5–3 раза, для металличностей  $[Fe/H]$  в 7–25 раз. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

*Ключевые слова:* двойные звезды, космические миссии: Gaia

DOI: 10.31857/S0004629923090074, EDN: RKNYP

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что распространенность двойных и кратных звезд в Галактике, а также их свойства, определяются характеристиками процесса звездообразования и, в определенной мере, динамическим взаимодействием звезд в группах с общим происхождением [2–4]. Разделение вкладов характеристик образующей популяции и их изменения в ходе динамической эволюции — интересная и нетривиальная задача (см., напр., обсуждение в работах [5, 6]). Статистические свойства двойных звезд, получаемые из наблюдений, позволяют ввести ограничения при решении задач,

связанных с формированием и эволюцией звездной популяции Галактики (см., напр., работы [3, 7–10]).

Публикация каждого нового релиза данных космического проекта Gaia [11] инициирует получение новых результатов в галактической астрономии и связанных с ней областях астрономии и астрофизики. Это касается, в том числе, и исследования популяции двойных звезд в Галактике. Так, данные Gaia открыли возможность выделения и исследования популяции широких двойных, практически не искаженного эффектами наблюдательной селекции. Проведенные разны-

ми авторами исследования независимо продемонстрировали, в частности, яркую особенность популяции двойных звезд поля – присутствие так называемого “пика близнецов” на распределении по отношению масс компонентов  $q = M_{\min}/M_{\max}$  [12, 13]. Ранее такой пик (избыточное, относительно гладкого распределения, количество двойных звезд с близкими массами компонентов) обнаруживали для спектроскопических двойных звезд [6, 14], и предположительно объясняли конкурентной аккрецией на тесную двойную протозвезду, окруженную общей оболочкой или аккреционным диском. Достоверное существование “пика близнецов” для двойных звезд с расстоянием между компонентами вплоть до тысяч астрономических единиц заставляет обсуждать возможные механизмы увеличения расстояния между компонентами после выравнивания их масс [12]. Вероятно, это происходило в ходе динамических взаимодействий в родительском звездном скоплении до его распада и перемещения звезд-близнецов в поле. При этом расстояние между компонентами таких пар накладывает ограничения на условия в скоплении.

С использованием уточненных астрометрических наблюдений третьего раннего релиза данных Gaia [1, 15] опубликовали список вероятных членов широких двойных звезд в пределах 1 кпк от Солнца, содержащий свыше миллиона записей. Пары были выделены в результате анализа пространственной и кинематической информации о вероятных компонентах, с учетом вероятности случайного совпадения направления движения звезд. В июне 2022 г. был опубликован полный третий релиз данных Gaia, содержащий, в частности, средние лучевые скорости для 33 млн. звезд, а также обширный массив оценок астрофизических характеристик, выполненных для больших выборок звезд по спектрам низкого и среднего разрешения. Кроме того, опубликован каталог т.н. “неодиночных” (non-single) источников Gaia, решение для движения которых предполагает наличие орбитального движения вследствие присутствия невидимого спутника. В силу своего пилотного характера список неодиночных звезд имеет сложную функцию селективности [16]. При этом ранее было показано, что возможности исследования с Gaia двойных звезд с угловым расстоянием, близким к пределу разрешения Gaia, а также двойных с выраженным орбитальным движением, ограничены [17, 18].

В настоящей работе мы используем данные Gaia DR3 для исследования и независимого тестирования каталога вероятных широких двойных звезд [1].

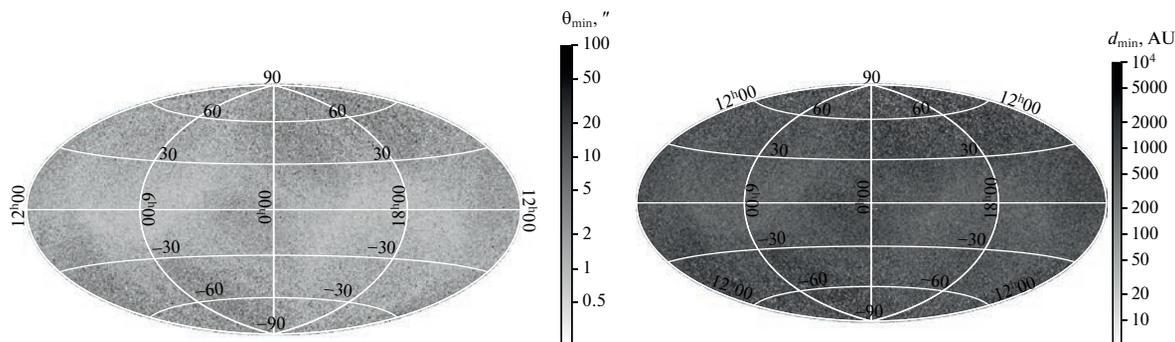
В разделе 2 мы обсуждаем характеристики каталога широких двойных звезд и его дополнение данными Gaia DR3. Раздел 3 посвящен сравне-

нию характеристик компонентов пар, опубликованных в рамках Gaia DR3, и исследованию пространственной полноты каталога широких пар. В разделе 4 обсуждается использование независимо определенных параметров компонентов пар для независимой оценки неопределенностей лучевых скоростей и металличностей в Gaia DR3. Раздел 5 содержит предложенные нами выводы.

## 2. ДАННЫЕ

Каталог широких двойных звезд [1] представляет собой самый большой каталог вероятных двойных звезд, он однороден и хорошо описан. Каталог содержит информацию о парах звезд, расположенных на расстояниях до 1 кпк от Солнца со взаимными разделениями от 10 а.е. до 1 пк, и имеющих согласующиеся собственные движения. При этом тангенциальная составляющая относительной скорости компонентов и расстояние между компонентами таковы, что предполагают низкую вероятность случайного совпадения скоростей. Численной характеристикой такой вероятности авторы каталога выбрали метрику  $R\_chance\_alignment$ , причем для пар, рассматриваемых как действительные,  $R\_chance\_alignment \leq 0.1$ . Этому условию удовлетворяют 1 023 441 пар звезд из 1 571 545 пар каталога.

Обсудим функцию селективности каталога [1], обусловленную методом его создания. Ее формирует селективность каталога источников Gaia EDR3, включая его разрешающую способность, зависящую от разности блеска источников, приблизительно можно утверждать, что источники независимо от разности блеска  $\Delta G$  разрешаются на расстояниях от 2"; на расстояниях от 1" разрешаются источники с разностью блеска  $\Delta G < 4^m$ . Граница области неполноты при этом является размытой. Этот эффект нарушает полноту выборки двойных на расстояниях до приблизительно 200 пк от Солнца. Можно показать, что граница области неполноты, обусловленной разрешающей способностью Gaia, зависит от закона сканирования, а не от плотности звездного поля, как можно было бы ожидать. На левой панели рис. 1 показано распределение на небесной сфере минимального углового расстояния  $\theta_{\min}$  (в секундах дуги) между компонентами пары в зависимости от галактических координат ( $l, b$ ) первого компонента. Отчетливо видны следы предпочтительных направлений сканирования. Аналогичный эффект сохраняется и для тангенциальной проекции минимального линейного расстояния между компонентами (правая панель рис. 1). Можно уверенно рассчитывать на уменьшение этого эффекта при использовании последующих релизов данных Gaia. При этом следует отметить, что ука-



**Рис. 1.** Зависимость углового разрешения от закона сканирования Gaia. Левая панель — минимальное угловое разделение между компонентами широких пар каталога [1] в зависимости от галактических координат ( $l$ ,  $b$ ). Правая панель — то же, но для минимального значения тангенциальной проекции линейного расстояния между компонентами.

званная зависимость не связана с распределением по небесной сфере источников каталога, которое отражает характер распределения звезд в Галактике (см. рис. 1 в посвященной созданию каталога статье).

На более далеких расстояниях действует иной эффект селекции: из рассмотрения исчезают пары, один или оба компонента которых слабее предельной звездной величины Gaia. И для этой области неполноты граница не является четкой, для разных областей неба предельная величина  $G_{\text{lim}}$  может варьироваться в пределах  $19\text{--}21^m$ . При создании каталога авторы не использовали фильтров по качеству астрометрического и/или фотометрического решения (за исключением ограничения на относительную ошибку тригонометрического параллакса), которые эффективно отсеивают звезды с выраженным орбитальным движением. Однако ухудшение качества астрометрического решения для подобных звезд само по себе могло в некоторых случаях приводить к искажениям значений астрометрических параметров и необнаружению пары как вероятной. Косвенным указанием на такую возможность служит обнаруженное для звезд каталога занижение номинальных ошибок параллакса у тесных компонентов. Кроме упомянутых эффектов, авторы при создании каталога сознательно исключили из каталога источники в разрешенных тройных системах, движущиеся группы и звездные скопления.

Таким образом, полнота представленной каталогом [1] выборки двойных звезд в пространстве параметров ограничена и искажена рядом факторов. Тем не менее он обладает высокой степенью однородности и является самым представительным из известных списков двойных звезд, что делает его привлекательным объектом для исследования.

При создании каталога [1] информация о лучевых скоростях звезд — вероятных компонентов пар — никак не учитывалась. Лучевые скорости для более чем 33 миллионов источников [19] опубликованы в рамках основного каталога Gaia DR3; для 122 003 пар из исследуемого каталога лучевые скорости доступны для обоих компонентов. Мы сопоставляем информацию о лучевых скоростях Gaia DR3 для вероятных компонентов пар. При этом средняя номинальная ошибка определения лучевых скоростей  $RV$  отдельных источников для ансамбля звезд каталога составляет  $\epsilon(RV) \approx 2.6$  км/с.

В рамках Gaia DR3 выполнялись оценки астрофизических характеристик источников Gaia [20, 21], основанные на комбинации астрометрических, фотометрических и, в определенных случаях, спектроскопических данных с моделями звездной эволюции, учитывающие модель распределения звезд в Галактике. При этом комплекс астрофизических характеристик для каждой звезды определялся одновременно таким образом, чтобы наилучшим образом удовлетворять наблюдательным и априорно заданным параметрам. Каталог широких пар дает возможность внешней оценки точности полученных астрофизических параметров в предположении, что компоненты имеют одинаковое происхождение, близкие возрасты, содержание химических элементов, и межзвездное поглощение для них должно оказываться сходным. Для 161 944 пар из каталога для обоих компонентов имеются оценки возрастов, для 666 903 пар — оценки металличности  $[Fe/H]$  и поглощения  $A_G$ . Эти оценки получены без использования спектроскопической информации. В рамках Gaia DR3 для астрофизических характеристик приводятся наиболее вероятные значения и нижняя и верхняя граница диапазона значений, соответствующие первому и третьему квартилям распределения вероятности. Вероятный диапазон

значений при этом асимметричен относительно точечной оценки, но если использовать в качестве характерной ошибки половину разности между наибольшим и наименьшим из граничных значений, то средняя точность определения возраста для источников каталога широких пар  $\epsilon(Age) \approx 3.8$  млн. лет; для оценок металличности средняя указанная точность  $\epsilon[Fe/H] \approx 0.1$ , и для поглощения  $\epsilon(A_G) \approx 0.2^m$ .

Значения металличности  $[Fe/H]_s$ , выполненные с использованием спектроскопических данных, доступны для обоих компонентов 2400 пар. Мы не будем обсуждать их в рамках настоящей работы.

В дальнейшем анализе мы используем также геометрические оценки  $r_{geo}$  расстояний до звезд каталога [1] из каталога вероятных расстояний до звезд Gaia EDR3 [22].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Сравнение характеристик компонентов

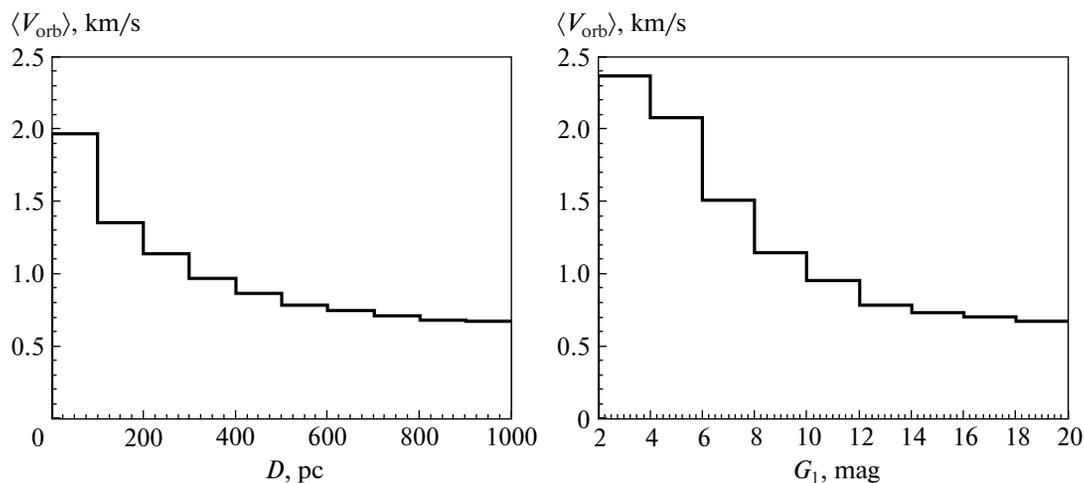
Согласие независимо определенных характеристик вероятных компонентов пар можно интерпретировать с двух точек зрения. Первая из них — это тестирование гипотезы об истинной двойственности. Вторая точка зрения — тестирование оценок независимо определенных характеристик. В обоих случаях предполагается, что лучевые скорости  $RV$ , оценки возрастов  $Age$ , металличности  $[Fe/H]$ , поглощения  $A_G$  у компонентов двойной звезды должны совпадать. Очевидно, что такое предположение может быть заведомо неверным по крайней мере в отношении лучевых скоростей, если в системе присутствует орбитальное движение. Максимальный вероятный вклад орбитального движения в лучевые скорости компонентов каталога [1] может в несколько раз превышать среднюю ошибку лучевой скорости и составлять десятки км/с. Такую оценку можно получить, выбрав из списка звезд с известными орбитами те, которые должны войти в каталог широких пар по формальным критериям (угловое расстояние между компонентами и расстояние до Солнца), рассчитав для них среднюю скорость движения по орбите. С использованием каталога астрометрических орбит двойных звезд [23], дополненного данными Gaia EDR3 [18], мы обнаружили, что для 603 двойных звезд с известными орбитами, удовлетворяющих критериям отбора каталога широких пар, расчетные средние скорости движения по орбите находятся в диапазоне от 0.1 до 80 км/с при медианном значении 2.8 км/с.

Для 178 453 пар каталога доступны оценки масс обоих компонентов, и можно оценить среднюю скорость движения по орбите, определив

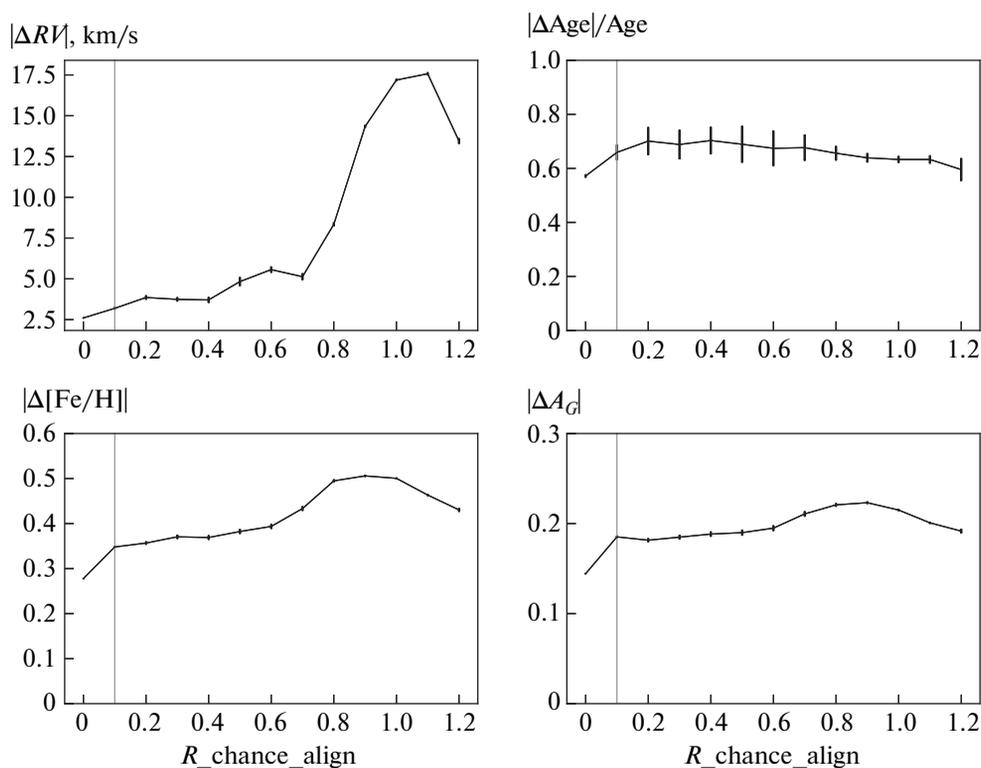
период обращения пары на основании третьего закона Кеплера. В предположении случайной ориентации круговых орбит в пространстве проекция физического разделения между компонентами на тангенциальную плоскость в среднем составляет  $0.8a$ , где  $a$  — большая полуось орбиты. Полученные таким образом оценки средних скоростей находятся в диапазоне от 0 до 8 км/с, медианное их значение 0.7 км/с, и для 99% пар полученные скорости меньше 2.7 км/с — величины, близкой к средней номинальной ошибке определения лучевой скорости в каталоге. При этом наблюдается зависимость вероятной скорости движения по орбите от расстояния до системы и, в связи с этим, от видимой звездной величины главного компонента: на меньших расстояниях от Солнца могут быть разрешены более тесные системы с более коротким периодом обращения. На рис. 2 показан характер этих зависимостей. Столбцы гистограммы отражают медианное значение ожидаемой орбитальной скорости для пар в разных диапазонах расстояний до Солнца и с разной видимой величиной главного компонента. Это медианное значение изменяется от примерно 2 км/с для самых близких и ярких пар (ближе 100 пк и/или со звездной величиной главного компонента  $G < 6^m$ ) до менее чем 1 км/с для пар дальше 300 пк и/или со звездной величиной главного компонента  $G > 10^m$ .

Мы исследуем распределение медианного значения модулей разности  $\Delta RV_c$ ,  $\Delta[Fe/H]$ ,  $\Delta Age/Age$ ,  $\Delta A_G$  с изменением  $R\_chance\_align$ . На рис. 3 диапазон значений метрики  $R\_chance\_align$  ограничен значением 1.1, достаточным для демонстрации общего тренда. Пары с  $R\_chance\_align < 0.1$  можно с высокой вероятностью считать действительными. В качестве характеристики различия лучевых скоростей  $\Delta RV_c$  используется приведенная разность лучевых скоростей компонентов 1, 2 с учетом зависимости величины проекции скорости  $RV$  от координат источника (1, b). Пространственные скорости  $i$ -компонентов определяются как

$$\begin{bmatrix} U^i \\ V^i \\ W^i \end{bmatrix} = RV^i \begin{bmatrix} \cos l^i \cos b^i \\ \sin l^i \cos b^i \\ \sin b^i \end{bmatrix} + \frac{\kappa \mu_l^i}{\varpi^i} \begin{bmatrix} -\sin l^i \\ \cos l^i \\ 0 \end{bmatrix} + \frac{\kappa \mu_b^i}{\varpi^i} \begin{bmatrix} -\cos l^i \sin b^i \\ -\sin l^i \sin b^i \\ \cos b^i \end{bmatrix}.$$



**Рис. 2.** Связь медианной ожидаемой скорости движения по орбите с расстоянием  $D$  до главного компонента системы (левая панель) и с видимой звездной величиной главного компонента  $G$  (правая панель).



**Рис. 3.** Связь медианного модуля разности значений характеристик, независимо определенных для компонентов пары, и метрики вероятности случайного совпадения кинематических характеристик компонентов  $R_{chance\_align}$ . Слева: разность приведенных лучевых скоростей компонентов (вверху) и разность металличностей (внизу). Справа: разность возрастов в долях возраста главного компонента (вверху) и разность поглощения в полосе  $G$  (внизу). Вертикальной серой линией отмечено максимальное значение  $R_{chance\_align}$  для надежных пар. Вертикальными барами обозначена величина статистической ошибки.

Затем вычисляется лучевая скорость одного из компонентов (для определенности первого), приведенного к координатам компонента 2:

$$RV_c^1 = U^1 \cos l^2 \cos b^2 + V^1 \sin l^2 \cos b^2 + W^1 \sin b^2.$$

Полученная приведенная разность лучевых скоростей  $\Delta RV_c = |RV_c^1 - RV_c^2|$  свободна от эффекта проекции.

На рис. 3 приведены данные, характеризующие сходство характеристик, независимо опреде-

ленных для компонентов пар каталога [1] в рамках Gaia DR3. Зависимость этого сходства от вероятности неслучайности пары оказывается интересным диагностическим инструментом.

Так, лучевые скорости (левая верхняя панель рис. 3) демонстрируют явную связь с метрикой вероятности (не)случайности  $R_{\text{chance\_align}}$ . Эта метрика может принимать значения, большие единицы, но мы ограничиваем рисунки значением  $R_{\text{chance\_align}} = 1.1$ , поскольку наиболее интересно сравнение пар звезд с  $R_{\text{chance\_align}} < 0.1$  (“надежных” двойных) и  $R_{\text{chance\_align}} \approx 1$  (с высокой вероятностью случайных). Медианная разница приведенных лучевых скоростей для надежных пар (и для пар вплоть до  $R_{\text{chance\_align}} \approx 0.5$  оказывается в 4–6 раз ниже, чем для случайных комбинаций звезд.

Из астрофизических характеристик лучшее согласие показывает металличность  $[\text{Fe}/\text{H}]$  компонентов (левая нижняя панель рис. 3): для надежных пар медианная разница металличностей оказывается в два раза ниже, чем для случайных пар. Для поглощения  $A_G$  (правая нижняя панель) различие медианных разностей менее значимо, но заметно.

Оценки возрастов из Gaia DR3, с другой стороны, не показывают никакой корреляции с вероятностью неслучайности пары. На правой верхней панели приведено медианное относительное различие возрастов в долях возраста более яркого из компонентов.

Распределения разностей параметров компонентов (кроме возрастов) указывают на то, что заметная доля истинных пар присутствует в ансамбле до значений  $R_{\text{chance\_align}} < 0.6$ .

Величина  $R_{\text{chance\_align}}$  имеет статистический характер и связана с наблюдательными и физическими характеристиками пар в каталоге [1] (угловым расстоянием между компонентами  $\rho$  и проекцией физического расстояния между компонентами  $S_p$ ) неоднозначным образом. Рассмотрим зависимость  $\Delta RV_c$ ,  $\Delta [\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $\Delta \text{Age}/\text{Age}$ ,  $\Delta A_G$  для компонентов пары в Gaia DR3, от  $\rho$  (рис. 4),  $S_p$  (рис. 5). Угловое расстояние между компонентами представлено в секундах дуги (логарифмическая шкала), проекция линейного расстояния между компонентами на тангенциальную плоскость – в а.е. (линейная шкала). Такой выбор шкал позволит нам далее обсудить некоторые интересные эффекты.

На рис. 4 увеличение значения  $\Delta RV_c$  при малых значениях  $\rho$  (верхняя левая панель рисунка) не имеет соответствия на диаграмме  $\Delta RV_c - S_p$  (верхняя левая панель рис. 5) и, по-видимому, связана со снижением точности определения лучевых скоростей при взаимном блендировании

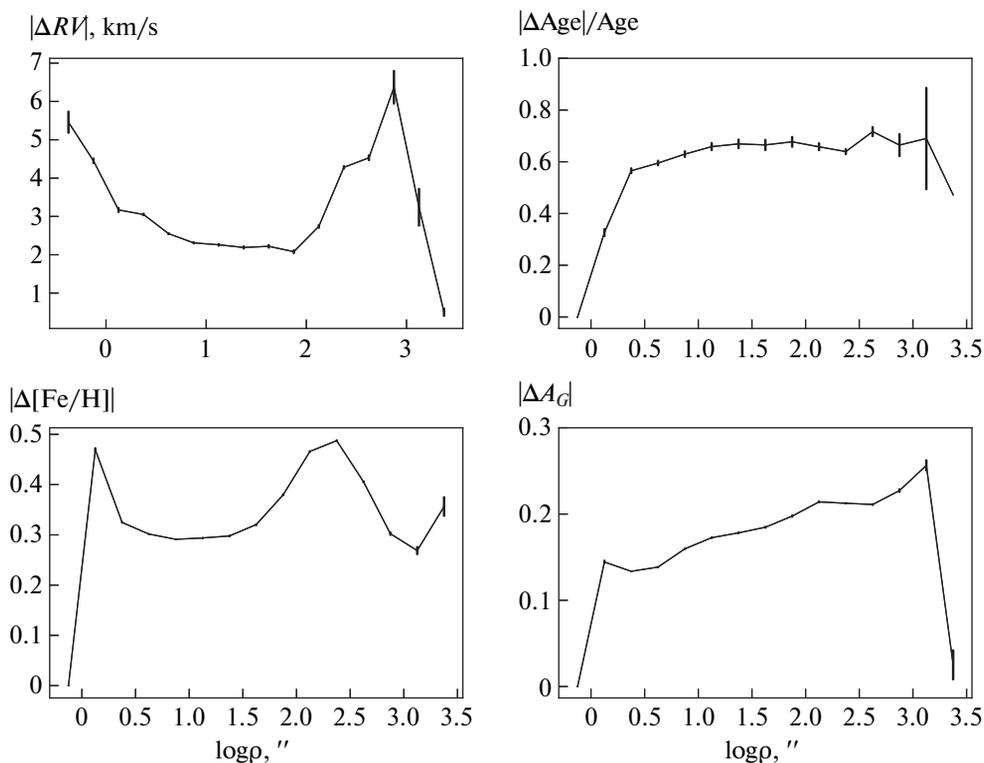
близко расположенных компонентов. Совпадение характеристик компонентов  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $\text{Age}$ ,  $A_G$  при  $\rho < 1.5''$  объясняется наблюдательной селекцией: на таких угловых расстояниях в Gaia могут разрешаться только источники с разностью блеска  $\Delta G \sim 0^m$ , т. н. “близнецы”. Применение одного и того же алгоритма к двум источникам с одинаковыми наблюдательными характеристиками приводит к идентичным значениям  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $\text{Age}$ ,  $A_G$ . При  $1.5'' \leq \rho \leq 3''$ , однако, начинают разрешаться пары с компонентами, различающимися по блеску, и становится заметен вклад блендирования, который при больших  $\rho$  исчезает. Интересно, что связанный с блендированием компонентов пик  $\Delta [\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $\Delta \text{Age}/\text{Age}$ ,  $\Delta A_G$  тем резче, чем ярче выражена зависимость разности параметров от  $R_{\text{chance\_align}}$  (рис. 3): он значителен для  $\Delta [\text{Fe}/\text{H}]$ , слабее выражен для  $\Delta A_G$  и отсутствует для  $\Delta \text{Age}/\text{Age}$ . Можно считать это еще одним независимым указанием на сравнительную внутреннюю точность метода оценки астрофизических параметров Gaia DR3 в отношении разных параметров.

С увеличением углового расстояния между компонентами медианные значения  $\Delta RV_c$ ,  $\Delta [\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $\Delta A_G$  предсказуемо увеличиваются (поведение зависимостей для  $\rho \geq 1000''$  статистически незначимо). При этом медианное значение  $\Delta \text{Age}/\text{Age}$  остается практически неизменным.

На рис. 5 поведение зависимости медианных значений  $\Delta RV_c$ ,  $\Delta [\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $\Delta \text{Age}/\text{Age}$ ,  $\Delta A_G$  от проекции физического расстояния между компонентами показывает картину, качественно сходную с рис. 3. Медианная разность значений значимо растет с увеличением расстояния между компонентами для лучевых скоростей и металличностей (левая верхняя и нижняя панели соответственно), указывая на увеличение доли нефизичных пар; при этом медианная разность  $\Delta A_G$  (правая нижняя панель) растет слабо, а  $\Delta \text{Age}/\text{Age}$  примерно постоянна.

Таким образом, распределения разностей астрофизических параметров компонентов в зависимости от  $R_{\text{chance\_align}}$ ,  $\rho$  и  $S_p$  указывают на лучшее согласие характеристик компонентов для металличностей, заметное, но слабое согласие для  $A_G$ , и почти отсутствующее согласие для возрастов.

Низкую, в целом, точность оценок возрастов компонентов можно связать с тем, что для звезд главной последовательности наблюдательные характеристики с учетом их ошибок очень слабо зависят от возраста. При этом для подвыборки, включающей в себя 400 надежных пар с компонентами, в которых оба компонента на диаграмме Герцшпрун-



**Рис. 4.** Связь медианного модуля разности значений характеристик, независимо определенных для компонентов пары, и логарифма углового расстояния между компонентами (в секундах дуги). Слева: разность приведенных лучевых скоростей компонентов (вверху) и разность металличностей (внизу). Справа: разность возрастов в долях возраста главного компонента (вверху) и разность поглощения в полосе  $G$  (внизу). Вертикальными барами обозначена величина статистической ошибки.

га–Ресселла выглядят проэволюционировавшими, медианное значение  $\Delta\text{Age}/\text{Age} = 0.25$ , при медианном значении для всего ансамбля надежных пар  $\Delta\text{Age}/\text{Age} = 0.61$ . Можно ожидать, таким образом, что для звезд, уходящих с главной последовательности, и для звезд-гигантов оценки возрастов в Gaia DR3 более надежны.

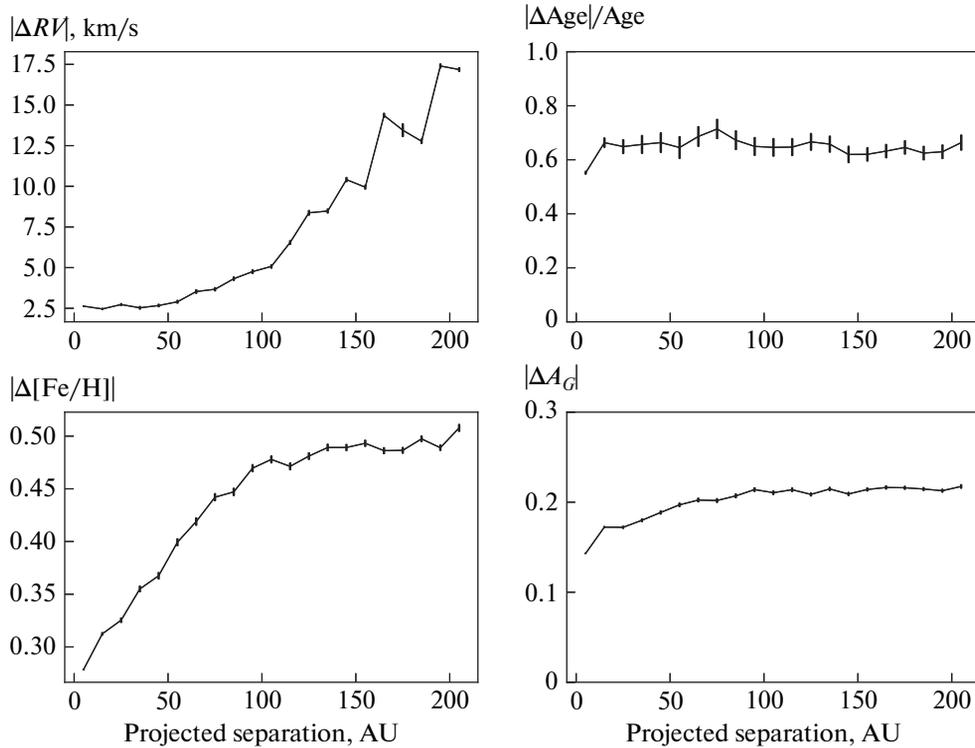
### 3.2. Исследование пространственной полноты каталога

Исходя из метода создания каталога [1] (исключение из рассмотрения областей рассеянных звездных скоплений) и обсуждения рис. 1 в разделе 2 можно ожидать, что каталог широких двойных не обладает пространственной полнотой в объеме 1 кпк. Исследуем связь его пространственной неполноты с характеристиками двойных звезд, модифицировав метод, описанный в работе [24] для изучения зависимости пространственной полноты ансамбля звездных скоплений от их интегральной звездной величины.

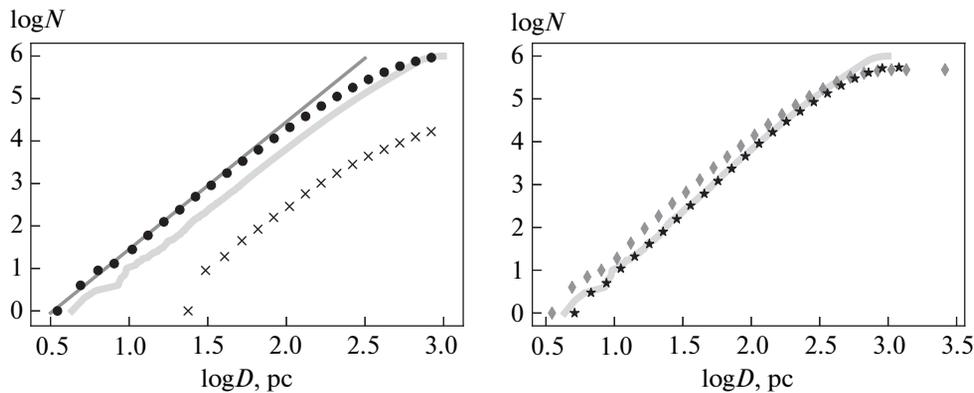
При условии равномерного заполнения пространства вокруг Солнца двойными звездами асимптотой распределения, описывающего уве-

личение их количества  $N$  с расстоянием до пары  $D$  (в логарифмической шкале), должна быть прямая  $f(x) \propto 3x$ . Однако исследуемый каталог содержит звезды на расстоянии до 1 кпк, что заметно больше шкалы высоты звездного диска. Мы моделируем ожидаемое распределение звезд, распределяя их в галактических прямоугольных координатах  $(X, Y)$  равномерно, а по координате  $Z$  – в соответствии с законом  $\text{sec}^2$  со шкалой высоты 150 пк, характерной для G-карликов [25]. Нормировка распределения такова, чтобы на расстоянии 1 кпк от Солнца находился 1 млн. звезд, что приблизительно совпадает с числом надежных пар в каталоге. На рис. 6, 7 модельное распределение показано бледно-серой широкой линией. Распределение всех надежных ( $R\_chance\_align < 0.1$ ) пар каталога показано большими черными кружками (левая панель рис. 6, обе панели рис. 7). В качестве оценки расстояния до пары во всех случаях используется вероятное геометрическое расстояние  $r_{geo}$  до главного компонента [22].

На рис. 6 показана зависимость пространственной полноты каталога от абсолютной звезд-



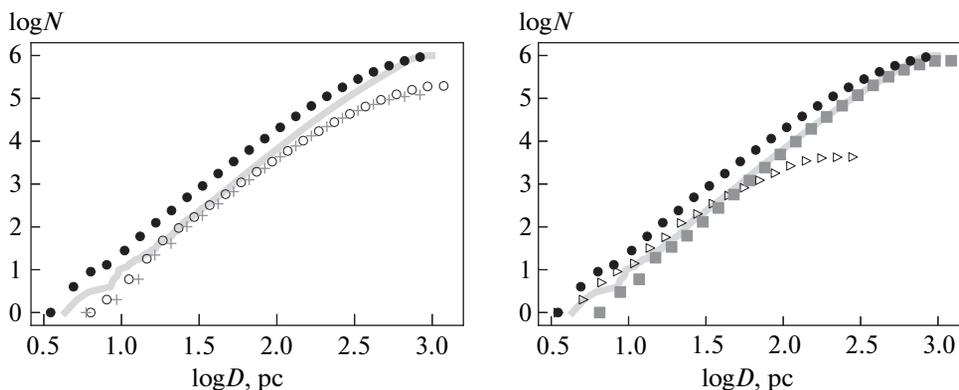
**Рис. 5.** Связь медианного модуля разности значений характеристик, независимо определенных для компонентов пары, и проекции расстояния между компонентами на тангенциальную плоскость. Слева: разность приведенных лучевых скоростей компонентов (вверху) и разность металличностей (внизу). Справа: разность возрастов в долях возраста главного компонента (вверху) и разность поглощения в полосе  $G$  (внизу). Вертикальными барами обозначена величина статистической ошибки.



**Рис. 6.** Число звезд (главных компонентов пар) как функция расстояния от Солнца. Слева: черные кружки – все надежные пары, черные косые крестики – пары с абсолютно ярким главным компонентом ( $G_{\text{abs}} < 2^m$ ). Светло-серая линия – модельное распределение (см. текст), темно-серая прямая – функция  $f(x) \propto 3x$ , для сравнения. Справа: черные звездочки – пары с абсолютной звездной величиной главного компонента  $G_{\text{abs}} < 7^m$ , серые ромбы – пары с абсолютной звездной величиной главного компонента  $G_{\text{abs}} \geq 7^m$ , светло-серая линия – модельное распределение.

ной величины главного компонента. На левой панели представлено распределение всех звезд в сравнении с модельным распределением и, для

опоры, асимптотой  $f(x) \propto 3x$  (серая тонкая прямая). Косыми крестиками показано изменение с расстоянием количества звезд с абсолютной



**Рис. 7.** Число звезд (главных компонентов пар) как функция расстояния от Солнца. Слева: черные кружки — все надежные пары, серые крестики — пары с разностью блеска компонентов  $\Delta G > 5^m$ , черные пустые кружки — пары с разностью блеска компонентов  $\Delta G < 0.5^m$ . Светло-серая линия — модельное распределение (см. текст). Справа: все пары и модельное распределение как на левой панели. Серые квадраты — пары с расстоянием между компонентами (проекция)  $a_{\text{proj}} > 1000$  а.е., черные пустые треугольники — с расстоянием между компонентами  $a_{\text{proj}} < 100$  а.е.

звездной величиной  $G < 2^m$ . Это распределение ожидаемо неполно вблизи Солнца (из-за нижнего предела звездной величины Gaia). Сравнение полного распределения надежных пар каталога с модельным (разница около 0.4 dex вблизи Солнца) позволяет оценить вероятный дефицит звезд каталога. В случае его пространственной полноты ожидаемое количество пар в объеме 1 кпк должно было составлять около 2.5 млн. Каталог становится неполон в области  $D > 200$  пк от Солнца, что совпадает с собственной оценкой его авторов, выполненной другим методом.

На правой панели сопоставлены распределения для звезд с абсолютной звездной величиной  $G_{\text{abs}} < 7^m$  и  $G_{\text{abs}} > 7^m$ . Для звезд главной последовательности  $G_{\text{abs}} \approx 7^m$  соответствует спектральному классу  $K6^1$  [26]. Более абсолютно яркая часть ансамбля (черные точки) сохраняет постоянную пространственную плотность до 400 пк, тогда как пространственная плотность более абсолютно слабых пар начинает уменьшаться, начиная примерно с 50 пк от Солнца.

Рисунок 7 демонстрирует влияние характеристик пары на изменение пространственной плотности пар с расстоянием. На левой панели продемонстрировано, что зависимость от разности звездных величин компонентов практически отсутствует: изменение количества звезд с высоким контрастом (серые крестики) и с почти одинаковыми компонентами (черные точки) с расстоянием почти идентично. В ближайшей окрестности Солнца небольшой дефицит пар с разностью

блеска между компонентами  $\Delta G > 5^m$  может быть связано с неполной представленностью в каталоге Gaia ярких звезд, а на расстояниях около 1 кпк — тем, что вторичные компоненты таких пар становятся слишком слабыми.

На правой панели рис. 7 серыми и черными точками показана зависимость изменения с расстоянием от Солнца пространственной плотности пар в зависимости от расстояния между компонентами. Во всех случаях в качестве расстояния используется его проекция на тангенциальную плоскость. Серыми точками обозначено распределение в пространстве пар с  $a_{\text{proj}} > 1000$  а.е., а черными точками — пар с расстоянием между компонентами  $a_{\text{proj}} < 100$  а.е. Относительный недостаток “тесных” двойных с  $a_{\text{proj}} < 100$  а.е. начинает наблюдаться от примерно 25 пк от Солнца из-за того, что часть пар с высоким контрастом перестает разрешаться в каталоге Gaia, а дальше 125 пк их почти нет. По мере удаления от Солнца в ансамбле начинают доминировать самые широкие пары.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенное сравнение независимо определенных характеристик компонентов позволяет оценить величину ошибок этих величин, аналогично тому, как это было сделано в работе [1] для ошибок параллаксов. Мы проделали такие оценки для ошибок лучевых скоростей и металличностей звезд из Gaia DR3.

<sup>1</sup> [https://www.pas.rochester.edu/emamajek/EEM\\_dwarf\\_UBVI-JHK\\_colors\\_Teff.txt](https://www.pas.rochester.edu/emamajek/EEM_dwarf_UBVI-JHK_colors_Teff.txt)

**Таблица 1.** Медианные ошибки лучевых скоростей в зависимости от звездной величины, в км/с

$G$ , mag	$\sigma_{RV}(\text{DR3})$	$\sigma_{RV}(\text{bin})$	$\sigma_{RV}(\text{orb})$	$\sigma_{RV}(\text{exp})$
<10	0.33	1.6	1.2	1.1
-12	0.86	1.7	0.90	1.5
-13	1.9	3.0	0.81	2.9
-14	3.2	4.8	0.76	4.7
-15	5.5	10.5	0.70	10.5
-16	6.7	20.1	0.67	20.1

Примечание. Приведены для разных диапазонов звездной величины  $G$  медианные ошибки: лучевой скорости из Gaia DR3  $\sigma_{RV}(\text{DR3})$ , среднее квадратичное отклонение нормализованной разности лучевых скоростей компонентов пары  $\sigma_{RV}(\text{bin})$ , медианная оценка возможной разности лучевых скоростей пары, связанной с орбитальным движением в двойной системе  $\sigma_{RV}(\text{orb})$ , и наша результирующая оценка ожидаемой характерной ошибки определения лучевой скорости  $\sigma_{RV}(\text{exp})$ .

Рассмотрим наблюдаемое для надежных пар каталога распределение отклонений  $\Delta RV/\sigma_{\Delta RV}$ , где

$$\Delta RV = RV_1 - RV_2,$$

$$\sigma_{\Delta RV} = \sqrt{\sigma_{RV_1}^2 + \sigma_{RV_2}^2}.$$

Если значения лучевых скоростей компонентов идентичны и ошибки лучевых скоростей  $\sigma_{RV_1}$ ,  $\sigma_{RV_2}$  реалистичны, то распределение  $\Delta RV/\sigma_{\Delta RV}$  будет несмещенным нормальным распределением с дисперсией, близкой к  $\sigma^2 = 1$ .

На рис. 8 приведены распределения нормализованной на ошибку разности лучевых скоростей компонентов пары в разных диапазонах видимой звездной величины  $G$ . Пара включалась в статистику диапазона только если звездные величины обоих компонентов принадлежали соответствующему диапазону. Над каждой панелью указаны результирующие среднее квадратичные отклонения аппроксимирующих распределения гауссиан. Их значения варьируются от 1.5 до 4.9. При этом характерные номинальные ошибки лучевых скоростей зависят от видимой звездной величины источника.

Кроме того, как обсуждалось в разделе 3, для каждого диапазона звездных величин является ожидаемым различие между лучевыми скоростями компонентов, связанное с наличием орбитального движения в системе. Верхние оценки таких различий приведены на рис. 2.

Мы суммируем полученные результаты в табл. 1, где указываем для разных диапазонов звездной величины  $G$  медианную ошибку лучевой скорости

**Таблица 2.** Медианные ошибки металличностей [Fe/H] в зависимости от звездной величины

$G$ , mag	$\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}(\text{DR3})$	$\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}(\text{exp})$
<10	0.014	0.35
-12	0.013	0.25
-13	0.014	0.17
-14	0.017	0.27
-15	0.022	0.24
-16	0.029	0.28
-17	0.041	0.36
-18	0.056	0.39

Примечание. Приведены медианные значения  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}(\text{DR3})$  из Gaia DR3 и полученные оценки ожидаемых значений ошибки [Fe/H]  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}(\text{exp})$  (без учета асимметрии).

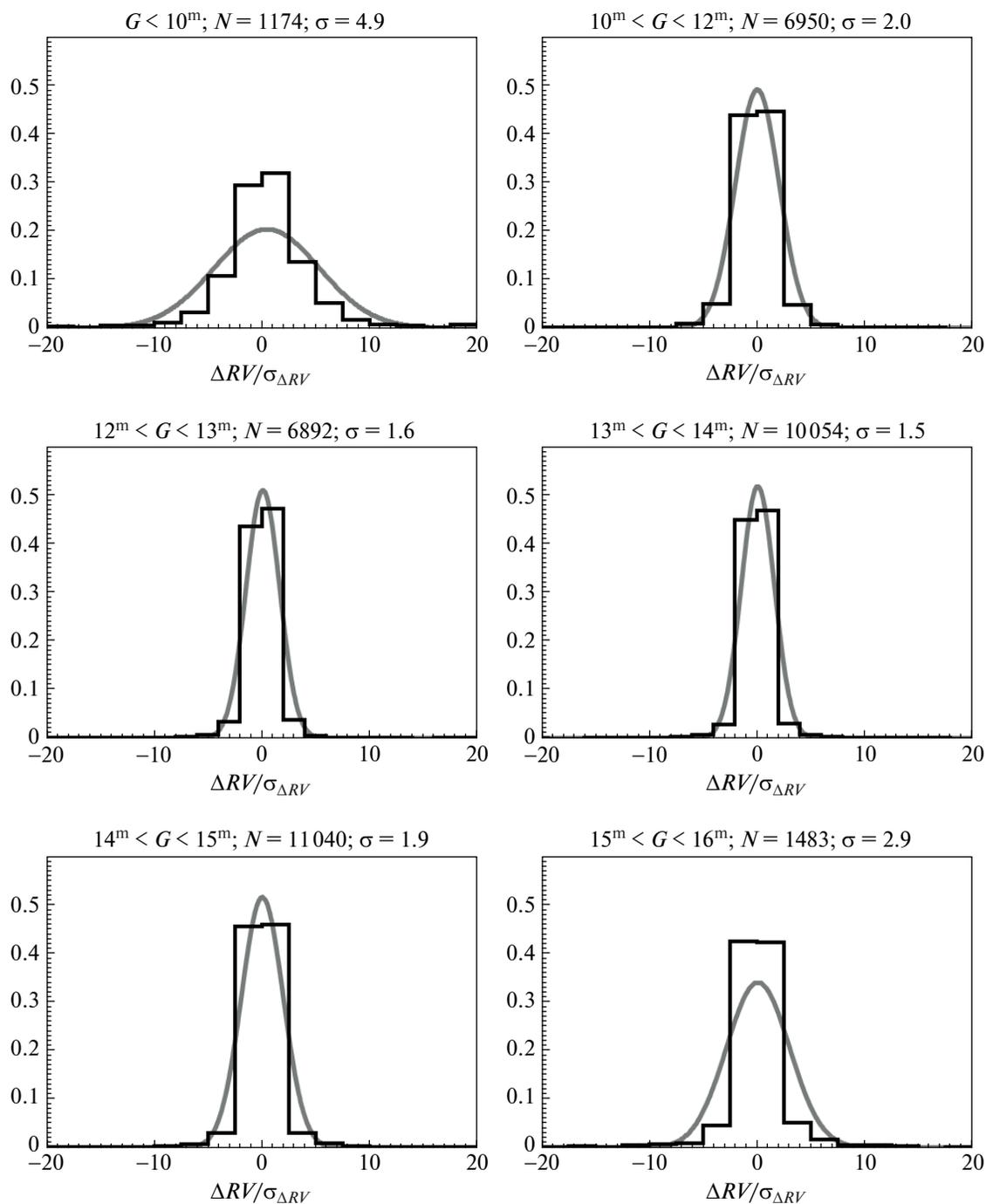
сти из Gaia DR3  $\sigma_{RV}(\text{DR3})$ , среднее квадратичное отклонение нормализованной разности лучевых скоростей компонентов пары  $\sigma_{RV}(\text{bin})$ , медианную оценку возможной разности лучевых скоростей пары, связанной с орбитальным движением в двойной системе  $\sigma_{RV}(\text{orb})$ , и нашу результирующую оценку ожидаемой характерной ошибки определения лучевой скорости  $\sigma_{RV}(\text{exp})$ .

Аналогичное исследование было проведено для оценок металличностей [Fe/H], в предположении идентичной металличности для компонентов пары звезд. В каталоге Gaia DR3 для астрофизических характеристик, определенных байесовскими методами, указываются нижняя  $h_{[\text{Fe}/\text{H}]}$  и верхняя  $B_{[\text{Fe}/\text{H}]}$  границы диапазона вероятных значений, которые асимметричны относительно наиболее вероятной оценки. Вместо среднее квадратичной ошибки металличности для нормализации наблюдаемого распределения разностей [Fe/H] компонентов  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]/\sigma_{\Delta[\text{Fe}/\text{H}]}$  мы (вообще говоря, не вполне корректно) использовали величину

$$\sigma_{\Delta[\text{Fe}/\text{H}]} = \sqrt{(0.5(B_{[\text{Fe}/\text{H}]_1} - h_{[\text{Fe}/\text{H}]_1}))^2 + (0.5(B_{[\text{Fe}/\text{H}]_2} - h_{[\text{Fe}/\text{H}]_2}))^2}.$$

Распределения нормированных отклонений металличности показаны на рис. 9. Обнаружено, что указанные диапазоны значений металличности в каталоге, по-видимому, занижены на порядок. Медианные значения  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}(\text{DR3})$  из Gaia DR3 и полученные оценки ожидаемых значений ошибки [Fe/H]  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}(\text{exp})$  (без учета асимметрии) приведены в табл. 2.

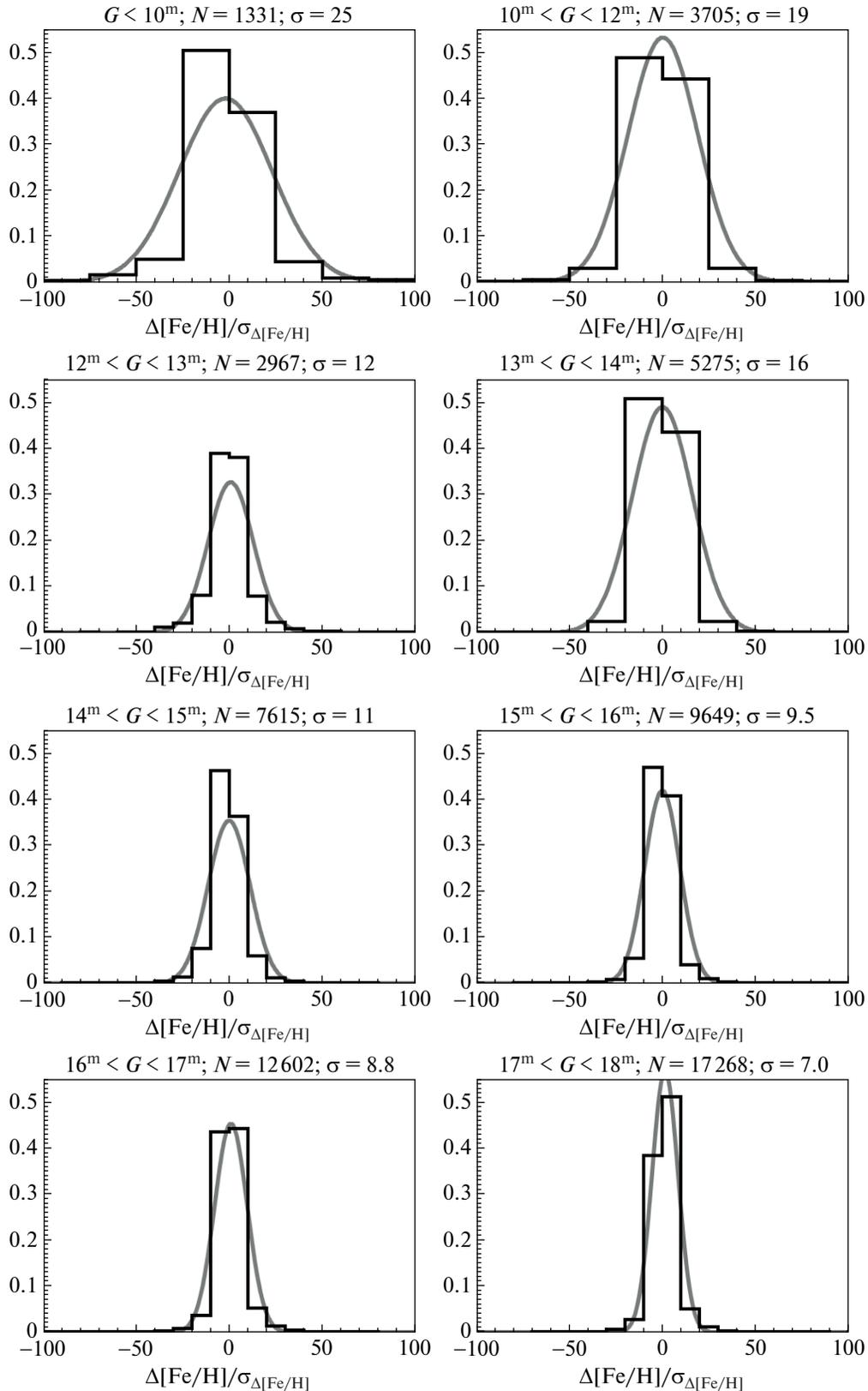
Отметим также, что исследование статистического согласия характеристик компонентов надежных пар (с  $R_{\text{chance\_align}} < 0.1$ ) было прове-



**Рис. 8.** Распределение разности лучевых скоростей компонентов пары, нормированных на ошибку, для звезд в разных диапазонах видимой звездной величины  $G$ . Пара попадает в статистику диапазона в случае, если для обоих компонентов звездная величина находится в указанном диапазоне. Черные гистограммы – наблюдаемые распределения, серые линии – их аппроксимация гауссианами. Над каждой панелью указан диапазон звездных величин, количество пар, принимающих участие в статистике, и среднее квадратичное отклонение, характеризующее аппроксимирующее распределение гауссиана.

дено в оригинальной статье [1] с использованием данных LAMOST [27]. Для лучевых скоростей LAMOST согласие оказалось хорошо соответ-

ствующим ошибкам, а ошибки определения металличностей, указанные в каталоге, были признаны заниженными.



**Рис. 9.** Распределение разности металличностей компонентов пары, нормированных на ошибку, для звезд в разных диапазонах видимой звездной величины  $G$ . Пара попадает в статистику диапазона в случае, если для обоих компонентов звездная величина находится в указанном диапазоне. Черные гистограммы — наблюдаемые распределения, серые линии — их аппроксимация гауссианами. Над каждой панелью указаны диапазон звездных величин, количество пар, принимающих участие в статистике, и среднее квадратичное отклонение, характеризующее аппроксимирующее распределение гауссиана.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Был проанализирован каталог широких двойных звезд [1], созданный на основании данных Gaia EDR3 и представляющий собой самый обширный список двойных звезд, обладающий высокой степенью однородности и полноты. Этот список представляет перспективный материал для исследования характеристик популяции широких двойных звезд в поле Галактики.

Было показано, что пространственная неоднородность каталога отражает закон сканирования Gaia. Это объясняется тем, что в участках неба, отсканированных наибольшее количество раз, достигаются максимальное проникание и угловое разрешение каталога.

Исследовано изменение пространственной плотности двойных звезд каталога с увеличением расстояния до Солнца. Построено модельное (ожидаемое) распределение, показано путем сравнения с ним наблюдаемого распределения, что в каталоге содержится приблизительно в 2.5 раза меньше двойных звезд, чем ожидалось бы в отсутствие пространственной неполноты (при нормировке модельного распределения на плотность двойных звезд вблизи Солнца). Подтверждено, что радиус пространственной полноты каталога в среднем близок к 200 пк. При этом показано, что радиус пространственной полноты зависит от абсолютной звездной величины главного компонента. Он увеличивается для более абсолютно ярких звезд, но при этом для них увеличивается и внутренний радиус зоны видимости. Пространственная плотность двойных звезд в каталоге почти не зависит от разности звездных величин компонентов, но в ближней к Солнцу и дальней зонах каталог неполон в отношении пар с большой разностью блеска. Пространственная полнота каталога существенно зависит от физического расстояния между компонентами. Неполнота каталога в отношении пар с расстоянием между компонентами меньше 100 а.е. возникает уже на расстоянии 25 пк от Солнца.

Сравнение независимо определенных в рамках каталога Gaia DR3 характеристик компонентов одной и той же пары позволило исследовать, насколько связана вероятность неслучайного объединения компонентов с близостью их характеристик. Для лучевых скоростей было обнаружено, что медианный модуль разности для надежных пар в 5–6 раз меньше такой же величины для случайных пар. Качественное согласие наблюдается также для оценок металличностей  $[Fe/H]$  и, в меньшей степени, для оценок поглощения  $A_G$ . Для оценок возрастов звезд в целом по ансамблю, в котором доминируют звезды главной последовательности, согласия не обнаружено, что говорит о большой неопределенности этой величины. При этом медианное согласие оценок возрастов

для пар с проэволюционировавшими компонентами намного лучше и составляет около 25%.

С использованием параметров компонентов пар из Gaia DR3 выполнена независимая оценка неопределенностей значений лучевых скоростей и металличностей в зависимости от видимой звездной величины  $G$  источников. При сравнении лучевых скоростей компонентов учтено их вероятное различие, связанное с наличием орбитального движения в двойной системе. Сделаны оценки ожидаемого различия в зависимости от расстояния до системы и от видимой звездной величины главного компонента. Предложены оценки вероятных медианных значений ошибок лучевых скоростей и металличностей источников Gaia DR3. В зависимости от видимой звездной величины они превышают медианные значения ошибок, приведенных в каталоге: для лучевых скоростей в 1.5–3 раза, для металличностей  $[Fe/H]$  в 7–25 раз.

## БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы данные космической миссии Европейского космического агентства (ESA) Gaia<sup>2</sup>, обработанные консорциумом по обработке данных Gaia – Data Processing and Analysis Consortium (DPAC)<sup>3</sup>. Использован интерактивный графический визуализатор и анализатор для табличных данных TOPCAT [28].

Автор выражает благодарность анонимному рецензенту за стимулирующие замечания и рекомендации, позволившие улучшить работу.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. El-Badry, H.-W. Rix, and T. M. Heintz*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **506**(2), 2269 (2021).
2. *G. Duchêne and A. Kraus*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **51**(1), 269 (2013), arXiv:1303.3028 [astro-ph.SR].
3. *M. Marks and P. Kroupa*, Astron. and Astrophys. **543**, id. A8 (2012), arXiv:1205.1508 [astro-ph.GA].
4. *M. R. Bate, Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, edited by *S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zetzda*, ASP Conf. Ser. **496**, 37 (2015).
5. *Tokovinin and O. Kiyaveva*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **456**(2), 2070 (2016), arXiv:1512.00278 [astro-ph.SR].
6. *M. Moe and D. S. Rosanne*, Astrophys. J. Suppl. **230**(2), id. 15 (2017), arXiv:1606.05347 [astro-ph.SR].
7. *E. I. Popova, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, Astrophys. Space Sci. **88**(1), 55 (1982).

<sup>2</sup> <https://www.cosmos.esa.int/gaia>

<sup>3</sup> <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>

8. *S. Vereshchagin, A. Tutukov, L. Iungelson, Z. Kraicheva, and E. Popova*, *Astrophys. Space Sci.* **142**(1–2), 245 (1988).
9. *M. Marks, P. Kroupa, and J. Dabringhausen*, *Astron. and Astrophys.* **659**, id. 98 (2022).
10. *M. Rozner and H. B. Perets*, arXiv:2304.02029 [astro-ph.GA] (2023).
11. *T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016), arXiv:1609.04153 [astro-ph.IM].
12. *K. El-Badry, H.-W. Rix, H. Tian, G. Duchêne, and M. Moe*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **489**(4), 5822 (2019), arXiv:1906.10128 [astro-ph.SR].
13. *S. A. Sapozhnikov, D. A. Kovaleva, O. Yu. Malkov, and A. Yu. Sytov*, *Astron. Rep.* **64**(9), 756 (2020), arXiv:2012.06115 [astro-ph.SR].
14. *A. A. Tokovinin*, *Astron. and Astrophys.* **360**, 997 (2000).
15. *A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A1 (2021), arXiv:2012.01533 [astro-ph.GA].
16. *D. Pourbaix, F. Arenou, P. Gavras, É. Gosset, et al.*, Gaia DR3 documentation, European Space Agency; Gaia Data Processing and Analysis Consortium, id. 7 (2022).
17. *D. Kovaleva, O. Malkov, S. Sapozhnikov, D. Chulkov, and N. Skvortsov*, *Comm. Computer and Inform. Sci.* **1427**, 125 (2021).
18. *D. Chulkov and O. Malkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **517**(2), 2925 (2022), arXiv:2206.00604 [astro-ph.SR].
19. *D. Katz, P. Sartoretti, A. Guerrier, P. Panuzzo, et al.*, arXiv:2206.05902 [astro-ph.GA] (2022).
20. *O. L. Creevey, R. Sordo, F. Pailler, Y. Fremat, et al.*, arXiv:2206.05864 [astro-ph.GA] (2022).
21. *M. Foley, A. Goodman, C. Zucker, S. Bialy, et al.*, *AAS Meeting Abstracts* **54**, id. 333.03 (2022).
22. *C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae*, *Astron. J.* **161**(3), 147 (2021), arXiv:2012.05220 [astro-ph.SR].
23. *W. I. Hartkopf, B. D. Mason, and C. E. Worley*, *Astron. J.* **122**(6), 3472 (2001).
24. *N. V. Kharchenko, A. E. Piskunov, E. Schilbach, S. Röser, and R.-D. Scholz*, *Astron. and Astrophys.* **585**, id. A101 (2016).
25. *J. Bovy*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **470**(2), 1360 (2017), arXiv:1704.05063 [astro-ph.GA].
26. *M. J. Pecaut and E. E. Mamajek*, *Astrophys. J. Suppl.* **208**(1), id. 9 (2013), arXiv:1307.2657 [astro-ph.SR].
27. *X.-Q. Cui, Y.-H. Zhao, Y.-Q. Chu, G.-P. Li, et al.*, *Res. Astron. and Astrophys.* **12**(9), 1197 (2012).
28. *M. B. Taylor*, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, edited by P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **347**, 29 (2005).

## CALIBRATING GAIA DR3 UNCERTAINTIES BASED ON DATA FOR WIDE BINARY STARS OF THE FIELD OF GALAXY

D. A. Kovaleva<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

We use the catalog of wide binary stars [1], created on the basis of Gaia EDR3 and including more than a million pairs, to analyze Gaia DR3 data independently obtained for the components of the pairs. It is shown that the spatial heterogeneity of the catalog reflects the Gaia scanning law. The change in the spatial density of binary stars of the catalog with increasing distance from the Sun is investigated. By comparison with the model distribution, it is shown that the catalog contains approximately 2.5 times fewer binary stars than would be expected without spatial incompleteness. It is confirmed that the radius of spatial completeness of the catalog is on average close to 200 pc and depends on the absolute magnitude of the main component. The spatial density of binary stars in the catalog mildly depends on the difference in the stellar magnitudes of the components, and significantly depends on the physical distance between the components. The incompleteness of the catalog in relation to pairs with a distance between components less than 100 AU occurs already at a distance of 25 pc from the Sun. A comparison of the characteristics of components of the same pair independently determined within the Gaia DR3 catalog allows us to investigate how the probability of a non-random combination of components is related to the proximity of their characteristics. A high degree of correlation of the degree of agreement of the characteristics with the reliability of the pair is found for radial velocities. Qualitative agreement is observed for the metallicity estimates of [Fe/H] and, to a lesser extent, for the absorption estimates of  $A_G$ . No agreement was found for the ages of the stars, which indicates their significant uncertainty in the dataset consisting mainly of main sequence stars. At the same time, age estimates for pairs with evolved components show noticeably better agreement than for the dataset as a whole. Using the parameters of the components of pairs from Gaia DR3, an independent estimation of the uncertainties of the values of radial velocities and metallicities depending on the apparent magnitude G of the sources was performed. Estimates of probable median values of radial velocity errors and metallicity of Gaia DR3 sources are proposed. Depending on the apparent magnitude, they exceed the median values of errors given in the catalog: for radial velocities by 1.5–3 times, for metallicity [Fe/H] by 7–25 times. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* binary stars, space missions: Gaia

## РОЛЬ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ОБРАЗОВАНИИ КЛАССИЧЕСКИХ ЗВЕЗД ТИПА Ве

© 2023 г. Е. И. Старицин<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,  
Коуровская астрономическая обсерватория им. К.А. Бархатовой, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: Evgeny.Staritsin@urfu.ru

Поступила в редакцию 04.04.2023 г.

После доработки 02.05.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

На стадии обмена веществом в двойной системе меридиональная циркуляция выносит к поверхности звезды до двух третей момента импульса, поступившего в звезду вместе с аккрецированным веществом. В результате становится возможным увеличение массы и момента импульса звезды вследствие аккреции. После окончания аккреции звезда имеет вращение, типичное для быстровращающихся Ве-звезд. Предполагается, что момент импульса, вынесенный меридиональной циркуляцией к поверхности звезды из аккрецированного вещества, отводится от звезды аккреционным диском. Статья основана на докладе, сделанном на астрофизическом мемориальном семинаре “Новое в понимании эволюции двойных звезд”, приуроченном к 90-летию профессора М.А. Свечникова.

**Ключевые слова:** звезды класса В, двойные системы, строение и эволюция звезд

**DOI:** 10.31857/S0004629923090128, **EDN:** UGRMJG

### 1. ВВЕДЕНИЕ

К классическим звездам типа Ве относят звезды спектральных классов ОВА, у которых наблюдается или ранее наблюдалась эмиссия в балмеровских линиях водорода. Эти звезды не являются сверхгигантами и обладают быстрым вращением [1]. Отдельную группу составляют Ве-звезды раннего спектрального подкласса (В3–О9). Эти звезды отличаются широким диапазоном скоростей вращения. Нижняя граница диапазона заключена в пределы от 40 до 60% от кеплеровской скорости, верхняя — от 90 до 100% [2]. Массы этих звезд заключены в пределы (8–20)  $M_{\odot}$ .

Вопрос о происхождении или причинах больших скоростей вращения Ве-звезд до сих пор не имеет окончательного ответа. Молодые В-звезды ранних спектральных подклассов, как и О-звезды, характеризуются пониженными скоростями вращения [3]. В то же время 70% этих звезд наблюдается в двойных и кратных системах [4, 5]. С учетом эффектов селекции можно ожидать, что все такие звезды входят в состав кратных систем. Тесные двойные системы проходят в процессе эволюции через стадию обмена веществом. Результатом этой стадии может быть увеличение не только массы аккретора, но и его момента импульса. При этом скорость вращения поверхности аккретора ограничена сверху критическим значением — кеплеровской скоростью. Обмен ве-

ществом в двойных системах, в предположении, что аккретор получает критическую скорость вращения, кажется наиболее предпочтительным сценарием появления звезд типа Ве [6–10].

В статье рассматривается роль меридиональной циркуляции в изменении состояния вращения аккретора в процессе обмена веществом в двойной системе в пробеле Герцшпрунга.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

#### 2.1. Увеличение момента импульса аккретора

Наблюдения [11–17] и гидродинамические расчеты обмена веществом в двойных системах [18–21] показывают наличие диска около звезды, аккрецирующей массу. В начале аккреции угловая скорость вращения падающего на звезду вещества уменьшается в узком пограничном слое от кеплеровского значения на внутреннем крае аккреционного диска до скорости вращения поверхности звезды [22, 23]. Уменьшение угловой скорости происходит вследствие переноса момента импульса из пограничного слоя во внешние слои аккретора турбулентностью с темпом

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3} R^2 (\Omega_{\text{crit}} - \Omega_{\text{seq}}) \dot{M}, \quad (1)$$

где  $J$  и  $R$  — момент импульса и размер аккретора,  $\Omega_{\text{crit}}$  и  $\Omega_{\text{seq}}$  — критическая скорость и скорость

вращения поверхности аккретора на экваторе,  $\dot{M}$  – скорость аккреции,  $t$  – время. Таким образом, момент импульса поступает в звезду по двум каналам: 1) вместе с веществом, имеющим такую же скорость вращения, как у поверхности звезды, и 2) в виде турбулентного потока.

Возможность увеличения массы и момента импульса аккретора в состоянии критического вращения, когда скорость вращения поверхности аккретора на экваторе равна критической, обусловлена отводом момента импульса от звезды аккреционным диском [22, 24]. При этом скорость вращения поверхности аккретора на экваторе остается критической,

$$\Omega_{\text{seq}} = \Omega_{\text{crit}}. \quad (2)$$

### 2.2. Перенос момента импульса в недрах вращающейся звезды

Перенос момента импульса в лучистых слоях звезды учитывается в рамках модели слоистого (shellular) вращения [25]. В рамках этой модели учтены два механизма переноса момента импульса: меридиональная циркуляция и сдвиговая турбулентность. Переносные свойства турбулентности в горизонтальном направлении (то есть вдоль поверхности постоянного давления) выражены значительно сильнее, чем в вертикальном направлении. Поэтому произвольная поверхность постоянного давления вращается практически твердотельно. Угловая скорость вращения может меняться в вертикальном направлении. Перенос момента импульса описывается законом сохранения момента импульса [26]:

$$\frac{\partial(\rho\omega^2\Omega)}{\partial t} + \text{div}(\rho\omega^2\Omega\mathbf{u}) = \text{div}(\rho v_v \omega^2 \text{grad } \Omega). \quad (3)$$

Скорость меридиональной циркуляции  $\mathbf{u}$  определяется из закона сохранения энергии в стационарном виде [27–29]:

$$\rho T \mathbf{u} \text{ grad } s = \rho \epsilon_n + \text{div}(\chi \text{ grad } T) - \text{div } \mathbf{F}_h. \quad (4)$$

Уравнения решаются с учетом первого порядка малости в разложении вертикальной компоненты скорости меридиональной циркуляции по широте  $\theta$ , измеряемой от оси вращения:  $U_r(m, \theta) = U(m)P_2(\theta)$  [25], здесь  $U(m)$  – амплитуда вертикальной компоненты скорости меридиональной циркуляции (в дальнейшем – скорость меридиональной циркуляции),  $P_2(\theta)$  – присоединенная функция Лежандра второй степени. В этих уравнениях  $\rho$  и  $\Omega$  – средние значения плотности и угловой скорости вращения на поверхности постоянного давления,  $\omega$  – расстояние до оси вращения,  $v_v$  – коэффициент турбулентной вязкости в вертикальном направлении,  $T$  – температура,  $s$  – удельная энтропия;  $\epsilon_n$  –

темп ядерного энерговыделения;  $\chi$  – коэффициент температуропроводности;  $\mathbf{F}_h$  – турбулентный поток энергии:  $\mathbf{F}_h = -v_h \rho T \partial s / \partial \mathbf{i}_\theta$ ;  $v_h$  – коэффициент турбулентной вязкости в горизонтальном направлении. Коэффициенты турбулентной вязкости определены в работах [30–32]. Предполагается, что конвективное ядро вращается твердотельно.

Стандартные уравнения строения и эволюции звезды [33] модифицированы для учета вращения звезды [34], причем в качестве независимой переменной используется масса вещества  $m$  внутри поверхности постоянного давления. Эти уравнения решаются совместно с уравнениями (3) и (4) [35–37].

### 2.3. Параметры изученного варианта

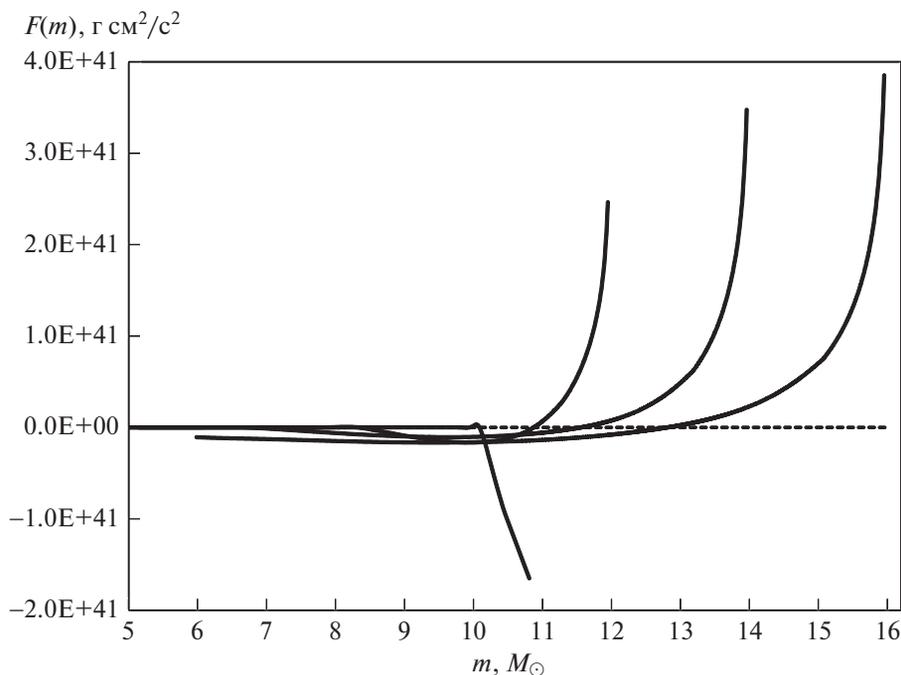
Наблюдаемая численность Ве-звезд в Галактике может быть воспроизведена в теоретических расчетах популяции звезд этого типа, если половина массы, теряемой донором, выпадает на другую звезду двойной системы [9]. Мы рассмотрели обмен веществом в двойной системе с исходными массами компонент  $13.4 M_\odot$  и  $10.7 M_\odot$  и периодом  $P = 35^d$  [38]. К началу обмена веществом звезда с массой  $10.7 M_\odot$  обладает медленным вращением, синхронным с орбитальным. Звезда с исходной массой  $13.4 M_\odot$  теряет  $10.5 M_\odot$  в тепловой шкале времени. Половина этой массы ( $5.3 M_\odot$ ) выпадает на аккретор, другая теряется из системы. Средний темп аккреции составляет  $\sim 4.4 \times 10^{-4} M_\odot/\text{год}$ .

Частный случай обмена веществом в двойной системе, когда в недрах более массивной звезды пары образуется промежуточная конвективная зона над слоевым источником ядерного горения водорода, рассмотрен в работе [39]. В этом случае часть обмена массой происходит в ядерной шкале времени горения гелия более массивной звезды [40, 41]. Меридиональная циркуляция оказалась основным механизмом переноса момента импульса в недрах аккретора в этом случае: адвективный поток момента импульса на порядки превзошел турбулентный. Для изучения роли меридиональной циркуляции в рассматриваемом случае обмена массой в тепловой шкале времени перенос момента импульса турбулентностью искусственно занижен.

## 3. ЗАКРУЧИВАНИЕ В-ЗВЕЗДЫ В ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ В ПРОБЕЛЕ ГЕРЦШПРУНГА

### 3.1. Аккреция на стадии докритического вращения аккретора

Уравнение переноса момента импульса (3) решено с граничным условием (1). В самом начале



**Рис. 1.** Поток момента импульса  $F(m)$  в недрах аккректора перед тем, как скорость вращения его поверхности увеличится до критического значения, при значениях массы аккректора  $12 M_{\odot}$ ,  $14 M_{\odot}$  и  $16 M_{\odot}$ .

аккреции темп поступления момента импульса в аккректор составляет  $\sim 5 \times 10^{41}$  г см<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>. Это на пять порядков больше типичных значений потока момента импульса в одиночных звездах [36, 37]. Аналогично случаю аккреции на В-звезду в оболочке красного сверхгиганта [42], поступление момента импульса в подповерхностный слой аккректора приводит к образованию в нем ячейки циркуляции вещества в меридиональной плоскости. В этой ячейке циркуляция переносит момент импульса внутрь аккректора (рис. 1). Скорость циркуляции существенно больше, чем в моделях одиночных звезд, и составляет 1–10 см/с [38]. Соответственно, характерное время переноса момента импульса в ячейке совпадает по порядку величины с продолжительностью обмена веществом. Когда масса аккректора увеличивается до  $11 M_{\odot}$ , скорость вращения его поверхности достигает критического значения. Масса вещества во внешней ячейке циркуляции составляет  $1 M_{\odot}$ . Угловая скорость вращения в ячейке убывает от критической на поверхности аккректора до исходной на дне ячейки.

### 3.2. Аккреция на стадии критического вращения аккректора

Уравнение переноса момента импульса (3) решено с граничным условием (2). На этой стадии

звезда аккрецирует еще  $5 M_{\odot}$ . Вещество присоединяется к звезде с критической скоростью вращения. В аккрецированном веществе формируется еще одна ячейка циркуляции. В этой ячейке циркуляция выносит часть момента импульса аккрецированного вещества к поверхности звезды. Предполагается, что эта часть момента импульса отводится от звезды аккреционным диском [22, 24]. Быстрее всего момент импульса отводится из недавно аккрецированных слоев (рис. 1). Благодаря потере момента импульса аккрецированные слои сжимаются, как это обычно имеет место при аккреции. В процессе сжатия скорость вращения этих слоев все время остается меньше кеплеровского значения.

В той ячейке циркуляции, которая образовалась в начале обмена веществом, продолжится перенос момента импульса внутрь звезды. Внешняя граница этой ячейки передвигается по веществу звезды наружу, дно ячейки опускается внутрь. Когда дно ячейки добирается до конвективного ядра, момент импульса аккрецированного вещества начинает поступать в ядро.

### 3.3. Характеристики аккректора после окончания обмена веществом

За время обмена веществом аккрецированное вещество приносит с собой момент импульса в количестве  $1.76 \times 10^{53}$  г см<sup>2</sup>/с. Меридиональная

циркуляция переносит 5% от этой величины во внутренние слои, которые составляли звезду до начала аккреции. В аккрецированном веществе остается 30% от поступившего количества момента импульса. Оставшиеся 65% циркуляция переносит к поверхности звезды. Эту часть момента импульса звезда теряет. Масса звезды после окончания аккреции составляет  $16 M_{\odot}$ , момент импульса —  $6 \times 10^{52}$  г см<sup>2</sup>/с.

Поверхностная скорость вращения вблизи экватора в моделях одиночной звезды с такими же массой и моментом импульса, как у аккретора, превышает 95% кеплеровской скорости в течение всего времени горения водорода в ядре [36]. Таким образом, обмен веществом в двойной системе может быть тем самым процессом, в котором звезды получают большие моменты импульса и скорости вращения. Компонента двойной системы может иметь характеристики Ве-звезды сразу после окончания стадии обмена веществом.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Меридиональная циркуляция является гибким механизмом переноса момента импульса в звездных недрах. Направление и скорость переноса момента импульса циркуляцией могут меняться в широких пределах в зависимости от того, что происходит со звездой.

Звезды могут получать большие моменты импульса и скорости вращения, типичные для Ве-звезд раннего спектрального подкласса, в результате обмена веществом в двойных системах. Увеличение скорости вращения поверхности звезды до критической в процессе аккреции не является препятствием для дальнейшего увеличения массы и момента импульса звезды, так как меридиональная циркуляция выносит часть поступившего момента импульса к поверхности звезды. Предполагается, что эта часть момента импульса отводится от звезды аккреционным диском.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. M. Porter and T. Rivinius*, Publ. Astron. Soc. Pacific **115**, 1153 (2003).
2. *S. R. Cranmer*, Astrophys. J. **634**, 585 (2005).
3. *W. Huang, D. R. Gies, and M. V. McSwain*, Astrophys. J. **722**, 605 (2010).
4. *R. Chini, V. H. Hoffmeister, A. Nasser, O. Stahl, and H. Zinnecker*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **424**, 1925 (2012).
5. *H. Sana, S. E. de Mink, A. de Koter, N. Langer, et al.*, Science **337**, 444 (2012).
6. *O. R. Pols, J. Cote, L. B. F. M. Waters, and J. Heise*, Astron. and Astrophys. **241**, 419 (1991).
7. *S. F. Portegies Zwart*, Astron. and Astrophys. **296**, 691 (1995).
8. *J. Van Bever and D. Vanbeveren*, Astron. and Astrophys. **322**, 116 (1997).
9. *Y. Shao and X.-D. Li*, Astrophys. J. **796**, id. 37 (2014).
10. *B. Hastings, N. Langer, C. Wang, A. Schootemeijer, and A. P. Milone*, Astron. and Astrophys. **653**, id. A144 (2021).
11. *R. H. Kaitchuck and R. K. Honeycutt*, Astrophys. J. **258**, 224 (1982).
12. *H. Cugier and P. Molaro*, Astron. and Astrophys. **140**, 105 (1984).
13. *R. H. Kaitchuck*, Publ. Astron. Soc. Pacific **100**, 594 (1988).
14. *R. H. Kaitchuck*, Space Sci. Rev. **50**, 51 (1989).
15. *M. T. Richards*, Astrophys. J. **387**, 329 (1992).
16. *P. B. Etzel, E. C. Olson, and M. C. Senay*, Astron. J. **109**, 1269 (1995).
17. *M. T. Richards, A. S. Cocking I, J. G. Fisher, and M. J. Conover*, Astrophys. J. **795**, id. 160 (2014).
18. *J. M. Blondin, M. T. Richards, and M. L. Malinowski*, Astrophys. J. **445**, 939 (1995).
19. *M. T. Richards and M. A. Ratliff*, Astrophys. J. **493**, 326 (1998).
20. *D. V. Bisikalo, P. Harmanec, A. A. Boyarchuk, O. A. Kuznetsov, and P. Hadrava*, Astron. and Astrophys. **353**, 1009 (2000).
21. *E. Raymer*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **427**, 1702 (2012).
22. *B. Paczynski*, Astrophys. J. **370**, 597 (1991).
23. *R. Popham and R. Narayan*, Astrophys. J. **370**, 604 (1991).
24. *G. S. Bisnovatyi-Kogan*, Astron. and Astrophys. **274**, 796 (1993).
25. *J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **265**, 115 (1992).
26. *Ж.-Л. Тассуль, Теория вращающихся звезд* (М.: Мир, 1982).
27. *A. S. Eddington*, Observatory **48**, 73 (1925).
28. *H. Vogt*, Astron. Nachricht. **223**, 229 (1925).
29. *A. Maeder and J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **334**, 1000 (1998).
30. *S. Talon and J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **317**, 749 (1997).
31. *A. Maeder*, Astron. and Astrophys. **399**, 267 (2003).
32. *S. Mathis, A. Palacios, and J.-P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **425**, 243 (2004).
33. *B. Paczynski*, Acta Astronomica **20**, 47 (1970).
34. *Е. И. Старицин*, Астрон. журн. **76**, 678 (1999).
35. *Е. И. Старицин*, Астрон. журн. **82**, 710 (2005).
36. *Е. И. Старицин*, Письма в Астрон. журн. **33**, 111 (2007).

37. *E. I. Staritsin*, Письма в Астрон. журн. **35**, 459 (2009).  
38. *E. I. Staritsin*, Res. Astron. and Astrophys. **22**, id. 105015 (2022).  
39. *E. I. Staritsin*, Astrophys. Space Sci. **364**, 110 (2019).  
40. *A. G. Masevitch, A. V. Tutukov, and L. R. Yungel'son*, Astrophys. Space Sci. **40**, 115 (1976).  
41. *E. I. Staritsin*, Астрон. журн. **68**, 306 (1991).  
42. *E. Staritsin*, Astron. and Astrophys. **646**, id. A90 (2021).

## THE ROLE OF MERIDIONAL CIRCULATION IN THE FORMATION OF CLASSICAL BE-STARS

**E. I. Staritsin<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Kourovka Astronomical Observatory, Yeltsin Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia*

At the stage of mass exchange in the binary system, the meridional circulation brings to the surface of the star up to two-thirds of the angular momentum that entered the star along with the accreted matter. As a result, an increase in the mass and angular momentum of the star due to accretion becomes possible. After the accretion ends, the star has a rotation typical of fast-rotating Be stars. It is assumed that the angular momentum carried by the meridional circulation to the surface of the star from the accreted matter is removed from the star by the accretion disk. The paper is based on a talk presented at the astrophysical memorial seminar “Novelties in Understanding the Evolution of Binary Stars”, dedicated to the 90th anniversary of Professor M.A. Svechnikov.

*Keywords:* binaries: close, stars: emission-line, Be, stars: rotation, stars: early-type